

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

C. Stolzenburg
Hochrepetierende Kurzpuls-
Scheibenlaser im infraroten und grünen
Spektralbereich

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf, Universität Stuttgart
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

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

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

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

Hochrepetierende Kurzpuls- Scheibenlaser im infraroten und grünen Spektralbereich

von Dr.-Ing. Christian Stolzenburg
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

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

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf
Mitberichter: Prof. Dr. phil. nat. Jürg Balmer (Universität Bern)
Mitberichter: PD Dr. rer. nat. Adolf Giesen (DLR)

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

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2010

D 93

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

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2011

ISBN 978-3-8316-4041-6

Printed in EC

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

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	5
Liste der verwendeten Symbole	9
Kurzfassung	15
Extended Abstract	17
1 Einleitung	21
1.1 Motivation	21
1.2 Strukturierung der Arbeit	22
2 Der Scheibenlaser	24
2.1 Das Prinzip des Scheibenlasers	24
2.2 Das laseraktive Material Yb:YAG	26
2.2.1 Materialparameter von Yb:YAG	28
2.3 Erzeugung von Laserpulsen im Scheibenlaserdesign	29
3 Theoretisches Modell des Scheibenlasers	32
3.1 Zielsetzung der Modellierung	32
3.2 Aufstellen der Ratengleichungen	33
3.2.1 Absorbierte Pumpleistungsdichte	34
3.2.2 Ratengleichung für die Besetzungsdichte	37
3.2.3 Ratengleichung für die resonatorinterne Leistungsdichte	39
3.2.4 Startenergie des Verstärkungsprozesses	40
3.2.5 Integration der Ratengleichungen	45
3.2.6 Vergleich des Modells mit experimentellen Daten	47
3.3 Spatial-hole-burning	51
3.3.1 Modellierung des Spatial-hole-burnings	52
3.3.2 Reduktion des Spatial-hole-burnings	60
3.3.3 Vergleich des Modells mit experimentellen Daten	64

3.4	Transversale Moden	68
3.4.1	Modellierung radialsymmetrischer Moden	68
3.4.2	Vergleich des Modells mit experimentellen Daten	71
3.5	Erweiterung des Modells der Ratengleichungen	74
3.5.1	Ratengleichungen des erweiterten Modells	74
3.5.2	Bestimmung der Koppelparameter ξ_{SHB} und ξ_{TEM}	76
3.5.3	Vergleich des erweiterten Modells mit experimentellen Daten	78
3.6	Grenzen des Modells	79
3.7	Bestimmung der Laserparameter	80
3.7.1	Pulsenergie	80
3.7.2	Pulsenergiestabilität	80
3.7.3	Mittlere Leistung	81
3.7.4	Wirkungsgrad	81
3.7.5	Pulsdauer und Pulsform	82
3.7.6	Spektrum	82
4	Grundlagen nichtlinearer dynamischer Systeme	83
4.1	Stabilität von Lasern	83
4.2	Grundlagen dynamischer Systeme	84
4.2.1	Verhulst'sche Abbildung	84
4.2.2	Ruhelage und Stabilität	85
4.2.3	Der Weg ins Chaos	86
4.3	Der Pulslaser als nichtlineares dynamisches System	88
4.3.1	Der Pulslaser als eindimensionales dynamisches System	89
4.3.2	Der Pulslaser als mehrdimensionales dynamisches System	91
4.3.3	Kontrollparameter für den Pulslaser als dynamisches System	94
5	Grundlagen der Frequenzverdopplung	95
5.1	Grundlagen der nichtlinearen Optik	95
5.2	Phasenanpassung für die Frequenzverdopplung	96
5.3	Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung	98
5.3.1	Ebene Welle ohne Abnahme der Grundwelle	98
5.3.2	Ebene Welle mit Abnahme der Grundwelle	99
5.3.3	Fokussierter Gaußstrahl ohne Abnahme der Grundwelle	99
5.4	Resonatorinterne Frequenzverdopplung	101
5.5	Der nichtlineare Kristall LiB_3O_5	102
6	Cavity-dumping	105
6.1	Experimenteller Aufbau	105

6.2	Laserleistung	106
6.3	Variation der Betriebsparameter	107
6.3.1	Einfluss der Repetitionsrate	108
6.3.2	Einfluss der Verstärkungszeit	110
6.3.3	Einfluss der Verstärkung pro Resonatorumlauf	114
6.3.3.1	Pumpleistungsdichte	115
6.3.3.2	Durchgangszahl und Anzahl der Scheiben	116
6.3.3.3	Resonatorinterne Verluste	118
6.3.3.4	Verstärkungsreduktion V_{SHB} und V_{TEM}	119
6.3.3.5	Einfluss des Auskoppelgrads	120
6.3.4	Einfluss der Resonatorlänge	122
6.4	Pulslänge	124
6.4.1	Maximaler Auskoppelgrad $T_{oc}^{(max)}$	124
6.4.2	Minimaler Auskoppelgrad $T_{oc}^{(min)}$	125
6.4.3	Schaltzeit Δt_s	126
6.4.4	Resonatorlänge	127
6.4.5	Mögliche Pulslängen	127
6.5	Belastung resonatorinterner Komponenten	128
7	Resonatorinterne Frequenzverdopplung	131
7.1	Experimenteller Aufbau	131
7.2	Radiale Temperaturverteilung des nichtlinearen Kristalls	134
7.3	Laserleistung	135
7.4	Variation der Betriebsparameter	138
7.4.1	Einfluss der Repetitionsrate	138
7.4.2	Einfluss der Verstärkungszeit	139
7.4.3	Einfluss der Verstärkung pro Resonatorumlauf	141
7.4.3.1	Pumpleistungsdichte	141
7.4.3.2	Durchgangszahl und Anzahl der Scheiben	142
7.4.3.3	Resonatorinterne Verluste	144
7.4.3.4	Verstärkungsreduktion V	145
7.4.4	Einfluss der Wandlungseffizienz	147
7.4.5	Einfluss der Resonatorlänge	148
7.5	Pulslänge	150
7.5.1	Einfluss von $T_{oc}^{(max)}$ und Δt_s	150
7.5.2	Mögliche Pulslängen	151
7.6	Spektren	152
7.7	Belastung resonatorinterner Komponenten	153

8	Stabilisierung der Pulsenergie	155
8.1	Passive Stabilisierung	155
8.1.1	Erhöhung der Startenergie	155
8.1.2	Nichtlineare Verluste	157
8.2	Aktive Stabilisierung	158
8.2.1	Regelung der Verstärkungszeit	158
9	Zusammenfassung der Ergebnisse	161
	Anhang: Das Extra Photon	164
	Literaturverzeichnis	167
	Danksagung	175

Liste der verwendeten Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
A	[1]	Absorptionsgrad
b	[1]	konfokaler Parameter für die Frequenzverdopplung
c	[m/s]	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit ($2,99792 \cdot 10^8$ m/s)
c_λ	[s]	spektraler Anteil der Fluoreszenzstrahlung
C_{Pol}	[1]	polarisationsbedingter Anteil der Fluoreszenzstrahlung
C_λ	[1]	wellenlängenbedingter Anteil der Fluoreszenzstrahlung
C_θ	[1]	richtungsbedingter Anteil der Fluoreszenzstrahlung
d	[m/V]	nichtlinearer optischer Koeffizient (für quadratische Prozesse)
d_{eff}	[m/V]	effektiver nichtlinearer optischer Koeffizient
d_{Sch}	[m]	Dicke der Scheibe
$e_{f,eff}$	[Ws/m ²]	effektive spektrale Leistungsdichte der Fluoreszenzstrahlung
e_r	[Ws/m ²]	spektrale resonatorinterne Leistungsdichte
e_S	[Ws/m ²]	spektrale Leistungsdichte des Spektrums eines Laserpulses
e_{Sch}	[Ws/m ²]	in der Scheibe wechselwirkende spektrale Leistungsdichte
\vec{E}	[V/m]	elektrisches Feld
\vec{E}_0	[V/m]	Amplitude des elektrischen Feldes
E	[W/m ²]	Leistungsdichte der Laserstrahlung
$E_{f,eff}$	[W/m ²]	effektive Leistungsdichte der Fluoreszenzstrahlung
E_p	[W/m ²]	Pumpleistungsdichte
E_r	[W/m ²]	resonatorinterne Leistungsdichte
$E_{r,eff}$	[W/m ²]	effektive resonatorinterne Leistungsdichte durch Überlagerung mehrerer Strahlungsfelder
$E_{r,th}$	[W/m ²]	Schwellwert der resonatorinternen Leistungsdichte
E_{Sch}	[W/m ²]	in der Scheibe wechselwirkende ortsabhängige Leistungsdichte
E_ω	[W/m ²]	Leistungsdichte der Grundwelle
$E_{2\omega}$	[W/m ²]	Leistungsdichte der zweiten Harmonischen
f_B	[1]	Ausbleichfaktor
f_P	[Hz]	Repetitionsrate des Lasers
F	[1]	Kopplungsparameter bei Frequenzverdopplung im Resonator

Symbol	Einheit	Bedeutung
F_{SHG}	[1]	Reduktionsfaktor der Konversionseffizienz durch radiale Temperaturverteilung
g	[1/m]	Verstärkungskoeffizient
G	[1]	Verstärkung beim Einfachdurchgang durch die Scheibe
G_{eff}	[1]	effektive Verstärkung beim Einfachdurchgang durch die Scheibe
G_{TEM}	[1]	Verstärkung eines transversalen elektromagnetischen Moden
h	[Js]	Planck'sches Wirkungsquantum ($6,62607 \cdot 10^{-34}$ Js)
h_a	[1]	Aperturfunktion der Frequenzverdopplung
H	[J/m ²]	Energiedichte
H_S	[J/m ²]	flächenbezogene Sättigungsenergiedichte
H_{Sch}	[J/m ²]	flächenbezogene extrahierbare Energiedichte der Scheibe
\hat{H}_{Puls}	[1]	auf die Sättigungsenergiedichte normierte flächenbezogene Energiedichte der Laserpulse
\hat{H}_{Sch}	[1]	auf die Sättigungsenergiedichte normierte flächenbezogene extrahierbare Energiedichte der Scheibe
$\hat{H}_{Sch,0}$	[1]	Gleichgewichtspunkt (Ruhelage) von \hat{H}_{Sch}
i	[1]	Index
\vec{k}	[1/m]	Wellenvektor
k_ω	[1/m]	Wellenzahl der Grundwelle
$k_{2\omega}$	[1/m]	Wellenzahl der zweiten Harmonischen
K	[1/W]	Konstante der Frequenzverdopplung
L_{int}	[1]	resonatorinterne Verluste
L_r	[m]	Resonatorlänge; geometrische Länge des Resonators
$L_{r,eff}$	[m]	effektive Resonatorlänge; optische Weglänge des Resonators
L_{SHG}	[m]	Länge des nichtlinearen Kristalls zur Frequenzverdopplung
m_l	[1]	Parameter der longitudinalen Modenanzahl
M^2	[1]	Beugungsmaßzahl
M_p	[1]	Anzahl der Pumpstrahlungsdurchgänge durch die Scheibe
M_r	[1]	Anzahl der Laserdurchgänge durch eine Scheibe pro Resonatorumlauf
M_s	[1]	Anzahl der Scheiben im Resonator
n_{Sch}	[1]	Brechungsindex der Scheibe
n_ω	[1]	Brechungsindex der Grundwelle
$n_{2\omega}$	[1]	Brechungsindex der zweiten Harmonischen

Symbol	Einheit	Bedeutung
N_1	$[1/\text{m}^3]$	Besetzungsdichte des unteren Multipletts
N_2	$[1/\text{m}^3]$	Besetzungsdichte des oberen Multipletts
\tilde{N}_1, \tilde{N}_2	[1]	relative Besetzungsdichte von N_1 bzw. N_2
N_{Dot}	$[1/\text{m}^3]$	Dichte der Dotierungsionen
\vec{P}	$[\text{As}/\text{m}^2]$	elektrische Polarisierung in einem dielektrischen Medium
P_{av}	[W]	mittlere Laserleistung
P_p	[W]	Pumpleistung
$P_{r,\text{av}}$	[W]	resonatorinterne mittlere Leistung
P_ω	[W]	Leistung der Grundwelle
$P_{2\omega}$	[W]	Leistung der zweiten Harmonischen
q_f	$[\text{J}/\text{m}^3]$	volumenbezogene Energiedichte der Fluoreszenzstrahlung
$q_{f,\text{eff}}$	$[\text{J}/\text{m}^3]$	volumenbezogene effektive Energiedichte der Fluoreszenzstrahlung im Resonator
q_{Sch}	$[\text{J}/\text{m}^3]$	volumenbezogene extrahierbare Energiedichte der Scheibe
Q	[J]	Energie eines Laserpulses
Q_{av}	[J]	mittlere Energie der Laserpulse
$Q_{f,\text{eff}}$	[J]	effektive Energie der Fluoreszenzstrahlung im Resonator
Q_r	[J]	akkumulierte Energie im Resonator
r	[1]	Kontrollparameter von Φ_{Verhulst}
R_{HR}	[1]	Reflexionsgrad der HR-Beschichtung der Scheibe
R_{Parabol}	[1]	Reflexionsgrad des Parabolspiegels der Pumpoptik
R_{Spiegel}	[1]	Reflexionsgrad eines Umlenkspiegels der Pumpoptik
t	[s]	Zeit
T_{on}	[s]	Verstärkungszeit
T_{oc}	[1]	Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels
$T_{\text{oc},\text{SHG}}$	[1]	Nichtlinearer Auskoppelgrad durch Frequenzverdopplung
\bar{T}_{oc}	[1]	mittlerer Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels
$T_{\text{oc}}^{(\text{min})}$	[1]	minimaler Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels
$T_{\text{oc}}^{(\text{max})}$	[1]	maximaler Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels
T_p	[s]	Periodendauer eines Pulszyklus
T_{Sch}	[K]	mittlere Temperatur der Scheibe
T_r	[s]	Resonatorumlaufzeit
u	[1]	Zustand eines dynamischen Systems
u_0	[1]	Gleichgewichtspunkt (Ruhelage) eines dynamischen Systems

Symbol	Einheit	Bedeutung
V	[1]	Gesamtreduktion der Verstärkung durch Spatial-hole-burning und transversale Modenstruktur
V_0	[1]	Gleichgewichtspunkt (Ruhelage) von V
V_{SHB}	[1]	Verstärkungsreduktion durch Spatial-hole-burning
V_{TEM}	[1]	Verstärkungsreduktion durch transversale Modenstruktur
w_0	[m]	Strahlradius des Laserstrahls in der Scheibe
w_{00}	[m]	Radius des Gauß'schen Grundmodes in der Scheibe
w_p	[m]	Radius des gepumpten Bereichs der Scheibe
$w_{SHG,0}$	[m]	Tailenradius der Grundwelle im nichtlinearen Kristall zur Frequenzverdopplung
W_f	[1/m ³ s]	spontane Relaxationsrate pro Volumen
W_l	[1/m ³ s]	induzierte Emissionsrate pro Volumen
W_p	[1/m ³ s]	Absorptionsrate der Pumpphotonen pro Volumen
\vec{x}	[m]	Ortsvektor
x	[m]	Raumdimension in transversaler Richtung
z	[m]	Raumdimension in axialer Richtung
z_{SHG}	[m]	Abstand der Strahltille im nichtlinearen Kristall von der Eintrittsfläche
α	[1/m]	Absorptionskoeffizient
α_i	[1]	Einfallswinkel der Laserstrahlung auf die Scheibe
β	[1]	Parameter der Aperturfunktion der Frequenzverdopplung
β_i	[1]	Einfallswinkel der Laserstrahlung im Inneren der Scheibe
γ_{SG}	[1]	Supergaußexponent
δ	[1]	Phase
$\Delta\hat{H}_{ex}$	[1]	Änderung der extrahierbaren Energiedichte in der Scheibe aufgrund von Energieextraktion durch induzierte Emission
$\Delta\hat{H}_{fl}$	[1]	Änderung der extrahierbaren Energiedichte in der Scheibe durch spontane Emission
Δk	[1/m]	Phasenanpassung bei Frequenzverdopplung
Δk_T	[1/m]	Phasenanpassung bei Frequenzverdopplung durch Temperaturunterschied
$\Delta N_{2,ex}$	[1/m ³]	Änderung der Besetzungsdichte des oberen Multipletts aufgrund von Energieextraktion durch induzierte Emission

Symbol	Einheit	Bedeutung
$\Delta N_{2,fl}$	[1/m ³]	Änderung der Besetzungsdichte des oberen Multipletts durch spontane Emission
Δt_s	[s]	Schaltzeit
ΔT	[K]	Temperaturdifferenz
$\Delta \lambda_L$	[m]	spektrale Halbwertsbreite der Laserstrahlung
$\Delta \nu_G$	[Hz]	Halbwertsbreite des Verstärkungsmaximums
$\Delta \nu_{SHB}$	[Hz]	Frequenzdifferenz zweier benachbarter Verstärkungsmaxima durch Spatial-hole-burning
ϵ_0	[As/Vm]	elektrische Feldkonstante ($8,85419 \cdot 10^{-12}$ As/Vm)
ζ	[1]	Abbildungsvorschrift der Verstärkungsreduktion durch Spatial-hole-burning und transversale Moden
η_{Abs}	[1]	Absorptionswirkungsgrad der Pumpstrahlung
$\bar{\eta}_{Abs}$	[1]	mittlerer Absorptionswirkungsgrad der Pumpstrahlung
η_{ex}	[1]	Extraktionswirkungsgrad
η_{ie}	[1]	Wirkungsgrad der induzierten Emission
η_M	[1]	Modenwirkungsgrad
η_{opt}	[1]	optisch-optischer Wirkungsgrad
η_{SHG}	[1]	Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung
η_{St}	[1]	Stokes-Wirkungsgrad
θ	[°]	Winkel zwischen Wellenvektor und z-Achse
θ_0	[1]	Divergenzwinkel eines Laserstrahls (im Gegensatz zur Norm ISO 11145: Halbwinkel)
θ_{00}	[1]	Divergenzwinkel des Gauß'schen Grundmodes (Halbwinkel)
θ_{SHG}	[1]	Divergenzwinkel im nichtlinearen optischen Kristall zur Frequenzverdopplung (Halbwinkel)
λ	[m]	Wellenlänge (im Vakuum)
λ_F	[m]	mittlere Wellenlänge der Fluoreszenzstrahlung (im Vakuum)
λ_L	[m]	Wellenlänge der Laserstrahlung (im Vakuum)
λ_ω	[m]	Wellenlänge der Grundwelle (im Vakuum)
$\lambda_{2\omega}$	[m]	Wellenlänge der zweiten Harmonischen (im Vakuum)
Λ_{SHB}	[m]	Periode des Stehwellengitters durch Spatial-hole-burning
μ	[1]	Parameter der Aperturfunktion der Frequenzverdopplung
ν_F	[Hz]	mittlere Frequenz der spontan emittierten Fluoreszenz
ν_L	[Hz]	Frequenz der Laserstrahlung

Symbol	Einheit	Bedeutung
ν_P	[Hz]	Frequenz der Pumpstrahlung
ξ	[1]	Fokussierparameter der Aperturfunktion h_a
ξ_{SHB}	[1]	Kopplungskonstante von V_{SHB} an H_{Sch}
ξ_{TEM}	[1]	Kopplungskonstante von V_{TEM} an H_{Sch}
ρ	[1]	Walk-off Winkel
σ	[1]	Parameter der Aperturfunktion der Frequenzverdopplung
σ_{Abs}	[m ²]	effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt
σ_{Em}	[m ²]	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt
$\sigma_{Abs}^{(L)}$	[m ²]	effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt der Laserstrahlung
$\sigma_{Em}^{(L)}$	[m ²]	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt der Laserstrahlung
$\sigma_{Abs}^{(P)}$	[m ²]	effektiver Absorptionswirkungsquerschnitt der Pumpstrahlung
$\sigma_{Em}^{(P)}$	[m ²]	effektiver Emissionswirkungsquerschnitt der Pumpstrahlung
τ_f	[s]	Fluoreszenzlebensdauer
τ_H	[s]	Pulslänge (Halbwertsbreite: FWHM)
ϕ	[°]	Azimuthwinkel
φ	[1]	Abbildungsvorschrift eines dynamischen Systems
$\Phi_{Verhulst}$	[1]	Verhulst'sche Abbildung
$\chi^{(i)}$	[$(\frac{m}{V})^{i-1}$]	elektrische Suszeptibilität
ψ	[1]	Abbildungsvorschrift für die Energiedichte der Laserpulse
ω	[Hz]	Kreisfrequenz
$\Omega_{r,int}$	[1]	Raumwinkel des Resonators in der Scheibe

Abkürzungen

AR	entspiegelt (Antireflex-Beschichtung)
ASE	verstärkte spontane Emission (engl.: amplified spontaneous emission)
BBO	β -Bariumborat (β -BaB ₂ O ₄)
HR	hochreflektierend
HT	hochtransmittierend
LBO	Lithiumtriborat (LiB ₃ O ₅)
SHB	Spatial-hole-burning
SHG	Frequenzverdopplung (engl.: second harmonic generation)
TEM	transversaler elektromagnetischer Mode
TEM ₀₀	transversaler Grundmode
TFP	Dünnschichtpolarisator (engl.: thin film polarizer)
YAG	Yttrium-Aluminium-Granat (Y ₃ Al ₅ O ₁₂)

Kurzfassung

Nachdem sich das Konzept des Scheibenlasers im Dauerstrichbetrieb aufgrund seiner guten Strahlqualität und seines hohen Wirkungsgrads im Hochleistungsbereich industriell bewährt hat, gewinnt es zunehmend auch für den gepulsten Betrieb an Interesse. Die Forderung nach hoher Produktivität einer Laserbearbeitung verlangt nach Lasersystemen mit großer Repetitionsrate und mittlerer Leistung, wobei sich für viele Anwendungen kurze Laserpulse im Nano- und Mikrosekundenbereich bewährt haben.

Zentraler Inhalt der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung von hochrepetierenden Scheibenlasern zur Erzeugung kurzer Laserpulse. Ein vielversprechender Ansatz zur Pulserzeugung mit hoher Pulswiederholrate stellt dabei das Cavity-dumping dar, das durch seine geringe Komplexität und hohe Flexibilität für die industrielle Umsetzung besonders geeignet ist. Die für viele Anwendungen vorteilhafte Wellenlänge im grünen Spektralbereich, wie sie durch resonatorinterne Frequenzverdopplung erzeugt werden kann, ist ebenfalls Gegenstand dieser Arbeit.

Um Aussagen über mögliche Laserparameter und deren Optimierung treffen zu können, wird ein Modell basierend auf den Ratengleichungen vorgestellt. Effekte wie das Spatial-hole-burning in der Scheibe und transversale Moden müssen dabei mitberücksichtigt werden. Die Betrachtung der nichtlinearen Dynamik des PulsLasers erlaubt es, das Auftreten von optischen Instabilitäten vorherzusagen. Der resonatorinternen Frequenzverdopplung wird durch einen nichtlinearen Auskoppelgrad Rechnung getragen.

In Abhängigkeit der Laserparameter gibt es Frequenzbereiche, in denen Instabilitäten der Pulsenergie auftreten können. Diese Instabilitäten, die sich bei Repetitionsraten von 1 kHz bis 100 kHz beobachten lassen, limitieren das Potential der Pulserzeugung durch Cavity-dumping. Experimentell konnte stabiler Pulsbetrieb bis zu einer Repetitionsrate von 1 MHz demonstriert werden. Durch Stabilisierungskonzepte, wie die Überwachung des Auskoppelzeitpunkts, konnte bei sonst kritischen Repetitionsraten bis 100 kHz stabiler Betrieb mit einer mittleren Leistung von über 500 W realisiert werden.

Die Pulserzeugung mit resonatorinterner Frequenzverdopplung profitiert von der nichtlinearen Auskopplung durch die Frequenzkonversion. Fluktuationen der Pulsenergie werden dadurch in einem weiten Parameterbereich verhindert. Eine mittlere Leistung von über 100 W konnte bei der zweiten Harmonischen erreicht werden.

Extended Abstract

During the last decades the laser has emerged from its first demonstration in 1960 into a widely spread technology. Many applications within medical, information and measurement technology as well as materials processing rely on the unique properties of laser radiation. Lasers for materials processing include CO₂-lasers, solid-state lasers, diode lasers and excimer lasers and cover the spectral range from infrared to ultraviolet radiation. For a long time the CO₂-laser held a dominating role due to a high output power and a beam quality close to the diffraction limit. However, its wavelength of about 10 μm requires a complex beam delivery system from the laser source to the workpiece based on free space propagation. A more flexible solution are optical fibers, which can be applied for the beam delivery of solid-state lasers with a wavelength in the range of 1 μm . For applications within materials processing this wavelength has additional advantages such as a higher absorption of the laser radiation at the workpiece and less absorption in the plasma generated during processing. In the past the available beam quality at high output power suffered from the unfavorable heat removal from the conventional rod-shaped laser materials. Progress in the development of high-power diode lasers resulted in new designs for diode-pumped solid-state lasers, among which the thin-disk laser and the fiber laser are the most popular.

Being developed 15 years ago at the Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) of the University of Stuttgart and at the Institut für Technische Physik of the German Aerospace Center (DLR), the thin-disk laser design has successfully entered the industrial market. The key feature of this laser concept is the disk-shaped laser material, which is directly mounted onto a heat sink with its highly-reflective backside. The effective and longitudinal removal of the waste heat enables the efficient operation of new laser materials such as Ytterbium-doped crystals. Due to the primarily axial heat flow, only a small phase distortion and depolarization is generated by the disk, allowing for excellent beam quality and high output power, simultaneously. Today, thin-disk lasers in continuous-wave operation are commercially available up to several kilowatts of output power.

Every application has certain requirements for the laser source. Besides lasers in continuous wave operation, as they are used for cutting and welding, many applications require lasers working in pulsed operation. While the energy density and the pulse duration define the process at the workpiece's surface, the repetition rate of the laser source

is a parameter to increase the productivity of the application. Therefore, the demand for high-repetitive lasers with repetition rates ranging from several 10 kHz to MHz has increased in recent years.

When increasing the repetition rate, the occurrence of optical instabilities caused by the laser dynamics leads to fluctuations of the pulse energy and limits the performance of the laser. Another important parameter is the wavelength of the laser, especially when processing highly reflective materials like copper or semiconductor materials like silicon. Laser radiation in the green or ultraviolet spectral range is required for these materials to ensure sufficiently high absorption.

Possible pulse durations of a laser source are defined by the mechanism to achieve pulsed operation. Long pulses in the millisecond range are generated by pulsed pumping of a continuous-wave laser. The shortest pulses are delivered by mode-locked oscillators with pulse durations ranging from femto- to picoseconds at repetition rates in the MHz to GHz range. Pulse durations in the nano- and microsecond range can be accessed by Q-switching or cavity-dumping. Both mechanisms require a fast optical switch inside the cavity to achieve pulsed operation. While Q-switching modulates the intracavity losses, cavity-dumping relies on a switchable transmission of the output coupler. Its rugged, compact setup and its great flexibility to generate different pulse durations make this concept well suited for industrial applications. Additionally, cavity-dumping offers great potential for high-repetitive pulsed operation.

This work focuses on the pulse generation by cavity-dumping applied to the thin-disk laser design. The achievable laser parameters are of special interest, as well as operational conditions, that lead to instabilities of the pulse energy. Besides generating pulses in the infrared spectral range, the green spectral range is covered as well by employing intracavity frequency conversion. To describe the process of pulse generation, a model of the thin-disk laser is presented and solved numerically. The model is used to characterize the performance of the thin-disk laser and define possible ranges for the laser parameters. The results are compared to experimental data of an Yb:YAG thin disk laser.

After a brief presentation of the thin-disk laser principle, its presently most popular laser material Yb:YAG and an overview of the most common pulse generation techniques, a model based on the rate equations is elaborated in chapter 3 to describe the interaction of an electro-magnetic wave with the laser disk as well as the pulse built up inside the resonator cavity. The time-resolved numerical integration of the rate equations allows for quantitative prediction of the laser parameters. The start photons for the pulses originate from that fraction of the disk's fluorescence radiation, which can be coupled into the cavity due to its spatial, spectral and polarization properties. The comparison of the

rate equation model to experimental data shows a rather large disagreement, requiring further improvement of the model. According to the rate equations, more pulse energy is expected than can be verified experimentally. While the gain in the disk can be calculated with sufficient accuracy, an additional loss mechanism is found when a great amount of energy is extracted from the disk. That reduction of the effective gain in the disk is caused by an axial inversion grating generated by spatial-hole-burning (SHB) as well as the transverse mode profile. When integrating these two effects into the rate equation model a good agreement between the model and experimental data is obtained. To decrease the complexity of the model and the required computation time, the reduction of the effective gain due to SHB and the transverse mode profile is described as a virtual loss mechanism. It is shown that this gain reduction diminishes with a time constant in the range of the fluorescent lifetime and is primarily equalized by the pumping mechanism and by reabsorbed fluorescence radiation.

The occurrence of instabilities of the pulse energy demands for a closer look at the nonlinear dynamics of pulsed lasers. Chapter 4 summarizes the basic mechanisms that lead to fluctuations and shows that a pulsed laser can be described as a one-dimensional dynamic system. The transfer function, mapping the amount of energy stored in the disk at the beginning of a pulse period to that at the end, can be used to classify the laser operation as stable or unstable.

By defining the conversion efficiency as a nonlinear transmission of the cavity, the intracavity frequency conversion is integrated into the model. Three models describing the conversion efficiency are reviewed in chapter 5. For the beam dimensions inside the nonlinear crystal used in this work, a plane-wave assumption is justified.

The pulse generation employing the cavity-dumping principle, which is reviewed in chapter 6, offers great flexibility to adjust the laser parameters and to achieve high pulse energies as well as high repetition rates. Optical instabilities limit the attainable efficiency at repetition rates of a few 10 kHz. At high repetition rates in the range of 1 MHz the laser is inherently stable. The threshold for optical instabilities can be raised by increasing the gain in the disk or by decreasing the intracavity losses or the losses caused by spatial-hole-burning and the transversal mode profile. The range of possible pulse durations is primarily determined by the optical switch inside the cavity. By means of the switching time and the transmission of the output coupler before and after switching, the pulse duration can be adjusted between a few nanoseconds to several microseconds with the same setup. The highest repetition rate demonstrated experimentally using an electro-optic switch was 1 MHz. An average power of more than 130 W and a pulse duration of 19 ns was achieved.

Chapter 7 covers the pulsed laser operation employing intracavity frequency doubling. The pulse built up is terminated by a fast switch inside the cavity. Depending on the repetition rate and the conversion efficiency, the pulses are thereby cut on their raising or falling edge, respectively. Thus a wide range of pulse durations is accessible. For low intracavity losses an optical efficiency of more than 50% is possible with an optimized conversion efficiency. A noticeable feature when employing the nonlinear output coupling through second-harmonic generation is the almost complete suppression of optical instabilities. Just when operating with a low conversion efficiency and a long amplification period the stability limit can be reached. Since the pulses are coupled out from the cavity primarily before switching the cavity, the switch itself has only little influence on the parameter of the laser pulse at the second harmonic. Amplification period, cavity length, number of passes through the disk per round trip and conversion efficiency are factors to influence the pulse duration. Just by adjusting the amplification period the pulse duration was tunable between 200 ns and 800 ns. At a repetition rate of 50 kHz an average power of more than 100 W and a pulse duration of 300 ns could be demonstrated at the second harmonic.

Since the onset of optical instabilities limits the possibilities provided by the cavity-dumping technique, methods for the stabilization of the output energy are of special interest. These methods, which are discussed in chapter 8, can be divided into passive and active stabilization concepts, where the latter require an active monitoring of the laser's performance. One passive concept relies on the increase of the starting energy provided for the pulse generation. For the entire suppression of instabilities starting energies of a few microjoules are necessary, which consequently leads to multi-stage laser amplifiers. Since nonlinear losses stabilize the laser operation as well, it is possible to use frequency doubling for the suppression of instabilities in an infrared laser. The required conversion efficiency in this case has to be minimized. For a small range of repetition rates fluctuations can be stabilized with just a slight reduction in efficiency. The greatest flexibility is offered by an active monitoring of the amplification period. The switching of the cavity is triggered by a photodiode detecting the intracavity power density. Instabilities can be suppressed for the entire range of repetition rates. Experimentally an average power of 520 W was achieved. The pulse energy showed standard deviations below 2% also for repetition rates below 100 kHz.

Chapter 9 summarizes the results for modeling the pulsed disk laser as well as generating short laser pulses at high repetition rates. The results of this work led to two patents [1, 2] and new pulsed lasers in the infrared and green spectral range, which are now already commercially available.

1 Einleitung

1.1 Motivation

Nach der erstmaligen Demonstration eines Lasers durch MAIMAN [3] im Jahr 1960, vor nicht einmal 50 Jahren, wurde der Laser als eine Lösung auf der Suche nach einem Problem verspottet. Mittlerweile ist die Lasertechnologie aus der Medizintechnik, der Informations- und Nachrichtentechnik, der Messtechnik sowie der Materialbearbeitung nicht mehr wegzudenken und viele Anwendungen lassen sich nur durch den Einsatz von Lasern realisieren.

Lange Zeit wurden Strahlquellen für die Materialbearbeitung vom CO₂-Laser mit einer Wellenlänge von 10,6 μm dominiert, mit dem hohe Ausgangsleistungen und eine gute Strahlqualität erzielt werden können. Der Einsatz von Festkörperlaser bei Wellenlängen um 1 μm brachte neben anwendungstechnischen Vorteilen, wie höhere Absorption auf dem Werkstück und geringer Absorption in dem bei der Bearbeitung entstehenden Plasma, die große Flexibilität der Übertragbarkeit der Strahlung durch eine flexible Glasfaser. Die Strahlqualität der Laser war jedoch im oberen Leistungsbereich durch thermische Effekte begrenzt. Die Verfügbarkeit von Hochleistungsdiodenlasern ebnete neuen Konzepten für Festkörperlaser wie dem Scheibenlaser und dem Faserlaser den Weg. Das Prinzip des Scheibenlasers, das am Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart und am Institut für Technische Physik des DLR entwickelt wurde [4], ermöglicht die effiziente Erzeugung hoher Ausgangsleistungen bei gleichzeitig guter Strahlqualität. Heutzutage sind im Dauerstrichbetrieb Ausgangsleistungen von mehreren Kilowatt kommerziell erhältlich.

Je nach Anwendung werden Laser im Dauerstrich- oder im gepulsten Betrieb eingesetzt. Die mit einem Puls bearbeitbare Fläche sowie die an der Materialoberfläche stattfindenden Prozesse hängen von der Pulsdauer und der Energiedichte der Laserpulse ab. Ein breites Anwendungsspektrum erschließt sich durch den Einsatz von Kurzpulsstrahlquellen. Bei vielen Anwendungen lässt sich eine Steigerung der Produktivität durch eine Erhöhung der Repetitionsrate bei sonst gleichen Pulsparametern erreichen. Daher besteht ein großes Interesse an der Entwicklung hochrepetierender Strahlquellen im Bereich einiger 10 kHz bis MHz. Neben der Pulslänge und Pulsenergie ist für viele Pro-

zesse die Wellenlänge der Laserpulse entscheidend, um eine ausreichende Absorption auf dem Werkstück zu erzielen. Beispielsweise gestaltet sich die Bearbeitung von Halbleitern für die Mikroelektronik und Photovoltaik als schwierig, da die Photonenenergie von Strahlquellen im infraroten Spektralbereich unterhalb der Bandlücke dieser Materialien liegt. Zur Bearbeitung werden deshalb häufig Excimerlaser mit Wellenlängen im UV-Bereich [5, 6] oder frequenzverdoppelte Laser im grünen Spektralbereich eingesetzt [7, 8], mit denen sich Halbleiter, aber auch Metalle wie z.B. Kupfer, besser bearbeiten lassen.

Durch die Methode zur Erzeugung der Laserpulse werden die möglichen Pulslängen bereits festgelegt. Lange Pulse mit Pulslängen im Millisekundenbereich erhält man durch gepulste Anregung eines Dauerstrichlasers. Die Erzeugung ultrakurzer Pulse im Piko- und Femtosekundenbereich erfordert modengekoppelte Oszillatoren, die Pulse mit einer Wiederholrate von einigen Megahertz bis in den Gigahertzbereich liefern. Bisher wurde über eine mittlere Leistung von 80 W und eine Pulsenergie von 16 μJ berichtet [9, 10]. Eine weitere Steigerung kann in Verstärkern erfolgen. Kurze Laserpulse im Nano- und Mikrosekundenbereich lassen sich durch schnelle optische Schalter im Resonator mittels Güteschaltung und Cavity-dumping erzielen. Bei der Güteschaltung werden die Verluste im Resonator periodisch moduliert. Beim Cavity-dumping wird die sich im Resonator aufbauende Leistung durch den Schalter ausgekoppelt. Bei der Erzeugung hochreptierender Laserpulse zeigen sich jedoch bei beiden Betriebsweisen Instabilitäten in der Laserdynamik, die es genauer zu untersuchen gilt. Die Erzeugung kurzer Laserpulse durch Cavity-dumping zeichnet sich durch eine hohe Flexibilität hinsichtlich der Anpassung der Pulsparameter der erzeugten Laserstrahlung und durch effizienten Betrieb auch bei hohen Repetitionsraten aus. Der robuste Aufbau mit seiner vergleichsweise geringen Komplexität ist für den industriellen Einsatz gut geeignet. Daher steht diese Art der Pulserzeugung im Mittelpunkt dieser Arbeit. Neben der Erzeugung von Pulsen im infraroten Spektralbereich sollen auch die für zahlreiche Anwendungen vorteilhaften Pulse im grünen Spektralbereich, die sich effizient durch resonatorinterne Frequenzverdopplung erzielen lassen, betrachtet werden.

1.2 Strukturierung der Arbeit

Neben der Einleitung und einer Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse weist diese Arbeit sieben Kapitel auf. Dem Kapitel 2 mit einer kurzen Beschreibung des Prinzips des Scheibenlasers sowie der Erzeugung von Laserpulsen im Scheibenlaserdesign schließen sich drei Kapitel an, welche die Grundlagen für die Betrachtung gepulster

Scheibenlaser im infraroten und grünen Spektralbereich legen. Hierzu wird in Kapitel 3 ein numerisches Modell vorgestellt, mit dem die Vorgänge in der Laserscheibe und dem Resonator beschrieben und Aussagen über die Laserparameter getroffen werden können. Das Modell mit seinen Verfeinerungen wird dabei direkt mit experimentellen Daten verglichen. Da das Auftreten von Instabilitäten der Pulsenergie einen kritischen Betriebszustand darstellt, den es zu vermeiden gilt, wird in Kapitel 4 die nichtlineare Dynamik des Lasers näher untersucht. Die Überlegungen basieren auf den von MÜLLER [11] vorgestellten Betrachtungen bei regenerativen Scheibenlaserverstärkern. Den Grundlagen der resonatorinternen Frequenzverdopplung widmet sich Kapitel 5.

In den Kapiteln 6 bis 8 werden gepulste Lasersysteme vorgestellt. Neben experimentellen Daten werden Simulationen präsentiert, um Grenzen und Optimierungsmöglichkeiten aufzuzeigen. Kapitel 6 befasst sich mit der Erzeugung kurzer Laserpulse im infraroten Spektralbereich durch Cavity-dumping. Kurzpulslaser mit resonatorinterner Frequenzverdopplung werden in Kapitel 7 näher untersucht. Auch bei der resonatorinternen Frequenzverdopplung können die Laserparameter wie beispielsweise die Pulslänge flexibel an verschiedene Anwendungen angepasst werden [12, 13]. In Kapitel 8 werden verschiedene Ansätze diskutiert, mit denen die Pulsenergie der zuvor betrachteten Lasersysteme stabilisiert werden kann.

2 Der Scheibenlaser

Das Konzept des Scheibenlasers sowie das zur Zeit am häufigsten im Scheibenlaserdesign eingesetzte Kristallmaterial Yb:YAG sind der zentrale Inhalt dieses Kapitels. Außerdem werden Konzepte zur Erzeugung gepulster Laserstrahlung im Scheibenlaserdesign vorgestellt.

2.1 Das Prinzip des Scheibenlasers

Charakteristisch für das Scheibenlaserdesign ist die Geometrie des laseraktiven Mediums. Wie der Name schon sagt, kommt dabei ein dünner, scheibenförmiger Festkörper zum Einsatz. Abbildung 2.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines Scheibenlasers. Die nur etwa $100\text{ }\mu\text{m}$ - $500\text{ }\mu\text{m}$ dicke Scheibe wird mit ihrer hochreflektierend (HR) beschichteten Rückseite auf einer Wärmesenke kontaktiert. Die Kontaktierungsverfahren reichen vom Aufpressen mit Indium über Löten bis zum Kleben und werden in [14] detailliert betrachtet. Durch die effektive Wärmeabfuhr über die gesamte Rückseite ist dieses Laserkonzept gerade für den effizienten Betrieb von „Quasi-Drei-Niveau“-Materialien wie z.B. Ytterbium-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat (YAG), Kaliumyttriumwolframat (KYW) oder Lutetiumoxid (Lu_2O_3) geeignet. Die für den Laserbetrieb erforderlichen Pumpleistungsdichten in der Scheibe können mit Laserdioden oder anderen Lasern

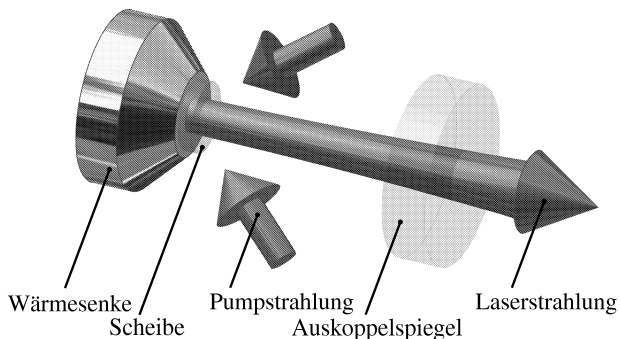


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau eines Scheibenlasers.

wie einem Ti:Saphir-Laser erreicht werden. Je nach Einkopplung der Pumpstrahlung in die Scheibe unterscheidet man radial gepumpte und quasi-axial gepumpte Scheibenlaser [15, 16], wobei die höheren Ausgangsleistungen bisher nach dem zuletzt genannten Pumpprinzip erzielt wurden. Bei einem quasi-axial gepumpten Scheibenlaser, wie er in Abbildung 2.1 dargestellt ist, wird die Pumpstrahlung durch die für Laser- und Pumpwellenlänge antireflektierend (AR) beschichtete Scheibenvorderseite eingestrahlt. Da die Scheibe bereits als Resonatorspiegel eingesetzt wird, lässt sich der einfachste lineare Resonator durch die Scheibe selbst und einen Auskoppelspiegel bilden.

Neben der bereits erwähnten effizienten Kühlung der Scheibe ist insbesondere der axiale Wärmefluss ein entscheidender Vorteil, wodurch sich im gepumpten Bereich der Scheibe nur ein geringer radialer Temperaturgradient ausbildet, was lediglich zu einer schwach ausgeprägten thermischen Linse und geringer Depolarisation führt. Vorteilhaft ist außerdem die Skalierbarkeit der Ausgangsleistung über die Fläche des gepumpten Bereichs. Bei einer konstanten Pumpleistungsdichte bleibt auch die Laserleistungsdichte in der Scheibe konstant. So konnte bisher eine Leistung von mehr als 5 kW aus einer einzelnen Scheibe demonstriert werden [17]. Eine Übersicht aktueller Forschungsergebnisse zum Scheibenlaser ist in [18] zu finden.

Die Vorteile dieses Laserkonzepts erkannte man zuerst am IFSW, wo die Entwicklung des Scheibenlasers stattfand und vorangetrieben wurde [4, 19]. Den Vorteilen stehen

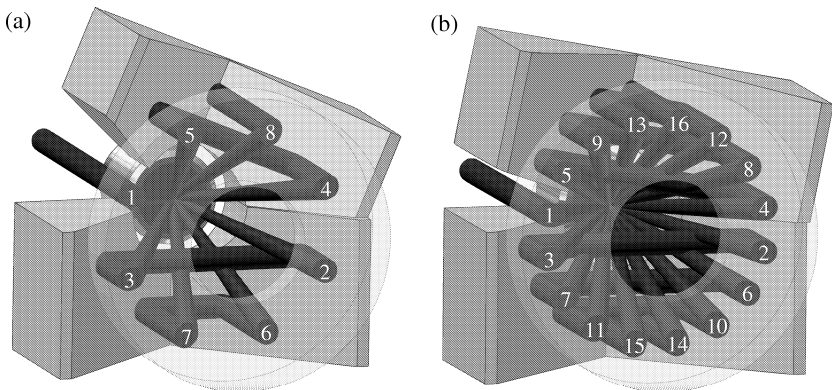


Abbildung 2.2: Darstellung einer Pumpoptik für den Scheibenlaser mit 16 (a) und 32 (b) Durchgängen der Pumpstrahlung durch die Scheibe. Die Reflexionen am Parabolspiegel sind durchnummeriert, der Parabolspiegel zur Abbildung der Pumpstrahlung ist transparent dargestellt.

jedoch auch einige Nachteile gegenüber. Durch die geringe Dicke der Scheibe ist die Verstärkung im Vergleich zu Stab-, Slab- oder Faserlasern klein, so dass die Effizienz des Lasers empfindlich von den resonatorinternen Verlusten abhängt. Da diese Verluste jedoch ebenfalls gering sind, kann dennoch ein hoher Wirkungsgrad erreicht werden. Durch die geringe Dicke der Scheibe ist auch die Absorption der Pumpstrahlung bei dem quasi-axialen Pumpkonzept bei einer Reflexion an der Scheibe niedrig. Eine hohe Absorption der Pumpstrahlung wird nur durch mehrfache Abbildung der Pumpstrahlung in die Scheibe erreicht. Verschiedene Konzepte von Pumpoptiken für den Scheibenlaser werden in [20] beschrieben. Eine häufig eingesetzte Pumpoptik ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Entscheidend ist eine möglichst große Anzahl an Durchgängen M_p der Pumpstrahlung durch die Scheibe. Die hier gezeigte Optik verwendet einen Parabolspiegel zur mehrfachen Abbildung der Pumpstrahlung auf die Scheibe und zwei Umlenkeinheiten, die jeweils aus zwei als Spiegel beschichteten Prismen bestehen. Die Durchgangszahl der Pumpoptik hängt nur vom Winkel zwischen diesen Umlenkeinheiten ab. Der für einen bestimmten Pumpfleckdurchmesser erforderliche Durchmesser des kollimierten Pumpstrahls limitiert die maximal mögliche Durchgangszahl und hängt von der Strahlqualität der verwendeten Pumpquelle ab. Verglichen mit anderen Laserkonzepten ist die notwendige Brightness der Pumpquelle gering, so dass für den Scheibenlaser deutlich kostengünstigere Pumpquellen verwendet werden können.

Die Scheibe kann im Resonator als Endspiegel oder Umlenkspiegel eingesetzt werden. Die im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Resonatoren werden in den Kapiteln 3.2.6, 6.1 und 7.1 näher beschrieben. Eine allgemeine Betrachtung von Resonatoren für Scheibenlaser soll nicht erfolgen. Hier sei auf die Literatur verwiesen [20, 21, 22].

2.2 Das laseraktive Material Yb:YAG

Heutzutage ist $\text{Yb}^{3+} : \text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (Yb:YAG) das am häufigsten im Scheibenlaserdesign eingesetzte laseraktive Material. Neben der guten optischen Qualität zeichnen sich YAG-Kristalle durch eine einfache Bearbeitbarkeit aus. Das laseraktive Ytterbium-Ion nimmt bei der Dotierung des YAG-Kristalls die Gitterplätze des Yttrium-Ions ein. Da die Radien dieser beiden Ionen nahezu gleich groß sind, kann jede Dotierung von 0% bis 100% erreicht werden. Üblicherweise werden in den meisten Laseranwendungen Kristalle mit einer Dotierung bis maximal 15% eingesetzt. Für diese Arbeit wurden Kristalle mit einer Dotierung von 9% verwendet.

Die für den Laserbetrieb wichtigsten Energieübergänge in den Yb^{3+} -Ionen finden in der 4f-Schale zwischen den Energieniveaus $^2F_{7/2}$ und $^2F_{5/2}$ statt. Durch Wechselwirkungen

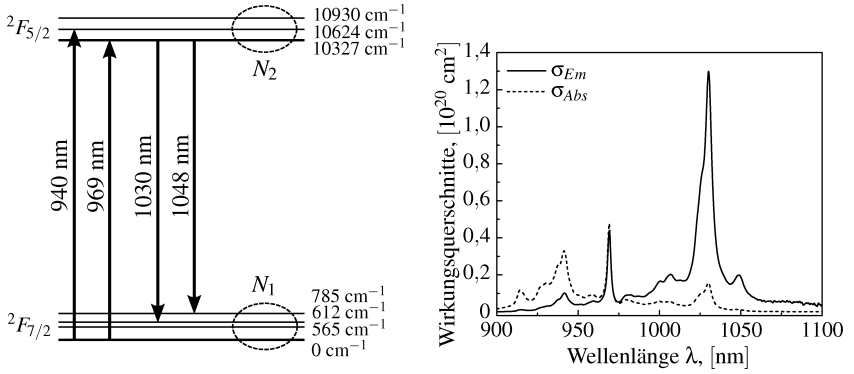


Abbildung 2.3: Termschema von Yb:YAG mit den wichtigsten Übergängen sowie die Wirkungsquerschnitte [23] von Yb:YAG bei einer Kristalltemperatur von 400 K.

der Elektronen mit dem Feld des Wirtskristallgitters sind diese beiden Niveaus in weitere Energieniveaus aufgespalten. Abbildung 2.3 zeigt das Termschema von Yb:YAG mit den für den Laserbetrieb wichtigsten Übergängen. Die relative Besetzung der einzelnen Niveaus innerhalb eines Multipletts folgt im thermischen Gleichgewicht einer Boltzmann-Verteilung. Da keine weiteren Energieniveaus beteiligt sind, ist die Summe der Besetzungsdichten der beiden Multipletts durch die Anzahl an Yb^{3+} -Ionen bestimmt:

$$N_1 + N_2 = N_{\text{Dot}}. \quad (2.1)$$

Oft kann es sinnvoll sein, neben der absoluten Besetzungsdichte eines Multipletts N_1 bzw. N_2 die auf die Dichte der Dotierungionen bezogene relative Besetzungsdichte zu betrachten, die im Folgenden durch \tilde{N}_1 und \tilde{N}_2 gekennzeichnet wird. Aus Gleichung 2.1 erhält man somit

$$\tilde{N}_1 + \tilde{N}_2 = 1. \quad (2.2)$$

Die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung der laseraktiven Ionen mit einem Strahlungsfeld wird durch die Wirkungsquerschnitte ausgedrückt. Für die Modellierung hat sich die Betrachtung der effektiven Wirkungsquerschnitte, welche die relativen Besetzungsdichten der einzelnen Energieniveaus innerhalb eines Multipletts berücksichtigen, als vorteilhaft erwiesen. Das Verhältnis der effektiven Wirkungsquerschnitte für stimulierte Emission und Absorption $\frac{\sigma_2}{\sigma_1}$ ist somit nicht mehr gleich dem Verhältnis $\frac{g_1}{g_2}$ der g_i -fach entarteten Energieniveaus. Da die relativen Besetzungsdichten temperaturabhängig sind, gilt dies auch für die effektiven Wirkungsquerschnitte. Abbildung 2.3 zeigt die effektiven Wirkungsquerschnitte für Emission und Absorption von Yb:YAG bei einer

Kristalltemperatur von 400 K. Zwar weist die Absorption bei der Null-Phononen-Linie bei 969 nm die höchsten Werte auf, jedoch sind die Emissionsspektren der zur Zeit verfügbaren Pumpdioden zu breit, um Yb:YAG auf dieser Linie direkt effizient pumpen zu können. Bei einer Wellenlänge von 940 nm ist die Absorptionslinie deutlich breiter. Ferner sind Laserdioden mit hoher Leistung bei dieser Wellenlänge verfügbar, weshalb sich dieser Übergang für das Pumpen von Yb:YAG anbietet. Die Laseremission erfolgt bei einer Wellenlänge von 1030 nm.

2.2.1 Materialparameter von Yb:YAG

Viele der zur Modellierung des Laserbetriebs erforderlichen Materialeigenschaften sind temperaturabhängig. Die mittlere Temperatur in der Scheibe wird von der Wärmeerzeugung bestimmt, die neben dem Stokes-Wirkungsgrad und der absorbierten Pumpleistungsdichte von der extrahierten Laserleistung abhängt. Zusätzlich wirken sich Verunreinigungen im Kristall auf die Scheibentemperatur aus. Besonders bei hohen Dotierungen führen nichtlineare Zerfallsprozesse in Yb:YAG zu einer weiteren starken Wärmeerzeugung [14, 24]. Im Falle einer homogenen Wärmeerzeugung mit einem Wärmefluss in axialer Richtung bildet sich in der Scheibe ein parabolisches Temperaturprofil aus. Vereinfachend wird in dieser Arbeit mit einer mittleren Kristalltemperatur gerechnet und eine lineare Abhängigkeit von der Pumpleistungsdichte angenommen. Beim Laserbetrieb deutlich oberhalb der Laserschwelle ist diese Näherung gerechtfertigt. Im Bereich der Schwelle ist mit größeren Abweichungen zur realen Scheibentemperatur zu rechnen. Die mittlere Scheibentemperatur steigt ausgehend vom ungepumpten Zustand von 300 K auf 380 K bei einer Pumpleistungsdichte von 5 kW/cm². Für die effektiven Wirkungsquerschnitte wird von einer exponentiellen Abhängigkeit von der Temperatur ausgegangen. Für die Absorptions- bzw. Emissionswirkungsquerschnitte bei der Pump- und Laserwellenlänge wird folgender Zusammenhang zugrunde gelegt [23, 25]:

$$\sigma_{abs}^{(P)}(T) = \left(0,356 + 1,94 \cdot e^{-\frac{T}{160,5 \text{ K}}}\right) \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (2.3)$$

$$\sigma_{em}^{(P)}(T) = \left(0,030 + 0,85 \cdot e^{-\frac{T}{160,5 \text{ K}}}\right) \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (2.4)$$

$$\sigma_{abs}^{(L)}(T) = \left(0,095 + 0,00165 \cdot e^{\frac{T}{109,3 \text{ K}}}\right) \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (2.5)$$

$$\sigma_{em}^{(L)}(T) = \left(0,559 + 19,68 \cdot e^{-\frac{T}{109,3 \text{ K}}}\right) \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (2.6)$$

Neben den spektroskopischen Eigenschaften von Yb:YAG, die im Wesentlichen von den Ytterbium-Ionen bestimmt sind, werden die mechanischen und thermischen Eigenschaften des Kristalls hauptsächlich durch das Wirtsmaterial vorgegeben. Da im Rahmen dieser Arbeit keine Berechnung der Temperatur- und Spannungsverteilung im Kristall

erfolgen soll, spielen diese Eigenschaften hier für die Modellierung eine untergeordnete Rolle. Tabelle 2.1 fasst die für die Simulationen dieser Arbeit relevanten Materialdaten von Yb:YAG zusammen.

Parameter	Symbol	Wert
Pumpwellenlänge	λ_P	940 nm
Laserwellenlänge	λ_L	1030 nm
Mittlere Fluoreszenzwellenlänge	λ_F	1018,3 nm
Fluoreszenzlebensdauer	τ_f	950 μ s
Dichte der Dotierungsionen	N_{dot}	$1,25 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$
Brechungsindex von YAG	n_{YAG}	1,82

Tabelle 2.1: Materialparameter von Yb : YAG mit einer Dotierung von 9%, die im Rahmen dieser Arbeit für die Simulation herangezogen werden.

2.3 Erzeugung von Laserpulsen im Scheibenlaserdesign

Die gleichen Methoden zur Erzeugung gepulster Laserstrahlung, die bei Stablasern zum Einsatz kommen, können auch bei Scheibenlasern angewendet werden. Die Art der Pulserzeugung bestimmt dabei die möglichen Pulslängen und Pulsenergien. Die kürzesten Pulse lassen sich durch Modenkopplung erzielen, wobei Pulslängen zwischen 240 fs und 90 ps demonstriert wurden [26, 27]. Eine mittlere Leistung von 80 W direkt aus einem Oszillator [9] und Pulsenergien von über 10 μ J bei einer Pulslänge von etwa 1 ps [28, 10] zeigen die Eignung des Konzepts auch zur Erzeugung ultrakurzer Pulse. Höhere Pulsenergien werden durch die Dispersion der Luft im Resonator erschwert.

Abhilfe schafft der Einsatz eines Scheibenverstärkers. Da die Verstärkung in der Scheibe gering ist, sind entsprechend viele Verstärkungsdurchgänge durch die Scheibe erforderlich. Hier hat sich deshalb die regenerative Verstärkung im Vergleich zu Multipass-Verstärkern bewährt [29, 30]. Bei einer Pulslänge von 250 fs konnten Pulsenergien von über 110 μ J [31], bei Pulsen mit 6 ps Dauer bereits eine Pulsenergie von 2,3 mJ und eine mittlere Leistung von 62 W [32] gezeigt werden. Bei Pulsdauern von einigen Nanosekunden ließ sich bisher eine Pulsenergie von 280 mJ erreichen [33].

Für kurze Laserpulse im Nano- und Mikrosekundenbereich haben sich das Prinzip der Güteschaltung und das Prinzip des Cavity-dumpings bewährt. Die Abgrenzung dieser beiden Betriebsarten wird in Abbildung 2.4 erläutert. Bei beiden Methoden wird durch

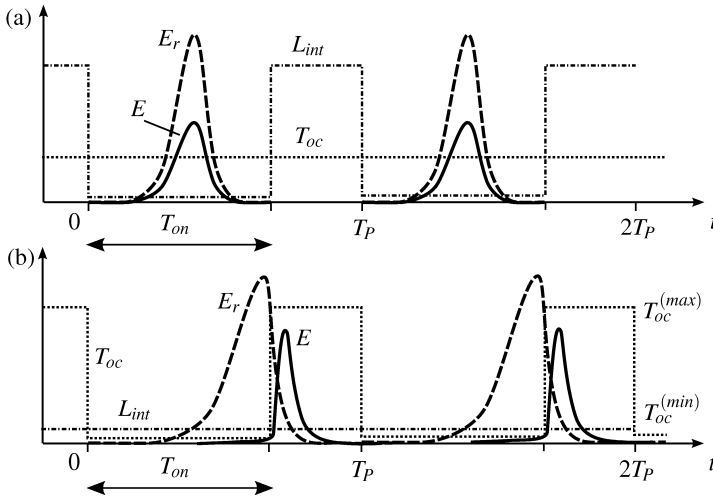


Abbildung 2.4: Pulserzeugung durch Güteschaltung (a) und Cavity-dumping (b).

einen schnellen Schalter im Resonator die Güte mit der Frequenz f_P bzw. der Periodendauer T_P moduliert. Beim Güteschalten geschieht dies durch periodisches Einfügen von resonatorinternen Verlusten L_{int} , während der Auskoppelgrad T_{oc} des Resonators konstant ist. Dadurch ist die ausgekoppelte Leistungsdichte E proportional zur resonatorinternen Leistungsdichte E_r . Pulsaufbau und Pulsaukoppelung erfolgen in der Verstärkungszeit T_{on} , während der die Verluste gering sind. Beim Cavity-dumping sind die resonatorinternen Verluste L_{int} konstant, wobei der Auskoppelgrad, beispielsweise durch einen elektrooptischen Modulator, zwischen einer minimalen Transmission $T_{oc}^{(min)}$ und einer maximalen Transmission $T_{oc}^{(max)}$ geschaltet wird. Während der Verstärkungszeit ist der Auskoppelgrad gering, die Güte des Resonators hoch. Ein Puls kann sich im Resonator aufbauen. Durch Schalten des Auskoppelgrads wird die resonatorinterne Leistungsdichte E_r innerhalb weniger Resonatorumläufe ausgekoppelt und formt dadurch einen Laserpuls der Leistungsdichte E . Die Auskopplung erfolgt somit in erster Linie nach Ablauf der Verstärkungszeit. Beim klassischen Cavity-dumping wird der Auskoppelgrad zwischen $T_{oc}^{(min)} = 0$ und $T_{oc}^{(max)} = 1$ variiert, wodurch sich kurze Laserpulse erzeugen lassen. Vorteil des Cavity-dumpings gegenüber der Güteschaltung ist die größere Flexibilität des Aufbaus. Beim Güteschalten ist die Pulslänge durch den Aufbau und die Betriebsparameter festgelegt und kann nur geringfügig angepasst werden. Beim Cavity-dumping hingegen lässt sie sich über einen weiten Bereich durch die Wahl der Auskoppelgrade $T_{oc}^{(min)}$ und $T_{oc}^{(max)}$ variieren. Jedoch werden dafür im Allge-

meinen elektrooptische Schalter benötigt, bei der Güteschaltung dagegen kommt man mit einfacheren akustooptischen Schaltern aus. Im Detail wurde das Güteschalten von Scheibenlasern in [34] untersucht. Durch das Eintreten von Instabilitäten ist die klassische Güteschaltung von Yb:YAG Scheibenlasern auf Repetitionsraten bis ca. 15 kHz beschränkt. Im Rahmen dieser Arbeit steht daher das Prinzip des Cavity-dumpings im Mittelpunkt, das sich gerade zur Erzeugung hoher Repetitionsraten eignet. Die Instabilitäten der Pulsenergie bleiben aber ein kritischer Punkt und werden daher in Kapitel 4 näher betrachtet.

3 Theoretisches Modell des Scheibenlasers

Um Vorhersagen über die Laserparameter und Eigenschaften eines Lasersystems treffen zu können, ist es erforderlich, die Vorgänge in der Scheibe und im Resonator zu modellieren. In diesem Kapitel soll daher ein Modell basierend auf den Ratengleichungen entwickelt werden, mit dem das Speichern der Pumpenergie in der Scheibe und die Erzeugung von gepulster Laserstrahlung beschrieben werden kann. Dabei kommen die in Kapitel 2.2 aufgeführten Materialeigenschaften von Yb:YAG zur Anwendung.

3.1 Zielsetzung der Modellierung

Ziel des theoretischen Modells ist es, die wichtigsten Laserparameter zu berechnen. Dies ermöglicht die Optimierung der Betriebsparameter eines Lasersystems. Wichtige Größen, die mit dem Modell ermittelt werden sollen, sind dabei:

- Pulsenergie Q : Bei der Materialbearbeitung kommt der Pulsenergie eine entscheidende Rolle zu. Sie bestimmt, welches Materialvolumen mit einem einzelnen Laserpuls aufgeschmolzen bzw. verdampft werden kann.
- mittlere Leistung P_{av} : Über die mittlere Pulsenergie eines Laserpulses lässt sich mit der Repetitionsrate f_p direkt die mittlere Ausgangsleistung des Lasersystems errechnen. Eine hohe Produktivität der Bearbeitung setzt eine hohe Repetitionsrate und damit Strahlquellen mit hoher mittlerer Leistung voraus.
- Stabilität der Pulsenergie: Gepulste Laser können bei bestimmten Betriebsparametern Instabilitäten der Pulsenergie zeigen. Diese Fluktuationen werden nicht durch äußere Störeinflüsse wie etwa Luftturbulenzen im Resonator oder Schwankungen der Kühlmitteltemperatur hervorgerufen. Ihre Entstehung hängt direkt von der Dynamik des Verstärkungsprozesses ab. In Kapitel 4 wird die Stabilität der Pulsenergie näher betrachtet.
- Optisch-optischer Wirkungsgrad η_{opt} : Durch ihn wird die Effizienz eines Lasersystems beschrieben. Er beeinflusst auch direkt die Kosten eines Lasersystems, da er vorgibt, wie viel der teuren Pumpleistung nötig ist, um eine bestimmte mittlere Ausgangsleistung zu erzielen.

- Pulslänge τ_H : Für viele Anwendungen in der Materialbearbeitung ist die Pulslänge von großem Interesse, da sie zusammen mit der Pulsenergie die maximale Leistungsdichte auf dem Werkstück bestimmt. Auch bei der Frequenzkonversion von Laserstrahlung kommt der Leistungsdichte aufgrund der nichtlinearen Abhängigkeit der Konversionseffizienz eine entscheidende Bedeutung zu.
- Pulsform: Mit der Pulslänge wird lediglich die Halbwertsbreite des zeitlichen Verlaufs der Leistungsdichte angegeben. Jedoch kann der exakte zeitliche Verlauf der Leistungsdichte am Werkstück, der durch die Pulsform wiedergegeben wird, Auswirkungen auf das Bearbeitungsergebnis haben.
- Spektrum der Ausgangspulse: Die Absorption eines Werkstoffs, und damit die Einkopplung der Energie des Lasers in das Werkstück, ist stark von der Wellenlänge des eingesetzten Lasers abhängig. Neben der Absorption am Werkstück bestimmt auch die Absorption im Plasma über dem Werkstück das Bearbeitungsergebnis. Jedoch ist auch die spektrale Breite zu berücksichtigen, da sie die Größe von Abbildungsfehlern in der Bearbeitungsoptik beeinflusst.

Das hier beschriebene Modell ist direkt auf den Scheibenlaser mit Yb:YAG als laseraktivem Material angepasst. Damit lassen sich jedoch auch gut andere im Scheibenlaserdesign eingesetzte Materialien wie beispielsweise Wolframate (Yb:KYW, Yb:KLW, Yb:KGW) oder Vanadate (Nd:YVO₄) beschreiben. Bei anderen Geometrien des laseraktiven Materials bleibt das Modell gültig, solange damit keine wesentlich höhere Verstärkung pro Durchgang als im Scheibenlaserdesign erreicht wird.

3.2 Aufstellen der Ratengleichungen

Das Wirtsmaterial eines Festkörperlaser ist mit laseraktiven Ionen dotiert. Die Wechselwirkung eines elektromagnetischen Feldes mit diesen Ionen wird durch die Maxwell-Bloch-Gleichungen beschrieben [35, 36]. Drei Differentialgleichungen beschreiben dabei die zeitliche Änderung des elektrischen Feldes der Laserstrahlung, der Polarisisation und der Inversion bzw. der Besetzungsdichte der Energieniveaus. Durch adiabate Elimination der Polarisisation, die bei Festkörperlaser zulässig ist [36], erhält man die sogenannten Ratengleichungen – Differentialgleichungen für die Besetzungsdichte der Energieniveaus im laseraktiven Medium und der resonatorinternen Leistungsdichte.

In diesem Abschnitt werden die Ratengleichungen speziell für „Quasi-Drei-Niveau“-Systeme aufgestellt. Da „Drei-Niveau“-Systeme und „Vier-Niveau“-Systeme als Spezialfälle eines „Quasi-Drei-Niveau“-Systems betrachtet werden können [23], lassen sich die hier verwendeten Gleichungen auch auf solche Systeme übertragen.

Bei den Betrachtungen wird näherungsweise von einem sogenannten 0-dimensionalen Modell ausgegangen [25]. Dabei wird vorausgesetzt, dass in der Scheibe alle physikalischen Größen keine räumliche Abhängigkeit besitzen. Es werden eine konstante mittlere Kristalltemperatur und damit konstante Wirkungsquerschnitte angenommen. Auch für die Pumpstrahlungsverteilung und die Intensitätsverteilung der Laserstrahlung besteht keine radiale und axiale Abhängigkeit. Durch den Ansatz der Ratengleichungen wird vorausgesetzt, dass sich die durch stimulierte Emission in der Scheibe erzeugte Energie sofort im ganzen Resonator verteilt. Dies ist gerechtfertigt, wenn sich Änderungen der resonatorinternen Leistungsdichte über einen Zeitraum deutlich oberhalb der Resonatorumlaufzeit erstrecken (1 m Resonatorlänge entspricht 6,7 ns). Beim Pulsaufbau im Resonator ist dies durch die geringe Verstärkung in der Scheibe erfüllt. Für die Pulserzeugung durch Cavity-dumping, wo die Auskopplung des Pulses im Extremfall während eines Resonatorumlaufs erfolgt, führt dieser Ansatz bei der Erzeugung kürzester Pulse zu einer erhöhten Ungenauigkeit im Modell.

3.2.1 Absorbierte Pumpleistungsdichte

Um die Ratengleichungen aufstellen zu können, ist zunächst eine genauere Betrachtung der Einbringung der Pumpstrahlung in das Lasermaterial erforderlich. Bei den Scheibenlasern, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden, fällt die Pumpstrahlung wie in Kapitel 2.1 beschrieben nahezu in axialer Richtung auf den Laserkristall. Nimmt man weiter an, dass der Kristall nicht gesättigt ist, so wird die Absorption der Pumpstrahlung durch das Lambert-Beer'sche Absorptionsgesetz beschrieben. Die Zunahme der Besetzung des oberen Multipletts durch das Pumpen bewirkt jedoch eine Abnahme des Absorptionskoeffizienten α , so dass mit steigender Inversion ein geringerer Anteil der Pumpstrahlung absorbiert werden kann. Dieser als „Ausbleichen“ bezeichnete Effekt lässt sich mit Hilfe der effektiven Wirkungsquerschnitte der Pumpwellenlängen $\sigma_{Abs}^{(P)}$ und $\sigma_{Em}^{(P)}$ ausdrücken. Für den bei einem Durchgang durch das Lasermaterial absorbierten Anteil der Pumpstrahlung erhält man somit

$$A = 1 - e^{-\alpha(N_2)d_{Sch}} = 1 - e^{-\left(N_{Dot}\sigma_{Abs}^{(P)} - N_2\left(\sigma_{Abs}^{(P)} + \sigma_{Em}^{(P)}\right)\right)d_{Sch}} = 1 - e^{-\sigma_{Abs}^{(P)}f_B N_{Dot}d_{Sch}}, \quad (3.1)$$

wobei der Faktor f_B das Ausbleichen beschreibt:

$$f_B = 1 - \frac{\sigma_{Abs}^{(P)} + \sigma_{Em}^{(P)}}{\sigma_{Abs}^{(P)}} \frac{N_2}{N_{Dot}}. \quad (3.2)$$

Durch die Pumpfaltungsoptik der verwendeten Pumpoptik wird die Pumpstrahlung mehrfach auf den Kristall abgebildet und der Anteil der vom Kristall absorbierten Leistung

erhöht. Dadurch kommt es zu einer Überhöhung der effektiven Pumpleistungsdichte, was für den Betrieb von „Quasi-Drei-Niveau“-Systemen mit ihrer hohen thermischen Besetzung des unteren Laserniveaus besonders vorteilhaft ist [25]. Die Pumpoptiken ihrerseits weisen Verluste durch Absorption, Streuung und Resttransmission an ihren optischen Komponenten auf, die zu einer Reduzierung der absorbierten Pumpleistungsdichte führen. Der Reflexionsgrad des Parabolspiegels, eines Umlenkspiegels und der HR-beschichteten Rückseite der Scheibe wird dabei als $R_{Parabol}$, $R_{Spiegel}$ und R_{HR} bezeichnet. Der Reflexionsgrad der AR-beschichteten Vorderseite der Scheibe wird dabei vernachlässigt, was angesichts des geringen Reflexionsgrads von 0,1% und der Tatsache, dass ein Großteil der an der Vorderseite reflektierten Leistungsdichte wieder auf die Scheibe abgebildet wird, zulässig ist. Durch Aufsummieren der einzelnen in der Scheibe absorbierten Anteile der Leistung erhält man die gesamte absorbierte Pumpleistung [37], aus welcher der Absorptionswirkungsgrad der Pumpstrahlung η_{Abs} für die in Abbildung 2.2 gezeigten Pumpoptiken durch

$$\begin{aligned} \eta_{Abs} &= A R_{Parabol} (1 + R_{HR} (1 - A)) \left[1 + \left(R_{Parabol}^2 R_{Spiegel}^2 R_{HR} (1 - A)^2 \right) \right. \\ &\quad \left. + \left(R_{Parabol}^2 R_{Spiegel}^2 R_{HR} (1 - A)^2 \right)^2 + \dots + \left(R_{Parabol}^2 R_{Spiegel}^2 R_{HR} (1 - A)^2 \right)^{\frac{M_p}{2}} \right] \\ &= A R_{Parabol} (1 + R_{HR} (1 - A)) \frac{1 - \left(R_{Parabol}^2 R_{Spiegel}^2 R_{HR} (1 - A)^2 \right)^{\frac{M_p}{2}}}{1 - R_{Parabol}^2 R_{Spiegel}^2 R_{HR} (1 - A)^2} \end{aligned} \quad (3.3)$$

errechnet wird. In Gleichung 3.3 sind die Verluste in der Pumpoptik selbst mitberücksichtigt. Für die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Parabolspiegel wurde ein Reflexionsgrad von $R_{Parabol} = 99,75\%$ gemessen, für die als Umlenkspiegel beschichteten Prismen wird mit $R_{Spiegel} = 99,8\%$ und für die HR-beschichtete Rückseite der Scheibe mit $R_{HR} = 99,95\%$ gerechnet.

Im Gegensatz dazu kann auch eine ideale Pumpoptik betrachtet werden, bei der die Reflexionsgrade aller Elemente der Pumpanordnung auf 1 gesetzt werden und die Verluste in der Pumpoptik somit ignoriert werden. Damit ergibt sich aus Gleichung 3.1 und 3.3 für den Absorptionsgrad der Pumpstrahlung

$$\eta_{Abs} = 1 - e^{-M_p \alpha d_{Sch}} = 1 - e^{-M_p \sigma_{Abs}^{(P)} f_B N_{Dot} d_{Sch}}. \quad (3.4)$$

Durch die Mehrfachabbildung der Pumpstrahlung auf die Scheibe wird die effektive Absorptionslänge um den Faktor M_p vergrößert. Wie sich die Besetzungsdichte des oberen Multipletts und die mittlere Temperatur der Scheibe T_{Sch} auf den Absorptionswirkungsgrad der Pumpstrahlung für eine ideale und eine reale Pumpoptik auswirken, ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Dabei werden für die effektiven Wirkungsquerschnitte die in Kapitel 2.2.1 angegebenen Werte zu Grunde gelegt.

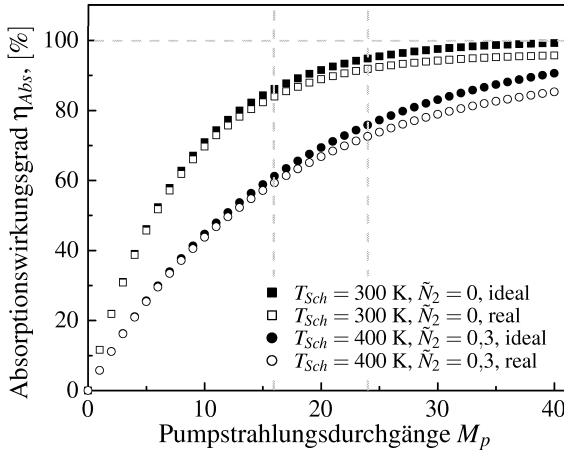


Abbildung 3.1: Absorptionswirkungsgrad der Pumpstrahlung bei verschiedener mittlerer Kristalltemperatur und Besetzungsdichte für ideale und reale Pumpoptiken. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Durchgangszahlen der Pumpoptiken von 16 und 24 sind besonders gekennzeichnet. Die Werte sind für eine Yb:YAG Scheibe mit einer Dotierung von 9% und einer Dicke von 150 μm berechnet.

Wird das Ausbleichen der Scheibe vernachlässigt und nimmt man eine mittlere Scheibentemperatur von $T_{Sch} = 300$ K an, so können selbst bei beliebig hoher Durchgangszahl durch die Scheibe aufgrund der Verluste der Pumpoptik maximal nur 96,5% der Pumpleistung im Kristall absorbiert werden. Durch das Pumpen nimmt jedoch die mittlere Scheibentemperatur und die Besetzungsdichte des oberen Multipletts zu, so dass bei einer mittleren Scheibentemperatur von $T_{Sch} = 400$ K und einer im gepulsten Betrieb typischen Besetzungsdichte \tilde{N}_2 von 30% auch bei beliebig hohen Durchgangszahlen nicht mehr als 92,7% absorbiert werden können.

Zur Zeit sind Pumpoptiken mit 16 bzw. 24 Pumpstrahlungsdurchgängen im Einsatz. Bei einer niedrigen Inversion werden damit etwa 90% der Pumpleistung absorbiert, während bei einer hohen Besetzungsdichte nur zwischen 60% und 75% der Pumpleistung genutzt werden können. Für einen effizienteren Laserbetrieb wären daher gerade bei einer hohen Inversion Pumpoptiken mit erhöhter Durchgangszahl M_p sinnvoll. Ein höherer Absorptionswirkungsgrad kann außerdem durch einer größere Scheibendicke oder Dotierung erreicht werden. Eine weitere Möglichkeit, den Anteil der absorbierten Pumpleistung zu erhöhen, ist der Übergang zu einer tieferen Kühlmitteltemperatur der Laserscheibe, was jedoch für die industrielle Umsetzung nicht immer praktikabel ist. Um die Pumpleistung dennoch effizient in das Lasermedium einzubringen und damit den Gesamtwirkungsgrad

hoch zu halten, sind daher Betriebsparameter sinnvoll, bei denen die mittlere Inversion in der Scheibe möglichst gering gehalten wird.

3.2.2 Ratengleichung für die Besetzungsdichte

Betrachtet man die zeitliche Änderung der Besetzungsdichte des oberen Multipletts N_2 , so lassen sich drei Prozesse unterscheiden, die zu einer Be- bzw. Entvölkerung des Niveaus führen. Durch spontane Relaxation sowie stimulierte Emission von Strahlung durch Wechselwirkung mit dem Strahlungsfeld des Lasers nimmt die Besetzungsdichte ab, während sie durch die Absorption der Pumpstrahlung zunimmt. Für die Ratengleichung des oberen Multipletts gilt daher

$$\frac{dN_2}{dt} = -W_f + W_p - W_l, \quad (3.5)$$

wobei W_f die spontane Relaxationsrate, W_p die Absorptionsrate der Pumpphotonen und W_l die induzierte Emissionsrate pro Volumen angibt. Da die Besetzungsdichte des unteren Multipletts N_1 durch Gleichung 2.1 mit N_2 verknüpft ist, reicht es bei einem „Quasi-Drei-Niveau“-System aus, eine Ratengleichung für die Besetzungsdichte aufzustellen. Die spontane Relaxationsrate ist gegeben durch

$$W_f = \frac{N_2}{\tau_f}. \quad (3.6)$$

Der spontane Übergang aus dem oberen in das untere Multiplett wird durch eine charakteristische Zeitkonstante, die Fluoreszenzlebensdauer τ_f beschrieben. Diese Zeitkonstante umfasst dabei sowohl strahlende Prozesse wie die spontane Emission von Fluoreszenzstrahlung als auch nichtstrahlende Prozesse [38]. Für Yb:YAG kann in guter Näherung mit einer Quanteneffizienz von 100% gerechnet werden [23]. Die Relaxation erfolgt nur durch strahlende Prozesse.

Mit Hilfe des in Kapitel 3.2.1 beschriebenen Absorptionswirkungsgrads der Pumpstrahlung η_{Abs} lässt sich die Absorptionsrate der Pumpphotonen berechnen:

$$W_p = \frac{E_p \eta_{Abs}}{h\nu_p d_{Sch}}. \quad (3.7)$$

Dabei kennzeichnet E_p die einfallende Pumpleistungsdichte, $h\nu_p$ gibt die Energie eines einfallenden Pumpphotons an und d_{Sch} beschreibt die Dicke der Scheibe.

Maßgebend für die Zunahme der Leistungsdichte im Resonator und damit für die Abnahme der Besetzungsdichte des oberen Multipletts durch stimulierte Emission ist der

Koeffizient der Verstärkung des Lasermaterials g , der nur von den Materialeigenschaften des Lasermaterials und den Besetzungsdichten der Laserniveaus abhängt und durch

$$g = N_2 \sigma_{em}^{(L)} - N_1 \sigma_{abs}^{(L)} = N_2 \sigma_{em}^{(L)} - (N_{Dot} - N_2) \sigma_{abs}^{(L)} \quad (3.8)$$

gegeben ist, wobei $\sigma_{abs}^{(L)}$ und $\sigma_{em}^{(L)}$ die effektiven Wirkungsquerschnitte für Absorption bzw. Emission beim Laserübergang sind.

Die Rate für den stimulierten Übergang vom oberen ins untere Laserniveau berechnet sich aus

$$W_l = \frac{g E_{r,eff}}{h \nu_L}. \quad (3.9)$$

Die Energie eines beim Laserübergang emittierten Photons wird dabei mit $h \nu_L$ bezeichnet. $E_{r,eff}$ gibt die effektiv mit dem Lasermaterial wechselwirkende resonatorinterne Leistungsdichte an, die durch Überlagerung mehrerer im Resonator umlaufenden Strahlungsfelder entsteht. Unter der Annahme einer geringen Verstärkung durch das laseraktive Medium und eines niedrigen Auskoppelgrads gilt damit näherungsweise

$$E_{r,eff} \approx M_r E_r. \quad (3.10)$$

E_r ist dabei die resonatorinterne Leistungsdichte in eine Propagationsrichtung. M_r beschreibt die Anzahl der Durchgänge des im Resonator umlaufenden Wellenfeldes durch das Lasermaterial und ist von der Resonatorkonfiguration abhängig (Scheibe als Endspiegel: $M_r = 2$, Scheibe als Umlenkspiegel: $M_r = 4$). Dabei wird angenommen, dass sich Änderungen der resonatorinternen Leistungsdichte unmittelbar auf die ganze Strahlung im Resonator auswirken. Dies gilt, wenn die Zeitkonstanten für den Pulsaufbau bzw. den Pulsabfall deutlich oberhalb der Resonatorumlaufzeit liegen. Außerdem wird für die einzelnen Durchgänge von einem konstanten E_r ausgegangen. Auf dem Auskoppelspiegel ist jedoch die reflektierte Leistungsdichte um den Faktor T_{oc} gegenüber der einfallenden Leistungsdichte reduziert. Bei einem hohen Auskoppelgrad verringert dies die Genauigkeit des Modells. Für eine Reflektivität des Auskoppelspiegels von 80% werden bereits 22% der mittleren resonatorinternen Leistungsdichte ausgekoppelt. Bei güteschalteten Scheibenlasern liegt der Auskoppelgrad typischerweise unterhalb 20%. Für die Pulserzeugung durch Cavity-dumping liegt der Auskoppelgrad während des Pulsaufbaus nahe bei 0%, bei der Pulsaukopplung kann er über 20% betragen. Bei der Erzeugung kürzester Pulse ist diese Begrenzung der Gültigkeit des Modells zu beachten (vgl. Kapitel 3.6).

Die Ratengleichung der Besetzungsdichte lässt sich somit schreiben als

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{N_2}{\tau_f} + \frac{E_p \eta_{Abs}}{h \nu_P d_{Sch}} - \frac{M_r E_r}{h \nu_L} \left(N_2 \sigma_{em}^{(L)} - (N_{Dot} - N_2) \sigma_{abs}^{(L)} \right). \quad (3.11)$$

Aus der Besetzungsdichte der Multipletts lässt sich direkt ableiten, welche Energie mit einem Laserpuls maximal aus der Scheibe extrahiert werden kann. Ein Laserpuls kann nur Energie aus der Scheibe extrahieren, solange der Koeffizient der Verstärkung $g > 0$ ist. Mit der Besetzung des oberen Multipletts für den Fall, dass Emission und Absorption im Gleichgewicht stehen ($g = 0$), erhält man für die aus einem bestimmten Volumen der Scheibe extrahierbare Energiedichte bei einer Extraktionszeit $\ll \tau_f$ [11]:

$$q_{Sch} = h\nu_L \left(N_2 - \frac{\sigma_{abs}^{(L)}}{\sigma_{em}^{(L)} + \sigma_{abs}^{(L)}} N_{Dot} \right) = H_S g. \quad (3.12)$$

Mit der Sättigungsenergiedichte H_S als Proportionalitätsfaktor ist die extrahierbare Energiedichte direkt mit dem Koeffizienten der Verstärkung verknüpft. Die Sättigungsenergiedichte ist eine Materialkonstante und gegeben durch

$$H_S = \frac{h\nu_L}{\sigma_{em}^{(L)} + \sigma_{abs}^{(L)}}. \quad (3.13)$$

H_S ist temperaturabhängig und liegt für 300 K bei $H_S = 9,9 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ und steigt für eine Temperatur von 400 K aufgrund des geringeren Emissionswirkungsquerschnitts auf $H_S = 15,7 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$ an. Mit der Scheibendicke erhält man aus Gleichung 3.12 die aus einer bestimmten Fläche extrahierbare Energiedichte der Scheibe

$$H_{Sch} = H_S g d_{Sch}, \quad (3.14)$$

bzw. durch Normierung auf die Sättigungsenergiedichte H_S wie in [11] vorgeschlagen

$$\hat{H}_{Sch} = g d_{Sch}. \quad (3.15)$$

Typische Werte für die normierte, aus einer Scheibe extrahierbare Energiedichte reichen bis etwa $\hat{H}_{Sch} = 0,15$.

3.2.3 Ratengleichung für die resonatorinterne Leistungsdichte

Neben der Ratengleichung für die Besetzungsdichte ist mit der Ratengleichung für die resonatorinterne Leistungsdichte eine weitere Gleichung notwendig, um den Laserbetrieb zu beschreiben. Die im Resonator umlaufende Leistungsdichte E_r wird durch induzierte Emission verstärkt, während sie gleichzeitig im Resonator Verluste erfährt und dadurch abgeschwächt wird. Die hier aufgestellten Gleichungen sind für die in dieser Arbeit betrachteten Stehwellenresonatoren gültig, lassen sich aber durch geringe Modifikationen auf Ringresonatoren anpassen. Die Ratengleichung der resonatorinternen Leistungsdichte ist gegeben durch

$$\frac{dE_r}{dt} = M_s M_r g d_{Sch} \frac{E_r}{T_r} + [\ln(1 - L_{int}) + \ln(1 - T_{oc})] \frac{E_r}{T_r} + M_s \frac{dE_{f,eff}}{dt}, \quad (3.16)$$

wobei wiederum angenommen wird, dass sich jede Änderung der resonatorinternen Leistungsdichte instantan auf die gesamte im Resonatorvolumen enthaltene Leistungsdichte auswirkt. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die Verstärkung der Leistungsdichte durch induzierte Emission. Dabei gibt T_r die Resonatorumlaufzeit an, die bei einem Stehwellenresonator durch $T_r = \frac{2L_{r,eff}}{c}$ bestimmt ist, wobei $L_{r,eff}$ für die effektive Resonatorlänge und c für die Vakuumlichtgeschwindigkeit steht. M_r gibt die Zahl der Verstärkungsdurchgänge durch eine Scheibe pro Resonatorumlauf, M_s die Anzahl der Scheiben im Resonator an, wobei vereinfachend angenommen wird, dass alle Scheiben identische Parameter (Dicke, Dotierung, ...) aufweisen und unter gleichen Bedingungen (Pumpleistung, Pumpfleckdurchmesser, ...) betrieben werden, wie sie in der Praxis in der Regel zur Anwendung kommen. Ist dies nicht der Fall, so muss dieser Term für jede einzelne Scheibe aufgestellt und summiert werden. Dann ist allerdings auch die Ratengleichung für die Besetzungsdichte 3.11 für jede Scheibe gesondert aufzustellen.

Der zweite Term beschreibt die Abnahme der resonatorinternen Leistungsdichte durch Verluste, wobei neben resonatorinternen Verlusten L_{int} auch der Transmissionsgrad eines Auskoppelspiegels T_{oc} für den Resonator einen Verlust bedeutet. Resonatorinterne Verluste werden unter anderem durch die nicht idealen Reflexionsgrade der Resonatorspiegel bzw. Transmissionsgrade der resonatorinternen optischen Elemente sowie bei polarisierten Lasern durch Depolarisationsverluste verursacht. Zusätzlich können thermisch induzierte Linsen im Resonator durch ihre asphärischen Anteile zu Beugungsverlusten führen. Auch Luftturbulenzen im Resonator bewirken zeitabhängige Umlaufverluste.

Der dritte Term gibt die Zunahme der Leistungsdichte durch Fluoreszenzstrahlung an und ist bei gepulsten Lasern, die nicht extern geseeded werden, von großer Bedeutung. Die Photonen der Fluoreszenzstrahlung, die in den Resonator abgestrahlt werden, stellen die Startenergie für den Pulsaufbau bereit. In Kapitel 3.2.4 wird diese Startenergie näher betrachtet.

Die effektive Resonatorlänge entspricht der optischen Weglänge des Resonators. Mit Gleichung 3.10 kann die Ratengleichung für die resonatorinterne Leistungsdichte geschrieben werden als

$$\frac{dE_r}{dt} = \left[M_s M_r g d_{Sch} + [\ln(1 - L_{int}) + \ln(1 - T_{oc})] \right] E_r \frac{c}{2L_{r,eff}} + M_s \frac{dE_{f,eff}}{dt}. \quad (3.17)$$

3.2.4 Startenergie des Verstärkungsprozesses

Bei freilaufenden PulsLasern wie Lasern im Cavity-dumping-Betrieb und gütegeschalteten Lasern wird die Startenergie für den Pulsaufbau durch die vom laseraktiven Medi-

um spontan abgestrahlten Fluoreszenzphotonen erzeugt. Von der gesamten Fluoreszenzstrahlung ist jedoch nur ein Bruchteil für den Pulsaufbau effektiv nutzbar. Bei Lasern mit polarisationsselektiven Elementen im Resonator muss die Polarisation der Fluoreszenzstrahlung zu der vom Resonator unterstützten Polarisation passen. Außerdem müssen die Photonen in eine Richtung abgestrahlt werden, aus der sie vom Resonator wieder auf den gepumpten Bereich abgebildet werden. Um zum Pulsaufbau beizutragen, muss zusätzlich die Frequenz bzw. Wellenlänge der Fluoreszenzphotonen im Bereich des Maximums der Gesamtverstärkung von laseraktivem Medium und Resonator liegen. Durch frequenzselektive Elemente im Resonator, wie beispielsweise Etalons oder Lyot-Filter, muss die Frequenz mit der maximalen Verstärkung nicht in jedem Fall mit dem Maximum des Verstärkungsspektrums des laseraktiven Materials zusammenfallen. Die effektive durch die Fluoreszenzstrahlung erzeugte Leistungsdichte $E_{f,eff}$ in der Scheibe, die in den Resonator eingekoppelt wird und für den Pulsaufbau zur Verfügung steht, kann aus der effektiv nutzbaren Energie der Fluoreszenzstrahlung $Q_{f,eff}$ und der Resonatorumlaufzeit T_r berechnet werden durch

$$E_{f,eff} = \frac{1}{\pi w_0^2} \frac{Q_{f,eff}}{T_r} = \frac{1}{\pi w_0^2} \iiint_{V_r} q_{f,eff} dV \cdot \frac{c}{2L_{r,eff}}, \quad (3.18)$$

wobei w_0 den Strahlradius des Laserstrahls in der Scheibe, V_r das Resonatorvolumen mit der effektiven Resonatorlänge $L_{r,eff}$ und $q_{f,eff}$ die effektiv nutzbare Energiedichte der Fluoreszenzstrahlung pro Volumen angibt. Durch Differentiation erhält man die zeitliche Änderung der effektiven Leistungsdichte der Fluoreszenzstrahlung

$$\frac{dE_{f,eff}}{dt} = \frac{1}{\pi w_0^2} \iiint_{V_r} \frac{dq_{f,eff}}{dt} dV \cdot \frac{c}{2L_{r,eff}}. \quad (3.19)$$

Aus der gesamten von der Scheibe abgestrahlten Energiedichte der Fluoreszenz q_f erhält man die Änderung der effektiven Energiedichte:

$$\frac{dq_{f,eff}}{dt} = \frac{dq_f}{dt} C_{Pol} C_\theta C_\lambda. \quad (3.20)$$

Die Faktoren C_{Pol} , C_θ und C_λ geben den Anteil der Fluoreszenzphotonen an, die aufgrund ihrer Polarisation, ihrer Ausbreitungsrichtung bzw. ihrer Wellenlänge für den Pulsaufbau genutzt werden können.

Um die Energiedichte der von einer Scheibe abgestrahlten Fluoreszenz zu bestimmen, muss zunächst die Rate der spontanen Emission näher betrachtet werden. Nach Gleichung 3.6 ist die spontane Relaxationsrate von der Lebensdauer des oberen Laserniveaus abhängig. Diese Lebensdauer umfasst sowohl strahlende als auch nichtstrahlende Prozesse, wobei letztere natürlich keinen Beitrag zur Fluoreszenzstrahlung leisten. Für die

Betrachtung ist daher die Lebensdauer der strahlenden Prozesse relevant. Nach [23, 39] liegt das Verhältnis der Fluoreszenzlebensdauer zur strahlenden Lebensdauer, die sogenannte Quanteneffizienz, für Yb:YAG nahe bei 100%. In guter Näherung kann daher die strahlende Lebensdauer gleich der Fluoreszenzlebensdauer gesetzt werden. Mit der spontanen Relaxationsrate aus Gleichung 3.6 gilt für die Energiedichte der von einer Scheibe abgestrahlten Fluoreszenz

$$\frac{dq_f}{dt} = \frac{N_2}{\tau_f} h\nu_F. \quad (3.21)$$

ν_F gibt die mittlere Frequenz der Fluoreszenzstrahlung an, die aus dem Emissionswirkungsquerschnitt (Kapitel 2.2.1) bestimmt werden kann. Für Yb:YAG liegt die mittlere Wellenlänge der Fluoreszenzstrahlung bei $\lambda_F = 1018,3$ nm.

Der in Gleichung 3.20 eingeführte Faktor C_{Pol} gibt an, welcher Anteil der Fluoreszenzphotonen wegen ihrer Polarisation für den Pulsaufbau genutzt werden kann. Dabei muss zwischen isotropen Lasermaterialien wie Yb:YAG und anisotropen Materialien (z.B. Yb:KYW, Yb:KGW) unterschieden werden. Wenn im Resonator keine Polarisation selektiert wird, kann sich beim Pulsaufbau die Polarisationsrichtung durchsetzen, die mit der Richtung des maximalen Emissionswirkungsquerschnitts übereinstimmt. Da bei isotropen Materialien keine Vorzugsrichtung besteht, kann jedes Fluoreszenzphoton genutzt werden. Sind polarisierende Elemente im Resonator vorhanden, so kann im zeitlichen Mittel nur jedes zweite Photon zum Pulsaufbau beitragen. Bei anisotropen Materialien lassen sich für die beiden Hauptachsen zwei polarisationsabhängige effektive Wirkungsquerschnitte $\sigma_{Em}^{(1)}$ und $\sigma_{Em}^{(2)}$ definieren, wobei im Resonator die Richtung des ersten unterstützt werden soll. Auch ohne polarisationsselektive Elemente wird sich bei einem anisotropen Material wie z.B. Yb:KYW ein Puls mit linearer Polarisation aufbauen.

Zusammenfassend kann für die oben betrachteten Fälle der Faktor C_{Pol} geschrieben werden als

$$C_{Pol} = \begin{cases} 1 & \text{isotropes Lasermaterial im unpolarisierenden Resonator} \\ \frac{1}{2} & \text{isotropes Lasermaterial im polarisierenden Resonator} \\ \frac{\sigma_{Em}^{(1)}}{\sigma_{Em}^{(1)} + \sigma_{Em}^{(2)}} & \text{anisotropes Lasermaterial (Polarisation in Richtung von } \sigma_{Em}^{(1)} \text{)}. \end{cases} \quad (3.22)$$

Für die im Rahmen dieser Arbeit behandelten Yb:YAG Scheibenlaser liegt C_{Pol} je nach Resonatorkonfiguration bei 1 oder $\frac{1}{2}$. Der Faktor $\frac{1}{2}$ kommt zum Einsatz, wenn sich ein polarisierendes Element im Resonator befindet.

Bei Yb:YAG erfolgt die Abstrahlung der Fluoreszenz gleichmäßig in alle Raumrichtungen. Nur ein Bruchteil dieser abgestrahlten Photonen kann in den Resonator eingekoppelt werden und die Startenergie für den Pulsaufbau bereitstellen. Ein Großteil der spontan emittierten Strahlung kann die Scheibe nicht in axialer Richtung verlassen und wird durch Totalreflexion in der Scheibe zu ihrem Umfang geführt. Damit die Fluoreszenzphotonen in den Resonator eingekoppelt werden können, muss deren Richtung zusätzlich im Akzeptanzbereich des Resonators liegen. Nutzbar sind jene Photonen, die in den Bereich des Raumwinkels $\Omega_{r,int}$ des Resonators abgestrahlt werden. Dieser Raumwinkel ist mit dem Divergenzwinkel der Laserstrahlung in der Scheibe durch $\Omega_{r,int} = 2\pi(1 - \cos(\frac{\theta_0}{n_{Sch}}))$ bestimmt, wobei das Snellius'sche Brechungsgesetz für kleine Winkel linearisiert wird und n_{Sch} den Brechungsindex der Scheibe angibt [40]. Wie in Abbildung 3.2 exemplarisch für $M_r = 4$ dargestellt, gibt es für jeden Durchgang der Laserstrahlung durch die Scheibe einen zugehörigen Raumwinkel des Resonators. Somit skaliert der gesamte nutzbare Raumwinkel mit der Durchgangszahl M_r . Für den Anteil der in den Resonator eingekoppelbaren Fluoreszenzphotonen gilt:

$$C_\theta = \frac{M_r \Omega_{r,int}}{4\pi} = \frac{1}{2} M_r \left(1 - \cos \left(\frac{\theta_0}{n_{Sch}} \right) \right) = M_r \sin^2 \left(\frac{1}{2} \frac{\theta_0}{n_{Sch}} \right). \quad (3.23)$$

Für den Divergenzwinkel der Laserstrahlung in der Scheibe und die Beugungsmaßzahl M^2 gilt der Zusammenhang

$$w_0 \theta_0 = M^2 w_{00} \theta_{00} = M^2 \frac{\lambda_L}{\pi}. \quad (3.24)$$

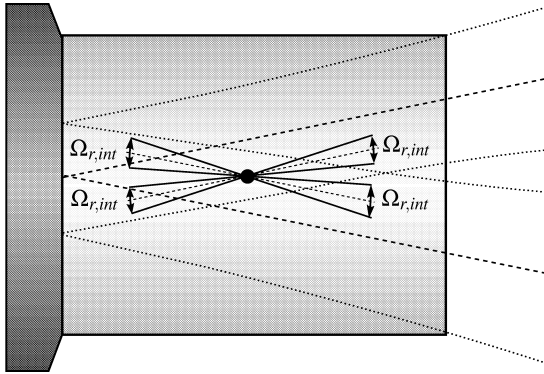


Abbildung 3.2: Mögliche Raumwinkel, für welche die Fluoreszenzstrahlung in den Resonator eingekoppelt werden kann ($M_r = 4$).

Tailenradius und Divergenzwinkel des Gauß'schen Grundmodes werden durch w_{00} und θ_{00} gegeben. Für kleine Winkel ergibt sich somit

$$C_\theta = M_r \left(\frac{M^2 \lambda_L}{2\pi n_{Sch} w_0} \right)^2. \quad (3.25)$$

Eine Abschätzung der maximalen Anzahl an transversalen Moden N_{max} , die in einer Raumrichtung anschwingen können, liefert nach [38] $N_{max} = (w_p/w_{00})^2 \approx (w_0/w_{00})^2$. Mit Gleichung 3.24 kann damit gezeigt werden, dass $N_{max} = M^2$. Die Beugungsmaßzahl M^2 gibt somit die Anzahl der transversalen Moden in einer Raumrichtung an, welche in der durch den Pumpfleck gebildeten Apertur anschwingen können. Der Faktor C_θ ist proportional zu $(M^2)^2$ und daher proportional zur Gesamtzahl der anschwingenden transversalen Moden N_{max}^2 .

Ein Zahlenbeispiel soll zeigen, wie stark der Faktor C_θ die nutzbare Fluoreszenz einschränkt. Wird die Scheibe im Resonator als Umlenkspiegel eingesetzt und Grundmodebetrieb im Resonator realisiert, dann liegt für einen Strahlradius in der Scheibe von $w_0 = 1 \text{ mm}$ der Faktor C_θ bei $3 \cdot 10^{-8}$. Aus einer Milliarde emittierten Photonen können nur 30 in den Resonator eingekoppelt werden.

Diese Zahl verringert sich weiter, wenn man die Wellenlänge der Fluoreszenzphotonen betrachtet, was durch den Faktor C_λ beschrieben wird. Damit ein Photon zum Pulsaufbau beitragen kann, muss seine Wellenlänge im Bereich der spektralen Halbwertsbreite $\Delta\lambda_L$ der erzeugten Laserstrahlung liegen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon durch spontane Emission in einem bestimmten Wellenlängenbereich $\Delta\lambda$ emittiert wird, ist näherungsweise proportional zum effektiven Emissionswirkungsquerschnitt [41]. Durch Normierung erhält man somit

$$C_\lambda(\lambda) = \frac{\sigma_{Em}(\lambda) \Delta\lambda}{\int \sigma_{Em}(\lambda) d\lambda}, \quad (3.26)$$

beziehungsweise für den Laserübergang bei der Wellenlänge λ_L

$$C_\lambda(\lambda_L) = \frac{\sigma_{Em}(\lambda_L) \Delta\lambda_L}{\int \sigma_{Em}(\lambda) d\lambda}. \quad (3.27)$$

Typische Werte für die spektrale Halbwertsbreite der Laserstrahlung liegen bei gütegeschalteten Yb:YAG Scheibenlasern bei etwa $\Delta\lambda_L = 0,5 \text{ nm}$. Damit erhält man für C_λ Werte im Bereich von $1,2 \cdot 10^{-2}$ bis $1,8 \cdot 10^{-2}$. Etwa 1% der Fluoreszenzstrahlung wird im Wellenlängenbereich der Laserstrahlung emittiert.

Aus den Gleichungen 3.19 und 3.21 ergibt sich für die zeitliche Änderung der effektiv nutzbaren Fluoreszenzleistungsdichte

$$\frac{dE_{f,eff}}{dt} = \frac{N_2}{\tau_f} h\nu_f d_{Sch} C_{Pol} C_\theta C_\lambda \cdot \frac{c}{2L_{r,eff}}. \quad (3.28)$$

Durch zweifache Integration lässt sich daraus die effektive Startenergie $Q_{f,eff}$ abschätzen, die während eines Resonatorumlaufs von der Scheibe abgestrahlt wird und im Resonator gespeichert ist:

$$Q_{f,eff} = \frac{N_2}{\tau_f} h\nu_f \pi w_0^2 d_{Sch} C_{Pol} C_\theta C_\lambda \cdot \frac{2L_{r,eff}}{c}. \quad (3.29)$$

Bei einer Leistung der Fluoreszenzstrahlung von 1 W werden etwa 10^{19} Photonen pro Sekunde abgestrahlt. Je Sekunde werden 10^{11} Photonen in den Resonator eingekoppelt, von denen jedoch pro Nanosekunde nur 1 Photon die passenden spektralen Eigenschaften für den Pulsaufbau aufweist. Das Einsetzen von typischen Zahlenwerten für gepulste Scheibenlaser mit Yb:YAG (einige 100 W Pumpleistung, Resonatorumlaufzeit 10 ns) zeigt, dass während eines Resonatorumlaufs durch die Fluoreszenzstrahlung eine nutzbare Pulsenergie von einigen 10 aJ bis 100 aJ erzeugt wird. Dies entspricht einer Gesamtzahl von wenigen hundert Photonen. Bei der Betrachtung der Startenergie können sich daher schon statistische Effekte bemerkbar machen. Diese Fluktuationen der Startenergie können zur Variation der Ausgangspulsenergie führen. Wird im gepulsten Betrieb der Resonator geschlossen, so kann sich während einiger Resonatorumläufe die Startenergie akkumulieren. Die innerhalb weniger Resonatorumläufe akkumulierte Energie liegt im Femtojoule-Bereich, was gut mit früheren Untersuchungen übereinstimmt [11, 42].

Nach SIEGMAN [38] folgt aus fundamentalen Grundsätzen der Quantentheorie, dass je Lasermode für n Photonen, die durch stimulierte Emission erzeugt werden, ein zusätzliches Photon durch spontane Emission in den Resonator eingekoppelt wird. Dabei gibt n die Gesamtzahl der Photonen einer Mode an. Eine Plausibilitätsprüfung des im Rahmen der vorliegenden Arbeit dargestellten Ansatzes zeigt, dass sich Gleichung 3.28 auf die in [38] eingeführte Formulierung des „Extra Photons“ zurückführen lässt. Die Herleitung hierzu ist im Anhang dieser Arbeit angeführt.

3.2.5 Integration der Ratengleichungen

Durch die Ratengleichungen 3.11 und 3.17 wird ein System aus nichtlinearen, gekoppelten Differentialgleichungen beschrieben. Für den kontinuierlichen Betrieb, bei dem die zeitlichen Änderungen der Besetzungsdichte N_2 und der resonatorinternen Leistungsdichte E_r gleich Null gesetzt werden können, liefern die Ratengleichungen eine analytische Lösung der Laserschwelle, der Laserleistung und des optimalen Auskoppelgrads. Die analytischen Lösungen für den stationären Fall von „Quasi-Drei-Niveau“-Systemen

werden bei [43, 44] näher beschrieben. Eine Erweiterung, die den Einfluss des Pumpprofils, ob Gauß- oder Top-Hat-Profil, erfasst, wird in [45] vorgestellt. Für das Scheibenlaserdesign wird eine analytische Lösung für den kontinuierlichen Betrieb von CON-TAG [23] angegeben.

Um Lösungen für den gepulsten Betrieb zu erhalten, müssen die Ratengleichungen integriert werden. Eine analytische Integration scheitert an der Exponentialfunktion in Gleichung 3.1 bzw. 3.4 und den gemischten von N_2 und E_r abhängigen Termen der Ratengleichungen. Erfolgt die Variation der Leistungsdichte E_r innerhalb einer Zeitspanne, die deutlich unterhalb der Periodendauer T_p eines Pulszyklus ($T_p = 1/f_p$) sowie der Fluoreszenzlebensdauer liegt, so kann in Gleichung 3.11 der Pumptermin und die spontane Emission während des Pulsaufbaus vernachlässigt werden. Für gütegeschaltete Laser kann unter dieser Annahme eine analytische Lösung gefunden werden [38], die es erlaubt, Aussagen über die Pulsenergie und Pulslänge zu treffen. Auch für regenerative Scheibenverstärker kann durch die Entkopplung der Verstärkungsphase von der Pumpphase ein analytisches Modell aufgestellt werden [11].

Bei den in der vorliegenden Arbeit betrachteten hohen Repetitionsraten stellt obige Annahme eine zu grobe Vereinfachung dar. Für hohe Pulswiederholraten ist die Zeit, während der Energie in die Scheibe eingebracht wird, praktisch gleich lang wie die Zeit, die für deren Extraktion benötigt wird. Außerdem hat die Fluoreszenzstrahlung gerade bei hohen Repetitionsraten einen entscheidenden Einfluss auf den Wirkungsgrad des Lasers und darf während des Pulsaufbaus nichts vernachlässigt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit soll die Pulsentstehung daher möglichst exakt durch eine numerische Integration der Ratengleichungen wiedergegeben werden. Für die Pumpphase, bei der kein Laserbetrieb vorliegt, kann zur Reduktion des Rechenaufwands jedoch die in [11] beschriebene lineare Näherung der Absorptionseffizienz und die daraus resultierende analytische Lösung herangezogen werden. Zur numerischen Integration der Ratengleichungen (vgl. Gleichung 3.11 und 3.17)

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{N_2}{\tau_f} + \frac{E_p \eta_{Abs}}{h\nu_P d_{Sch}} - \frac{M_r E_r}{h\nu_L} \left(N_2 \sigma_{em}^{(L)} - (N_{Dot} - N_2) \sigma_{abs}^{(L)} \right) \quad (3.30)$$

$$\frac{dE_r}{dt} = \left[M_s M_r g d_{Sch} E_r + [\ln(1 - L_{int}) + \ln(1 - T_{oc})] E_r \right] \frac{c}{2L_{r,eff}} + M_s \frac{dE_{f,eff}}{dt} \quad (3.31)$$

wurde das Runge-Kutta-Verfahren 4. Ordnung [46] angewandt. Bei ausreichend feiner Schrittweite liefert jedoch auch eine Integration nach dem Euler-Verfahren brauchbare Ergebnisse.

Zu beachten ist bei den Gleichungen 3.30 und 3.31, dass durch die resonatorinterne Leistungsdichte E_r die Leistungsdichte des im Resonator umlaufenden Strahlungsfeldes in eine Richtung angegeben wird. Häufig wird in der Literatur anstatt der Ratengleichung der Leistungsdichte eine Ratengleichung für die Photonendichte im Resonator aufgestellt, wobei Photonen beider Propagationsrichtungen berücksichtigt werden. Die Photonendichte gibt somit die gesamte mit dem laseraktiven Medium wechselwirkende Anzahl an Photonen in einem Volumenelement wieder. Sie ist proportional zur effektiven resonatorinternen Leistungsdichte $E_{r,eff}$. Aufgrund der geringen Verstärkung in der Scheibe kann die effektive resonatorinterne Leistungsdichte als Überlagerung mehrerer Strahlungsfelder (M_r Strahlungsfelder, jeweils in eine Richtung) mit der Leistungsdichte E_r durch $E_{r,eff} \approx M_r E_r$ angegeben werden (vgl. Gleichung 3.10). Die zur Zeit t ausgekoppelte Leistungsdichte ist gegeben durch $E_r(t) T_{oc}(t)$, aus der sich durch Integration und Multiplikation mit der Strahlquerschnittsfläche die ausgekoppelte Pulsenergie bestimmen lässt (vgl. Kapitel 3.7).

3.2.6 Vergleich des Modells mit experimentellen Daten

Das in den vorigen Abschnitten aufgestellte Modell soll nun mit experimentellen Daten verglichen werden. Dadurch wird die Eignung des Modells, qualitative und quantitative Aussagen über den gepulsten Laserbetrieb treffen zu können, überprüft. Auch wenn im Rahmen dieser Arbeit der Schwerpunkt auf der Betrachtung des Cavity-dumpings liegen soll, wird zur Überprüfung des Modells auf einen gütegeschalteten Scheibenlaser zurückgegriffen. Vorteil des gütegeschalteten Lasers ist, dass durch den konstanten Auskoppelgrad aus der gemessenen Pulsenergie und Pulsdauer direkt die resonatorinterne Leistungsdichte bestimmt werden kann. Für die physikalischen Vorgänge in der Scheibe ist es unerheblich, ob gepulster Betrieb durch Variation der resonatorinternen Verluste oder des Auskoppelgrads erzielt wird.

Der für diesen Vergleich eingesetzte gepulste Scheibenlaser ist in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt. Gepulster Laserbetrieb wird durch elektrooptische Güteschaltung mit einer Pockels-Zelle erreicht. Eine 9%-dotierte Yb:YAG Scheibe mit einer Dicke von $180 \mu\text{m}$ ist in eine Pumpoptik mit 24 Pumpstrahlungsdurchgängen eingebaut. Auf der Scheibe wird ein Pumpfleckdurchmesser von 2,3 mm erzeugt. Die Scheibe wird als Umlenkspiegel im Resonator eingesetzt, der mit einem Modendurchmesser von ca. 80% des Pumpfleckdurchmessers für den Grundmodebetrieb ausgelegt ist. Durch eine Pockels-Zelle mit zwei β -Bariumborat (BBO) Kristallen und durch einen Dünnschichtpolarisator (TFP) wird der gütegeschaltete Betrieb erreicht. Wird eine Spannung an die Pockels-Zelle angelegt, führt die Phasenverzögerung in den BBO Kristallen zu zusätzlichen

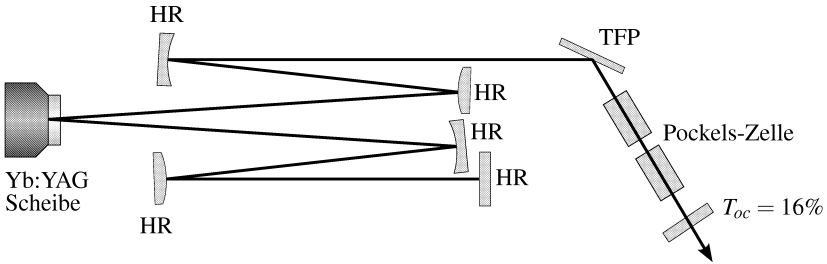


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des elektrooptisch gütegeschalteten Scheibenlasers, der für den Vergleich des theoretischen Modells des Scheibenlasers mit Experimenten herangezogen wird.

Transmissionsverlusten am Dünnschichtpolarisator. Im spannungslosen Zustand treten keine nennenswerten zusätzlichen Verluste auf. Die Spannung wird mit einem Push-Pull-Schalter basierend auf MOSFETs geschaltet, wobei die ansteigende und die abfallende Spannungsflanke in etwa eine gleiche Länge von 30 ns aufweisen (Schaltzeit 0% bis 100%). Der Auskoppelspiegel hat eine Transmission von $T_{oc} = 16\%$, die Resonatorlänge beträgt $L_{r,eff} = 1672$ mm, was einer Resonatorumlaufzeit von 11,2 ns entspricht. Die resonatorinternen Verluste werden aufgrund der eingesetzten Pockels-Zelle mit $L_{int} = 1,3\%$ abgeschätzt. Damit die Parameter eines jeden erzeugten Laserpulses unabhängig von der Energie der vorangegangenen Pulse sind, wird der Laser bei einer niedrigen Repetitionsrate von 250 Hz betrieben. Durch die lange Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Pulsen kann die Verstärkung in der Scheibe wieder ihren Sättigungswert erreichen. Bei der eingestrahelten Pumpleistung von ca. 60 W beträgt die berechnete relative Besetzungsdichte $\tilde{N}_2 = 0,24$. Zum Zeitpunkt $t = 0$ wird der Resonator durch die Pockels-Zelle geschlossen. Den berechneten Verlauf der resonatorinternen Leistungsdichte sowie den mittels einer Photodiode gemessenen Verlauf zeigt Abbildung 3.4 in linearer und logarithmischer Darstellung. Das Signal der Photodiode ist anhand der gemessenen Pulsenergie kalibriert. Bei Werten unter $10 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ ist das Rauschen des Messsignals größer als das Signal selbst. Für den Pulsaufbau wird für diesen Bereich eine Gerade an die Messwerte angepasst, die den exponentiellen Anstieg während der Verstärkung angibt.

Auf den ersten Blick scheint die Übereinstimmung des Modells mit der Messung nur mäßig zu sein. Beim Pulsaufbau stimmt die Ausgleichsgerade der Messung für geringe resonatorinterne Leistungsdichten sehr gut mit dem Modell überein. Die Startenergie aus Kapitel 3.2.4 passt zur Messung, wobei im Modell deutlich die schnelle Energieakkumulation zu Beginn der Verstärkungsphase zu erkennen ist. Die Steigungen während der Pulsverstärkung stimmen für Modell und Experiment überein. Die Besetzungsdichte

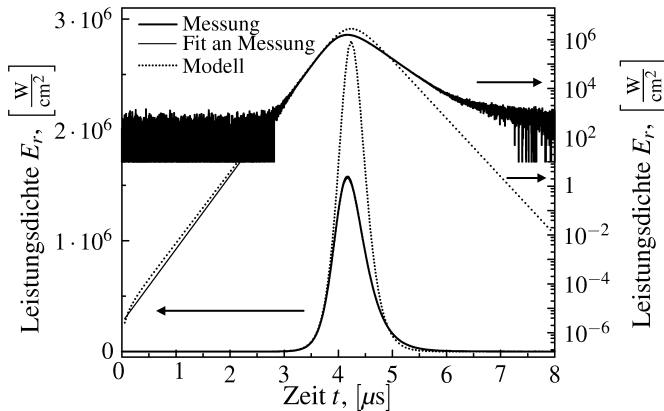


Abbildung 3.4: Vergleich der berechneten resonatorinternen Leistungsdichte des 0-dimensionalen Modells der Ratengleichungen mit experimentellen Messwerten. Dargestellt ist jeweils eine lineare und eine logarithmische Skala. In der logarithmischen Skala ist bis etwa 1000 W/cm^2 der Rauschlevel der Photodiode zu sehen. Wegen der besseren Übersichtlichkeit sind Werte unter 10 W/cm^2 nicht dargestellt.

N_2 und damit die Verstärkung in der Scheibe wird offensichtlich vom Modell quantitativ richtig beschrieben.

Bei hohen Leistungsdichten zeigen sich jedoch große Unterschiede zwischen Experiment und Modell. So liegt die maximale berechnete Leistungsdichte bei etwa doppelt so hohen Werten wie sie sich aus dem Experiment ergeben. Dies wirkt sich natürlich deutlich auf die Pulsenergie aus. Während ausgehend von dem Modell eine Energie von 7,2 mJ zu erwarten ist, liefert die Messung 4,7 mJ. Mit 700 ns liegt die gemessene Pulsdauer deutlich über der Resonatorumlaufzeit. Die abfallende Flanke des Pulses lässt einen merklichen Unterschied zwischen Modell und Experiment erkennen. Während das Modell einen schnellen exponentiellen Abfall zeigt, erfolgt der Pulsabfall beim realen Puls auffallend langsamer.

Da das Modell jedoch den Pulsaufbau bei kleinen Leistungsdichten quantitativ richtig wiedergibt, muss beim realen Pulsaufbau ein Effekt eintreten, der von der resonatorinternen Leistungsdichte und von der aus der Scheibe extrahierten Energie abhängt. Außerdem kann der Laserpuls durch diesen Effekt offenbar nur einen geringeren Anteil der in der Scheibe gespeicherten Energie extrahieren. Zur Erklärung dieser reduzierten extrahierbaren Energie werden drei Hypothesen aufgestellt, die im Folgenden näher betrachtet werden:

- Hypothese 1: Zunehmende Besetzung des unteren Laserniveaus
- Hypothese 2: Spatial-hole-burning
- Hypothese 3: Transversale Modenverteilung

Hypothese 1 beruht auf der zunehmenden Besetzung des unteren Laserniveaus infolge des erzeugten Laserpulses. Angeregte Ionen werden durch stimulierte Emission ins untere Laserniveau überführt, was aufgrund der endlichen Lebensdauer des unteren Laserniveaus zu einer Abnahme der Inversion und damit der Verstärkung führen könnte. Dies würde erklären, warum bei hohen Leistungsdichten die gemessene Verstärkung deutlich unter der berechneten liegt. Bei Nd:YAG Lasern wurde der Einfluss der Lebensdauer des unteren Laserniveaus auf den gütegeschalteten Betrieb bereits näher untersucht [47]. Auch für eine Lebensdauer weit unter der Fluoreszenzlebensdauer hat dies deutliche Auswirkungen auf den Laserbetrieb. Bei Neodym dotierten Materialien liegen Messungen für die Lebensdauer des unteren Laserniveaus $^4I_{11/2}$ beim „Vier-Niveau“-Übergang im Nanosekundenbereich [48]. Für das $^4I_{11/2}$ Niveau von Nd:YAG wird in der Literatur ein Wert von 9,5 ns genannt [49]. Im Gegensatz dazu befinden sich beim „Quasi-Drei-Niveau“-Übergang des Yb:YAG das untere Laserniveau und das Grundniveau im gleichen Multiplett. Durch die starke Elektronen-Phononen-Wechselwirkung ist die Lebensdauer des unteren Laserniveaus sehr kurz. Aufgrund der geringen Energieabstände im unteren Multiplett und der hohen Phononenenergie von YAG ist mit einer Lebensdauer des unteren Laserniveaus im Pikosekundenbereich zu rechnen [50]. Wegen der somit um viele Größenordnungen kleineren Lebensdauer des unteren Laserniveaus kann davon ausgegangen werden, dass sie bei Yb:YAG keinen Einfluss auf den Laserbetrieb hat. Diese Hypothese kann daher ausgeschlossen werden.

Die Ausbildung eines Stehwellenfeldes in der Scheibe beschreibt Hypothese 2. In den Knoten der Stehwelle kann keine Energie aus dem Lasermaterial extrahiert werden. Dieser Effekt, der als räumliches Lochbrennen oder Spatial-hole-burning bezeichnet wird, stellt eine vielversprechende Hypothese dar und soll daher in Kapitel 3.3 näher untersucht werden.

Hypothese 3 betrachtet die im Resonator anschwingenden transversalen Moden. Der in diesem Kapitel beschriebene Resonator war für den Grundmodebetrieb ausgelegt. Das Strahlprofil in transversaler Richtung beeinflusst ebenfalls die Energieextraktion aus der Scheibe. Bei einem Gaußstrahl auf der Laserscheibe ist die Leistungsdichte auf der Strahlachse etwa dreimal größer als die mittlere Leistungsdichte des gepumpten Bereichs. Es ist davon auszugehen, dass beim Pulsaufbau die Verstärkung im Zentrum der Scheibe dadurch schneller abnimmt als im Randbereich des Pumpflecks. Auf diese Hypothese und den Einfluss des Strahlprofils wird daher in Kapitel 3.4 eingegangen.

3.3 Spatial-hole-burning

In einem Stehwellenresonator überlagern sich die hin- und rücklaufende Welle der Laserstrahlung. Durch die Interferenz dieser beiden Wellen bildet sich eine stehende Welle aus. Da die Feldstärke dieser Stehwelle in den Knoten gleich Null ist, kann die Welle an diesen Stellen keine Energie aus dem laseraktiven Medium extrahieren. Infolgedessen moduliert die Besetzungsdichte in der Scheibe entlang der Propagationsrichtung der Laserstrahlung mit der gleichen Periode wie die Stehwelle. Dieser Effekt wird als Spatial-hole-burning (SHB) bezeichnet. Die Periode Λ_{SHB} des entstehenden Stehwengitters ist gegeben durch

$$\Lambda_{SHB} = \frac{\lambda}{2n_{sch} \cos \beta_1}. \quad (3.32)$$

Der Einfallswinkel der Laserstrahlung im Inneren der Scheibe wird dabei durch β_1 erfasst. Lediglich in den Bäuchen der stehenden Welle kann die Inversion in der Scheibe genutzt und in Energie umgesetzt werden. Diesen Zusammenhang illustriert Abbildung 3.5. Durch das in der Scheibe entstandene Inversionsgitter werden benachbarte axiale Moden stark unterdrückt, was sich positiv auf den Single-frequency Betrieb des Lasers auswirkt [51]. Die ungenutzte Inversion in der Scheibe unterstützt jedoch die Oszillation einer Laserwelle, deren Frequenz um einen Betrag $\Delta\nu_{SHB}$ gegenüber der ursprünglichen Welle verschoben ist [52]. Die Welle dieser Frequenz hat ihre Maxima des elektrischen Feldes vorwiegend dort, wo die Hauptwelle die Inversion in der Scheibe nicht nutzen konnte. In der Mitte des laseraktiven Mediums ist diese Welle gerade um eine Viertel Wellenlänge zur Hauptwelle verschoben, so dass dort ihre Maxima mit

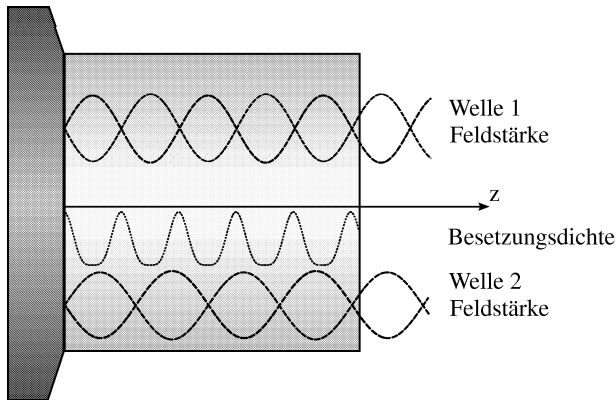


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Spatial-hole-burning Effekts in der Scheibe.

den Inversionsmaxima zusammenfallen. Für die Frequenzdifferenz zweier benachbarter Verstärkungsmaxima infolge des Spatial-hole-burnings folgt damit

$$\Delta\nu_{SHB} = \frac{c}{2n_{Sch}d_{Sch}\cos\beta_1}. \quad (3.33)$$

Diese Frequenzdifferenz deckt sich mit Beobachtungen von [53, 54], die den gleichen Frequenzabstand für das Spatial-hole-burning bei Stablasern ermittelten. Das laseraktive Material war dabei ein 5 mm langer Nd:YLF Kristall, der direkt vor dem Endspiegel des Resonators betrieben wurde.

3.3.1 Modellierung des Spatial-hole-burnings

Um die Auswirkungen des Spatial-hole-burnings auf den Pulsbetrieb genauer untersuchen zu können, ist die physikalische Modellierung dieses Effekts erforderlich. Ein Modell, mit dem die Effekte des Spatial-hole-burnings auf den modengekoppelten Betrieb von Scheibenlasern beschrieben werden, wird von PASCHOTTA in [55] vorgestellt. Die in der vorliegenden Arbeit verwendete physikalische Beschreibung orientiert sich an diesem Modell.

Je nach Resonatorkonfiguration überlagern sich in der Scheibe M_r einzelne Wellen. Die resultierende elektrische Feldstärke am Ort \vec{x} ist durch

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = \sum_{i=1}^{M_r} \vec{E}_0 \cos\left(\omega t - \vec{k}_i \vec{x} - \delta_i\right) \quad (3.34)$$

bestimmt. Der Wellenvektor ist durch \vec{k} gegeben, δ_i beschreibt die Phase der einzelnen Wellen, wobei für jede Reflexion an der Scheibe ein Phasensprung von π zu berücksichtigen ist. Für die einzelnen Wellen wird mit \vec{E}_0 eine konstante Amplitude und Polarisation angenommen, was gerechtfertigt ist, wenn sich zwischen den einzelnen Durchgängen durch die Scheibe keine polarisationsverändernden Elemente befinden und wenn die Verstärkung pro Resonatorumlauf gering ist. Die durch Interferenz in der Scheibe entstehende Leistungsdichteverteilung ist neben der Wellenlänge und dem Einfallswinkel auch von der Phase δ der einzelnen Wellen abhängig. Im Laserbetrieb wird jedoch das Anschwingen derjenigen axialen Moden begünstigt, deren Phase zu einer maximalen Amplitude der Leistungsdichte im laseraktiven Medium führt. In Abbildung 3.6 ist für unterschiedliche Durchgangszahlen durch die Scheibe diese resultierende Leistungsdichteverteilung mit der maximalen Amplitude dargestellt. Neben einer Modulation der Leistungsdichte in axialer Richtung, zeigt sich bei nicht senkrechtem Einfall zusätzlich eine Modulation der Leistungsdichte in transversaler Richtung. Zur Beschreibung

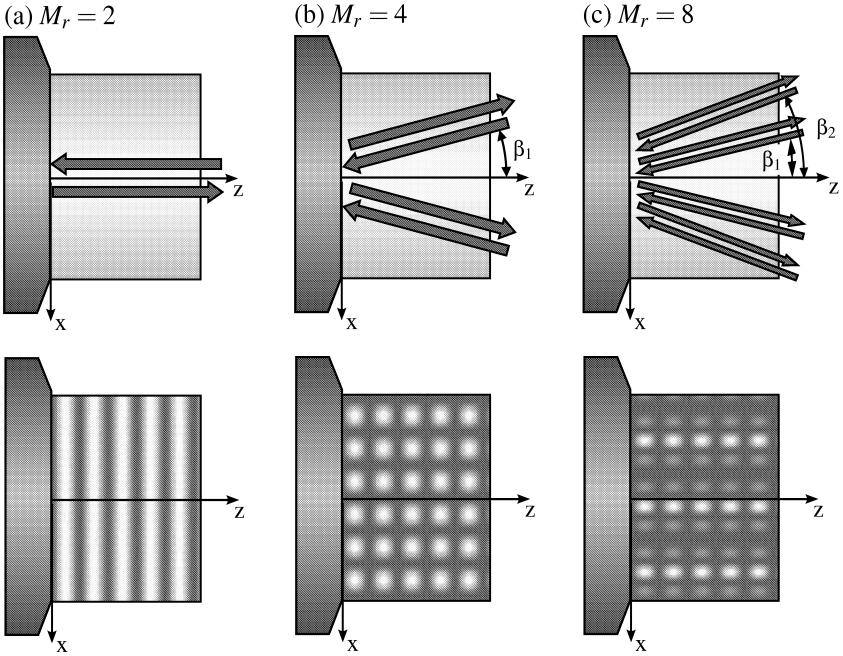


Abbildung 3.6: Spatial-hole-burning Effekt bei verschiedener Anzahl von Durchgängen durch die Scheibe. Dargestellt ist jeweils die resultierende Feldverteilung mit maximaler Amplitude bei M_r sich überlagernden Wellen gleicher Frequenz. (hell: hohe Amplitude; dunkel: niedrige Amplitude)

des Spatial-hole-burnings muss die räumliche Abhängigkeit der Leistungsdichte und der Besetzungsdichte in Betracht gezogen werden. Da die Temperaturverteilung weiterhin unberücksichtigt bleiben soll, kann dabei nicht vom Übergang auf ein 1- bzw. 2-dimensionales Modell gesprochen werden. Zusätzlich muss die Wellenlängenabhängigkeit der Materialeigenschaften des Lasermaterials und der Laserparameter erfasst werden. Für die resonatorinterne Leistungsdichte E_r wird dafür eine spektrale resonatorinterne Leistungsdichte e_r eingeführt, die mit E_r verknüpft ist durch

$$E_r = \int_0^{\infty} e_r(\nu) d\nu. \quad (3.35)$$

Die in der Scheibe wechselwirkende räumliche Verteilung der spektralen Leistungsdichte ist jedoch vom Einfallswinkel auf die Scheibe und damit von der Resonatorkonfiguration abhängig. Bei senkrechtem Einfall ($M_r = 2$) auf die Scheibe tritt keine transversale

Modulation der Leistungsdichte in der Scheibe auf. Für jede einzelne Frequenzkomponente wird eine eigene stehende Welle erzeugt, die in der Scheibe zu einer ortsabhängigen spektralen Leistungsdichte e_{Sch} mit

$$e_{Sch}(z, \mathbf{v}) = M_r e_r(\mathbf{v}) \left[1 - \cos \frac{4\pi n_{Sch} \mathbf{v} z}{c} \right] \quad (3.36)$$

führt. Durch die Stehwelle ist die Leistungsdichte voll durchmoduliert. Die ortsabhängige Leistungsdichte in der Scheibe E_{Sch} wird angegeben durch

$$E_{Sch}(z) = \int_0^\infty e_{Sch}(z, \mathbf{v}) d\mathbf{v}. \quad (3.37)$$

Wird die Scheibe einmal als Umlenkspiegel im Resonator eingesetzt ($M_r = 4$), so bildet sich zusätzlich eine Modulation in transversaler Richtung aus. Während die Nullstellen der Leistungsdichte in axialer Richtung nur von der Wellenlänge, dem Brechungsindex und dem Einfallswinkel abhängig sind (vgl. Gleichung 3.32), ist die maximale Amplitude zusätzlich von der Phase der Wellen abhängig. Für die Leistungsdichte in der Scheibe mit maximaler Amplitude gilt

$$e_{Sch}(x, z, \mathbf{v}) = M_r e_r(\mathbf{v}) \left[1 - \cos \frac{4\pi n_{Sch} \mathbf{v} z \cos \beta_1}{c} \right] \left[1 - \cos \frac{4\pi n_{Sch} \mathbf{v} x \sin \beta_1}{c} \right]. \quad (3.38)$$

Die transversale Modulation bewirkt außerdem eine geringere Unterdrückung benachbarter axialer Moden. In den verbleibenden Inversionsmaxima in transversaler Richtung, die von der Stehwelle nicht abgeräumt werden konnten, ist auch noch Verstärkung für axiale Moden mit ähnlicher Frequenz, jedoch einer anderen Phasenbeziehung vorhanden. Die Unterdrückung benachbarter axialer Moden, wie sie für den Single-frequency Betrieb gewünscht wird, ist folglich beim Einsatz der Scheibe als Endspiegel günstiger.

Durch das gleichzeitige Anschwingen mehrerer eng beieinanderliegender Moden wird die Wirkung dieses transversalen Gitters reduziert. Da die laterale Abmessung der im Resonator anschwingenden transversalen Moden bei typischen Einfallswinkeln deutlich größer als die Periode der transversalen Modulation ist, umfasst jeder Mode an jeder Position z mehrere Perioden der transversalen Modulation. Vereinfachend darf daher die Wirkung der transversalen Modulation vernachlässigt werden. Für die weitere Betrachtung wird die mittlere Amplitude der Leistungsdichte herangezogen, die durch

$$e_{Sch}(z, \mathbf{v}) = M_r e_r(\mathbf{v}) \left[1 - \cos \frac{4\pi n_{Sch} \mathbf{v} z \cos \beta_1}{c} \right] \quad (3.39)$$

gegeben ist. Bei senkrechtem Einfall entspricht Gleichung 3.39 somit der Beziehung aus Gleichung 3.36.

Analog zu obiger Betrachtung kann auch bei mehreren Reflexionen unter i verschiedenen Einfallswinkeln die in transversaler Richtung gemittelte Leistungsdichte herangezogen werden, die durch

$$e_{Sch}(z, v) = \sum_i 4^* e_r \left[1 - \cos \frac{4\pi n_{Sch} v z \cos \beta_i}{c} \right] \quad (3.40)$$

beschrieben wird. Die Zahl 4^* gilt jedoch nur, wenn man die Scheibe ausschließlich als Umlenkspiegel einsetzt. Wird ein Resonatordesign gewählt, das die Scheibe sowohl als End- als auch als Umlenkspiegel einsetzt, so ist für den Summanden des Endspiegels nur ein Faktor von 2 zu berücksichtigen.

Durch das Stehwellengitter in der Scheibe ist die mit dem laseraktiven Medium wechselwirkende Leistungsdichte moduliert. Die Amplitude der Modulation nimmt jedoch wegen der spektralen Bandbreite der Laserstrahlung $\Delta\lambda_L$ mit zunehmendem Abstand von der reflektierenden Rückseite ab. Dabei wird nur die Einhüllende des Spektrums aller anschwingenden axialen Moden in Betracht gezogen, was angesichts des geringen Abstands der axialen Moden gerechtfertigt ist. Abbildung 3.7 zeigt die Maximal- und Minimalwerte, zwischen denen die Leistungsdichte in der Scheibe oszilliert.

Zur Berechnung der Verstärkung sind die wellenlängenabhängigen effektiven Wirkungsquerschnitte heranzuziehen. In guter Näherung kann der Verlauf der Wirkungsquerschnitte in einem Bereich von einigen Nanometern um das Verstärkungsmaximum bei 1030 nm durch Gaußfunktionen angenähert werden. Für den effektiven Emissions- und

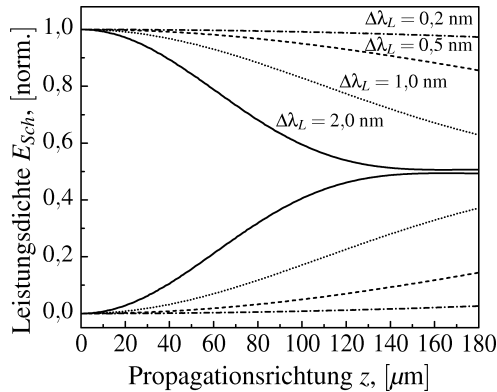


Abbildung 3.7: Maximal- und Minimalwerte der Oszillation der mit der Scheibe wechselwirkenden Leistungsdichte für verschiedene Bandbreiten der Laserstrahlung. $\Delta\lambda_L$ gibt dabei die Halbwertsbreite eines gaußförmigen Spektrums an.

Absorptionswirkungsquerschnitt gilt

$$\sigma_{Em}(v) = \sigma_{Em}^{(L)} e^{-4 \ln 2 \left(\frac{v-v_L}{\Delta v_G} \right)^2}, \quad \sigma_{Abs}(v) = \sigma_{Abs}^{(L)} e^{-4 \ln 2 \left(\frac{v-v_L}{\Delta v_G} \right)^2}. \quad (3.41)$$

Δv_G gibt dabei die spektrale Halbwertsbreite des Verstärkungsspektrums an. Für Yb:YAG liegt Δv_G bei 1,55 THz [55], was 5,5 nm entspricht.

Um die Verstärkung in der Scheibe angeben zu können, muss zunächst die Besetzungsdichte ermittelt werden. Zur Berechnung der Besetzungsdichte N_2 wird Gleichung 3.11 herangezogen. Da die spektrale Bandbreite der Laserstrahlung Δv_L deutlich schmäler als die Verstärkungsbandbreite Δv_G ist, kann näherungsweise die endliche Bandbreite der Verstärkung vernachlässigt werden. Dadurch wird eine zusätzliche Integration über die Frequenz hinfällig. Für die effektiven Wirkungsquerschnitte sind die entsprechenden Werte beim Laserübergang v_L ausschlaggebend. Die Ratengleichung für die Besetzungsdichte 3.11 wird nun umgeschrieben zu

$$\frac{dN_2(z)}{dt} = -\frac{N_2(z)}{\tau_f} + \frac{E_p \eta_{Abs}(z)}{h\nu_P d_{Sch}} - \frac{E_{Sch}(z)}{h\nu_L} \left(N_2(z) \sigma_{em}^{(L)}(v_L) - (N_{Dot} - N_2(z)) \sigma_{Abs}^{(L)}(v_L) \right), \quad (3.42)$$

wobei bei der Absorptionseffizienz η_{Abs} ein räumlich unterschiedlich starkes Ausbleichen durch die Modulation der Besetzungsdichte berücksichtigt ist. Abbildung 3.8 zeigt, wie sich die relative Besetzungsdichte \tilde{N}_2 während des Pulsaufbaus für den in Kapitel 3.2.6 beschriebenen Laseraufbau entwickelt. Etwa zur Zeit $t = 4 \mu s$ wird die maxi-

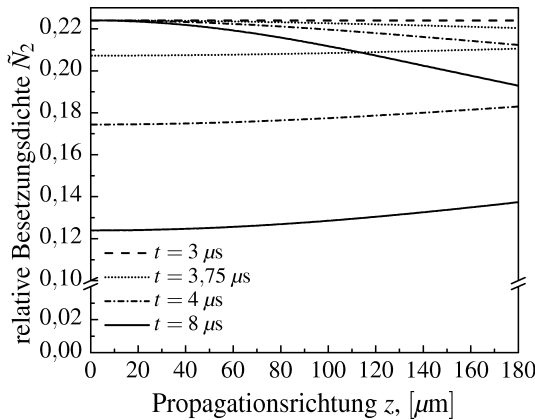


Abbildung 3.8: Zeitliche Entwicklung der Maximal- und Minimalwerte, zwischen denen die relative Besetzungsdichte oszilliert. Die Werte sind exemplarisch für den in Kapitel 3.2.6 beschriebenen gepulsten Scheibenlaser mit einer Scheibendicke von 180 μm berechnet.

male resonatorinterne Leistungsdichte erreicht, nach $t = 8 \mu\text{s}$ ist der Puls wieder abgeklungen und die Inversion hat ihren minimalen Wert erlangt. Die Modulation erstreckt sich über die gesamte Scheibendicke. Bis zur Scheibenoberseite hat die Amplitude der Modulation nur geringfügig abgenommen. SHB hat folglich bei gepulsten Scheibenlasern einen deutlichen Einfluss auf den Laserbetrieb.

Aus der Besetzungsdichte kann nun die frequenzabhängige Verstärkung G berechnet werden. Für einen Einfachdurchgang durch die Scheibe erhält man G für $M_r \leq 4$ durch

$$G(\nu) = \int_0^{d_{sch}} [N_2(z) \sigma_{Em}(\nu) - (N_{Dot} - N_2(z)) \sigma_{Abs}(\nu)] \cdot \left[1 - \cos \frac{4\pi n_{Sch} \nu z \cos \beta_1}{c} \right] dz. \quad (3.43)$$

Wie sich das Verstärkungsspektrum während eines Pulsaufbaus entwickelt, ist in Abbildung 3.9 für das Lasersystem aus Kapitel 3.2.6 dargestellt. Zu Beginn des Pulsaufbaus ist das Verstärkungsspektrum noch gaußförmig. Durch den Pulsaufbau bei einer Wellenlänge von $\lambda_L = 1030 \text{ nm}$ bildet sich ein Stehwellengitter aus und die Verstärkung für diese Wellenlänge nimmt ab. Für Wellenlängen von 1029 nm bzw. 1031 nm bleibt jedoch durch das Inversionsgitter eine höhere Verstärkung nach dem Pulsaufbau bestehen. Der Abstand zwischen der Laserwellenlänge und dem nächsten Verstärkungsmaximum ist jedoch etwas geringer als der nach Gleichung 3.33 abgeschätzte Wert von $1,6 \text{ nm}$. Ursache dafür ist die endliche Verstärkungsbandbreite $\Delta\nu_G$ von Yb:YAG.

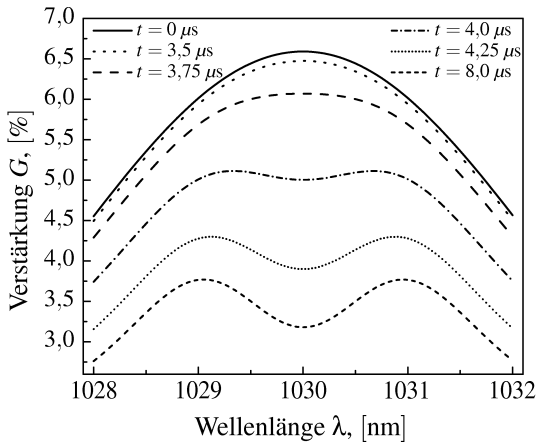


Abbildung 3.9: Zeitliche Entwicklung des Verstärkungsspektrums des in Kapitel 3.2.6 beschriebenen gepulsten Scheibenlasers. Der Einfallswinkel im Inneren der Scheibe liegt bei etwa $\beta_1 = 1^\circ$.

Die Ratengleichung für die resonatorinterne Leistungsdichte, entsprechend Gleichung 3.17, erhält man mit Gleichung 3.43:

$$\begin{aligned} \frac{de_r(\nu)}{dt} = & \left[M_s M_r G(\nu) e_r(\nu) + [\ln(1 - L_{int}(\nu)) + \ln(1 - T_{oc}(\nu))] e_r(\nu) \right] \frac{c}{2L_{r,eff}} \\ & + M_s \frac{de_{f,eff}(\nu)}{dt}. \end{aligned} \quad (3.44)$$

Dabei werden auch die resonatorinternen Verluste L_{int} und der Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels T_{oc} als frequenzabhängige Variablen betrachtet. Dadurch kann der Einfluss frequenzabhängiger resonatorinterner Elemente wie Etalons oder Lyot-Filter sowie die resonatorinterne Frequenzverdopplung (siehe Kapitel 5) ebenfalls mitberücksichtigt werden. Durch die spektrale Leistungsdichte der Fluoreszenz $e_{f,eff}$ wird die Startenergie für den Pulsaufbau bereitgestellt. Analog zu Gleichung 3.28 gilt hierfür

$$\frac{de_{f,eff}(\nu)}{dt} = \int_0^{d_{sch}} \frac{N_2(z)}{\tau_f} h\nu_f C_{Pol} C_{\theta} c_{\lambda}(\nu) \cdot \frac{c}{2L_{r,eff}} dz, \quad (3.45)$$

wobei c_{λ} nun jedoch eine frequenzabhängige Größe ist, die durch

$$c_{\lambda}(\nu) = \frac{\sigma_{Em}(\nu)}{\int \sigma_{Em}(\nu) d\nu} \quad (3.46)$$

gegeben ist. Inwieweit durch die Miteinbeziehung des Spatial-hole-burnings das Modell verbessert werden kann, wird ausführlich in Kapitel 3.3.3 beschrieben.

Neben der Berücksichtigung des Spatial-hole-burnings ermöglicht das in diesem Kapitel vorgestellte frequenzabhängige Modell, zusätzlich das Spektrum der Laserstrahlung sowie dessen zeitliche Entwicklung zu berechnen. Exemplarisch zeigt Abbildung 3.10 die zeitliche Entwicklung der spektralen Leistungsdichte des Puls lasers aus Kapitel 3.2.6. Zum Startpunkt des Pulsaufbaus ist die spektrale Bandbreite der spektralen Leistungsdichte mit der Verstärkungsbandbreite $\Delta\nu_G$ identisch. Durch die Verstärkung nimmt die spektrale Breite der Laserstrahlung ab. Beim Pulsabfall zeigt sich für die Wellenlänge des Laserübergangs bei 1030 nm eine schnellere Abnahme als für die benachbarten Wellenlängen, wie es aus dem Verstärkungsspektrum in Abbildung 3.9 zu erwarten ist. Die spektrale Leistungsdichte lässt dadurch zwei Maxima bei den noch nicht durch SHB gesättigten Wellenlängen erkennen. Im gesamten Spektrum sind diese Maxima jedoch kaum auszumachen, da ihre Leistungsdichte mehrere Größenordnungen unter der des Laserübergangs liegt.

Der Laserpuls bewirkt durch das Spatial-hole-burning räumliche Unterschiede in der Besetzungsdichte. Für die nachfolgenden Pulse ist es entscheidend, wie schnell diese

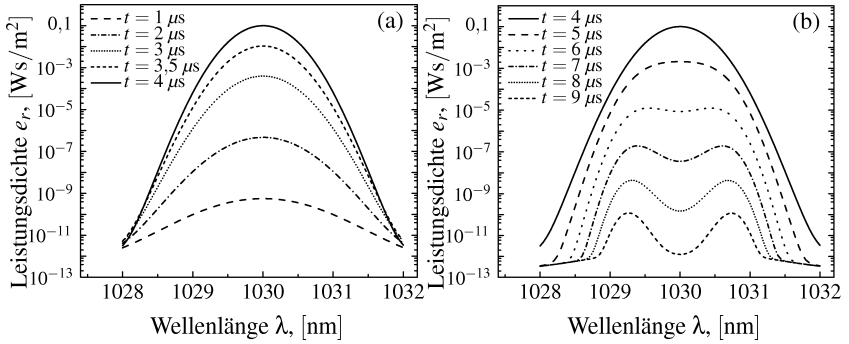


Abbildung 3.10: Zeitliche Entwicklung der spektralen Leistungsdichte während des Pulsaufbaus (a) und während der abfallenden Pulsflanke (b) unter Einfluss von Spatial-hole-burning.

Unterschiede wieder ausgeglichen werden. Die Reduktion des Inversionsgitters kann durch drei Prozesse erfolgen: Den Pumpprozess, die Fluoreszenzstrahlung und durch nichtstrahlende Energiemigration.

Während des Pumpens wird die Besetzungsdichte in der Scheibe erhöht, wobei in Bereichen niedriger Inversion die Besetzungsdichte aufgrund des geringeren Ausbleichens des Lasermaterials schneller ansteigt. Die Zeitkonstante für den Anstieg der Inversion durch das Pumpen einer Yb:YAG Scheibe nimmt mit steigender Pumpleistungsdichte E_p und damit maximal möglicher Inversion ab und liegt bei Werten zwischen 1,2 ms und 0,6 ms [11]. Die erhöhte Fluoreszenzstrahlung in den Inversionsmaxima, sowie deren Reabsorption in den Minima, tragen weiter zum Ausgleich der Unterschiede bei. Die Zeitkonstante dieses Prozesses ist durch die Fluoreszenzlebensdauer bestimmt.

Die Inversionsunterschiede in der Scheibe können sich auch durch nichtstrahlende Migration der Energie eines angeregten Yb-Ions auf ein benachbartes Ion ausgleichen [56]. Diese Energiediffusion erfolgt dabei entgegen dem Konzentrationsgradienten und lässt sich durch eine Diffusionskonstante D_{Yb-Yb} beschreiben [57]. Die Diffusionskonstante ist mit der sechsten Potenz vom kritischen Radius der Yb-Ionen abhängig und umgekehrt proportional zur vierten Potenz des Abstands zweier Yb-Ionen [61, 58, 59]. Der mittlere Abstand der Yb-Ionen wird durch das Wirtskristallgitter und die Dotierung bestimmt. Für die Diffusionskonstante gibt $D \propto N_{Dot}^{4/3}$. Für Yb-dotierte Lasermaterialien wie beispielsweise YF_3 wird in der Literatur ein Wert von $D_{Yb-Yb} = 1,6 \cdot 10^{-11} \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ angegeben [60]. Für Yb:YAG mit einer Dotierung von 9% kann mit den in [57] gegebenen Werten eine Diffusionskonstante von $D_{Yb-Yb} = 2,2 \cdot 10^{-11} \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ berechnet werden. Setzt man eine Zehntel Periode des Stehwellengitters gleich der Diffusionslänge, so erhält

man durch $\frac{1}{10}\Lambda_{SHB} = \sqrt{D_{Yb-Yb}t}$ eine grobe Abschätzung für die Zeit, die zum Ausgleich der Unterschiede der Besetzungsdichte durch Energiemigration nötig ist und die im Bereich einiger 100 ms liegt. Der Ausgleich des Inversionsgitters wird folglich von den strahlenden Prozessen dominiert.

Sowohl die Anstiegszeit der Besetzungsdichte durch das Pumpen als auch die Zeitkonstante der Energiemigration liegt mehrere Größenordnungen über typischen Zeiten für den Pulsaufbau. Damit kommt es während des Pulsaufbaus zu keinem nennenswerten Ausgleich des Inversionsgitters in der Scheibe. Auch zwischen zwei aufeinander folgenden Pulsen wird das Inversionsgitter in der Scheibe bei höheren Repetitionsraten nicht vollständig ausgeglichen.

Neben dem bisher betrachteten Stehwellenfeld in der Scheibe, das durch die Laserstrahlung im Resonator hervorgerufen wird, gibt es zusätzlich noch ein weiteres Stehwellengitter in der Scheibe, das durch die Pumpstrahlung induziert wird. Bei der Reflexion der Pumpstrahlung an der Scheibe entsteht ebenfalls eine Stehwelle der Pumpstrahlung. Allerdings ist dieses Inversionsgitter wegen der spektralen Bandbreite der Pumpstrahlung von ca. 3...4 nm nur schwach ausgeprägt. Aufgrund des Frequenzunterschieds zwischen Pumpstrahlung und Laserstrahlung ist der Einfluss dieses Stehwellenfeldes auf die Verstärkung der Laserstrahlung nur gering. Für den Laserbetrieb spielt es daher keine entscheidende Rolle.

3.3.2 Reduktion des Spatial-hole-burnings

Um die Wirkung des Spatial-hole-burnings zu reduzieren sind verschiedene Ansätze denkbar. Der Betrieb der Scheibe in einem Ringresonator im Gegensatz zu einem Stehwellenresonator bringt jedoch keine Reduktion. Da die Scheibe bedingt durch ihr Konzept immer als reflektives Element im Resonator eingesetzt wird, bildet sich auch bei einem Ringresonator durch Überlagerung der einfallenden und reflektierten Welle ein Stehwellenfeld in der Scheibe. Nur wenn die einfallende und die reflektierte Welle senkrecht zueinander polarisiert wären, ließe sich die Stehwelle unterdrücken [55]. Dazu müsste jedoch zwischen die Laserscheibe und ihre HR-beschichtete Rückseite ein $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen integriert werden und die Scheibe dann in einem unidirektionalen Ringlaser betrieben werden. In solch einem Aufbau könnte das Spatial-hole-burning für das Scheibenlaserdesign vollständig unterdrückt werden. Allerdings müsste die in der Scheibe erzeugte Verlustwärme zusätzlich durch die Phasenverzögerungsplatte abgeführt werden, was die mittlere Temperatur der Scheibe erhöht. Ein solcher Aufbau wurde bisher noch nicht realisiert.

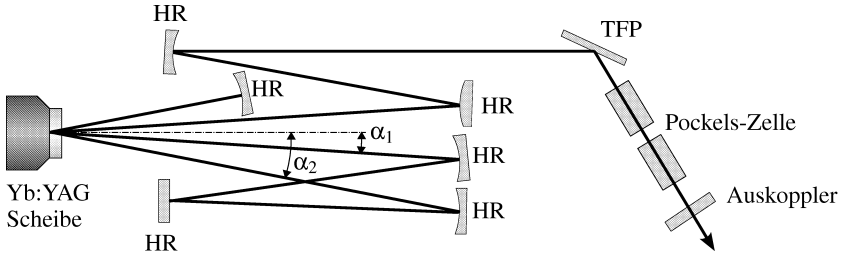


Abbildung 3.11: Schematischer Aufbau eines elektrooptisch gütegeschalteten Scheibenlasers, bei dem die Scheibe mehrfach als Umlenkspiegel im Resonator dient.

Eine weitere Möglichkeit zur Reduktion nutzt die Änderung der Periode des Stehwellengitters bei unterschiedlichem Einfallswinkel auf die Scheibe [55]. Die Scheibe wird dabei mehrmals als Umlenkspiegel im Resonator betrieben, wobei sich die Einfallswinkel auf der Scheibe bei jeder Reflexion unterscheiden.

Beispielhaft ist in Abbildung 3.11 der Aufbau eines PulsLasers gezeigt, bei dem die Scheibe zweimal als Umlenkspiegel eingesetzt wird ($M_r = 8$). Die Strahlen treffen unter den beiden Einfallswinkeln α_1 und α_2 in Luft, bzw. β_1 und β_2 im Inneren der Scheibe auf.

Um eine grobe Abschätzung zu erhalten, welche Winkelkombination sinnvoll ist, um den Einfluss des Stehwellengitters am stärksten zu reduzieren, betrachtet man die Anzahl der Wellenbäuche in der Scheibe für diese beiden Einfallsrichtungen. Unterscheiden sie sich gerade um $\frac{1}{2}$ wird das Spatial-hole-burning am stärksten an der Scheibenoberseite unterdrückt. Für einen Unterschied von 1 überlagern sich die Maxima für den einen Winkel mit den Minima des zweiten Winkels in der Scheibenmitte. Die optimale Unterdrückung wird für eine Winkelkombination zwischen diesen beiden Extremen erreicht. Daraus ergibt sich die Bedingung für die maximale Unterdrückung des Stehwellengitters zu

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} &\leq \left| \frac{d_{Sch}}{\Lambda_{SHB}(\beta_1)} - \frac{d_{Sch}}{\Lambda_{SHB}(\beta_2)} \right| \leq 1 \\ \frac{1}{2} &\leq \frac{2n_{Sch}d_{Sch}}{\lambda_L} |\cos\beta_1 - \cos\beta_2| \leq 1. \end{aligned} \quad (3.47)$$

Bei der Berechnung der Verstärkung in der Scheibe sind die unterschiedlichen Einfallswinkel zu beachten. Entsprechend Gleichung 3.43 wird nun die frequenzabhängige Ver-

stärkung in der Scheibe im Einfachdurchgang durch

$$G(v) = \int_0^{d_{sch}} [N_2(z) \sigma_{Em}(v) - (N_{Dot} - N_2(z)) \sigma_{Abs}(v)] \cdot \frac{1}{M_r} \sum_i 4^* \left[1 - \cos \frac{4\pi n_{sch} v z \cos \beta_i}{c} \right] dz \quad (3.48)$$

angegeben. Der Faktor 4^* beschreibt dabei wiederum die Scheibe als Umlenkspiegel. Mit Gleichung 3.48 bleibt die Ratengleichung der spektralen Leistungsdichte 3.44 auch für $M_r > 4$ gültig. Die effektive Verstärkung G_{eff} , welche die Leistungsdichte e_r durch die Scheibe erfährt, ist gegeben durch

$$G_{eff} = \frac{\int G(v) e_r(v) dv}{\int e_r(v) dv}. \quad (3.49)$$

Durch die Reduktion des Spatial-hole-burnings wird gleichzeitig die effektive Verstärkung in der Scheibe erhöht, da die in der Scheibe aufgebaute Inversion besser abgeräumt werden kann. Abbildung 3.12 zeigt die effektive Verstärkung in Abhängigkeit der Einfallswinkel auf die Scheibe. Die effektive Verstärkung ist auf die Verstärkung bei gleichem Einfallswinkel $\beta_1 = \beta_2$ normiert. Die Zunahme der Verstärkung ist vom Inversionsniveau abhängig. Die dargestellten Kurven sind für einen Laser im Dauerstrichbetrieb mit $M_r = 8$, einer resonatorinternen Leistungsdichte von $E_r = 10 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ und einer spektralen Bandbreite von $\Delta\lambda_L = 0,5 \text{ nm}$ berechnet. Bei identischen Einfallswinkeln, was in einem wirklichen Laseraufbau nicht realisiert werden kann, zeigt die effektive Verstärkung ihr Minimum. Durch richtige Kombination der Einfallswinkel kann die

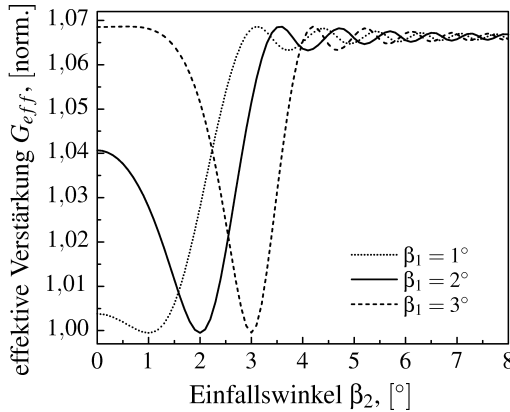


Abbildung 3.12: Effektive Verstärkung in Abhängigkeit der Einfallswinkel auf die Scheibe bei $M_r = 8$. Die Kurven gelten für Dauerstrichbetrieb mit $E_r = 10 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$, einer Scheibendicke von $180 \mu\text{m}$ und einer spektralen Bandbreite von $\Delta\lambda_L = 0,5 \text{ nm}$ und sind auf die Verstärkung bei gleichen Einfallswinkeln normiert.

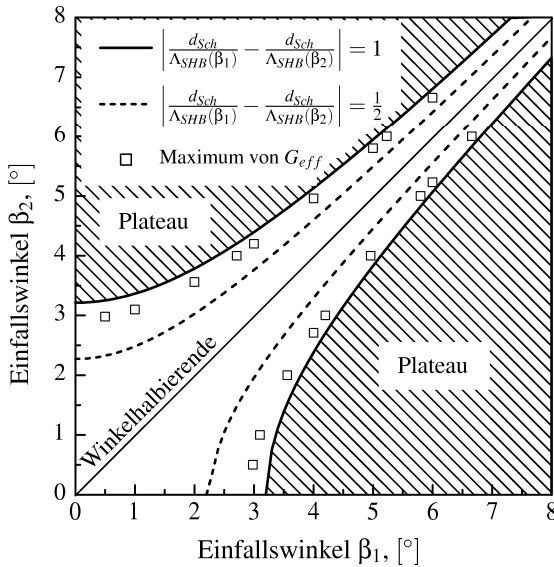


Abbildung 3.13: Optimale Kombination der Einfallswinkel auf die Scheibe, um eine maximale Unterdrückung des Spatial-hole-burnings zu erreichen.

effektive Verstärkung jedoch um mehrere Prozent gesteigert werden. Bei einem großen Winkelunterschied bildet die effektive Verstärkung ein Plateau mit schwacher Modulation knapp unterhalb des absoluten Maximums aus. Die Winkelkombinationen für die Maximalwerte liegen zwischen den nach Gleichung 3.47 abgeschätzten Grenzen. In Abbildung 3.13 sind die Grenzen nach Gleichung 3.47 sowie die errechneten Winkel der maximalen Verstärkung für eine 180 μm dicke Scheibe dargestellt.

Zur Abschätzung der Auswirkungen auf den Pulsbetrieb wurde der Aufbau aus Abbildung 3.11 näher betrachtet und der Fall $M_r = 8$ simuliert. Die Parameter dieser Rechnung entsprechen denen des in Kapitel 3.2.6 beschriebenen Pulsasers. Der Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels wurde für diese Rechnungen aufgrund der höheren Verstärkung pro Resonatorumlauf auf 32% erhöht. Der Einfallswinkel β_1 liegt dabei bei 1° . Abbildung 3.14 zeigt die Verstärkungsspektren direkt nachdem ein Puls erzeugt wurde in Abhängigkeit des zweiten Einfallswinkels β_2 . Nach Gleichung 3.47 liegt der optimale Winkel β_2 zur Unterdrückung des Spatial-hole-burnings für einen Einfallswinkel von $\beta_1 = 1^\circ$ in der Scheibe zwischen $2,5^\circ$ und $3,4^\circ$. Für einen Winkel von $\beta_2 = 3^\circ$ wird die maximale Pulsenergie aus der Scheibe extrahiert und liegt etwa 17% höher als die Pulsenergie, die sich bei gleichen Einfallswinkeln erzeugen ließe. Zu Beginn des Puls-

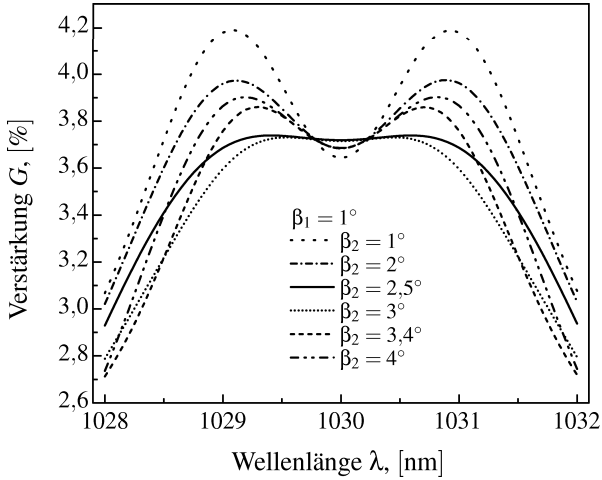


Abbildung 3.14: Verstärkungsspektren in der Scheibe $5 \mu\text{s}$ nach einem Laserpuls in Abhängigkeit des Einfallswinkels β_2 auf die Scheibe für den in Abbildung 3.11 dargestellten Aufbau. Der erste Einfallswinkel liegt bei $\beta_1 = 1^\circ$.

aufbaus besitzt das Verstärkungsspektrum einen näherungsweise gaußförmigen Verlauf. Durch SHB ist das Verstärkungsspektrum nach einem Laserpuls moduliert. Bei einem Einfallswinkel von $\beta_2 = 3^\circ$ ist die Modulation am geringsten und das Verstärkungsspektrum ist auch nach dem Laserpuls einer Gaußverteilung am ähnlichsten. Dies zeigt, dass durch die unterschiedlichen Einfallswinkel auf die Scheibe das Spatial-hole-burning effektiv reduziert werden kann.

Die optimale Winkelkombination ist von der spektralen Breite der Laserstrahlung abhängig. Bei Pulslasern mit breiten Spektren ist eine Winkelkombination zu wählen, für die das Spatial-hole-burning näher an der HR-Seite kompensiert wird, bei schmalbandigen Lasern ist eine Kompensation näher an der AR-Seite der Scheibe effektiver.

3.3.3 Vergleich des Modells mit experimentellen Daten

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob durch die zusätzliche Berücksichtigung des Spatial-hole-burnings das physikalische Modell des Scheibenlasers nun besser in der Lage ist, die quantitativen Vorgänge während des Pulsbetriebs zu beschreiben. Dazu wird wieder der in Kapitel 3.2.6 eingeführte elektrooptisch gütegeschaltete Puls laser herangezogen. Abbildung 3.15 vergleicht den gemessenen Verlauf der resonatorinternen

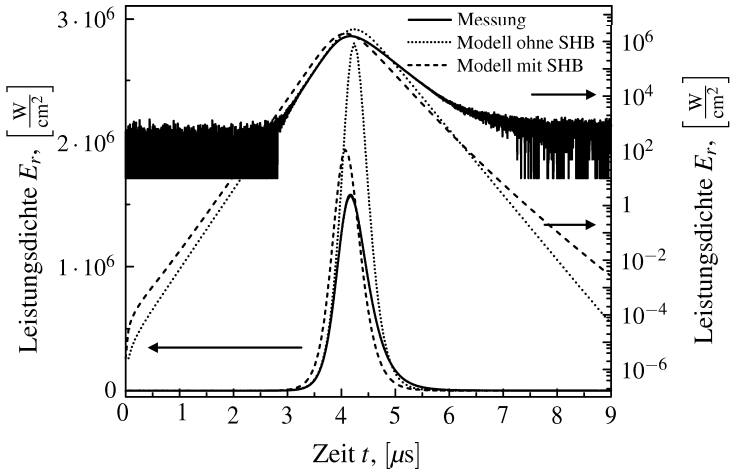


Abbildung 3.15: Vergleich der berechneten resonatorinternen Leistungsdichte des 0-dimensionalen Modells der Ratengleichungen mit und ohne Berücksichtigung des Spatial-hole-burnings mit experimentellen Messwerten. Dargestellt ist jeweils eine lineare und eine logarithmische Skala. In der logarithmischen Skala sind bei der Messung wegen der besseren Übersichtlichkeit Werte unter 10 W/cm^2 nicht dargestellt.

Leistungsdichte mit den Ergebnissen des Modells mit bzw. ohne SHB. In der logarithmischen Darstellung erkennt man, dass direkt nach dem Schließen des Resonators die resonatorinterne Leistungsdichte bei dem Modell mit SHB stark ansteigt. Dies liegt an der größeren spektralen Breite der Strahlung zu Beginn des Pulsaufbaus. Die spektrale Breite ist durch die Verstärkungsbandbreite des laseraktiven Materials bestimmt. Während des Pulsaufbaus nimmt die spektrale Breite des Laserpulses ab und die Steigung beider physikalischen Modelle nähert sich der Steigung des gemessenen Laserpulses an. Durch das Stehwelligitter nimmt bei einer hohen resonatorinternen Leistungsdichte die Verstärkung deutlicher ab als dies bei dem Modell ohne Berücksichtigung des Spatial-hole-burnings der Fall ist. Folglich wird auch nur eine geringere maximale Leistungsdichte und eine geringere Pulsenergie erreicht. Während die Messung eine Pulsenergie von $4,7 \text{ mJ}$ ergab und das Modell ohne SHB eine Energie von $7,2 \text{ mJ}$ ermittelte, liefert das Modell mit Berücksichtigung des SHB eine Pulsenergie von $5,2 \text{ mJ}$. Bei der abfallenden Flanke des Pulses erkennt man, dass die Leistungsdichte nicht exponentiell abfällt wie es durch das Modell ohne SHB berechnet wird. Das Modell mit SHB zeigt dieses Verhalten, jedoch nicht so ausgeprägt wie es im gemessenen Verlauf der Leistungsdichte erkennbar ist. Dadurch, dass beim Modell mit SHB der Laser bei der fallen-

den Pulsflanke auf Wellenlängen ausweicht, die noch ausreichend Verstärkung besitzen (siehe Abbildung 3.10), wird kein exponentieller Abfall der Leistungsdichte erreicht.

Das wellenlängenabhängige Modell, wie es zur Modellierung des Spatial-hole-burnings notwendig ist, ermöglicht zusätzlich die Berechnung der Spektren der Ausgangspulse. In Abbildung 3.16 wird das für den gütegeschalteten Scheibenlaser berechnete Spektrum mit zwei gemessenen Spektren bei unterschiedlichen Repetitionsraten verglichen. Für das Spektrum bei einer Repetitionsrate von $f_p = 250$ Hz zeigt das gemessene Spektrum eine gute Übereinstimmung mit dem berechneten Spektrum. Bei einer Wellenlänge von 1029,5 nm zeigen sich noch Anteile, die nicht vom Modell erfasst werden. Grund dafür könnte das durch Spatial-hole-burning erzeugte Stehwelligitter sein, das selbst bei dieser niedrigen Repetitionsrate zwischen zwei Pulsen nicht vollständig abgebaut werden kann. Bei einer Periodendauer, die vier Zeitkonstanten des Ausgleichsmechanismus entspricht, sind immer noch knapp 2% des Inversionsgitters vorhanden. Durch die verbliebene Modulation des Verstärkungsspektrums können vereinzelt auch Pulse bei einer Wellenlänge neben dem Laserübergang anschwingen. Durch die Mittelung über mehrere Pulse, wie es bei der Messung des Spektrums geschieht, ergibt sich der in Abbildung 3.16 dargestellte Verlauf. Durch Erhöhung der Repetitionsrate besteht zwischen zwei aufeinander folgenden Pulsen weniger Zeit um die Inversionsunter-

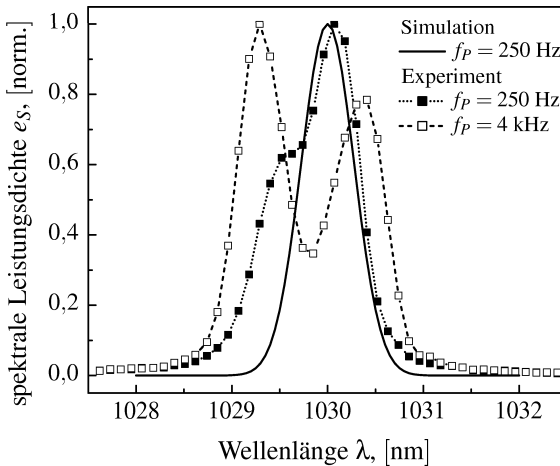


Abbildung 3.16: Vergleich zwischen gemessenen Spektren des gütegeschalteten Scheibenlasers und einem mit dem wellenlängenabhängigen Modell berechneten Spektrum. Bei der Auflösung des Spektrometers von 0,3 nm wird nur die Einhüllende aller axialen Moden erfasst.

de des Stehwellengitters auszugleichen. Das Spatial-hole-burning zeigt daher auch bei $f_p = 4$ kHz einen stärkeren Einfluss auf das Spektrum des Lasers. Es lassen sich deutlich zwei Maxima erkennen, deren Abstand mit dem in Gleichung 3.32 abgeschätzten Abstand für zwei benachbarte Verstärkungsmaxima durch Spatial-hole-burning sehr gut übereinstimmt.

Ein weiteres Experiment soll den Einfluss des SHB auf den Laserbetrieb verdeutlichen. Dazu wurde der Ausgangsstrahl des PulsLasers an einem dielektrischen Reflexionsgitter mit einer Periode von 560 nm gebeugt und die beiden Intensitätsmaxima des Spektrums somit räumlich voneinander getrennt. Zwei Photodioden wurden an diesen beiden Positionen platziert, um den zeitlichen Verlauf der Leistungsdichte dieser beiden Maxima zu ermitteln. Zusätzlich wurde die Pulsenergie mit einer weiteren Photodiode gemessen. Abbildung 3.17 zeigt die Signale der Intensitätsmaxima des Spektrums sowie die Pulsenergie des Lasers, die auf die durchschnittliche Pulsenergie normiert ist. Während nur eine geringe Schwankung der Pulsenergie festgestellt werden kann, zeigen sich jedoch in der spektralen Zusammensetzung der Pulse große Unterschiede. Ein Puls mit einer hohen Leistungsdichte bei der Wellenlänge des Signals 1 erzeugt ein Stehwellengitter in der Scheibe, das beim folgenden Puls die Verstärkung dieser Wellenlänge redu-

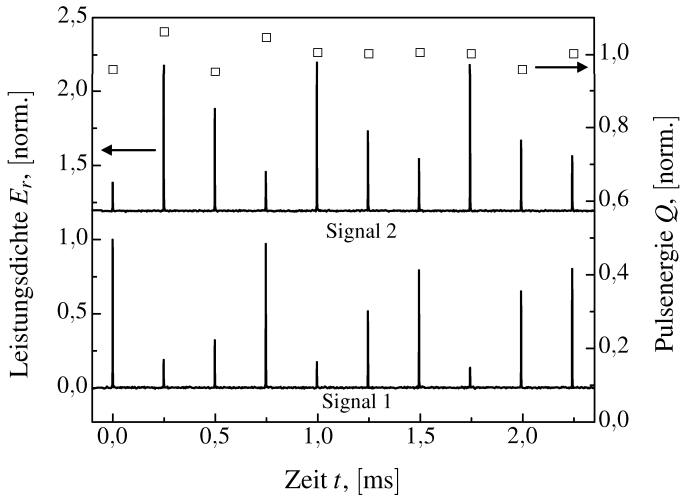


Abbildung 3.17: Zeitlicher Verlauf der Leistungsdichte der beiden Intensitätsmaxima des Laserspektrums sowie die normierte Pulsenergie des Laseraufbaus bei einer Repetitionsrate von $f_p = 4$ kHz und einer Pumpleistungsdichte von $E_p = 2 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$. Zur besseren Übersichtlichkeit wurde das Signal 2 in vertikaler Richtung verschoben dargestellt.

ziert. Der Folgepuls weist daher seine maximale Leistungsdichte bei der benachbarten Wellenlänge auf. Dieser Vorgang führt zu einer periodischen Fluktuation der spektralen Zusammensetzung der Laserpulse. Durch Erhöhen der Pumpleistungsdichte auf über $2,5 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ wird die Fluktuation des Spektrums aufeinander folgender Pulse reduziert. Das Spektrum behält weiterhin seine zwei Intensitätsmaxima, der Pulsaufbau erfolgt aber gleichzeitig bei beiden Wellenlängen.

3.4 Transversale Moden

Neben den axialen Moden, die für das Spatial-hole-burning verantwortlich sind, beeinflusst auch die transversale Verteilung der elektromagnetischen Welle der Laserstrahlung, wie effizient die im laseraktiven Medium gespeicherte Energie extrahiert werden kann. Eine komplette und detaillierte Betrachtung aller transversalen Moden würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Für den Multimodebetrieb, bei dem eine große Anzahl transversaler Moden im Resonator anschwingen kann, lässt sich die transversale Verteilung der Leistungsdichte durch eine Supergaußfunktion mit hohem Exponenten bzw. näherungsweise durch eine Top-hat-Funktion beschreiben. Für den Grundmodebetrieb liegt hingegen ein gaußförmiger Verlauf der Leistungsdichte vor. Die Unterschiede, die sich dadurch für den Pulsbetrieb ergeben, sollen im Folgenden näher betrachtet werden. Für das Strahlprofil wird eine radiale Abhängigkeit der Leistungsdichte vorausgesetzt. Eine azimutale Abhängigkeit, wie sie zur Beschreibung einzelner Moden höherer Ordnung notwendig wäre, soll vernachlässigt werden. Ausgehend von dem 0-dimensionalen Modell aus Kapitel 3.3, in dem auch der Einfluss des Spatial-hole-burnings berücksichtigt ist, wird nun zusätzlich die radiale Abhängigkeit der Leistungsdichteverteilung und damit der Besetzungsdichte in der Scheibe in Betracht gezogen. Das Modell ist weiterhin als ein Quasi-0-dimensionales Modell zu bezeichnen, da weder die radiale noch die axiale Abhängigkeit der Temperatur in der Scheibe berücksichtigt wird.

3.4.1 Modellierung radialsymmetrischer Moden

Um radialsymmetrische Moden im Modell der Ratengleichungen beschreiben zu können, muss zunächst die radiale Abhängigkeit der resonatorinternen Leistungsdichte beschrieben werden. Die beiden Extremfälle der radialen Verteilung der spektralen Leistungsdichte e_r , der Grundmodebetrieb und der Multimodebetrieb mit einer hohen Anzahl anschwingender Moden, lassen sich durch eine Supergaußfunktion beschreiben:

$$e_r(r, \nu) \propto e^{-2\left(\frac{|r|}{w_0}\right)^{2\gamma_{SG}}} . \quad (3.50)$$

Der Exponent der Supergaußfunktion wird dabei durch γ_{SG} angegeben. Für $\gamma_{SG} = 1$ beschreibt die Funktion die Leistungsdichteverteilung des Grundmodes TEM₀₀ mit einem Strahlradius in der Scheibe von $w_0 = w_{00}$. Der Multimodebetrieb kann durch einen hohen Exponenten beschrieben werden. Dabei handelt es sich jedoch nicht um die Propagation eines einzelnen Supergaußmodes, wie er in [62] erzeugt wurde. Die Leistungsdichteverteilung kommt durch Überlagerung der Leistungsdichte einer hohen Anzahl verschiedener transversaler Moden zustande. Die mittlere resonatorinterne Leistungsdichte E_r erhält man durch

$$E_r = \frac{1}{\pi w_0^2} \int_0^\infty \int_0^\infty e_r(r, \nu) 2\pi r dr d\nu. \quad (3.51)$$

Entsprechend zu Gleichung 3.39 kann die in der Scheibe wechselwirkende spektrale Leistungsdichte ermittelt werden durch

$$e_{Sch}(r, z, \nu) = M_r e_r(r, \nu) \left[1 - \cos \frac{4\pi n_{Sch} \nu z}{c \cos \beta_1} \right]. \quad (3.52)$$

Dabei darf die Scheibe wieder als Endspiegel oder einmal als Umlenkspiegel im Resonator eingebaut sein. Für Resonatoren, bei denen der Strahl mehrfach an der Scheibe umgelenkt wird, ist Gleichung 3.40 heranzuziehen. Durch Integration erhält man analog zu Gleichung 3.37 die effektiv in der Scheibe wechselwirkende Leistungsdichte

$$E_{Sch}(r, z) = \int_0^\infty e_{Sch}(r, z, \nu) d\nu. \quad (3.53)$$

Da in diesem Kapitel die radiale Abhängigkeit der Leistungsdichte berücksichtigt wird, bietet es sich auch an, die Verteilung der Pumpleistungsdichte in das Modell miteinzubeziehen. Die Pumpleistungsdichte kann ebenfalls durch eine Supergaußfunktion wiedergegeben werden:

$$E_p(r) \propto e^{-\ln(2) \left(\frac{|r|}{w_p} \right)^{2\gamma_{SG}}}. \quad (3.54)$$

Für $\gamma_{SG} \rightarrow \infty$ liegt eine Top-hat-Verteilung vor. Bei einem realen Pumpfleck ist ein Supergaußexponent von $\gamma_{SG} = 10$ realistisch, weshalb diese Zahl im Folgenden für die Simulation verwendet wird. Nach der Definition aus Gleichung 3.54 ist der Radius des gepumpten Bereichs durch einen Abfall der Leistungsdichte auf die Hälfte seines Maximalwertes gegeben.

Eine Modellierung des radialen Temperaturverlaufs in der Scheibe soll im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden. Es bietet sich jedoch an zwei Fälle zu unterscheiden: Die mittleren Temperaturen im gepumpten bzw. ungepumpten Bereich. Der

ungepumpte Bereich ist bei der Modellierung transversaler Moden von Bedeutung, da bei jedem Mode auch ein gewisser Anteil im ungepumpten Bereich liegt, wo er durch die Absorption des „Quasi-Drei-Niveau“-Systems Yb:YAG Verluste erfährt. Für die Besetzungsdichte des oberen Multipletts ergibt sich eine radiale und axiale Abhängigkeit $N_2 = N_2(r, z)$. Die Ratengleichung der Besetzungsdichte 3.42 mit zusätzlicher Beschreibung der radialen Abhängigkeit lautet damit

$$\begin{aligned} \frac{dN_2(r, z)}{dt} = & - \frac{N_2(r, z)}{\tau_f} + \frac{E_p(r)\eta_{Abs}(r, z)}{h\nu_P d_{Sch}} \\ & - \frac{E_{Sch}(r, z)}{h\nu_L} \left(N_2(r, z)\sigma_{em}^{(L)}(r, \nu_L) - (N_{Dot} - N_2(r, z))\sigma_{Abs}^{(L)}(r, \nu_L) \right). \end{aligned} \quad (3.55)$$

Durch die Annahme einer unterschiedlichen mittleren Temperatur innerhalb bzw. außerhalb des gepumpten Bereichs sind nun auch die effektiven Wirkungsquerschnitte radial abhängige Größen. In diesem Fall können sie jedoch jeweils nur zwei verschiedene Werte annehmen. Mit der Besetzungsdichte kann nun die Verstärkung G bei einem Einfachdurchgang durch die Scheibe durch

$$G(r, \nu) = \int_0^{d_{Sch}} [N_2(r, z)\sigma_{Em}(r, \nu) - (N_{Dot} - N_2(r, z))\sigma_{Abs}(r, \nu)] \cdot \left[1 - \cos \frac{4\pi n_{Sch} \nu z}{c \cos \beta_1} \right] dz \quad (3.56)$$

berechnet werden. Nimmt man für die Verteilung der Leistungsdichte der Laserstrahlung eine supergaußförmige Verteilung an, so ist die Verstärkung für diese Mode durch

$$G_{TEM}(\nu) = \frac{1}{\int_0^\infty e^{-2\left(\frac{|r|}{w_0}\right)^{2\gamma_{SG}}} 2\pi r dr} \int_0^\infty G(r, \nu) e^{-2\left(\frac{|r|}{w_0}\right)^{2\gamma_{SG}}} 2\pi r dr \quad (3.57)$$

bestimmt. Für die Verteilung der Leistungsdichte wird dabei die in Gleichung 3.50 gegebene Verteilung zugrunde gelegt. Damit kann nun entsprechend zu Gleichung 3.44 die Ratengleichung für die resonatorinterne spektrale Leistungsdichte aufgestellt werden:

$$\begin{aligned} \frac{de_r(r, \nu)}{dt} = & \left[M_s M_r G_{TEM}(\nu) + [\ln(1 - L_{int}(\nu)) + \ln(1 - T_{oc}(\nu))] \right] e_r(r, \nu) \frac{c}{2L_{r,eff}} \\ & + M_s \frac{de_{f,eff}(r, \nu)}{dt}. \end{aligned} \quad (3.58)$$

Abbildung 3.18 zeigt, wie sich die Verstärkung in der Scheibe für den in Kapitel 3.2.6 beschriebenen gütegeschalteten Scheibenlaser während eines Pulsaufbaus entwickelt. Der Resonator ist für den Betrieb des Grundmodes TEM₀₀ ausgelegt. Dargestellt ist die Verstärkung für den Laserübergang bei 1030 nm. Außerhalb des gepumpten Bereichs ist die

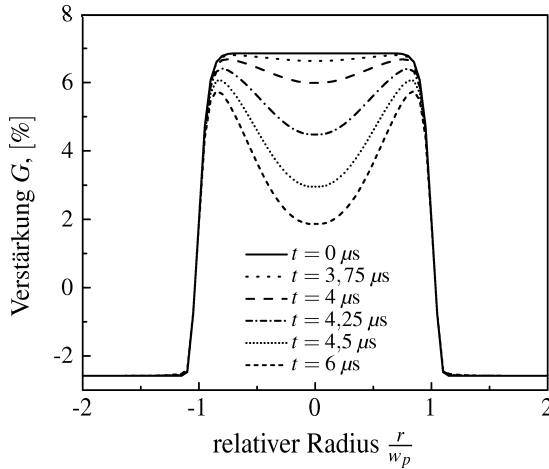


Abbildung 3.18: Zeitliche Entwicklung der Verstärkung in der Scheibe eines gütegeschalteten Yb:YAG Grundmodelasers bei einer Wellenlänge von 1030 nm während eines Pulsaufbaus. Exemplarisch ist die Verstärkung für den in Kapitel 3.2.6 beschriebenen Laseraufbau dargestellt.

Verstärkung negativ. Ein Lasermode erfährt in diesen Bereichen Verluste durch Absorption. Im Zentrum des Pumpflecks konnte der Grundmode die in der Scheibe gespeicherte Energie durch seine hohe Leistungsdichte effizient extrahieren. Am Rand des Pumpflecks ist die Leistungsdichte des Grundmodes auf etwa 4% ihres Maximalwertes abgefallen. Der Grundmode kann dort weniger der gespeicherten Energie extrahieren, die Besetzungsdichte und damit die Verstärkung bleiben hoch. In diesen Bereichen könnte ein weiterer transversaler Mode, beispielsweise der sogenannte „Dough-nut“-Mode TEM_{01}^* , anschwingen. Bei einem Verhältnis von Grundmoderadius auf der Scheibe zu Pumpradius von $\frac{w_{00}}{w_p} = 0,8 \dots 0,85$ wird allerdings ein Anschwingen dieses Modes durch die Absorption im ungepumpten Bereich der Scheibe effizient unterdrückt. Der ungepumpte Bereich der Scheibe selbst wirkt als Modenblende. Durch den Pumpprozess werden die räumlichen Unterschiede in der Verstärkung wieder ausgeglichen.

3.4.2 Vergleich des Modells mit experimentellen Daten

Das Modell aus Kapitel 3.4.1 soll nun mit experimentellen Messwerten verglichen werden. Der dafür verwendete experimentelle Aufbau ist in Kapitel 3.2.6 beschrieben. Der Resonator dieses gütegeschalteten Scheibenlasers ist für den Grundmodebetrieb ausgelegt. In Abbildung 3.19 ist die gemessene sowie die berechnete resonatorinterne Leis-

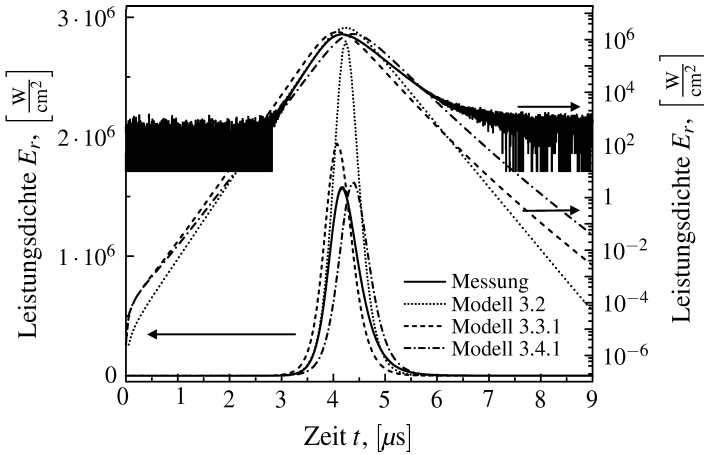


Abbildung 3.19: Vergleich der berechneten resonatorinternen Leistungsdichte der 0-dimensionalen Modelle der Ratenleichungen mit und ohne Berücksichtigung des Spatial-hole-burnings bzw. der radialen Leistungsdichteverteilung durch transversale Moden mit experimentellen Messwerten des Laseraufbaus aus Kapitel 3.2.6. Dargestellt ist jeweils eine lineare und eine logarithmische Skala. In der logarithmischen Skala sind bei der Messung wegen der besseren Übersichtlichkeit Werte unter 10 W/cm^2 nicht dargestellt.

tungsdichte dargestellt. Die Leistungsdichte, wie sie sich aus dem Modell der Ratenleichungen (Kapitel 3.2) errechnet, wird den Modellen, die zusätzlich Spatial-hole-burning bzw. die radiale Modenstruktur erfassen, gegenübergestellt. Der Vergleich der resonatorinternen Leistungsdichte zeigt, dass erst bei dem Modell, bei dem sowohl die Effekte des Spatial-hole-burnings als auch die Leistungsdichteverteilung des Grundmodus im Pumpfleck berücksichtigt wird, eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messwerten besteht. Lediglich der Pulsaufbau erfolgt etwas später als er bei der Messung festgestellt wird. Grund dafür könnten die Absorptionsverluste des Grundmodus außerhalb des Pumpflecks sein. Im Modell wurde für die einfallende Pumpleistungsdichte ein Supergaußprofil angenommen. Durch Reabsorption von Fluoreszenzstrahlung aus dem Pumpfleck wird der Bereich außerhalb des Pumpflecks indirekt gepumpt, weshalb die Besetzungsdichte dort bei einer realen Scheibe etwas höher ist als angenommen wurde. Dies reduziert die Absorptionsverluste und führt zu einem etwas schnelleren Anstieg der Leistungsdichte. Außerdem zeigt die Messung einen langsameren Abfall der Leistungsdichte als er nach der Modellierung zu erwarten wäre. Neben einem messtechnischen Fehler durch die Abfallzeit der verwendeten Photodiode könnte ein weiterer Grund dafür das Anschwingen von transversalen Moden höherer Ordnung sein, für die nach dem

Pulsaufbau des Grundmodes noch ausreichend Verstärkung in der Scheibe zur Verfügung steht. Die Verstärkung dieser Moden ist geringer als die des Grundmodes, weshalb sie ihr Maximum erst zeitlich nach dem Grundmode erreichen. Während die Messung der Pulsenergie einen Wert von 4,74 mJ lieferte, errechnet sich nach dem Modell mit Spatial-hole-burning und Modenstruktur eine Energie von 4,85 mJ. Mit diesem Modell ist es somit trotz vereinfachender Annahmen wie einer konstanten mittleren Scheibentemperatur möglich, quantitative Aussagen über die Laserparameter zu treffen.

Zusammenfassend stellt Abbildung 3.20 neben der Leistungsdichte auch die relative mittlere Besetzungsdichte des oberen Multipletts im Pumpfleck dar. Zur Messung der Besetzungsdichte wurde die Fluoreszenzstrahlung der Scheibe mit einer Photodiode aufgezeichnet, die zur Besetzungsdichte proportional ist. Das Photodiodensignal wird auf die Besetzungsdichte zu Beginn des Pulszyklus kalibriert. Ein Interferenzfilter vor der Photodiode detektiert dabei nur den Wellenlängenbereich um 969 nm, also die Strahlung bei der Null-Phononen-Linie. Dies ist zweckmäßig, da das Messsignal so weder von gestreuter Pumpstrahlung noch Laserstrahlung verfälscht wird [11]. Auch für die Besetzungsdichte ist zwischen dem Modell aus Kapitel 3.4.1 und der Messung eine gute Übereinstimmung zu erkennen.

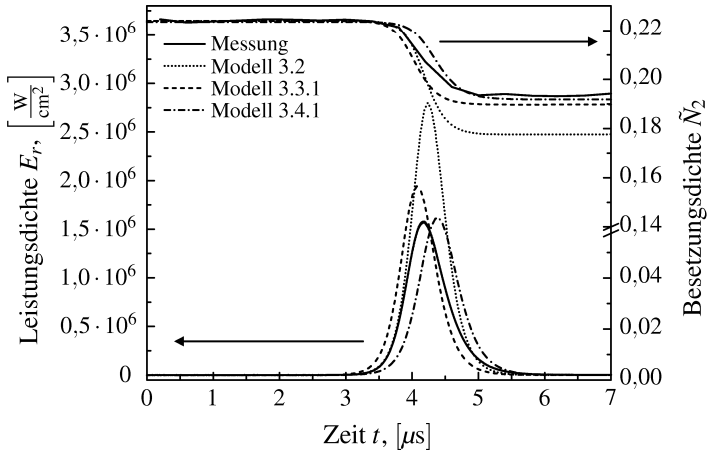


Abbildung 3.20: Vergleich der berechneten resonatorinternen Leistungsdichte und der mittleren Besetzungsdichte \bar{N}_2 der 0-dimensionalen Modelle der Ratengleichungen mit und ohne Berücksichtigung des Spatial-hole-burnings bzw. der radialen Leistungsdichteverteilung durch transversale Moden mit experimentellen Messwerten des Laseraufbaus aus Kapitel 3.2.6.

3.5 Erweiterung des Modells der Ratengleichungen

Durch Berücksichtigung des Spatial-hole-burnings und der radialen Verteilung der Leistungsdichte ist mit dem auf den Ratengleichungen basierenden Modell eine quantitative Aussage über die Laserparameter im gepulsten Laserbetrieb möglich. Ein weiterer Vorteil, der sich aus der frequenzabhängigen Modellierung ergibt, wie sie zur Beschreibung des Spatial-hole-burnings notwendig ist, liegt darin, dass auch die Spektren der emittierten Laserstrahlung berechnet werden können. Ein großer Nachteil ist jedoch, dass das Modell zunehmend komplex und mit einem höheren numerischen Rechenaufwand verbunden ist. Besonders wenn mit dem Modell viele Pulszyklen berechnet werden müssen, ist die Rechenzeit doch beträchtlich. Abhilfe soll die in diesem Kapitel beschriebene Erweiterung des Modells der Ratengleichungen aus Kapitel 3.2 schaffen, durch welche die Auswirkungen des Spatial-hole-burnings und der Modenstruktur zwar berücksichtigt werden, die Effekte aber nicht im Detail in das Modell integriert sind. Auf die Frequenzabhängigkeit sowie die radiale Abhängigkeit des Modells muss dabei verzichtet werden.

3.5.1 Ratengleichungen des erweiterten Modells

Sowohl das Spatial-hole-burning als auch die radiale Modenstruktur führen im Laserbetrieb zu einer Reduktion der effektiven Verstärkung der Laserstrahlung. Vereinfachend kann daher die Auswirkung dieser beiden Effekte auf die Verstärkung durch die Einführung zweier dimensionsloser Größen V_{SHB} und V_{TEM} beschrieben werden. Sie geben an, wie stark die effektive Verstärkung bei einem Einfachdurchgang durch die Scheibe aufgrund des Spatial-hole-burnings bzw. der transversalen Modenstruktur reduziert wird. Die zeitliche Entwicklung der Verstärkungsreduktion lässt sich dafür mit zwei Differentialgleichungen beschreiben:

$$\frac{dV_{SHB}}{dt} = -\xi_{SHB} \frac{d\hat{H}_{Sch}}{dt} = -\xi_{SHB} \left(\sigma_{em}^{(L)} + \sigma_{abs}^{(L)} \right) d_{Sch} \frac{dN_2}{dt}, \quad (3.59)$$

$$\frac{dV_{TEM}}{dt} = -\xi_{TEM} \frac{d\hat{H}_{Sch}}{dt} = -\xi_{TEM} \left(\sigma_{em}^{(L)} + \sigma_{abs}^{(L)} \right) d_{Sch} \frac{dN_2}{dt}. \quad (3.60)$$

Dabei wird angenommen, dass die Zunahme der Verstärkungsreduktion proportional zur Änderung der in der Scheibe gespeicherten normierten Energiedichte \hat{H}_{Sch} ist und dass für beide Effekte das Pumpen der dominierende Vorgang ist, der zu deren Abschwächung führt. Während des Pulsaufbaus nimmt die gespeicherte Energiedichte ab, $\frac{d\hat{H}_{Sch}}{dt}$ ist negativ. Die Verstärkungsreduktion beim Pulsaufbau nimmt folglich zu. Wird die Scheibe gepumpt, so ist $\frac{d\hat{H}_{Sch}}{dt}$ positiv. Die Verstärkungsreduktion nimmt mit der gleichen Zeitkonstante wie die in der Scheibe gespeicherte Energiedichte ab, die durch die

Anstiegszeit des Pumpprozesses gegeben ist. ξ_{SHB} und ξ_{TEM} sind dabei dimensionslose Proportionalitätskonstanten und geben an, wie stark die Zunahme der Verstärkungsreduktion an $\frac{d\dot{H}_{Sch}}{dt}$ gekoppelt ist.

V_{SHB} und V_{TEM} lassen sich zu einer Gesamtreduktion V mit $V = V_{SHB} + V_{TEM}$ zusammenfassen. Analog zu den Gleichungen 3.59 und 3.60 gilt:

$$\frac{dV}{dt} = -(\xi_{SHB} + \xi_{TEM}) \frac{d\dot{H}_{Sch}}{dt} = -(\xi_{SHB} + \xi_{TEM}) \left(\sigma_{em}^{(L)} + \sigma_{abs}^{(L)} \right) d_{Sch} \frac{dN_2}{dt}. \quad (3.61)$$

Der Verlauf der gemessenen resonatorinternen Leistungsdichte aus Abbildung 3.19 zeigt in der logarithmischen Darstellung während der abfallenden Pulsflanke eine mit der Zeit abnehmende Steigung (betragsmäßig) für die Leistungsdichte. Auch die Modelle, in denen das Spatial-hole-burning berücksichtigt ist, zeigen dieses Verhalten. Dies deutet darauf hin, dass die effektive Verstärkung auf einer Zeitskala im Mikrosekundenbereich wieder zunimmt. Danach könnte man für die Abnahme der Verstärkungsreduktion V auch eine Zeitkonstante in dieser Größenordnung erwarten. Allerdings handelt es sich dabei um eine fiktive Zeitkonstante. Die Verstärkungsreduktion klingt nicht im Mikrosekundenbereich ab. Beim Spatial-hole-burning reagiert der Laser auf die Verstärkungsreduktion indem er auf Wellenlängen ausweicht, die noch ausreichend verstärkt werden können. Bei der Betrachtung der transversalen Moden können im Laser weitere Moden in Bereichen anschwingen, in denen noch Verstärkung vorhanden ist. Dadurch scheint die Verstärkungsreduktion deutlich schneller abzuklingen. Die in den Abbildungen 3.16 und 3.17 dargestellten Ergebnisse zeigen deutlich, dass die Verstärkungsreduktion eine Lebensdauer im Bereich der Fluoreszenzlebensdauer hat, für Yb:YAG etwa von einer Millisekunde.

Mit der in der Gleichung 3.61 eingeführten Verstärkungsreduktion kann die Ratengleichung der Besetzungsdichte aus Gleichung 3.11 umgeschrieben werden, so dass nun auch die Effekte des Spatial-hole-burnings und der Modenverteilung berücksichtigt werden. Für die Besetzungsdichte des oberen Multipletts gilt damit

$$\frac{dN_2}{dt} = \underbrace{-\frac{N_2}{\tau_f}}_{\text{spontane Emission}} + \underbrace{\frac{E_P \eta_{Abs}}{h\nu_P d_{Sch}}}_{\text{Pumpen}} - \underbrace{\frac{M_r E_r}{h\nu_L d_{Sch}} \left[\left(N_2 \sigma_{em}^{(L)} - (N_{Dot} - N_2) \sigma_{abs}^{(L)} \right) d_{Sch} - V \right]}_{\text{induzierte Emission}}. \quad (3.62)$$

Durch separate Integration der einzelnen Summanden der Ratengleichung der Besetzungsdichte während eines Pulszyklus erhält man die Änderung der Besetzungsdichte durch spontane Emission der Fluoreszenzstrahlung $\Delta N_{2,fl}$, durch das Pumpen des Lasermediums und durch die Extraktion von Energie durch induzierte Emission $\Delta N_{2,ex}$.

Die Betrachtung der einzelnen Anteile ist zur Beschreibung des Wirkungsgrads des Lasers im gepulsten Betrieb notwendig (siehe Kapitel 3.7.4). Nach Gleichung 3.8 und 3.15 kann somit die Abnahme der normierten gespeicherten Energiedichte während eines Pulszyklus ausgedrückt werden:

$$\Delta\hat{H}_{fl} = \left(\sigma_{em}^{(L)} + \sigma_{abs}^{(L)}\right) d_{Sch} \Delta N_{2,fl}, \quad \Delta\hat{H}_{ex} = \left(\sigma_{em}^{(L)} + \sigma_{abs}^{(L)}\right) d_{Sch} \Delta N_{2,ex}. \quad (3.63)$$

Dabei gibt $\Delta\hat{H}_{fl}$ die Abnahme der in der Scheibe gespeicherten Energiedichte durch Abstrahlung der Fluoreszenzstrahlung und $\Delta\hat{H}_{ex}$ die Abnahme durch induzierte Emission an.

Um die Verstärkungsreduktion durch Spatial-hole-burning und die Modenstruktur in der Ratengleichung der resonatorinternen Leistungsdichte zu berücksichtigen, verfährt man entsprechend dem Vorgehen bei der Ratengleichung für die Besetzungsdichte 3.62. Die Verstärkung in der Scheibe wird dabei gerade um V reduziert, wodurch sich E_r berechnen lässt aus

$$\begin{aligned} \frac{dE_r}{dt} = & \left[M_s M_r (g d_{Sch} - V) E_r + [\ln(1 - L_{int}) + \ln(1 - T_{oc})] E_r \right] \frac{c}{2L_{r,eff}} \\ & + M_s \frac{dE_{f,eff}}{dt}. \end{aligned} \quad (3.64)$$

Das Modell des Scheibenlasers wird nun statt durch zwei durch drei Differentialgleichungen beschrieben. Da diese Gleichungen allerdings weder axial-, radial- noch wellenlängenabhängige Gleichungen sind, vereinfacht sich der Rechenaufwand für die numerische Integration erheblich. Jedoch führt diese Vereinfachung auch dazu, dass bestimmte Effekte beim Laserbetrieb nicht mehr erfasst werden. Beispielsweise kann das Ausweichen der Laserwellenlänge während des Pulsaufbaus oder zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen so nicht mehr erfasst werden. Entsprechendes gilt für die transversalen Moden. Sollen solche Effekte näher untersucht werden, ist weiterhin eines der Modelle aus den Kapiteln 3.3.1 bzw. 3.4.1 heranzuziehen. Auch eine Kombination wäre denkbar, bei der beispielsweise der Einfluss des Spatial-hole-burnings exakt beschrieben, für den Einfluss der Moden jedoch vereinfachend die Verstärkungsreduktion V_{TEM} herangezogen wird.

3.5.2 Bestimmung der Koppelparameter ξ_{SHB} und ξ_{TEM}

Anhand des Aufbaus aus Kapitel 3.2.6 soll die Größe der Koppelparameter ξ_{SHB} und ξ_{TEM} experimentell bestimmt werden. Bei dem dort beschriebenen Aufbau eines gütegeschalteten Lasers sind keine Maßnahmen zur Reduktion des Spatial-hole-burnings integriert. Der Wert für ξ_{SHB} stellt daher einen Maximalwert für den Koppelparameter bei

einem Laseraufbau ohne frequenzselektive Elemente dar. Da der Resonator dieses Lasers für den Grundmodebetrieb ausgelegt ist und damit die Leistungsdichteunterschiede über den Pumpfleck maximal sind, stellt auch ξ_{TEM} eine Obergrenze für den Koppelparаметer dar.

Der Wert für ξ_{SHB} hängt davon ab, wie stark das Stehwellengitter ist, das sich in der Scheibe bilden kann. Es ist damit direkt von der spektralen Breite der Laserstrahlung abhängig. Wird durch frequenzselektive Elemente das Spektrum begrenzt, so ist ein höherer Wert für den Koppelparаметer zu erwarten. Da aufgrund der spektralen Breite die Unterschiede in der Besetzungsdichte mit zunehmendem Abstand von der HR-beschichteten Rückseite der Scheibe abnehmen, ist auch eine Abhängigkeit von der Scheibendicke zu erwarten. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Scheiben mit einer Dicke von ca. 180 μm mit einer Dotierung von 9% verwendet. Da keine Scheibe mit anderen Dotierungen und damit deutlich unterschiedlicher Kristalldicke verwendet wurde, kann die Abhängigkeit von der Dicke im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt werden. Da für das Spatial-hole-burning die Interferenz der einfallenden und reflektierten Welle notwendig ist, ist die Ausbildung des Stehwellengitters auch von der Pulslänge abhängig. Ist die räumliche Pulslänge in der Scheibe kürzer als die doppelte Scheibendicke, so können sich die einfallende und reflektierte Welle nicht mehr vollständig überlagern. Bei Pulsen mit einer Pulslänge von unter etwa 3 ps kann dies zu einem verminderten Effekt des Spatial-hole-burnings führen. Bei den in dieser Arbeit untersuchten gepulsten Lasersystemen sind jedoch deutlich größere Pulsängen zu erwarten. Somit bleibt für die Reduktion des SHB noch die in Kapitel 3.3.2 beschriebene Methode der unterschiedlichen Einfallswinkel. Durch einen Fit der nach dem erweiterten Modell berechneten Besetzungsdichte an die Besetzungsdichte des Modells mit Berücksichtigung von SHB kann ξ_{SHB} ermittelt werden. Für einen Laseraufbau ohne frequenzselektive Elemente wird für den Kopplungsparameter ein Wert von $\xi_{SHB} = 0,38$ bestimmt. Durch einen Resonatoraufbau, in dem die Scheibe mehrfach als Umlenkspiegel eingesetzt wird, lässt sich dieser Wert nahezu auf Null reduzieren.

Für den Grundmodestrahл liegt der Koppelparаметer, für den sich die beste Übereinstimmung der Besetzungsdichten zwischen erweitertem Modell und Modell mit Berücksichtigung der Modenstruktur ergibt, bei $\xi_{TEM} = 0,13$. Bei einem Multimodestrahл mit einer hohen Anzahl transversaler Moden kann für diesen Parameter der Wert Null angenommen werden. Bei einem Profil der Pumpleistungsdichte, das nahe an einem Top-hat-Profil liegt, weist auch der Ausgangsstrahl eine entsprechende konstante Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt auf.

3.5.3 Vergleich des erweiterten Modells mit experimentellen Daten

Abbildung 3.21 vergleicht das erweiterte Modell mit Messdaten des gütegeschalteten Lasers aus Kapitel 3.2.6. Neben der resonatorinternen Leistungsdichte und der Besetzungsdichte ist der Verlauf der Verstärkungsreduktion V_{SHB} und V_{TEM} dargestellt, wobei deren Werte zehnfach überhöht wiedergegeben werden. Während man beim Verlauf der Leistungsdichte doch deutliche Unterschiede zwischen dem erweiterten Modell und der Messung feststellen kann, stimmen die Werte für die Besetzungsdichte vor dem Puls und nach dem Puls sehr gut überein. Für die Betrachtung der Pulsenergiestabilität, die in Kapitel 4 näher behandelt wird, ist dies der relevante Parameter. Daher stand bei der Bestimmung von ξ_{SHB} und ξ_{TEM} auch die Optimierung der berechneten Besetzungsdichte im Vordergrund. Da sich aus der Änderung der Besetzungsdichte die extrahierte Energie ergibt, stimmt die berechnete Pulsenergie von 4,73 mJ sehr gut mit dem Messwert von 4,74 mJ überein. Durch das Spatial-hole-burning und den Grundmodebetrieb wird die Verstärkung in der Scheibe um über 1% reduziert, wobei das Spatial-hole-burning den dominierenden Einfluss darstellt. Bei der eingestrahlichten Pumpleistungsdichte beträgt die Verstärkung in der Scheibe etwa 7%, so dass die Verstärkungsreduktionen V_{SHB} und V_{TEM} einen entscheidenden Einfluss auf die Laserparameter haben.

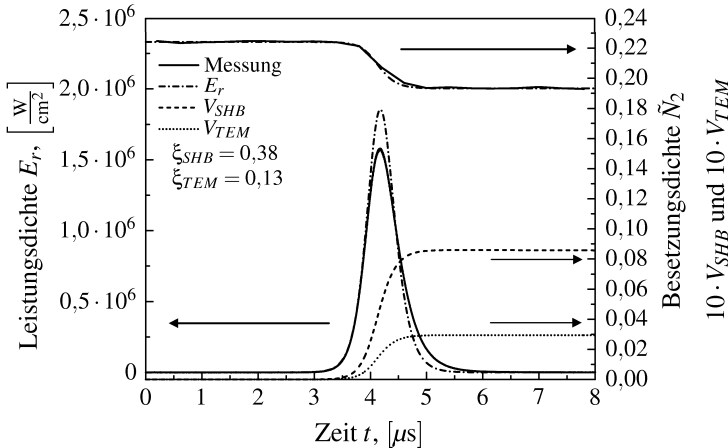


Abbildung 3.21: Vergleich der berechneten resonatorinternen Leistungsdichte und der mittleren Besetzungsdichte \bar{N}_2 des erweiterten Modells der Ratengleichungen mit experimentellen Messwerten des Laseraufbaus aus Kapitel 3.2.6. V_{SHB} und V_{TEM} sind zusätzlich 10-fach überhöht dargestellt.

3.6 Grenzen des Modells

Das hier vorgestellte Modell ist hinsichtlich seiner Aussagefähigkeit limitiert. Eine Begrenzung wird bestimmt durch die in Kapitel 3.2.2 beschriebene Voraussetzung des Modells, dass sich Änderungen der resonatorinternen Leistungsdichte deutlich langsamer als die Resonatorumlaufzeit vollziehen müssen. Aufgrund der geringen Verstärkung ist diese Voraussetzung bei gütegeschalteten Scheibenlasern erfüllt. Beim Cavity-dumping ist sie während des Pulsaufbaus ebenfalls erfüllt, bei der Pulsaukoppelung ist dies jedoch genauer zu untersuchen. Für die Erzeugung kürzester Pulse soll der Resonator in nur einem Resonatorumlauf entleert werden. Die hierfür eingesetzten elektrooptischen Schalter sind heutzutage mit einer Schaltzeit im Bereich von 10 ns kommerziell verfügbar. Bei schnellen Schaltern liegt die Schaltzeit damit im Bereich der Resonatorumlaufzeit. Im Modell ist die Schaltzeit folglich zu berücksichtigen und Ergebnisse bei sehr kurzen Schaltzeiten sind kritisch zu hinterfragen. Gleiches gilt, wenn sehr hohe Auskoppelgrade untersucht werden. Wie in Kapitel 3.2.2 ausgeführt, ist in diesem Fall die Annahme einer gleichen Leistungsdichte der hin- und rücklaufenden Strahlungsfelder im Resonator nicht mehr erfüllt. Bei der Erzeugung kürzester Pulse durch Cavity-dumping kann der Auskoppelgrad bis zu 1 betragen. Auch in diesen Fällen sind die Ergebnisse kritisch zu beurteilen.

Bei sehr kleinen Pumpflecken müsste zusätzlich die dreidimensionale Wärmeleitung mitberücksichtigt werden, die zu einer reduzierten mittleren Temperatur in der Scheibe führt. Bei sehr großen Pumpflecken wird die Verstärkung in der Scheibe durch radial geführte verstärkte Spontanemission (engl.: amplified spontaneous emission, ASE) begrenzt. Detaillierte Berechnungen zur ASE-Problematik zeigen jedoch, dass die heutzutage aus einer Scheibe erreichten Leistungen bzw. Pulsenergien noch weit unterhalb der durch ASE begrenzten Maximalwerte liegen [63]. Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchten Pumpfleckdurchmesser liefert das Modell brauchbare Aussagen.

Bei niedrigen Repetitionsraten und damit einer hohen maximalen Inversion in der Scheibe treten besonders bei höher dotierten Kristallen nichtlineare Zerfallsprozesse auf, die die maximale Verstärkung in der Scheibe begrenzen [24]. Derartige Prozesse sind im vorgestellten Modell ebenfalls nicht erfasst.

Bei der Verstärkungsreduktion durch Spatial-hole-burning ist die Pulslänge der im Resonator umlaufenden Pulse zu beachten. Bedingung für SHB ist die Überlagerung der einfallenden und reflektierten Wellen in der Scheibe. Bei Ultrakurzpulsverstärkern ist durch die geringe Länge der Wellenzüge der Bereich der Überlagerung der Wellen derart gering, dass die Wirkung des SHB oft vernachlässigt werden kann.

3.7 Bestimmung der Laserparameter

In diesem Abschnitt soll zusammenfassend kurz beschrieben werden, wie man aus den mit dem Modell der Ratengleichungen errechneten Größen die Laserparameter ermitteln kann.

3.7.1 Pulsenergie

Zur Berechnung der Pulsenergie bietet sich das erweiterte Modell aus Kapitel 3.5.1 an. Dabei wird von einer konstanten Verteilung der Leistungsdichte über den Strahlquerschnitt ausgegangen. Mit Hilfe der Ratengleichung der resonatorinternen Leistungsdichte lässt sich die Pulsenergie eines Einzelpulses durch

$$Q = \pi w_0^2 \hat{H}_{Puls} H_S = \pi w_0^2 \int_0^{T_P} E_r(t) T_{oc}(t) dt \quad (3.65)$$

berechnen. T_P gibt dabei die Periodendauer bei einer bestimmten Repetitionsrate an. Durch die Zeitabhängigkeit von T_{oc} wird berücksichtigt, dass sich der Auskoppelgrad während eines Pulszyklus ändern kann, wie es beim Cavity-dumping oder bei resonatorinterner Frequenzverdopplung der Pulse der Fall ist. Für die pulsenergieinduzierte Zerstörung resonatorinterner Komponenten ist die während eines Pulszyklus im Resonator akkumulierte Energie Q_r ausschlaggebend. Sie errechnet sich analog zu Gleichung 3.65, wobei jedoch der Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels nicht miteinbezogen und auf 1 gesetzt wird:

$$Q_r = \pi w_0^2 \int_0^{T_P} E_r(t) dt. \quad (3.66)$$

3.7.2 Pulsenergiestabilität

Durch Berechnung der Pulsenergie über mehrere Zyklen kann direkt die mittlere Pulsenergie Q_{av} sowie die Standardabweichung als ein Maß für die Pulsenergiestabilität ermittelt werden. Kriterien, die zum Erreichen eines stabilen Pulsbetriebs entscheidend sind, werden in Kapitel 4 vorgestellt.

3.7.3 Mittlere Leistung

Aus der mittleren Energie und der Pulswiederholrate ergibt sich die mittlere Leistung direkt durch $P_{av} = Q_{av} f_p$. Für die thermische Belastung resonatorinterner Komponenten ist die resonatorinterne mittlere Leistung $P_{r,av}$ von Bedeutung. Für ihre Berechnung ist anstatt der mittleren Pulsenergie die mittlere im Resonator akkumulierte Energie heranzuziehen.

3.7.4 Wirkungsgrad

Bei der Betrachtung des Wirkungsgrads eines Lasers unterscheidet man den differentiellen Wirkungsgrad η_{diff} und den optisch-optischen Wirkungsgrad η_{opt} , der das Verhältnis aus Laserleistung zu einfallender Pumpleistung angibt. Bei einem gepulsten Lasersystem ist der opt.-opt. Wirkungsgrad durch

$$\eta_{opt} = \eta_{St} \bar{\eta}_{Abs} \eta_M \eta_{ie} \eta_{ex} \quad (3.67)$$

gegeben. Dabei ist η_{St} der Stokes-Wirkungsgrad, der das Verhältnis der Energien der Laserphotonen zu den Pumpphotonen angibt:

$$\eta_{St} = \frac{v_L}{v_P}. \quad (3.68)$$

Für Yb:YAG beträgt $\eta_{St} = 91,3\%$, wenn der Laserkristall bei 940 nm gepumpt wird. $\bar{\eta}_{Abs}$ gibt den zeitlichen Mittelwert des Absorptionsgrads der Pumpstrahlung aus Gleichung 3.3 an. Durch den Modenwirkungsgrad, der näherungsweise durch

$$\eta_M = \frac{\pi w_0^2}{\pi w_p^2} = \left(\frac{w_0}{w_p} \right)^2 \quad (3.69)$$

gegeben ist, wird berücksichtigt, dass die im Resonator anschwingenden Moden nur einen Teil der Fläche des gepumpten Bereichs bedecken und daher auch nur aus einem Teil der gepumpten Fläche Energie extrahieren können. Bei einem Multimodelaser stimmt die Modenfläche nahezu vollständig mit dem gepumpten Bereich überein und der Modenwirkungsgrad liegt näherungsweise bei 1. Bei einem Grundmodelaser, bei dem $w_0 \approx 0,8 \dots 0,85 w_p$ beträgt, liegt der Modenwirkungsgrad zwischen 64% und 72%. Durch Reabsorption der Fluoreszenzstrahlung aus Bereichen, in denen die Inversion nicht abgeräumt wurde, kann ein Teil der Energie dieser Bereiche genutzt werden und der tatsächliche Wert für η_M liegt etwas über dem nach Gleichung 3.69 abgeschätzten Wert.

Der Wirkungsgrad der induzierten Emission beschreibt, welcher Anteil der aus der Scheibe extrahierten Energiedichte durch induzierte Emission extrahiert wird. Nach den in Gleichung 3.63 eingeführten Werten für die Änderung der gespeicherten Energiedichte während eines Pulszyklus durch spontane Emission $\Delta\hat{H}_{fl}$ und stimulierte Emission $\Delta\hat{H}_{ex}$ gilt

$$\eta_{ie} = \frac{\Delta\hat{H}_{ex}}{\Delta\hat{H}_{ex} + \Delta\hat{H}_{fl}}. \quad (3.70)$$

Aufgrund der resonatorinternen Verluste L_{int} stimmt die Energiedichte der emittierten Laserpulse \hat{H}_{Puls} nicht mit der durch induzierte Emission aus der Scheibe extrahierten Energiedichte überein. Dies wird durch den Extraktionswirkungsgrad

$$\eta_{ex} = \frac{\hat{H}_{Puls}}{|\Delta\hat{H}_{ex}|} \quad (3.71)$$

beschrieben. Für verschwindende resonatorinterne Verluste ist der Extraktionswirkungsgrad 1, was die Energieerhaltung bei der Energieextraktion aus der Scheibe zeigt.

Der optisch-optische Wirkungsgrad ist eine wichtige Kenngröße zur Beschreibung der Effizienz eines Lasersystems. Zur Optimierung der Gesamteffizienz ist jedoch die Betrachtung der einzelnen Wirkungsgrade aus Gleichung 3.67 zweckmäßig.

3.7.5 Pulsdauer und Pulsform

Die Pulsdauer τ_H wird durch die Halbwertsbreite des Produkts $E_r(t)T_{oc}(t)$ bestimmt. Die gleiche Funktion beschreibt die Pulsform des Ausgangspulses. Näherungsweise kann die Pulsdauer auch aus dem Quotienten der Energiedichte der Laserpulse durch die maximale ausgekoppelte Leistungsdichte ermittelt werden.

3.7.6 Spektrum

Zur Berechnung des Spektrums der Laserpulse ist das frequenzabhängige Modell aus Kapitel 3.4.1 heranzuziehen. Um den Rechenaufwand zu reduzieren kann dabei der Einfluss der transversalen Moden durch eine Verlustgröße V_{TEM} erfasst werden, wie es in Kapitel 3.5.1 beschrieben ist. Die spektrale Leistungsdichte e_S des Ausgangsspektrums eines Laserpulses ist damit gegeben durch

$$e_S(\nu) = \frac{1}{T_P} \int_0^{T_P} e_r(\nu, t) T_{oc}(t) dt. \quad (3.72)$$

Berechnet man das Integral über mehrere Pulse, so kann das mittlere Spektrum des Ausgangsstrahls bestimmt werden.

4 Grundlagen nichtlinearer dynamischer Systeme

Aufgrund der Dynamik des Laserprozesses können Puls laser starken Fluktuationen der Pulsenergie unterworfen sein. Um solche Betriebsparameter zu identifizieren, die zu instabilen Zuständen führen, soll in diesem Kapitel der Puls laser als ein nichtlineares dynamisches System genauer betrachtet werden. Ziel ist es, eine Bedingung zu finden, die den Laser eindeutig einem stabilen oder instabilen Zustand zuordnet.

4.1 Stabilität von Lasern

Die Untersuchung der Stabilität von Lasern als dynamische Systeme ist beinahe so alt wie die Laserforschung selbst. Bereits 1964 konnte bei der numerischen Simulation der Lasergleichungen festgestellt werden, dass bei einem Puls laser die Pulsenergie ein unregelmäßiges, mitunter auch chaotisches Verhalten aufweisen kann [64]. Charakteristisch für dieses Verhalten ist eine sogenannte zweite Laserschwelle, ab der sich instabiles Verhalten beobachten lässt. Für die experimentelle Umsetzung von Lasern waren diese Effekte zunächst von untergeordnetem Interesse, da diese Schwelle bei realen Lasern als nicht erreichbar galt und Laser als von sich aus stabile Systeme angesehen wurden [65]. Durch die Weiterentwicklung der Lasersysteme näherte man sich diesem instabilen Bereich jedoch immer weiter an. Der experimentelle Nachweis von chaotischem Laserbetrieb in den 80er Jahren [66, 67] führte zu einem gesteigerten Interesse an der Laserdynamik und zu der Erkenntnis, dass für die meisten technischen Anwendungen die Stabilität der Lasersysteme von besonderer Bedeutung ist.

Mittlerweile sind Instabilitäten bei einer Reihe von Lasersystemen beobachtet worden, wobei häufig eine externe Rückkopplung oder Modulation letztendlich zu instabilem Verhalten führt [68]. Bei einem regenerativen Verstärker auf Basis des Scheibenlasers wird von chaotischen Pulsenergiefluktuationen erstmals 2002 berichtet [69]. Auch bei regenerativen Verstärkern mit einer anderen Geometrie des laseraktiven Mediums lassen sich Fluktuationen nachweisen [70]. Ein vergleichbares Verhalten zeigen auch gütegeschaltete Laser und Laser mit Cavity-dumping [71].

In diesem Kapitel werden die Grundlagen dynamischer Systeme und der Übergang von stabilem zu chaotischem Verhalten dargestellt. Die Bedingung zur Beurteilung eines Betriebszustandes wird vorgestellt und auf den Puls laser als ein dynamisches System angewendet.

4.2 Grundlagen dynamischer Systeme

Bei einem dynamischen System entstehen instabile Zustände durch die Kopplung eines Zyklus an den vorangegangenen Zyklus. Erst das Zusammenspiel mehrerer Zyklen ermöglicht das Auftreten eines instabilen oder chaotischen Verhaltens. Die Abhängigkeit des Zustands u eines dynamischen Systems vom Zustand des vorherigen Zyklus kann durch eine Abbildungsvorschrift ϕ beschrieben werden. Für ein eindimensionales dynamisches System wird ϕ definiert als

$$u^{(i+1)} = \phi\left(u^{(i)}\right). \quad (4.1)$$

Die einzelnen Zyklen werden dabei mit i indiziert. Die Funktion ϕ ist vom jeweiligen dynamischen System und den konkreten Betriebsparametern abhängig. Mit ϕ lässt sich ein System hinsichtlich seiner Stabilität charakterisieren. Die grundlegenden Bedingungen, die ein dynamisches System als stabil kennzeichnen, sollen im Folgenden exemplarisch für die einfache Abbildung der Verhulst-Dynamik vorgestellt werden.

4.2.1 Verhulst'sche Abbildung

Bereits im Jahr 1845 stellte P.F. VERHULST bei der Betrachtung von Tierpopulationen in einem abgeschlossenen Lebensraum fest, dass die Größe einer Population u von Generation zu Generation starken, mitunter auch chaotischen Schwankungen unterworfen sein kann [72]. Durch das Aufstellen von mathematischen Wachstumsmodellen konnte er dieses Verhalten nachbilden. Er nahm an, dass die Größe der Population der zukünftigen Generation $u^{(i+1)}$ von der Größe der aktuellen Population $u^{(i)}$ abhängt, deren Wachstum jedoch aufgrund von Nahrungsknappheit bei einer großen Population durch den Faktor $(1 - u^{(i)})$ gebremst wird. Für die Abbildungsvorschrift, die heute als Verhulst-Dynamik bekannt ist und mit der aus der aktuellen auf das Intervall $[0, 1]$ normierten Population die Population der nächsten Generation berechnet werden kann, fand er

$$\phi_{\text{Verhulst}}(u) = 4ru(1 - u), \quad u \in [0, 1]. \quad (4.2)$$

Der sogenannte Kontrollparameter $r \in [0, 1]$ gibt dabei die Wachstumsrate der Population an. Mit der Verhulst'schen Abbildung $\varphi_{\text{Verhulst}}$ wird ein eindimensionales diskretes dynamisches System beschrieben, das durch die Größe der Population u vollständig beschrieben ist.

4.2.2 Ruhelage und Stabilität

Als Ruhelage eines diskreten dynamischen Systems wird diejenige Zustandsgröße u_0 bezeichnet, die durch die Abbildungsvorschrift φ des Systems auf sich selbst abgebildet wird:

$$\varphi(u_0) = u_0. \quad (4.3)$$

Eine solche Ruhelage ist stabil, wenn sich das System bei kleinen Abweichungen Δu von der Ruhelage wieder dem Zustand u_0 annähert. Die Abweichung des Folgezyklus $\Delta u^{(i+1)}$ wird dabei bestimmt durch [11]

$$\Delta u^{(i+1)} = \varphi(u_0 + \Delta u^{(i)}) - \varphi(u_0) \approx \varphi'(u_0) \Delta u^{(i)}. \quad (4.4)$$

Wenn die Abweichungen mit jedem Zyklus kleiner werden, also $|\Delta u^{(i+1)}| < |\Delta u^{(i)}|$, nähert sich das System wieder der Ruhelage an. Als Bedingung für eine asymptotisch stabile Ruhelage gilt damit

$$|\varphi'(u_0)| < 1. \quad (4.5)$$

Eine asymptotisch stabile Ruhelage wird auch als Attraktor bezeichnet, da die Funktion bei Abweichungen von diesem Funktionswert immer zu diesem hingezogen wird. Je nach Wahl des Kontrollparameters kann die Abbildungsfunktion eine unterschiedliche Anzahl an Attraktoren besitzen.

Bei der linearen Stabilitätsanalyse wird häufig der Ljapunov-Exponent als Maß für die Stabilität herangezogen [73]. Er ist definiert als Grenzwert des Mittelwerts von $\ln(|\varphi'|)$. Ein negativer Ljapunov-Exponent kennzeichnet ein stabiles System. Bei einem positiven Ljapunov-Exponent zeigt das System chaotisches Verhalten. Für den in Abbildung 4.1 (b) dargestellten Zustand der Bifurkation errechnet sich ein negativer Ljapunov-Exponent. Das System weist folglich ein stabiles Verhalten auf, wobei es zwischen zwei diskreten Werten alterniert. Im Hinblick auf den gepulsten Laserbetrieb, bei dem ein stabiler Betrieb durch eine konstante Pulsenergie gekennzeichnet wird, ist daher die Definition des Ljapunov-Exponenten nur bedingt zur Stabilitätsanalyse geeignet. Aussagekräftiger ist die in Gleichung 4.5 angegebene Bedingung.

4.2.3 Der Weg ins Chaos

Der Übergang von einem stabilen dynamischen System zu instabilem bzw. chaotischem Verhalten bei Variation des Kontrollparameters ist exemplarisch für die Verhulst'sche Abbildung in Abbildung 4.1 für drei verschiedene Werte des Kontrollparameters r dargestellt. In der Abbildung ist zusätzlich die erste Winkelhalbierende eingezeichnet. Ihre Schnittpunkte mit der Abbildungsfunktion kennzeichnen die Ruhelagen des Systems. Für $r = 0,5$ besitzt die Funktion $\varphi_{\text{Verhulst}}$ zwei Ruhelagen, eine bei $u = 0$ sowie eine weitere bei $u = 1 - \frac{1}{4r}$, wobei lediglich die letztere eine asymptotisch stabile Ruhelage, einen Attraktor mit $u_0 = 0,5$ darstellt. Die Ableitung der Abbildungsfunktion liegt

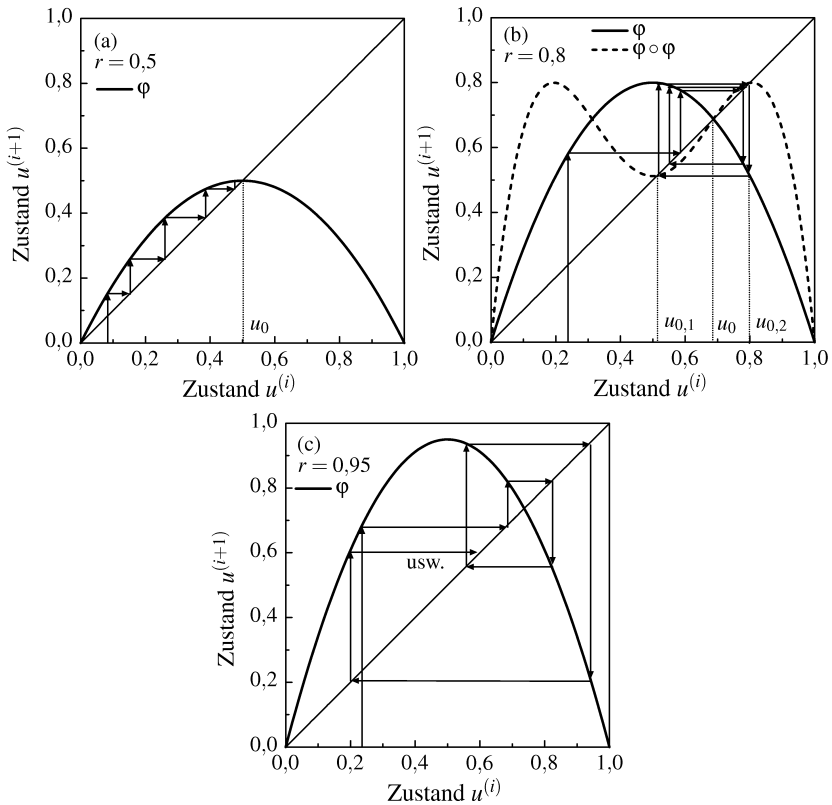


Abbildung 4.1: Graphische Darstellung der Verhulst'schen Abbildung für drei Werte des Kontrollparameters (a) $r = 0,5$, (b) $r = 0,8$ und (c) $r = 0,95$. Dargestellt ist außerdem die graphische Lösung zum Auffinden der Attraktoren.

bei $\varphi'(u_0) = 0 < 1$. Das zeichnerische Auffinden eines Attraktors ist ebenfalls in Abbildung 4.1 dargestellt. Ausgehend von einem beliebigen Startwert gibt φ den Zustand des Systems nach einem Zyklus an, der durch Projektion auf die erste Winkelhalbierende wiederum Startwert des folgenden Zyklus ist. Unabhängig vom Startwert konvergiert die Funktion gegen u_0 .

Bei einem Kontrollparameter von $r = 0,8$ gilt für die Ruhelage $\varphi'(u_0) = -1,2$. Die Bedingung für asymptotische Stabilität ist somit verletzt. Bei der Betrachtung der verketteten Funktion $\varphi \circ \varphi = \varphi(\varphi(u))$ stellt man fest, dass neben den beiden nun instabilen Ruhelagen von φ zwei weitere Ruhelagen bei $u_{0,1}$ und $u_{0,2}$ auftreten. Diese bilden zwei Attraktoren der verketteten Funktion. Sie führen zu einer Aufspaltung der möglichen Zustände des Systems, einer Bifurkation. Die Funktion bildet sich nach zwei Zyklen wieder auf sich selbst ab. Ausgehend von einem beliebigen Startpunkt alterniert die Funktion schließlich zwischen zwei diskreten Werten.

Wird r weiter erhöht, weist auch die zweifache Verkettung von φ keinen Attraktor mehr auf. Erst die vierfache Verkettung liefert dann vier stabile Zustände. Ab einem gewissen Wert von r kann kein Attraktor mehr gefunden werden. Wie im Fall für $r = 0,95$ dargestellt konvergiert die Funktion nicht und die Funktionswerte der einzelnen Zyklen zeigen ein chaotisches Verhalten. Dieses Regime ist durch deterministisches Chaos gekennzeichnet. Das Chaos kann dabei unter ganz bestimmten, jederzeit wiederholbaren Bedingungen herbeigeführt werden.

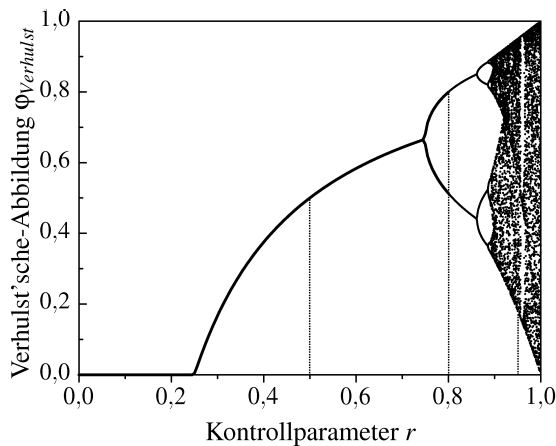


Abbildung 4.2: Feigenbaum-Diagramm der Verhulst'schen Abbildung. In Abhängigkeit vom Kontrollparameter r sind die möglichen Funktionswerte dargestellt, welche die Abbildung nach mehreren Zyklen annehmen kann.

Der Weg von einem stabilen zu einem chaotischen System bei Variation des Kontrollparameters wird im sogenannten Feigenbaum-Diagramm verdeutlicht. Dazu werden die möglichen Funktionswerte, welche die Abbildung nach mehreren Zyklen bei Variation des Kontrollparameters annehmen kann, dargestellt. Abbildung 4.2 zeigt das Feigenbaum-Diagramm für die Verhulst-Dynamik. Die Werte für die drei in Abbildung 4.1 dargestellten Fälle sind dabei mit gestrichelten Linien markiert.

Charakteristisch ist, dass das stabile Regime mit einem Attraktor nach einer Reihe von Bifurkationen schließlich in ein chaotisches Regime übergeht. Bei einer Bifurkation spricht man auch von einer weiteren Periodenverdopplung, da sich das System nun erst nach der doppelten Anzahl an Zyklen wieder auf sich selbst abbildet. Die Bifurkationen treten in einem stetig abnehmenden Abstand auf, bis das System ein chaotisches Verhalten zeigt. Typisch für den chaotischen Bereich sind Zonen, in denen nicht jeder Funktionswert auftreten kann sondern wieder eine gewisse Ordnung besteht. Diese Zonen, die Intermittenz genannt werden, sind als weiße Lücken im chaotischen Bereich erkennbar.

Die Verhulst'sche Abbildung konvergiert für $r \in [0, \frac{1}{4}]$ gegen 0. Bis $r = \frac{3}{4}$ besitzt sie einen Attraktor und ab $r \approx 0,9$ beginnt das chaotische Regime. Bei $r \approx 0,96$ zeigt die Abbildung eine Intermittenz.

4.3 Der Puls laser als nichtlineares dynamisches System

Der prinzipielle Weg ins Chaos, der in Kapitel 4.2.3 exemplarisch für die Verhulst'sche Abbildung gezeigt wurde, ist nicht an die spezielle Form der Abbildungsfunktion gebunden. Ein entsprechendes Verhalten ist bei allen Abbildungen zu erwarten, die in einem entsprechend skalierten Einheitsintervall $u \in [0, 1]$ nur ein einziges Maximum besitzen [74]. Die aus der Verhulst-Dynamik gewonnenen Erkenntnisse zu Stabilität und Chaos sind daher auch auf andere eindimensionale dynamische Systeme wie einen gepulsten Laser übertragbar.

Beim gepulsten Laser ist die Population des oberen Laserniveaus N_2 und damit die in der Scheibe gespeicherte Energiedichte \hat{H}_{Sch} die Größe, die einen Zyklus an den nächsten koppelt. Als Pulszyklus wird dabei das Zeitintervall $t \in [0, T_p]$ bezeichnet, bei dem zum Zeitpunkt $t = 0$ das Schaltelement geschlossen und die Verstärkung des Pulses gestartet wird. Abbildung 4.3 zeigt schematisch den Verlauf der gespeicherten Energiedichte und der resonatorinternen Leistungsdichte für mehrere aufeinander folgende Pulszyklen. Die

einzelnen Pulszyklen werden durch den Index i erfasst. Als Anschlussbedingung zwischen aufeinander folgenden Zyklen gilt

$$\hat{H}_{Sch}^{(i)}(t = T_P) = \hat{H}_{Sch}^{(i+1)}(t = 0). \quad (4.6)$$

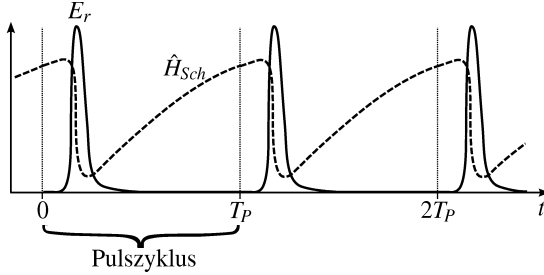


Abbildung 4.3: In der Scheibe gespeicherte Energiedichte und resonatorinterne Leistungsdichte bei einem gepulsten Lasersystem für mehrere Pulszyklen.

4.3.1 Der Puls laser als eindimensionales dynamisches System

Für den Puls laser als ein eindimensionales dynamisches System kann aus der zu Beginn eines Pulszyklus in der Scheibe gespeicherten Energiedichte $\hat{H}_{Sch}^{(i)}$ durch die Abbildungsvorschrift des dynamischen Systems ϕ die gespeicherte Energiedichte zu Beginn des folgenden Zyklus ermittelt werden. Wird im Folgenden bei \hat{H}_{Sch} der Zeitpunkt nicht näher angegeben, so ist der Wert zu Beginn des Pulszyklus bei $t = 0$ gemeint ($\hat{H}_{Sch}^{(i)} = \hat{H}_{Sch}^{(i)}(t = 0)$). Damit gilt für die gespeicherte Energiedichte

$$\hat{H}_{Sch}^{(i+1)} = \phi \left(\hat{H}_{Sch}^{(i)} \right). \quad (4.7)$$

Um Aussagen über die Stabilität eines gepulsten Lasersystems treffen zu können, ist die Betrachtung von Gleichung 4.7 ausreichend. Zusätzlich ist auch die Energiedichte der emittierten Laserpulse \hat{H}_{Puls} von Interesse. Diese Größe ist wiederum von der gespeicherten Energiedichte abhängig, so dass zur Berechnung von \hat{H}_{Puls} eine Abbildungsvorschrift ψ mit der Form

$$\hat{H}_{Puls}^{(i)} = \psi \left(\hat{H}_{Sch}^{(i)} \right) \quad (4.8)$$

gefunden werden kann. Mit ψ kann somit die während des i -ten Pulszyklus emittierte Energiedichte der Laserpulse bestimmt werden. Bei der Beurteilung der Stabilität eines Puls lasers ist die Abbildung ψ nicht von Bedeutung. Diese ist ausschließlich von ϕ abhängig.

Die Beschreibung eines PulsLasers als eindimensionales dynamisches System ist jedoch nur unter bestimmten Annahmen gültig. Der Pulsaufbau kann nämlich neben der gespeicherten Energiedichte der Scheibe, und damit der Verstärkung in der Scheibe, jedoch auch von der Energiedichte des Laserpulses abhängig sein. Dies ist der Fall, wenn am Ende eines Pulszyklus der Puls nicht vollständig aus dem Resonator ausgekoppelt wurde und sich noch eine verbleibende resonatorinterne Leistungsdichte im Resonator befindet. Die nach einem Pulszyklus in der Scheibe gespeicherte Energiedichte ist dann abhängig von \hat{H}_{Sch} und E_r zu Beginn des Pulszyklus. Jedoch wird bei gepulstem Laserbetrieb durch Güteschaltung, Cavity-dumping oder im regenerativen Verstärker der Puls in der Regel vollständig ausgekoppelt. Die Abhängigkeit von E_r kann somit vernachlässigt werden. Bei sehr hohen Repetitionsraten im MHz-Bereich ist dieser Punkt jedoch von Bedeutung.

Eine weitere Kopplung tritt durch die Verstärkungsreduktion V durch SHB und die Modenstruktur auf. Aufgrund der langen Lebensdauer der Verstärkungsreduktion stellt diese Größe einen weiteren starken Koppelmechanismus dar. Die Abbildungen ϕ und ψ beschreiben in diesem Fall höherdimensionale Systeme. In Kapitel 4.3.2 wird dies näher untersucht. Die Vernachlässigung von V ist zulässig bei einem Multimodelaser, bei dem das Spatial-hole-burning unterdrückt ist, da hier die Koppelparameter ξ_{SHB} und ξ_{TEM} sehr klein sind und damit $V \approx 0$. Außerdem ist bei sehr niedrigen Repetitionsraten

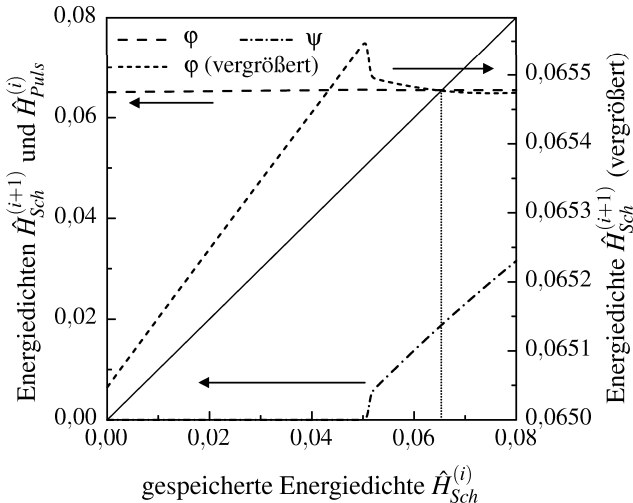


Abbildung 4.4: Abbildungsvorschriften ϕ und ψ für den gütegeschalteten Scheibenlaser aus Kapitel 3.2.6 bei einer Repetitionsrate von $f_P = 250$ Hz.

von $f_p \ll \frac{1}{\tau_f}$ die Verstärkungsreduktion $V^{(i)}$ zu Beginn eines Pulszyklus ebenfalls vernachlässigbar, da sie während des langen Pumpens des Lasermaterials zwischen zwei Pulsen vollständig ausgeglichen wird. Exemplarisch sind die Funktionen ϕ und ψ für den gütegeschalteten Scheibenlaser aus Kapitel 3.2.6 in Abbildung 4.4 dargestellt. Bei der niedrigen Repetitionsrate von $f_p = 250$ Hz gilt $V^{(i)} \approx 0$. Durch die lange Pumpphase zwischen zwei Pulsen ist die gespeicherte Energiedichte in der Scheibe nach einem Pulszyklus konstant. Erst in der vergrößerten Darstellung ist erkennbar, dass die Funktion ϕ ein Maximum bei $\hat{H}_{Sch}^{(i)} \approx 0,05$ aufweist. Der Schnittpunkt mit der ersten Winkelhalbierenden liefert die Ruhelage des Systems bei $\hat{H}_{Sch}^{(i)} \approx 0,0655$. Aufgrund der sehr geringen Steigung von ϕ in diesem Punkt handelt es sich um einen Attraktor und der Betriebszustand des Lasers kann als stabil klassifiziert werden. Mit der Funktion ψ kann direkt die Energiedichte der Laserpulse in der Ruhelage bestimmt werden.

4.3.2 Der Puls laser als mehrdimensionales dynamisches System

In den meisten Fällen kann die Rückkopplung durch die Verstärkungsreduktion V nicht vernachlässigt werden. Die nach einem Pulszyklus in der Scheibe gespeicherte Energiedichte ist nun von zwei Größen, neben $\hat{H}_{Sch}^{(i)}$ auch von $V^{(i)}$ abhängig. Entsprechend den Gleichungen 4.7 und 4.8 gilt nun

$$\hat{H}_{Sch}^{(i+1)} = \tilde{\Phi} \left(\hat{H}_{Sch}^{(i)}, V^{(i)} \right), \quad (4.9)$$

$$V^{(i+1)} = \tilde{\zeta} \left(\hat{H}_{Sch}^{(i)}, V^{(i)} \right), \quad (4.10)$$

$$\hat{H}_{Puls}^{(i)} = \tilde{\Psi} \left(\hat{H}_{Sch}^{(i)}, V^{(i)} \right). \quad (4.11)$$

Die Funktion $\tilde{\zeta}$ gibt dabei die Abbildungsvorschrift an, mit der aus der zu Beginn eines Pulszyklus verbleibenden Verstärkungsreduktion sowie aus der in der Scheibe gespeicherten Energie die Verstärkungsreduktion des folgenden Zyklus errechnet werden kann. Die nun zweidimensionale Funktion $\tilde{\Phi}$ ist in Abbildung 4.5 für den gütegeschalteten Scheibenlaser aus Kapitel 3.2.6 dargestellt. Diese Simulation zeigt das Verhalten des Lasers bei einer Repetitionsrate von $f_p = 10$ kHz und einer Pumpleistungsdichte von $2 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$. Der starke stufenförmige Abfall zeigt den Bereich, ab dem Energie aus der Scheibe extrahiert wird. Die starke Steigung in Richtung der Verstärkungsreduktion $\frac{\partial \phi}{\partial V}$ in diesem Bereich zeigt die starke Rückkopplung durch V . Die effektive Verstärkung in der Scheibe wird durch V reduziert, weshalb eine höhere gespeicherte Energiedichte zur Energieextraktion erforderlich ist.

Dieses zweidimensionale dynamische System lässt sich jedoch auf ein eindimensionales System zurückführen. Im Laserbetrieb ist keine beliebige Kombination aus gespeicherter

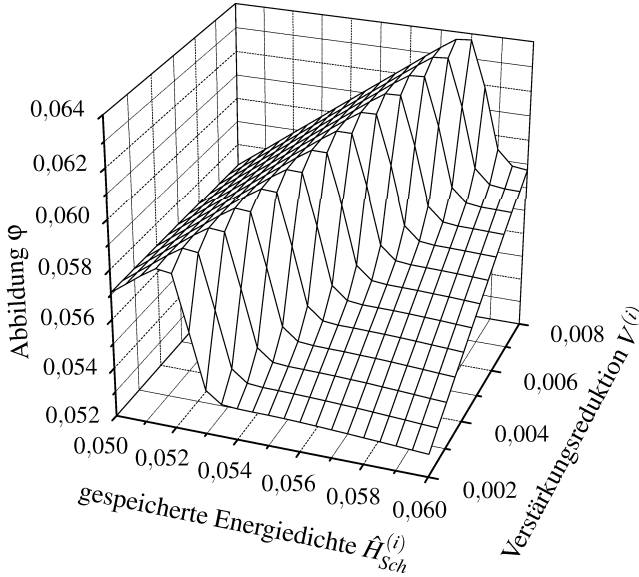


Abbildung 4.5: Abbildungsvorschrift φ für den gütegeschalteten Scheibenlaser aus Kapitel 3.2.6 bei einer Repetitionsrate von $f_p = 10$ kHz, gepumpt mit einer Pump-leistungsdichte von $2 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$.

Energiedichte und Verstärkungsreduktion möglich. Aus der in Gleichung 3.61 angegebenen Proportionalität zwischen $\frac{dV}{dt}$ und $\frac{d\hat{H}_{Sch}}{dt}$ folgt ein linearer Zusammenhang zwischen V und \hat{H}_{Sch} , dessen Steigung durch den negativen Proportionalitätsfaktor $-(\xi_{SHB} + \xi_{TEM})$ gegeben ist. Die Gleichungen 4.9 bis 4.11 reduzieren sich nun zu dem eindimensionalen Gleichungssystem

$$\hat{H}_{Sch}^{(i+1)} = \bar{\varphi} \left(\hat{H}_{Sch}^{(i)}, -(\xi_{SHB} + \xi_{TEM}) \hat{H}_{Sch}^{(i)} + V (\hat{H}_{Sch} = 0) \right) = \varphi \left(\hat{H}_{Sch}^{(i)} \right), \quad (4.12)$$

$$V^{(i+1)} = \bar{\zeta} \left(\hat{H}_{Sch}^{(i)}, -(\xi_{SHB} + \xi_{TEM}) \hat{H}_{Sch}^{(i)} + V (\hat{H}_{Sch} = 0) \right) = \zeta \left(\hat{H}_{Sch}^{(i)} \right), \quad (4.13)$$

$$\hat{H}_{Puls}^{(i)} = \bar{\psi} \left(\hat{H}_{Sch}^{(i)}, -(\xi_{SHB} + \xi_{TEM}) \hat{H}_{Sch}^{(i)} + V (\hat{H}_{Sch} = 0) \right) = \psi \left(\hat{H}_{Sch}^{(i)} \right). \quad (4.14)$$

Die Ruhelage des dynamischen Systems $\hat{H}_{Sch,0}$ ist durch

$$\hat{H}_{Sch,0}^{(i+1)} = \varphi \left(\hat{H}_{Sch,0}^{(i)} \right) \quad (4.15)$$

gegeben. Die Stabilität der Ruhelage kann nun mit der in Gleichung 4.5 angegebenen Bedingung bestimmt werden. Abbildung 4.6 zeigt die Abbildungsfunktionen des dynamischen Systems des gütegeschalteten Scheibenlasers bei einer Repetitionsrate von

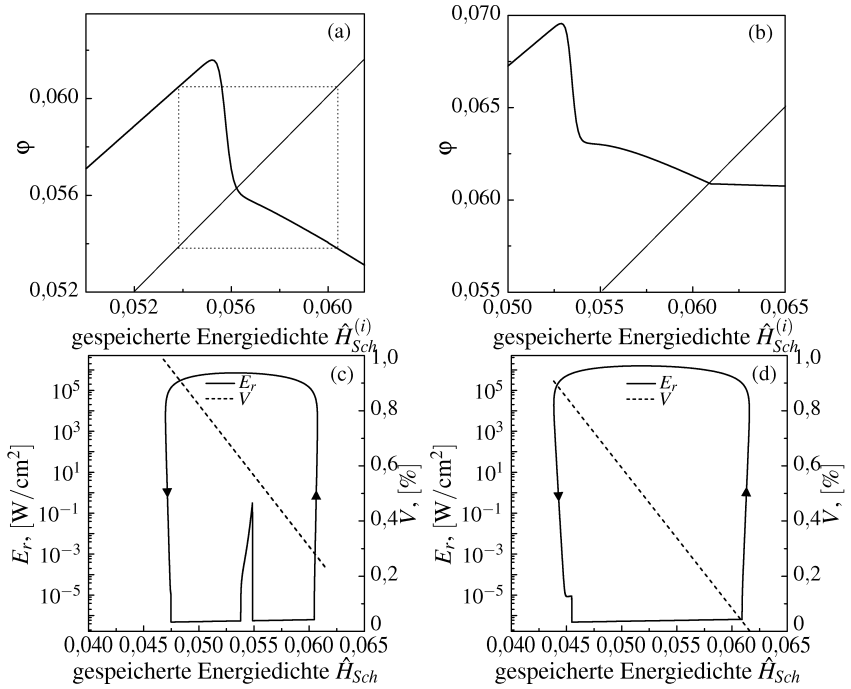


Abbildung 4.6: Abbildungen des dynamischen Systems des gütegeschalteten Scheibenlasers aus Kapitel 3.2.6 bei einer Repetitionsrate von $f_P = 10 \text{ kHz}$, gepumpt mit einer Pumpleistungsdichte von (a) $2 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ und (b) $5 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$. Bei dem instabilen Zustand in (a) zeigt das gestrichelt eingezeichnete Rechteck, zwischen welchen Werten die Energiedichte alterniert. In (c) und (d) sind die entsprechenden Phasenraumdiagramme der resonatorinternen Leistungsdichte dargestellt.

$f_P = 10 \text{ kHz}$ für zwei verschiedene Pumpleistungsdichten von $2 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ und $5 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$. Zusätzlich sind die Phasenraumdiagramme der resonatorinternen Leistungsdichte für diese beiden Fälle dargestellt. Zur Überprüfung der Stabilität ist in (a) und (b) zusätzlich die erste Winkelhalbierende eingezeichnet. Für die niedrige Pumpleistungsdichte ist die Steigung von ϕ in der Ruhelage betragsmäßig größer 1. Das System ist instabil. Beim Durchlaufen des Phasenraumdiagramms (gegen den Uhrzeigersinn) zeigen sich zwei Bereiche, während denen die Leistungsdichte stark zunimmt. Dadurch ist gekennzeichnet, dass bei einem vollen Umlauf im Phasenraumdiagramm zwei Pulszyklen durchlaufen werden. Dieser Doppelzyklus führt jedoch immer wieder zu seinem Ausgangspunkt zurück. Der erste Bifurkationspunkt ist überschritten und das System alterniert zwischen zwei ausgekoppelten Leistungsdichten und damit Pulsenergien. Bei der höheren

Pumpleistungsdichte ist das System hingegen stabil. Das Phasenraumdiagramm (d) zeigt nur einen ansteigenden Bereich der Leistungsdichte. Damit wird immer der gleiche Zyklus durchlaufen.

4.3.3 Kontrollparameter für den Puls laser als dynamisches System

Anhand der Verhulst'schen Abbildung wurde in Kapitel 4.2.3 gezeigt, wie sich ein dynamisches System bei Variation eines Kontrollparameters verhält und von einem stabilen in ein chaotisches Regime übergehen kann. In diesem Beispiel war die Wachstumsrate als Kontrollparameter definiert.

Bei einem gepulsten Laser kann der Kontrollparameter je nach Fragestellung unterschiedlich gewählt werden, damit die Auswirkungen der Veränderungen dieses Parameters auf die Stabilität des Puls lasers untersucht werden können. Von besonderem Interesse ist dabei der Einfluss der Repetitionsrate f_P , der Pumpleistungsdichte E_P , der Verstärkungszeit der Pulse T_{on} und der Resonatorlänge $L_{r,eff}$. Bei Puls lasern mit resonatorinterner Frequenzverdopplung ist zusätzlich die Konversionseffizienz η_{SHG} als Kontrollparameter von Bedeutung.

Anhand der Ableitung der Abbildungsvorschrift des Puls lasers ϕ' kann ein Betriebszustand als stabil bzw. instabil klassifiziert werden. Zur Beschreibung des chaotischen Regimes ist ein Differentialgleichungssystem mit drei Freiheitsgraden notwendig [75], die durch Besetzungsdichte, resonatorinterne Leistungsdichte und Verstärkungsreduktion gegeben sind. Auch der Ansatz der Maxwell-Bloch-Gleichungen führt auf ein System von Differentialgleichungen, mit dem chaotisches Verhalten bei Lasern näher untersucht werden kann [76, 77].

Bei der Betrachtung durch die Ratengleichungen wird nur ein einzelner Mode im Resonator berücksichtigt. Bei einem Multimodelaser kann es jedoch zusätzlich zu Fluktuationen der Leistungsdichte einzelner transversalen Moden kommen. Numerisch kann dem durch separates Aufstellen der Ratengleichungen für jeden Mode Rechnung getragen werden [78].

5 Grundlagen der Frequenzverdopplung

Bei dem in nichtlinearen optischen Materialien auftretenden Prozess der Frequenzverdopplung wird ein Teil der Energie einer Grundwelle auf die zweite Harmonische dieser Welle übertragen. Die Grundlagen dieses nichtlinearen optischen Prozesses sind Thema dieses Kapitels. Außerdem wird untersucht, welcher Anteil der Energie der Grundwelle umgewandelt werden kann.

5.1 Grundlagen der nichtlinearen Optik

Wirkt ein elektrisches Feld auf ein dielektrisches Medium, so führt dies zur Trennung der Raumladungen, wodurch ein Dipolmoment induziert wird. Die Summe dieser Dipolmomente pro Einheitsvolumen wird durch den Vektor der elektrischen Polarisation \vec{P} repräsentiert. Wird das elektrische Feld durch eine elektromagnetische Welle hervorgerufen, so führt dies zu einer Oszillation der Polarisation. Bei niedrigen Leistungsdichten der einfallenden Strahlung oder in isotropen optischen Materialien ist die Polarisation proportional zur Feldstärke \vec{E} der einfallenden Welle. Dieses Regime ist kennzeichnend für die lineare Optik. Bei einer hohen Leistungsdichte folgt die Polarisation nicht mehr einem linearen Zusammenhang und es gilt [79, 80]

$$P_i = \epsilon_0 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \epsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \epsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \quad (5.1)$$

Dabei ist ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, durch χ wird die lineare, quadratische bzw. kubische elektrische Suszeptibilität angegeben. Durch die nichtlinearen Terme in Gleichung 5.1 können auch Frequenzen erzeugt werden, die von der Frequenz der einfallenden Strahlung verschieden sind.

Eine in vielen Anwendungen der Lasertechnik genutzte Gruppe von nichtlinearen Effekten sind die quadratischen nichtlinearen Prozesse, bei denen sich in einem nichtlinearen Medium drei Wellen überlagern. Zu diesen Prozessen gehören die Summen- und Differenzfrequenzerzeugung sowie die Frequenzverdopplung (engl.: second harmonic generation, SHG). Die einfallenden Wellen mit den Kreisfrequenzen ω_1 und ω_2 regen die Dipole im nichtlinearen Medium zu einer Schwingung an. Die Kreisfrequenz der von den Dipolen abgegebenen Strahlung ω_3 weist nun auch Anteile der Summe bzw. der

Differenz der Kreisfrequenzen der einfallenden Wellen auf, so dass gilt $\omega_3 = \omega_2 \pm \omega_1$. Für den Fall der Frequenzverdopplung sind die Kreisfrequenzen der einfallenden Wellen gleich und es gilt $\omega_3 = 2\omega_1$.

Häufig wird zur Beschreibung der Stärke der nichtlinearen Anteile anstatt der Suszeptibilität der nichtlineare optische Koeffizient d herangezogen. Für quadratische nichtlineare optische Prozesse ist d ein Tensor dritter Stufe, der durch

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)} \quad (5.2)$$

gegeben ist. Symmetriebetrachtungen zeigen, dass der d -Tensor lediglich 18 unabhängige Elemente aufweist. Verkürzt werden daher die nichtlinearen optischen Koeffizienten in einer 3×6 -Matrix d_{il} dargestellt. Je nach Symmetrie des nichtlinearen Materials kann sich die Anzahl der unabhängigen Elemente weiter reduzieren oder einzelne Elemente weisen den Wert 0 auf.

5.2 Phasenanpassung für die Frequenzverdopplung

Um bei der Frequenzverdopplung einen effizienten Übergang der Energie der Grundwelle auf die zweite Harmonische zu erreichen, muss zwischen diesen beiden Wellen im nichtlinearen Medium eine konstante Phasenbeziehung bestehen. Für die Phasenverschiebung Δk zwischen diesen beiden Wellen gilt die Beziehung

$$\Delta k = 2k_\omega - k_{2\omega} = \frac{4\pi}{\lambda_\omega} (n_\omega - n_{2\omega}). \quad (5.3)$$

Die Brechungsindizes der Grundwelle und der zweiten Harmonischen werden dabei durch n_ω und $n_{2\omega}$ angegeben. Perfekte Phasenanpassung wird für $\Delta k = 0$ erreicht. Dafür ist es erforderlich, dass die Brechungsindizes von der Grundwelle und der zweiten Harmonischen übereinstimmen. Aufgrund der normalen Dispersion kann in isotropen Materialien keine Phasenanpassung erzielt werden. Erst anisotrope Materialien wie nichtlineare optische Kristalle bieten mit dem zusätzlich polarisationsabhängigen Brechungsindex die Möglichkeit zur Phasenanpassung. Voraussetzung für die Phasenanpassung ist eine unterschiedliche Polarisationsrichtung der Grundwelle und der zweiten Harmonischen.

Bei nichtlinearen optischen Kristallen kann eine Phasenanpassung durch einen speziellen Schnitt des Kristalls erreicht werden, so dass die Ausbreitungsrichtung der Laserstrahlung in einem bestimmten Winkel zu den optischen Kristallachsen verläuft. Je nach

Art der Phasenanpassung unterscheidet man kritische und nichtkritische Phasenanpassung. Bei der nichtkritischen Phasenanpassung fällt die optische Achse des Kristalls mit der Ausbreitungsrichtung zusammen. Zur Phasenanpassung macht man sich die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex zunutze. Der Kristall wird auf einer bestimmten Temperatur gehalten, bei der die Phasenbedingung erfüllt ist. Bei der kritischen Phasenanpassung, auch Winkelphasenanpassung genannt, wird die optimale Anpassung durch Veränderung des Einfallswinkels auf den Kristall erreicht. Aufgrund von Doppelbrechung ist die Propagationsrichtung der zweiten Harmonischen um den sogenannten Walk-off Winkel ρ gegenüber der Einfallsrichtung gedreht. Eine weitere Möglichkeit zur Phasenanpassung bietet die sogenannte Quasi-Phasenanpassung. Dabei wird eine bestimmte Phasenfehlanpassung zugelassen, die jedoch durch ein Medium mit positionsabhängiger, periodisch modulierter nichtlinearer Polarisation kompensiert wird [81]. Im Hochleistungsbereich (> 10 W) kommt gegenwärtig keine Quasi-Phasenanpassung zum Einsatz. Dies liegt an der niedrigen Leistungsbeständigkeit der Materialien und den geringen verfügbaren lateralen Abmessungen.

Eine weitere Einteilung der Phasenanpassung erfolgt aufgrund der Polarisation der einfallenden Grundwellen. Ist die Polarisation der beiden Grundwellen gleich, so spricht man vom Typ I. Die erzeugte zweite Harmonische ist dann senkrecht zu diesen Wellen polarisiert. Beim Typ II steht die Polarisation der beiden Grundwellen senkrecht zueinander. Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich Kristalle mit einer kritischen Phasenanpassung vom Typ I eingesetzt.

Prinzipiell kann in einem anisotropen Material eine Phasenanpassung für Summen- und Differenzfrequenzerzeugung sowie Frequenzverdopplung erzielt werden. Allerdings wird man im Allgemeinen keine Phasenanpassung für mehrere dieser Prozesse gleichzeitig erreichen können.

Die Phasenanpassung ist abhängig von der Wellenlänge der einfallenden Strahlung, der Temperatur des nichtlinearen Kristalls und vom Winkel der einfallenden Strahlung zur Kristallachse. Alle diese Größen weisen jedoch eine bestimmte Verteilung auf. Das Spektrum der Laserstrahlung ist durch eine spektrale Breite charakterisiert. Durch die Absorption des Laserstrahls im nichtlinearen Kristall entsteht ein radiales Temperaturprofil und die Laserstrahlung fällt mit einem bestimmten Divergenzwinkel auf den Kristall. Dadurch kann in der Praxis keine perfekte Phasenanpassung gelingen. Für einen nichtlinearen optischen Kristall sind daher die Akzeptanzbandbreiten von Wellenlänge, Temperatur und Winkel zu berücksichtigen.

5.3 Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung

Der durch Frequenzverdopplung bei einem Einfachdurchgang durch den Kristall umgewandelte Leistungsanteil der Grundwelle kann unter bestimmten Annahmen berechnet werden. Im Folgenden werden drei verschiedene Berechnungsvorschriften aufgezeigt, die jeweils von verschiedenen Voraussetzungen ausgehen. In allen drei Fällen verläuft die einfallende Strahlung senkrecht zu den Kristallendflächen. Außerdem soll die Absorption der Grundwelle und der zweiten Harmonischen im Kristall vernachlässigt werden.

5.3.1 Ebene Welle ohne Abnahme der Grundwelle

Ein einfaches Modell zur Beschreibung der Frequenzverdopplung geht von einer ebenen einfallenden Welle aus. Ferner wird die Abnahme der Leistungsdichte der Grundwelle in Propagationsrichtung aufgrund der Frequenzkonversion vernachlässigt. Diese Annahme ist bei einer geringen Konversionseffizienz, die beispielsweise bei der resonatorinternen Frequenzverdopplung von Dauerstrichlasern ausreichend ist, zulässig. Die Leistung der zweiten Harmonischen ist proportional zum Quadrat der einfallenden Leistung der Grundwelle. Die Konversionseffizienz η_{SHG} ist gegeben durch [82]

$$\eta_{SHG} = \frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = K E_{\omega} L_{SHG}^2 \frac{\sin^2 \left(\Delta k \frac{L_{SHG}}{2} \right)}{\left(\Delta k \frac{L_{SHG}}{2} \right)^2}. \quad (5.4)$$

Die Leistungsdichte im nichtlinearen Kristall der Länge L_{SHG} ist durch E_{ω} gegeben. Die Funktion $\text{sinc}^2(\Delta k L_{SHG}/2) = \sin^2(\Delta k L_{SHG}/2) / (\Delta k L_{SHG}/2)^2$ gibt den Einfluss der Phasenanpassung an. Für perfekte Phasenanpassung mit $\Delta k = 0$ nimmt sie mit dem Wert 1 ihr absolutes Maximum an. Die charakteristische Konstante der Frequenzverdopplung K wird bestimmt durch

$$K = \frac{8\pi^2 d_{eff}^2}{\epsilon_0 c \lambda_{\omega}^2 n_{\omega}^2 n_{2\omega}}. \quad (5.5)$$

Statt des Tensors d wird der effektive nichtlineare optische Koeffizient d_{eff} herangezogen, der neben dem Kristallmaterial vom Schnitt des Kristalls abhängt. Der Einfluss des Walk-off Effekts, wie er bei der kritischen Phasenanpassung auftritt, wird bei dieser Beschreibung der Konversionseffizienz nicht berücksichtigt. Bei perfekter Phasenanpassung kann die Konversionseffizienz Werte > 1 erreichen. Allerdings ist obige Gleichung bei einer hohen Wandlungseffizienz nicht mehr gültig. Bei nicht perfekter Anpassung erfolgt keine vollständige Wandlung mehr. Außerdem kommt es bei ausreichender Länge

des nichtlinearen Kristalls durch die Phasenverschiebung zwischen der Grundwelle und der zweiten Harmonischen zu einem Wechsel zwischen konstruktiver und destruktiver Überlagerung. Die Konversionseffizienz zeigt ein oszillierendes Verhalten. Ab einer bestimmten Kristalllänge wird die zweite Harmonische wieder zurück in die Grundwelle umgewandelt.

5.3.2 Ebene Welle mit Abnahme der Grundwelle

Bei einer hohen Wandlungseffizienz muss berücksichtigt werden, dass die Leistungsdichte der Grundwelle durch die Frequenzumwandlung in Propagationsrichtung abnimmt. Ausgehend von einer ebenen Welle gilt dann für die Konversionseffizienz [83]

$$\eta_{SHG} = \tanh^2 \left(L_{SHG} \sqrt{KE_\omega} \frac{\sin^2 \left(\Delta k \frac{L_{SHG}}{2} \right)}{\left(\Delta k \frac{L_{SHG}}{2} \right)^2} \right). \quad (5.6)$$

Die maximale Wandlungseffizienz liegt bei 1. Der Einfluss der Doppelbrechung, der zum Walk-off Effekt führt, bleibt hier unberücksichtigt.

5.3.3 Fokussierter Gaußstrahl ohne Abnahme der Grundwelle

Um eine hohe Wandlungseffizienz zu erzielen ist eine hohe Leistungsdichte im nichtlinearen optischen Kristall erforderlich. In der Regel ist dafür eine starke Fokussierung der Strahlung in den Kristall notwendig. In diesem Fall kann die einfallende Strahlung nicht mehr als ebene Welle betrachtet werden. BOYD und KLEINMAN geben in [84] eine physikalische Beschreibung der Frequenzverdopplung von fokussierten Gaußstrahlen, deren Notation hier im Wesentlichen beibehalten wird. In ihrer Betrachtung wird auch die Doppelbrechung mit dem Walk-off Effekt erfasst. Für die Konversionseffizienz gilt nach [84]

$$\eta_{SHG} = KL_{SHG} \frac{k_\omega}{\pi} P_\omega h_a(\sigma, \beta, \xi, \mu). \quad (5.7)$$

Die von den vier dimensionslosen Parametern σ , β , ξ und μ abhängige Aperturfunktion h_a berücksichtigt dabei den Einfluss der Phasenanpassung, der Fokussierung und des Walk-off Effekts.

Der Einfluss höherer transversaler Moden kann hier näherungsweise durch eine Anpassung der Fokussierungsparameter durch die Beugungsmaßzahl M^2 erfasst werden.

Dazu wird rechnerisch die Wandlungseffizienz eines Grundmodestrahls mit dem Radius $w_{SHG,\omega}/\sqrt{M^2}$ bestimmt. Die Aperturfunktion h_a muss anschließend mit dem Faktor $1/M^2$ skaliert werden, um die scheinbar höhere Intensität im Kristall zu kompensieren. Die reale Phasen- und Intensitätsverteilung bleibt bei dieser Betrachtung unberücksichtigt.

Kennzeichnend für die Phasendifferenz zwischen der Grundwelle und der zweiten Harmonischen ist der Parameter σ , der durch

$$\sigma = \frac{1}{2}b\Delta k = \frac{1}{2}k_\omega \frac{w_{SHG,\omega}^2}{M^2} \Delta k \quad (5.8)$$

gegeben ist. Der Taillendurchmesser des Strahls im nichtlinearen optischen Kristall ist durch $w_{SHG,\omega}$ beschrieben, durch $k_\omega = 2\pi \frac{n_\omega}{\lambda_\omega}$ wird die Wellenzahl der Grundwelle im nichtlinearen Kristall angegeben. Der konfokale Parameter b beschreibt dabei die doppelte Rayleigh-Länge:

$$b = 2 \frac{w_{SHG,\omega}}{\theta_{SHG}} = k_\omega \frac{w_{SHG,\omega}^2}{M^2}. \quad (5.9)$$

θ_{SHG} gibt den Divergenzwinkel der Strahlung im nichtlinearen optischen Kristall an. Der Einfluss der Doppelbrechung wird durch den Parameter β erfasst, der durch das Verhältnis aus Walk-off Winkel ρ zu Divergenzwinkel beschrieben ist:

$$\beta = \frac{\rho}{\theta_{SHG}} = \frac{1}{2}\rho k_\omega \frac{w_{SHG,\omega}}{\sqrt{M^2}}. \quad (5.10)$$

Das Verhältnis aus der Länge des nichtlinearen optischen Kristalls zum konfokalen Parameter wird durch den Parameter ξ beschrieben:

$$\xi = \frac{L_{SHG}}{b} = \frac{L_{SHG} M^2}{k_\omega w_{SHG,\omega}^2}. \quad (5.11)$$

Schließlich berücksichtigt der Parameter μ die relative Position des Fokus im nichtlinearen Kristall durch

$$\mu = \frac{L_{SHG} - 2z_{SHG}}{L_{SHG}}. \quad (5.12)$$

Der Abstand der Strahltaile im nichtlinearen Kristall von seiner Eintrittsfläche wird durch z_{SHG} angegeben. Mit diesen Parametern ist die Aperturfunktion h_a gegeben durch

$$h_a(\sigma, \beta, \xi, \mu) = \frac{1}{4\xi M^2} \int_{-\xi(1-\mu)}^{\xi(1+\mu)} \int_{-\xi(1-\mu)}^{\xi(1+\mu)} \frac{e^{i\sigma(\tau-\tau')-\beta^2(\tau-\tau')^2}}{(1+i\tau)(1-i\tau')} d\tau d\tau'. \quad (5.13)$$

τ und τ' geben den auf b normierten Abstand zur Strahltaile an: $\tau(z) = \frac{2}{b}(z - z_{SHG})$ und $\tau'(z) = \frac{2}{b}(z - z_{SHG})$. Nach Gleichung 5.7 wird die maximale Konversionseffizienz erreicht, wenn auch h_a seinen Maximalwert annimmt. Durch die Fokussierung und den Walk-off Effekt muss die maximale Konversionseffizienz nicht bei $\Delta k = 0$ erreicht werden. Eine leichte Phasendifferenz kann hier sogar die durch die Fokussierung und den Walk-off Effekt hervorgerufenen Phasenunterschiede teilweise kompensieren.

5.4 Resonatorinterne Frequenzverdopplung

Besonders bei der Frequenzverdopplung von Dauerstrichlasern hat sich die resonatorinterne Frequenzverdopplung bewährt. Dabei macht man sich die hohe resonatorinterne Leistungsdichte zu Nutze, um eine ausreichend hohe Wandlungseffizienz zu erreichen. Durch die Frequenzkonversion wird eine nichtlineare Auskopplung realisiert. Der Konversionsgrad, um bei einem Dauerstrichlaser maximale Ausgangsleistung zu erzielen, liegt im Bereich der resonatorinternen Verluste [82].

Auch bei der Erzeugung von gepulster Laserstrahlung kann die resonatorinterne Frequenzverdopplung eingesetzt werden. Vorteilhaft ist dabei, dass sich auch von Pulsen mit längerer Pulsdauer und nicht perfekter Strahlqualität die zweite Harmonische effizient erzeugen lässt. Außerdem sind dazu geringere Energiedichten als bei der resonatorexternen Frequenzverdopplung ausreichend, was die Gefahr einer Beschädigung senkt. Wird der Laserstrahl im Resonator stark in den nichtlinearen Kristall fokussiert, berechnet sich die Wandlungseffizienz eines Einfachdurchgangs nach Kapitel 5.3.3. Ist die Rayleigh-Länge im nichtlinearen Kristall viel größer als die Kristalllänge ($\xi \ll 1$), so ist die Annahme einer ebenen Welle zulässig. Je nach Höhe der Konversionseffizienz liefern Kapitel 5.3.1 bzw. 5.3.2 dafür die entsprechenden Gleichungen.

Die Strahlung der zweiten Harmonischen wird durch dichroitische Spiegel aus dem Resonator ausgekoppelt. Der nichtlineare Auskoppelgrad durch die Frequenzkonversion berechnet sich aus dem Konversionswirkungsgrad durch

$$T_{oc,SHG} = \eta_{SHG} m_l F. \quad (5.14)$$

Die in Kapitel 5.3 beschriebene Berechnung der Konversionseffizienz η_{SHG} gilt für Laserstrahlung mit einem longitudinalen Resonatormode. Der Einfluss einer höheren Anzahl longitudinaler Moden im Resonator wird durch den Parameter m_l beschrieben [82]. Mit der Anzahl der im Resonator anschwingenden Moden N ist er gegeben durch $m_l = (2N - 1)/N$.

Der phasenabhängige Kopplungsparameter F ist abhängig von der Einbringung des nichtlinearen Kristalls in den Resonator. Wird die konvertierte Strahlung nach jedem Durchlauf durch den nichtlinearen Kristall ausgekoppelt, so ist aufgrund des Doppel-durchgangs $F = 2$. Die Abnahme der Grundwelle wird dabei vernachlässigt. Wird die konvertierte Strahlung nur auf einer Seite des nichtlinearen Kristalls ausgekoppelt, müssen die Phasen der hin- und rücklaufenden konvertierten Wellen im nichtlinearen Kristall berücksichtigt werden. Durch die Interferenz dieser beiden Wellen kann F bei perfekter Phasenanpassung Werte zwischen 0 und 4 annehmen. Mit den Phasen ϕ_1 und ϕ_2 der hin-

und rücklaufenden Wellen gilt in diesem Fall $F = 2(1 + \cos(\Delta k L_{SHG} + \phi_2 - \phi_1))$ [83]. Der Phasenunterschied der beiden Wellen lässt sich durch den Abstand zwischen nicht-linearem Kristall und Endspiegel einstellen. Näherungsweise kann für F ein Wert von 2 zur Abschätzung der Konversionseffizienz herangezogen werden [85].

Da die Strahldurchmesser im Laserkristall und nichtlinearen Kristall in der Regel unterschiedlich groß sind, muss zur Berechnung der Konversionseffizienz die Leistungsdichte der Grundwelle E_ω aus der resonatorinternen Leistungsdichte E_r durch

$$E_\omega = \frac{w_0^2}{w_{SHG,\omega}^2} E_r \quad (5.15)$$

ermittelt werden. Mit dem nichtlinearen Auskoppelgrad nach Gleichung 5.14 behalten die in Kapitel 3.7 zusammengefassten Gleichungen zur Bestimmung der Laserparameter ihre Gültigkeit.

5.5 Der nichtlineare Kristall LiB_3O_5

Ein heutzutage häufig zur Frequenzkonversion eingesetzter Kristall ist Lithiumtriborat (LiB_3O_5 , kurz: LBO). Grund für seine weite Verbreitung sind seine herausragenden optischen und mechanischen Eigenschaften. So weist dieser Kristall eine der höchsten Zerstörungsschwellen aller nichtlinearen Kristalle auf [86]. Sein weiter Transparenzbereich von 160 nm bis $2,6 \mu\text{m}$ ermöglicht den Einsatz vom ultravioletten bis mittleren Infrarotbereich. Kristalle sind in einer sehr guten optischen Qualität verfügbar und lassen sich durch ihre vergleichsweise hohe Härte mit einer qualitativ hochwertigen Politur und Beschichtung versehen.

Der negativ biaxiale Kristall LBO weist eine Punktsymmetrie der Gruppe $\text{mm}2$ auf [87]. Auffallend ist der relativ geringe Unterschied der Brechungsindizes seiner drei Hauptachsen ($n_x = 1,565$, $n_y = 1,590$, $n_z = 1,605$ bei 1064 nm [88]). Diese schwach ausgeprägte Doppelbrechung führt zu einem geringen Walk-off Effekt und einer breiten Akzeptanzbandbreite. Da gleichzeitig die thermo-optischen Koeffizienten der drei Hauptachsen relativ groß sind, ist auch eine nichtkritische Phasenanpassung möglich. Der erste Oktant des Indexellipsoiden von LBO ist schematisch in Abbildung 5.1 dargestellt. Die optischen Achsen des Kristalls liegen in der xz -Ebene. Die durch den Wellenvektor \vec{k} festgelegte Propagationsrichtung der Grundwelle wird durch den Azimutwinkel ϕ und den Winkel θ zwischen Wellenvektor und z -Achse bestimmt. Für die Phasenanpassung vom Typ I bei $\theta = 90^\circ$ verhält sich der Kristall ähnlich wie ein negativ uniaxialer Kristall [88].

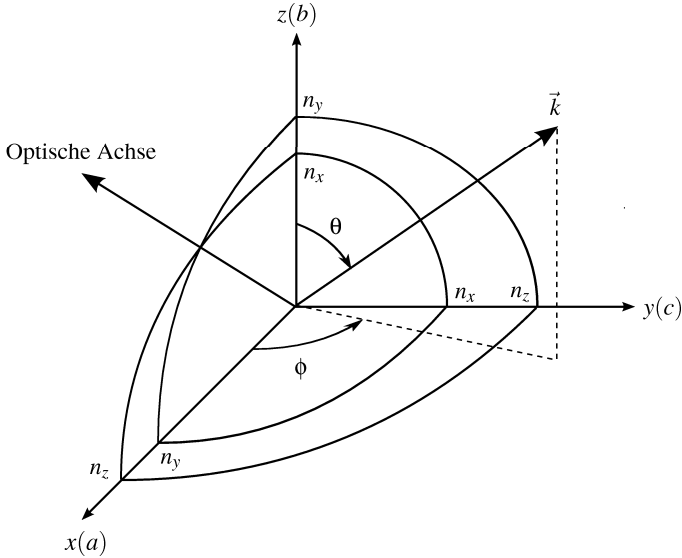


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des ersten Oktanten des Indexellipsoids von LBO nach [88]. Für jede Propagationsrichtung gibt die Abbildung die Hauptbrechzahlen wieder. Neben dem kristallphysikalischen (x,y,z) ist auch das kristallographische (a,b,c) Koordinatensystem dargestellt.

Für die kritische Phasenanpassung bei einer Wellenlänge von 1030 nm ist eine kritische Phasenanpassung vom Typ I in der xy -Ebene geeignet. Für diesen Fall, d.h. für $\theta = 90^\circ$, ist der effektive nichtlineare optische Koeffizient d_{eff} nur von einem Element des d -Tensors abhängig:

$$d_{eff} = d_{32} \cos \phi. \quad (5.16)$$

Für d_{32} wird in der Literatur ein Wert von $0,854 \frac{\text{pm}}{\text{V}}$ angegeben [89]. Die zur Berechnung der Konversionseffizienz maßgebenden Materialeigenschaften von LBO sind in Tabelle 5.1 für die Frequenzverdopplung bei 1030 nm zusammengefasst. Die Werte gelten für kritische Phasenanpassung bei Raumtemperatur, wie sie im Rahmen der vorliegenden Arbeit zum Einsatz kommt. Bei der Auslegung der Kristallabmessungen sind die Akzeptanzbandbreiten für Winkel, Temperatur und Wellenlänge zu berücksichtigen, die umgekehrt proportional zur Kristalllänge sind. Die in Tabelle 5.1 angegebenen Werte der Akzeptanzbandbreiten geben dabei die Halbwertsbreite an.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde LBO als nichtlinearer Kristall zur Frequenzverdopplung eingesetzt. Ein weiterer Kristall, der großes Potential für die Frequenzverdopplung von Hochleistungslasern besitzt, ist Wismuttriborat (BiB_3O_6 , kurz: BiBO). Es eignet sich

Parameter	Einheit	LiB ₃ O ₅
Art der Phasenanpassung		kritisch
Ebene der Phasenanpassung		xy
Typ der Phasenanpassung		I (o + o → e)
Temperatur	°C	20
$\theta; \phi$	°	90; 13,8
$n_{\omega} = n_{2\omega}$	1	1,606
d_{eff}	$\frac{\text{pm}}{\text{V}}$	0,827
ρ	mrاد	8,31
Winkelakzeptanz $\Delta\theta_{SHGLSHG}$	mrاد · cm	6,83
Temperaturakzeptanz $\Delta T_{SHGLSHG}$	K · cm	6,36
Wellenlängenakzeptanz $\Delta\lambda_{SHGLSHG}$	nm · cm	6,08

Tabelle 5.1: Eigenschaften von LBO für die Frequenzverdopplung bei 1030 nm [90].

für die Frequenzverdopplung mit kritischer Phasenanpassung vom Typ I in der yz-Ebene (e + e → o). In einem Wellenlängenbereich von 610 nm bis 1,2 μm sowie von 2,4 μm bis 3,4 μm wird ein hoher nichtlinearer Koeffizient von bis zu 3,4 $\frac{\text{pm}}{\text{V}}$ erzielt [91, 92]. Die effiziente Frequenzverdopplung von Pikosekundenpulsen wurde mit diesem Material bereits demonstriert [93, 94].

6 Cavity-dumping

In diesem Kapitel wird die Erzeugung kurzer Laserpulse im infraroten Spektralbereich durch Cavity-dumping näher betrachtet. Die Ergebnisse eines experimentellen Aufbaus, mit dem der Laser bis zu einer Repetitionsrate von $f_P = 1$ MHz betrieben werden kann, werden mit dem Modell aus Kapitel 3 verglichen. Gerade bei hohen Repetitionsraten bietet die Pulserzeugung durch Cavity-dumping deutliche Vorteile gegenüber der Güteschaltung. Das Modell wurde zwar mit Hilfe eines gütegeschalteten Scheibenlasers verifiziert, lässt sich aber unter Beachtung der Einschränkungen aus Kapitel 3.6 auf das Cavity-dumping übertragen. Anstatt der resonatorinternen Verluste wird nun der Auskoppelgrad zur Pulserzeugung moduliert. Anhand dieses Modells und der Stabilitätsbetrachtungen aus Kapitel 4 sollen Aussagen über die Laserparameter und die Stabilität des Lasersystems bei verschiedenen Betriebsparametern getroffen werden. Außerdem soll die dabei auftretende Belastung der resonatorinternen Komponenten genauer untersucht werden.

6.1 Experimenteller Aufbau

Im experimentellen Aufbau kommt das Prinzip des Cavity-dumpings, wie es in Kapitel 2.3 beschrieben ist, zur Anwendung. Der Auskoppelgrad des Resonators wird durch einen elektrooptischen Schalter in Verbindung mit einem Dünnschichtpolarisator (TFP) realisiert. Wie in Kapitel 6.3.4 näher ausgeführt wird, ist die Resonatorlänge eine kritische Größe, um effizienten Pulsbetrieb auch bei hohen Repetitionsraten zu erreichen.

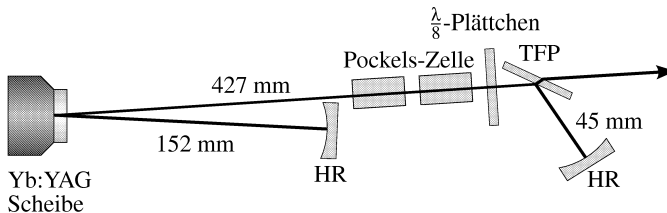


Abbildung 6.1: Aufbau des PulsLasers für den Cavity-dumping-Betrieb, mit dem eine Repetitionsrate von bis zu 1 MHz erreicht wird.

Daher wurde bei dem eingesetzten Aufbau auf eine geringe Resonatorlänge geachtet. Abbildung 6.1 zeigt schematisch den Aufbau des Lasers. Als Laserkristall kam eine 200 μm dicke, 9%-dotierte Yb:YAG Scheibe zum Einsatz. Die Scheibe wurde als Umlenkspiegel im Resonator verwendet ($M_r = 4$). Auf der Scheibe wurde ein Pumpfleck mit einem Durchmesser von 3,1 mm erzeugt, der mit einer Pumpleistung von bis zu 340 W gepumpt wurde, was einer Pumpleistungsdichte von $4,5 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ entspricht. Im Aufbau konnte eine Resonatorlänge von 624 mm realisiert werden. Die Resonatorumlaufzeit betrug somit 4,2 ns. Der Resonator war nicht für den Grundmodebetrieb, sondern für Multimodebetrieb mit einer Beugungsmaßzahl von $M^2 \approx 10$ ausgelegt. Die resonatorinternen Verluste wurden zu 1,3% abgeschätzt.

Um die erforderliche Schaltspannung der Pockels-Zelle gering zu halten, wurde eine Zelle mit zwei nichtlinearen Kristallen eingesetzt. Bei der zu erwartenden hohen Ausgangsleistung waren Kristalle aus BBO erforderlich, ihre Abmessungen betrugen $6 \times 6 \times 23 \text{ mm}^3$. Die Pockels-Zelle wurde in einer Vollbrücke bestehend aus zwei Push-Pull-Schaltern angesteuert. So konnte an den Kristallen die Phasenverzögerung zwischen $-\frac{\lambda}{8}$ und $+\frac{\lambda}{8}$ geschaltet werden. Mit einem $\frac{\lambda}{8}$ -Plättchen lässt sich damit die Phasenverzögerung zwischen 0 und $+\frac{\lambda}{4}$ modulieren, wie es zur Erzeugung kurzer Pulse erforderlich ist. Vorteil der Vollbrücke zur Ansteuerung ist die geringere Schaltspannung und damit die geringeren Leistungsverluste im Schalter, wodurch die Repetitionsrate von 1 MHz erst erreicht werden konnte. Die Schaltzeit des Schalters betrug etwa 30 ns und lag somit etwa bei dem 7-fachen der Resonatorumlaufzeit. Für das Modell wurde vereinfachend eine lineare Zunahme des Auskoppelgrads während des Schaltvorgangs durch den TFP angenommen. In der Zeit des Pulsaufbaus erfolgte keine Auskopplung über den TFP. In den folgenden Untersuchungen beträgt $T_{oc}^{(min)} = 0$ und $T_{oc}^{(max)} = 1$. Durch Variation der Schaltspannung und des Drehwinkels des $\frac{\lambda}{8}$ -Plättchens könnte man den Auskoppelgrad während Pulsaufbau und Pulsaukoppelung auf andere Werte einstellen.

6.2 Laserleistung

Die mittlere Laserleistung, die bei einer Repetitionsrate von 1 MHz erzielt wurde, ist in Abbildung 6.2 (a) dargestellt und wird mit einer berechneten Leistungskurve verglichen. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem Modell und dem Experiment. Bei maximaler Pumpleistung wurde eine mittlere Leistung von 133 W erzeugt. Der opt.-opt. Wirkungsgrad erreichte Werte bis 39%, die gemessene Pulsdauer lag mit 19 ns bei dem 4,5-fachen der Resonatorumlaufzeit. Der mittlere Absorptionswirkungsgrad $\bar{\eta}_{Abs}$ der Pumpstrahlung beträgt hier 90%. Der Wirkungsgrad der induzier-

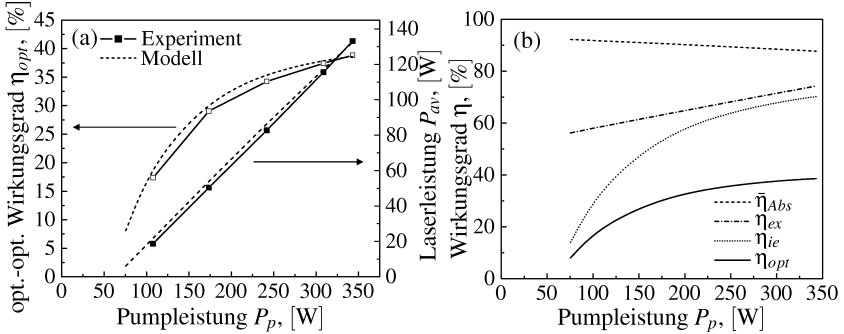


Abbildung 6.2: Vergleich der gemessenen und berechneten Leistungskurven des Puls lasers bei einer Repetitionsrate von 1 MHz (a). In (b) sind die einzelnen Wirkungsgrade dargestellt, die den opt.-opt. Wirkungsgrad des Lasers beeinflussen.

ten Emission η_{ie} und der Extraktionswirkungsgrad η_{ex} liegen beide bei etwa 70%. Bei niedrigeren Pumpleistungen ist die Abweichung zum Modell etwas größer. Dies könnte einerseits an der Änderung der Zentralwellenlänge des Pumpspektrums liegen, die mit steigender Pumpleistung zunimmt. Bei niedriger Pumpleistung ist die Pumpwellenlänge nicht optimal, wodurch eine geringere Absorption der Pumpstrahlung und damit eine etwas geringere Ausgangsleistung verbunden ist. Andererseits ist die Abschätzung der mittleren Kristalltemperatur aus Kapitel 2.2.1 recht grob, was gewisse Unterschiede zum Experiment erklärt. Dennoch ist die Übereinstimmung ausreichend gut, um mit dem Modell das Verhalten des Lasers genauer zu untersuchen.

Abbildung 6.2 (b) zeigt, wie die einzelnen Wirkungsgrade aus Gleichung 3.67 den opt.-opt. Wirkungsgrad beeinflussen. Mit zunehmender Pumpleistung und damit zunehmender Besetzungsdichte des oberen Laserniveaus sinkt der mittlere Absorptionswirkungsgrad η_{Abs} durch das Ausbleichen der Laserscheibe. Der Extraktionswirkungsgrad η_{ex} steigt durch das günstigere Verhältnis von Verstärkung zu Verlusten mit der Pumpleistung an. Der Wirkungsgrad der induzierten Emission η_{ie} zeigt, dass bei niedrigen Pumpleistungen die Inversion in der Scheibe durch spontane Emission abgeräumt wird. Mit zunehmender Pumpleistung wird mehr Energie durch induzierte Emission extrahiert und der Wirkungsgrad der induzierten Emission nimmt zu.

6.3 Variation der Betriebsparameter

Die Parameter des ausgekoppelten Laserstrahls sowie die Stabilität der Pulsenergie hängen von den jeweiligen Betriebsparametern ab. Eine entscheidende Rolle spielt dabei die

Verstärkungszeit T_{on} . Durch die Verstärkungszeit wird bestimmt, ob die Pulserzeugung nach dem Prinzip des Cavity-dumpings oder der Güteschaltung erfolgt. Beim Cavity-dumping, wo niedrige Verstärkungszeiten ausreichend sind, erfolgt die Pulsaukoppelung durch das Schalten des Auskoppelgrads. Die resonatorinterne Leistungsdichte erreicht im Bereich des Schaltzeitpunktes ihren Maximalwert. Bei der Güteschaltung hingegen wird während der gesamten Verstärkungszeit der Puls ausgekoppelt. Zum Schaltzeitpunkt der Resonatorgüte ist der Puls bereits wieder abgeklungen und die resonatorinterne Leistungsdichte liegt bei niedrigen Werten.

Bei Verstärkungszeiten zwischen diesen beiden Regimen zeigt der Laser häufig ein instabiles Verhalten (vgl. Kapitel 6.3.2). So lassen sich zwei Stabilitätsgrenzen definieren: Eine maximale Verstärkungszeit für stabilen Betrieb mit Cavity-dumping, sowie eine minimale Verstärkungszeit für stabilen Q-Switch-Betrieb.

Der Einfluss der wichtigsten Betriebsparameter wie Repetitionsrate, Verstärkungszeit, Pumpleistungsdichte und Resonatorlänge sollen im Folgenden genauer betrachtet werden. Exemplarisch wird dabei die Auswirkung auf den in Kapitel 6.1 beschriebenen Puls laser untersucht, die Ergebnisse lassen sich jedoch auf andere Aufbauten übertragen.

6.3.1 Einfluss der Repetitionsrate

Ein wichtiger Betriebsparameter, der die Ausgangsleistung und die Stabilität eines Puls lasers beeinflusst, ist die Repetitionsrate. Bei einem gütegeschalteten Yb:YAG Scheiben laser kann stabiler Betrieb nur bis zu einer Repetitionsrate von etwa 10 kHz bis 15 kHz erreicht werden. Bei höheren Wiederholraten treten Instabilitäten der Pulsenergie auf.

Beim Cavity-dumping ist ein ähnliches Verhalten zu beobachten. Als Maß für die Stabilität der Pulsenergie zeigt Abbildung 6.3 die Steigung der Abbildungsvorschrift ϕ' des Lasers bei verschiedenen Verstärkungszeiten T_{on} . Die Pumpleistungsdichte liegt dabei bei $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$. Bei einer geringen Verstärkungszeit von $T_{on} = 0,2 \mu\text{s}$ ist die Pulsenergie über den gesamten Bereich der Repetitionsrate stabil. In den wenigen Resonatorumläufen kann nur ein Bruchteil der in der Scheibe gespeicherten Energiedichte extrahiert werden. Die Kopplung an den vorangegangenen Pulszyklus ist daher nur gering. Bereits bei einer Verstärkungszeit von $T_{on} = 0,3 \mu\text{s}$ lässt sich instabiles Verhalten beobachten. Im Bereich zwischen 1 kHz und 10 kHz ist kein stabiler Betrieb möglich. Die größere Verstärkungszeit ist mit einer stärkeren Kopplung der Pulszyklen verbunden. Die Grenze, ab der wieder stabiler Betrieb erreicht wird, verschiebt sich mit steigender Verstärkungszeit

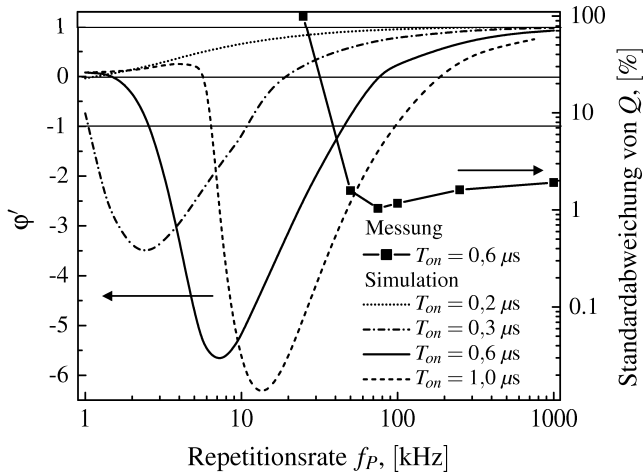


Abbildung 6.3: Messung der Standardabweichung der Pulsenergie sowie Simulation der Steigung der Abbildungsvorschrift des Pulslasers bei verschiedenen Repetitionsraten. Die Grenzen des stabilen Bereichs sind durch $\phi' = -1$ und $\phi' = 1$ gegeben.

zu höheren Repetitionsraten. Der stabile Bereich, der bei niedrigen Repetitionsraten und gleichzeitig langen Verstärkungszeiten zu beobachten ist, entspricht dem gütegeschalteten Betrieb. Der instabile Bereich trennt ihn von dem Regime des Cavity-dumpings ab.

Die berechneten Stabilitätsgrenzen stimmen gut mit dem Experiment überein. So wurde bei einer Verstärkungszeit von $T_{on} = 0,3 \mu\text{s}$ ab 10 kHz, von $T_{on} = 0,6 \mu\text{s}$ ab 50 kHz und von $T_{on} = 1,0 \mu\text{s}$ ab 100 kHz stabiler Pulsbetrieb gemessen. Als Maß für die Stabilität ist die gemessene Standardabweichung der Pulsenergie bei einer Verstärkungszeit von $T_{on} = 0,6 \mu\text{s}$ ebenfalls in Abbildung 6.3 dargestellt. Bei einer Repetitionsrate unter 50 kHz beträgt die Standardabweichung 100%. Der Laser zeigt starke Fluktuationen der Pulsenergie mit Pulsausfällen. Bei höheren Repetitionsraten liegt die Standardabweichung zwischen 1% und 2%, für einen freilaufenden, ungekapselten Aufbau ein niedriger Wert.

Bei hohen Repetitionsraten nähern sich die Kurven für ϕ' dem Wert 1 an. Im instabilen Fall weist ϕ' hohe negative Werte auf. Interessant ist der Zustand bei $\phi' = 0$. Die verschwindende Steigung der Abbildungsvorschrift sagt aus, dass kleine Abweichungen von der Ruhelage bereits vor dem folgenden Zyklus ausgeglichen sind. Der Laser reagiert unempfindlich auf äußere Störeinflüsse. Die gemessene Standardabweichung zeigt im Bereich des Nulldurchgangs von ϕ' die geringsten Werte.

6.3.2 Einfluss der Verstärkungszeit

Bereits aus Abbildung 6.3 ist ersichtlich, dass die Verstärkungszeit einen großen Einfluss auf die Stabilität des Puls lasers hat. Von besonderer Bedeutung ist die maximale Verstärkungszeit, bei der noch stabiler Betrieb erreicht werden kann, und die damit zu erzielenden Wirkungsgrade. Den Einfluss der Verstärkungszeit auf die Stabilität des Puls lasers zeigt Abbildung 6.4 für verschiedene Repetitionsraten. Bei den niedrigen Repetitionsraten von 1 kHz und 10 kHz weist ϕ' einen Extremwert auf. Wird T_{on} über diesen Punkt weiter gesteigert, so erreicht der Puls laser wieder einen stabilen Bereich. Dieser Betriebsmodus entspricht dem gütegeschalteten Betrieb, jedoch in diesem Fall ohne Auskopplung während des Pulsaufbaus. Daher nimmt die akkumulierte Pulsenergie in diesem Bereich stark zu, während die ausgekoppelte Pulsenergie mit zunehmender Verstärkungszeit abnimmt. Da der Puls die gespeicherte Energiedichte nahezu vollständig extrahiert, ist die Kopplung zwischen zwei Pulsen gering. Nach jedem Zyklus ist eine ähnliche Energiedichte gespeichert.

Bei einer Repetitionsrate von 100 kHz wird das Extremum von ϕ' auch bei der größtmöglichen Verstärkungszeit nicht erreicht. Die maximale Verstärkungszeit, bei der stabiler Betrieb möglich ist, nimmt mit der Repetitionsrate zu. Bei 1 MHz liegt die maximale Verstärkungszeit unter $1 \mu\text{s}$ und die Grenze zum instabilen Bereich kann nicht überschrit-

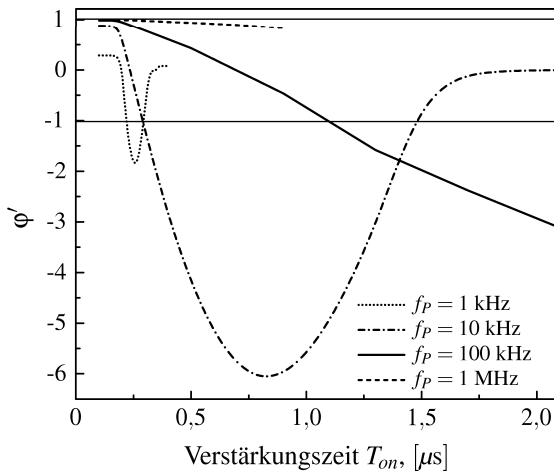


Abbildung 6.4: Steigung der Abbildungsvorschrift des Puls lasers ϕ' in Abhängigkeit von der Verstärkungszeit T_{on} bei verschiedenen Repetitionsraten. Die Pumpleistungsdichte beträgt $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$.

ten werden. Jedoch muss darauf geachtet werden, dass der verstärkte Puls vollständig aus dem Resonator ausgekoppelt wird bevor der folgende Zyklus beginnt. Durch die zusätzliche Rückkopplung bei einer verbleibenden resonatorinternen Leistungsdichte würde das System ansonsten wieder in einen instabilen Zustand übergehen.

Wie sich die Abbildungsvorschrift ϕ bei verschiedenen Verstärkungszeiten ändert, ist in Abbildung 6.5 exemplarisch für eine Repetitionsrate von 10 kHz bei einer Pumpleistungsdichte von $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ dargestellt. Bei einer niedrigen gespeicherten Energiedichte zeigt ϕ zunächst einen näherungsweise linearen Anstieg, dessen Steigung durch die Absorptionseffizienz der Pumpstrahlung gegeben ist [11]. Auch bei einer hohen Energiedichte ergibt sich ein näherungsweise linearer Zuwachs der Abbildungsvorschrift. Der Übergang zwischen diesen beiden Bereichen ist von der Verstärkungszeit abhängig. Bei zunehmender Verstärkungszeit verschiebt sich die Ruhelage des Systems zu einer niedrigeren gespeicherten Energiedichte, da mehr Energie aus der Scheibe extrahiert wird. Bei geringer Energieextraktion ist die Steigung in der Ruhelage zunächst positiv, bei $T_{on} = 0,23 \mu\text{s}$ weist ϕ eine waagerechte Tangente auf. Nach Durchlaufen des Bereichs mit instabilen Ruhelagen tritt bei $T_{on} = 2,0 \mu\text{s}$ wiederum eine waagerechte Tangente auf. In diesem Bereich ist ein Großteil der in der Scheibe gespeicherten Energiedichte extrahiert worden.

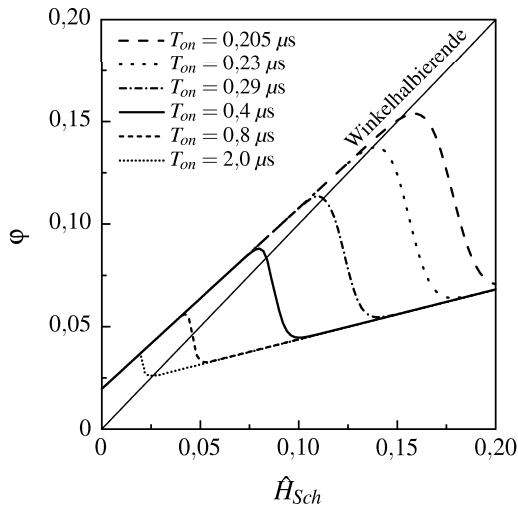


Abbildung 6.5: Abbildungsvorschrift ϕ des PulsLasers bei einer Repetitionsrate von 10 kHz und einer Pumpleistungsdichte von $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ für verschiedene Verstärkungszeiten T_{on} .

Das Verhalten der Energie der Ausgangspulse ist vergleichbar mit der Verhulst-Dynamik (siehe Kapitel 4.2.3). Abbildung 6.6 zeigt die gemessene und die berechnete Pulsenergie sowie die mittlere Pulsenergie bei einer Repetitionsrate von 10 kHz und einer Pumpleistungsdichte von $1,4 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$. Als Kontrollparameter ist hier die Verstärkungszeit gewählt. Im dargestellten Bereich nimmt die Pulsenergie mit steigender Verstärkungszeit zu. Ab einer Verstärkungszeit von etwa $0,7 \mu\text{s}$ tritt instabiles Verhalten auf. Über Periodenverdopplungen erreicht das System ein chaotisches Verhalten der Pulsenergie. Bei einer Verstärkungszeit von $1,0 \mu\text{s}$ zeigt die Pulsenergie einen periodischen Zyklus über drei Periodendauern, wie er für den Bereich der Intermittenz im chaotischen Regime charakteristisch ist. Die maximale Pulsenergie bei instabilem Betrieb liegt deutlich über der mittleren Pulsenergie, was hinsichtlich der Zerstörung optischer Bauteile im Resonator kritisch ist.

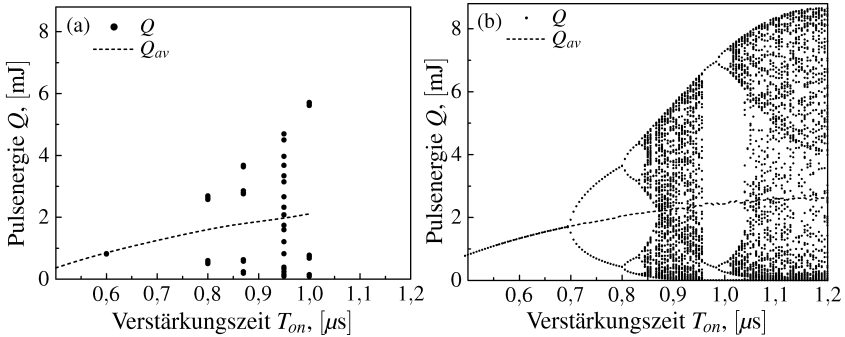


Abbildung 6.6: Gemessene (a) und berechnete (b) Pulsenergien in Abhängigkeit von der Verstärkungszeit T_{on} bei einer Repetitionsrate von 10 kHz und einer Pumpleistungsdichte von $1,4 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$. Bei Variation der Verstärkungszeit zeigt der Laser nach mehrfachen Periodenverdopplungen ein chaotisches Verhalten der Pulsenergie.

Das komplette Feigenbaum-Szenario mit Übergang vom stabilen Cavity-dumping über das chaotische Regime bis zu stabilem gütegeschalteten Betrieb ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Für eine Repetitionsrate von 10 kHz und eine Pumpleistungsdichte von $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ sind die ausgekoppelte Pulsenergie und die resonatorinterne Pulsenergie gegenübergestellt. Abbildung 6.7 (a) zeigt zusätzlich den Verlauf von ϕ' zur Beurteilung der Stabilität. Bis zu einer Verstärkungszeit von $0,3 \mu\text{s}$ kann der Laser stabil durch Cavity-dumping betrieben werden. Ab $1,5 \mu\text{s}$ ist stabiler gütegeschalteter Betrieb möglich. Da jedoch der Auskoppelgrad während der Verstärkungszeit in der dargestellten Konfiguration bei $T_{oc}^{(min)} = 0$ liegt, ist keine effiziente Energieextraktion möglich und die ausgekoppelte Pulsenergie sinkt mit zunehmender Verstärkungszeit auf 0. Die resonatorinterne Puls-

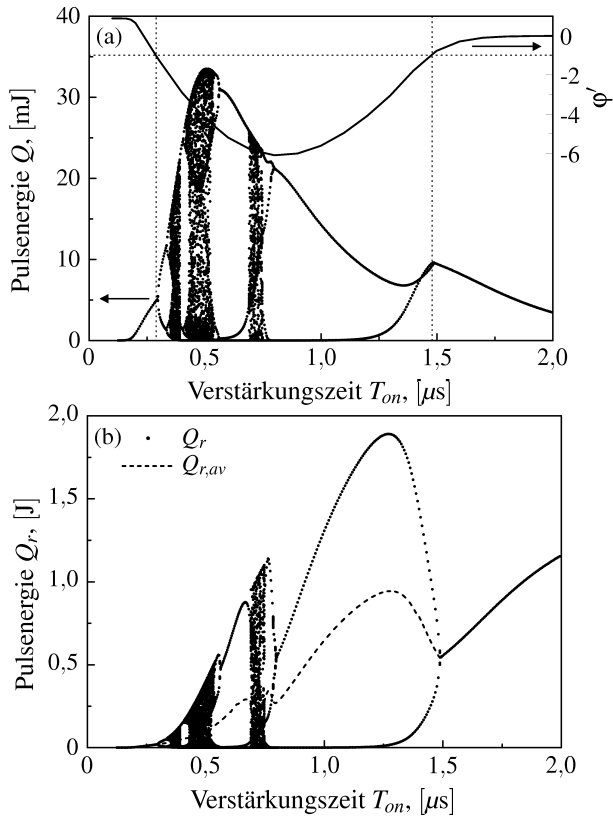


Abbildung 6.7: Simulation der Pulsenergie in Abhängigkeit von der Verstärkungszeit T_{on} bei einer Repetitionsrate von 10 kHz und einer Pumpleistungsdichte von $4,1 \text{ kW/cm}^2$. In (a) ist die Pulsenergie der Laserpulse Q sowie ϕ' dargestellt, (b) zeigt die im Resonator akkumulierte Pulsenergie Q_r .

energie erreicht im chaotischen Bereich Werte, die deutlich über der mittleren Pulsenergie liegen. Ähnlich hohe Spitzenwerte werden auch beim gütegeschalteten Betrieb ohne Auskoppelgrad erreicht.

Der Einfluss der Verstärkungszeit auf den opt.-opt. Wirkungsgrad ist in Abbildung 6.8 dargestellt. Bei den beiden niedrigen Repetitionsraten zeigt sich ein Rückgang des Wirkungsgrads bei hohen Verstärkungszeiten, da die maximale resonatorinterne Leistungsdichte vor dem Auskoppelzeitpunkt erzielt wird. Vor Erreichen dieses Maximums ist der Wirkungsgrad nahezu unabhängig von der Repetitionsrate. Da jedoch die maximale

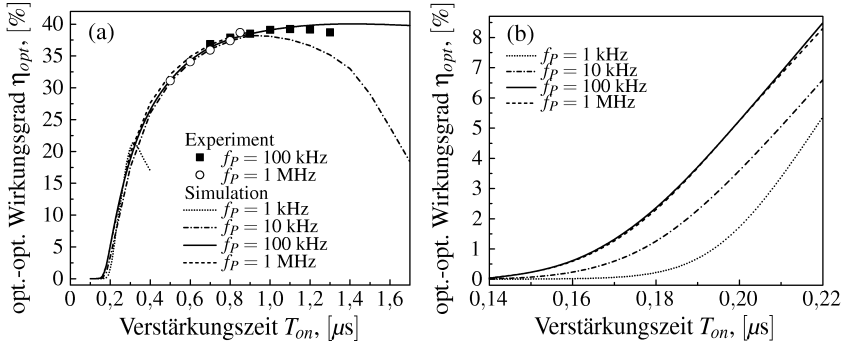


Abbildung 6.8: Opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} des Pulsasers in Abhängigkeit von der Verstärkungszeit T_{on} bei einer Pumpleistungsdichte von $4,1 \frac{kW}{cm^2}$. In (b) ist der Bereich bei kleinen Verstärkungszeiten vergrößert dargestellt.

Verstärkungszeit für stabilen Betrieb mit steigender Repetitionsrate zunimmt, lässt sich bei hohen Repetitionsraten stabiler Laserbetrieb auch mit einem höheren Wirkungsgrad erzielen. Abbildung 6.8 zeigt auch Messwerte für den Wirkungsgrad bei verschiedenen Verstärkungszeiten und Repetitionsraten. Durch das Eintreten von Instabilitäten kann der Laser bei niedrigen Repetitionsraten nicht mit dem maximalen Wirkungsgrad betrieben werden.

Bei Repetitionsraten mit Periodendauern im Bereich der Fluoreszenzlebensdauer ist, wie in Abbildung 6.8 (b) ersichtlich, der Wirkungsgrad bei niedrigen Verstärkungszeiten geringer, da in der Zeit zwischen zwei Pulsen ein größerer Anteil der gespeicherten Energie durch Fluoreszenzstrahlung abgestrahlt wird.

6.3.3 Einfluss der Verstärkung pro Resonatorumlauf

Die Gesamtverstärkung, die ein Laserpuls während eines Umlaufs im Resonator erfährt, lässt sich durch mehrere Parameter beeinflussen. Über die Pumpleistungsdichte wird die maximale Verstärkung der Scheibe bestimmt. Die Verstärkung pro Resonatorumlauf kann durch mehrmalige Verwendung der Scheibe als Umlenkspiegel oder durch mehrere Scheiben im Resonator weiter gesteigert werden. Durch die resonatorinternen Verluste und den Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels wird die Nettoverstärkung reduziert. Spatial-hole-burning und die transversalen Moden begrenzen die Verstärkung weiter.

6.3.3.1 Pumpleistungsdichte

Die Auswirkungen der Variation der Pumpleistungsdichte auf die Stabilität und den opt.-opt. Wirkungsgrad sind in den Abbildungen 6.9 und 6.10 für eine Repetitionsrate von 10 kHz bzw. 100 kHz dargestellt. Eine Erhöhung der Pumpleistungsdichte führt zunächst zu einer Zunahme des Wirkungsgrads. Bei sehr hohen Werten der Pumpleistungsdichte von $6 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ und $8 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$ zeigt sich ein thermisches Überrollen und der berechnete Wirkungsgrad fällt wieder unter die Werte von $4 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$. Grund dafür ist die in Kapitel 2.2.1 vereinfachend angenommene Temperaturzunahme mit der Pumpleistungsdichte. Tendenziell ergibt diese Näherung bei einer niedrigen Pumpleistungsdichte eine etwas zu geringe, bei hoher Pumpleistungsdichte eine etwas zu große mittlere Kristalltemperatur. Daher liefert das Modell bei einer niedrigen Pumpleistungsdichte etwas zu große, bei einer hohen Pumpleistungsdichte etwas zu geringe Werte für den Wirkungsgrad. Im Experiment konnte die Scheibe nicht bei den beiden höchsten Pumpleistungsdichten betrieben werden, da dies bei der eingesetzten Scheibe zu einer Zerstörung führen würde. Mit zunehmender Pumpleistungsdichte wird der maximale Wirkungsgrad nach einer kürzeren Verstärkungszeit erreicht.

Der in den Experimenten ermittelte Übergang von stabilem zu instabilem Pulsbetrieb

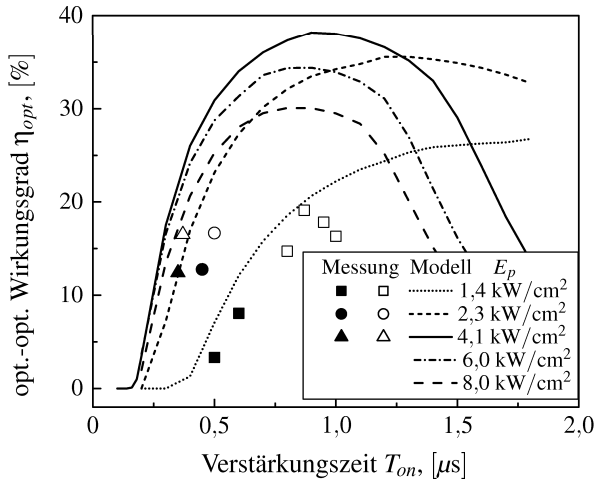


Abbildung 6.9: Opt.-opt. Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Verstärkungszeit bei verschiedenen Werten der Pumpleistungsdichte. Die Repetitionsrate beträgt 10 kHz. Offene Symbole der experimentellen Werte kennzeichnen instabilen, geschlossene stabilen Pulsbetrieb.

stimmt gut mit den aus ϕ' berechneten Werten überein. Bei einer Repetitionsrate von 10 kHz ist kein stabiler Betrieb mit maximalem Wirkungsgrad möglich. Der maximale Wirkungsgrad mit stabilem Pulsbetrieb ist bei dieser Repetitionsrate für alle Pumpleistungsdichten nahezu gleich. Ab einem bestimmten Anteil an extrahierter Energie ist die Kopplung zwischen zwei Pulszyklen so stark, dass Fluktuationen auftreten.

Bei einer Repetitionsrate von 100 kHz hingegen ist durch die geringere extrahierte Energie die Kopplung schwächer. Durch die Steigerung der Pumpleistungsdichte kann ein höherer Wirkungsgrad bei gleichzeitig stabilem Pulsbetrieb erreicht werden. Die in Abbildung 6.10 gezeigten Messwerte des Wirkungsgrads und die Grenze zu instabilem Betrieb stimmen gut mit dem Modell überein. Stabiler Pulsbetrieb ist bis in den Bereich des maximalen Wirkungsgrads möglich.

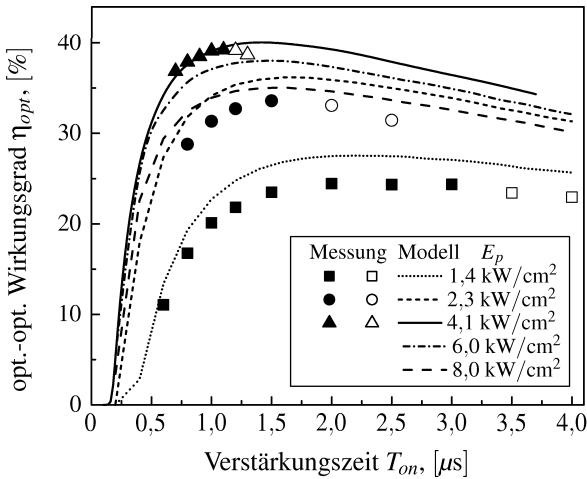


Abbildung 6.10: Opt.-opt. Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der Verstärkungszeit bei verschiedenen Werten der Pumpleistungsdichte. Die Repetitionsrate beträgt 100 kHz. Offene Symbole der experimentellen Werte kennzeichnen instabilen, geschlossene stabilen Pulsbetrieb.

6.3.3.2 Durchgangszahl und Anzahl der Scheiben

Die Verstärkung, die ein Laserpuls während eines Resonatorumlaufs erfährt, kann durch die Anzahl der Durchgänge durch die Scheibe M_r und die Anzahl der Scheiben im Resonator M_s gesteigert werden. Die Wirkung dieser beiden Größen auf den Puls laser ist vergleichbar. Zwar stellt die Erhöhung der Anzahl der Scheiben eine Methode der Leistungsskalierung im Scheibenlaserdesign dar, die je Scheibe extrahierte Energie bleibt

dabei aber konstant. Die Simulation liefert bei der Variation von M_r bzw. M_s erwartungsgemäß gleiche Ergebnisse. Es ist daher die Betrachtung nur einer dieser Größen notwendig. Im Folgenden soll M_r variiert werden. Bei Variation der Anzahl der Scheiben ist anstatt der Durchgangszahl das Produkt $M_r M_s$ heranzuziehen. Bei der Simulation kann der Einfluss von M_r isoliert untersucht werden. In einem realen Resonatordesign, bei dem die Scheibe zweimal als Umlenkspiegel im Resonator eingesetzt wird um M_r zu erhöhen, wird durch die unterschiedlichen Einfallswinkel der Strahlen auf die Scheibe immer auch der Effekt des Spatial-hole-burnings beeinflusst (siehe Kapitel 3.3.2). Dies wird in Kapitel 6.3.3.4 näher untersucht.

In Abbildung 6.11 ist dargestellt, welchen Einfluss die Durchgangszahl auf den opt.-opt. Wirkungsgrad des Pulslasers bei verschiedenen Repetitionsraten hat. Im gesamten untersuchten Repetitionsratenbereich nimmt der maximale Wirkungsgrad bei Erhöhung der

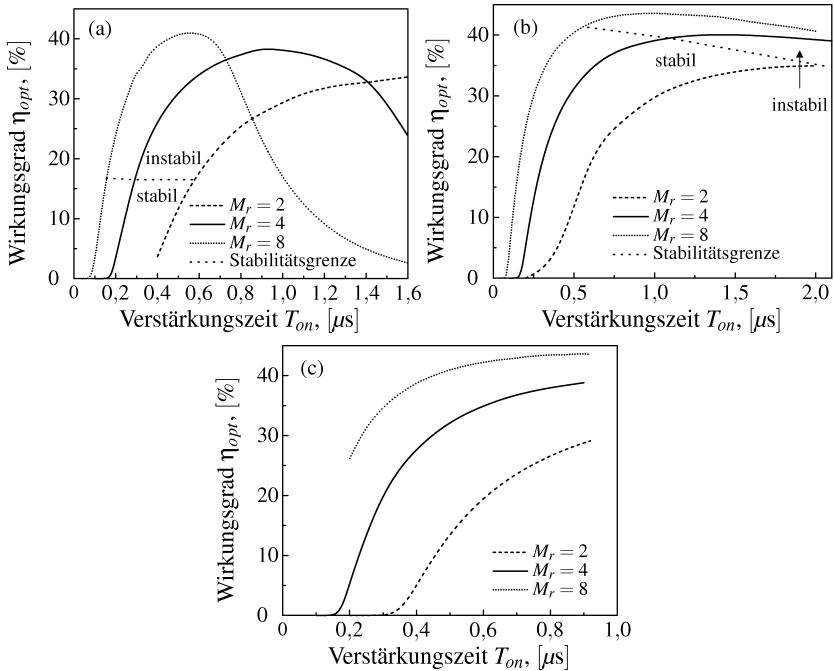


Abbildung 6.11: Einfluss der Anzahl der Durchgänge durch die Scheibe pro Resonatorumlauf auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} des Pulslasers bei einer Repetitionsrate von (a) 10 kHz, (b) 100 kHz und (c) 1 MHz. Die Pumplleistungsdichte beträgt $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$.

Durchgangszahl zu, da dadurch das Verhältnis aus Verstärkung zu Verlusten vergrößert wird. In (a) und (b) ist zusätzlich der maximale Wirkungsgrad bei stabilem Laserbetrieb eingezeichnet. Bei der in (c) dargestellten Repetitionsrate von 1 MHz ist der Laser im ganzen Bereich stabil. Bei niedrigen Repetitionsraten bis 10 kHz ist der maximale Wirkungsgrad nahezu unabhängig von der Verstärkungszeit. Lediglich eine leichte Zunahme bei Erhöhung der Durchgangszahl kann festgestellt werden. Da die Stabilitätsgrenze in einer geringeren Zahl von Resonatorumläufen erreicht wird, ist weniger Pulsenergie durch resonatorinterne Verluste dissipiert worden. Die Stabilitätsgrenze ist erreicht, wenn ein bestimmter Anteil der gespeicherten Energiedichte extrahiert wird. Wie schnell dies geschieht hat nur eine sehr geringe Auswirkung.

Höhere Repetitionsraten führen zu anderen Ergebnissen. Mit steigender Durchgangszahl nimmt auch der erzielbare Wirkungsgrad zu. Das bessere Verstärkung-Verlust-Verhältnis kann hier genutzt werden. Bei 1 MHz ist eine deutliche Wirkungsgradsteigerung möglich, da die Verstärkungszeit nur durch die Periodendauer begrenzt ist.

6.3.3.3 Resonatorinterne Verluste

Erwartungsgemäß begrenzen die resonatorinternen Verluste den maximalen Wirkungsgrad des PulsLasers. Abbildung 6.12 zeigt den Wirkungsgrad des Lasers bei verschiedenen resonatorinternen Verlusten sowie die Stabilitätsgrenze des Cavity-dumpings, welche die maximale Verstärkungszeit für stabilen Betrieb angibt. In Abbildung 6.12 (a) ist der Betrieb bei einer Repetitionsrate von 1 kHz dargestellt. Für den idealen Fall der verschwindenden Verluste zeigt sich bei einer hohen Verstärkungszeit ein konstanter Wirkungsgrad. Der Puls hat die maximale Energie aus der Scheibe extrahiert und behält diese ohne dissipative Prozesse bei. Unter Berücksichtigung resonatorinterner Verluste nimmt der Wirkungsgrad bei hohen Verstärkungszeiten wieder ab. Mit zunehmenden Verlusten verschiebt sich die Stabilitätsgrenze zu größeren Werten der Verstärkungszeit. Wegen der starken Abnahme des Wirkungsgrads bei erhöhten Verlusten ist damit jedoch keine Erhöhung des maximalen Wirkungsgrads bei stabilem Betrieb verbunden, wie die schematisch dargestellte Stabilitätsgrenze des Cavity-dumpings erkennen lässt.

Bei hohen Repetitionsraten, wie sie für 100 kHz in Abbildung 6.12 (b) gezeigt sind, treten vergleichbare Auswirkungen auf. Mit zunehmenden Verlusten verschiebt sich die Stabilitätsgrenze geringfügig zu einer längeren Verstärkungszeit, die Reduktion des maximalen Wirkungsgrads ist deutlich. Bei einer Erhöhung der Verluste von 0% auf 5% sinkt der maximale Wirkungsgrad bei stabilem Betrieb von 45% auf 25%. Die resonatorinternen Verluste fördern folglich weder einen effizienten, noch einen stabilen Laserbetrieb.

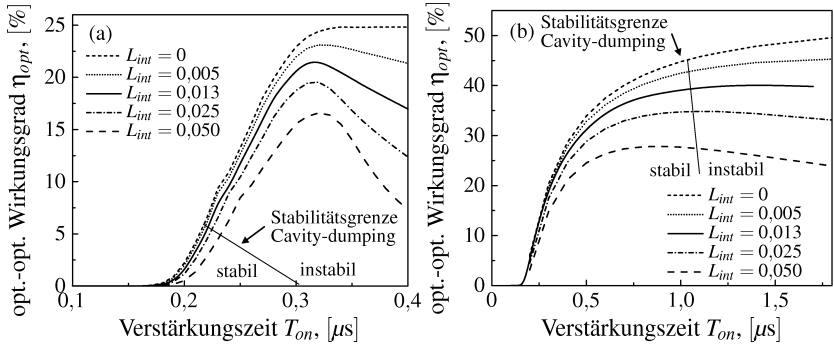


Abbildung 6.12: Einfluss der resonatorinternen Verluste L_{int} auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} und die Stabilität des Pulsasers bei einer Repetitionsrate von 1 kHz (a) und 100 kHz (b). Die Pumpleistungsdichte beträgt $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$.

6.3.3.4 Verstärkungsreduktion V_{SHB} und V_{TEM}

Die Einflüsse des Spatial-hole-burnings und der transversalen Moden auf die Verstärkung beim Pulsaufbau lassen sich reduzieren. Soll eine bestimmte Strahlqualität erreicht werden, so ist durch die zulässigen Moden die Konstante ξ_{TEM} festgelegt. Durch Reduktion des Spatial-hole-burnings (siehe Kapitel 3.3.2), beispielsweise durch das Resonatordesign mit unterschiedlichen Einfallswinkeln auf die Scheibe, kann ξ_{SHB} beeinflusst werden. Exemplarisch ist für eine Repetitionsrate von 1 kHz in Abbildung 6.13 gezeigt, wie der Laser auf Änderungen dieser Prozesse reagiert. Bei einer Verringerung der Verstärkungsreduktion verlängert sich die maximale Verstärkungszeit für stabilen Laserbetrieb. Gleichzeitig steigt auch der opt.-opt. Wirkungsgrad des Lasers. Beide Effekte wirken in die gleiche Richtung. Eine Reduktion von V_{SHB} und V_{TEM} führt zu einer Steigerung des maximalen Wirkungsgrads bei stabilem Betrieb. Bei $f_P = 1$ kHz steigt der maximale Wirkungsgrad bei stabilem Laserbetrieb von 5% auf 7%, wenn die Verstärkungsreduktion von ihrem Maximalwert bei $\xi_{SHB} + \xi_{TEM} = 0,51$ auf 0 reduziert wird. Bei 10 kHz ist eine Steigerung von 28% auf 32% möglich. Bei hohen Repetitionsraten ist die Verstärkungsreduktion V aufgrund der geringeren extrahierten Energiedichte kleiner und eine Reduktion von V zeigt eine entsprechend schwächere Auswirkung auf den Wirkungsgrad. Anstelle der Erhöhung des Wirkungsgrads kann durch die Reduktion von V auch der stabile Betrieb bei einer erhöhten Repetitionsrate realisiert werden.

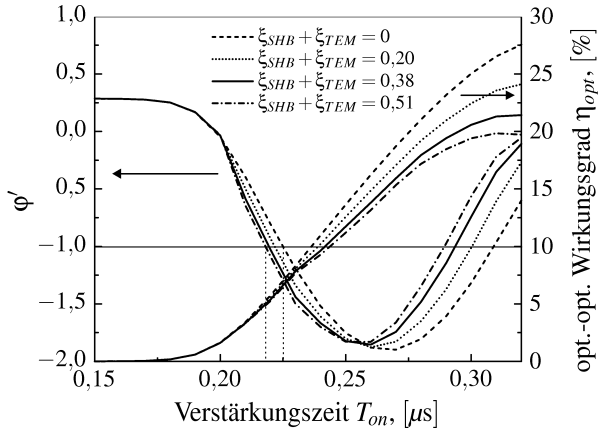


Abbildung 6.13: Einfluss der Verstärkungsreduktion V_{SHB} und V_{TEM} auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} und die Stabilität des Puls lasers bei einer Repetitionsrate von 1 kHz. Die Pumpleistungsdichte beträgt $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$.

6.3.3.5 Einfluss des Auskoppelgrads

Zusätzlich zu der Auskopplung der Laserpulse nach der Verstärkungszeit kann auch während der Verstärkung ein bestimmter Anteil $T_{oc}^{(min)}$ der resonatorinternen Leistungsdichte ausgekoppelt werden. Der maximale Wirkungsgrad, der sich mit solch einem Aufbau erzielen lässt, ist in den Abbildungen 6.14 bis 6.16 dargestellt. Der Puls laser besitzt einen optimalen Auskoppelgrad, bei dem der maximale Wirkungsgrad erreicht wird. Allerdings muss zwischen zwei Bereichen unterschieden werden. Wird die Verstärkungszeit T_{on} erhöht, geht das System ausgehend von einem stabilen in einen instabilen Zustand über, der für niedrige Repetitionsraten schließlich bei hohen Verstärkungszeiten wieder in einem stabilen Zustand endet (vgl. Abbildung 6.4). Bei niedrigen Verstärkungszeiten liegt Cavity-dumping, bei hohen Güteschaltung vor. Diese beiden Bereiche werden von dem instabilen Bereich getrennt. Bei einer Repetitionsrate von 1 kHz zeigt Abbildung 6.14 daher zwei Stabilitätsgrenzen. Im Bereich des Cavity-dumpings nimmt der maximale Wirkungsgrad, bei dem stabiler Betrieb möglich ist, mit steigendem Auskoppelgrad ab. Bei der Güteschaltung hingegen liegt der maximale Wirkungsgrad nicht an der Stabilitätsgrenze. Der optimale Auskoppelgrad beträgt in diesem Fall etwa $T_{oc} = 10\%$. Vergleichbare Verhältnisse lassen sich auch bei einer Repetitionsrate von 10 kHz beobachten. Der optimale Auskoppelgrad bei gütegeschaltetem Betrieb liegt bei 8%. Bei einer Repetitionsrate von 100 kHz (siehe Abbildung 6.16) wird die Stabilitätsgrenze für den gütegeschalteten Bereich nicht mehr erreicht. Bei dieser Re-

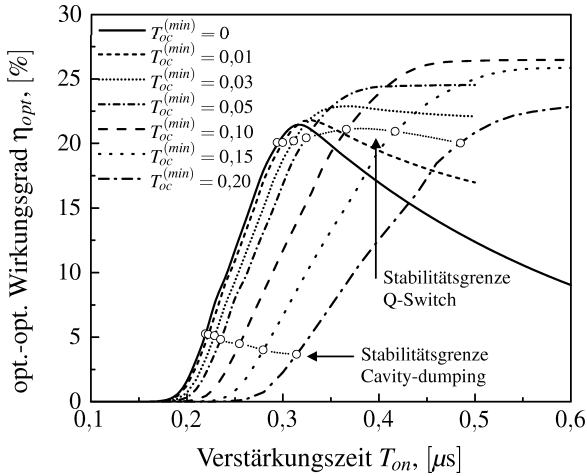


Abbildung 6.14: Einfluss eines zusätzlichen Auskoppelgrads T_{oc} auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} bei einer Repetitionsrate von 1 kHz. Die Pumpleistungsdichte beträgt $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$.

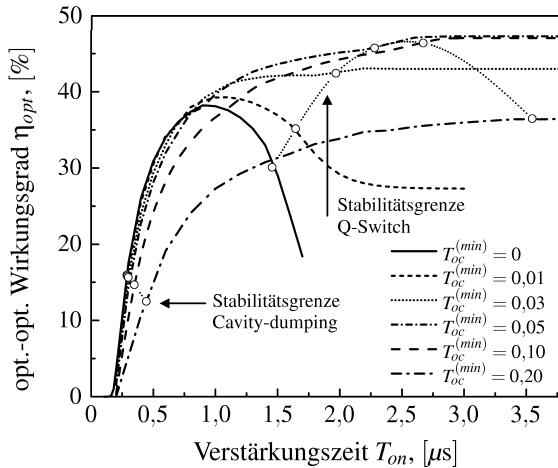


Abbildung 6.15: Einfluss eines zusätzlichen Auskoppelgrads T_{oc} auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} bei einer Repetitionsrate von 10 kHz. Die Pumpleistungsdichte beträgt $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$.

petitionsrate liefert ein geringer Auskoppelgrad von 3% den maximalen Wirkungsgrad an der Stabilitätsgrenze. Bei einer Repetitionsrate von 1 MHz begrenzt die limitierte

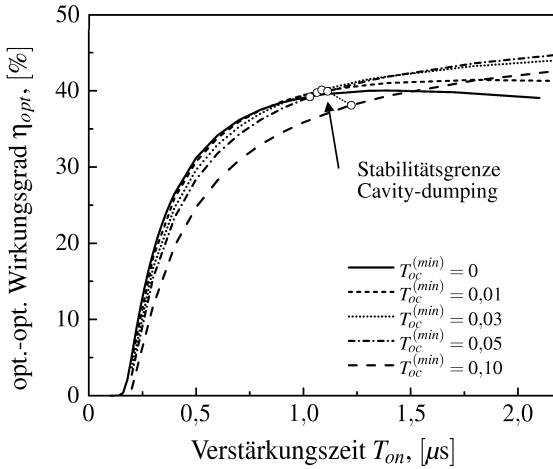


Abbildung 6.16: Einfluss eines zusätzlichen Auskoppelgrads T_{oc} auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} bei einer Repetitionsrate von 100 kHz. Die Pumpleistungsdichte beträgt $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$.

Verstärkungszeit den maximalen Wirkungsgrad. Durch Erhöhung des Auskoppelgrads sinkt die Verstärkung pro Resonatorumlauf und der Puls kann weniger Energie extrahieren. Eine Wirkungsgradsteigerung durch Erhöhung des Auskoppelgrads ist bei diesen hohen Repetitionsraten nicht möglich.

Während im gütegeschalteten Betrieb der Wirkungsgrad durch Wahl eines optimalen Auskoppelgrads optimiert werden kann, bieten sich beim Cavity-dumping nur sehr begrenzte Möglichkeiten. Eine minimale Vergrößerung der Effizienz ist nur im Bereich um 100 kHz möglich. Bei anderen Wiederholraten liefert der Auskoppelgrad $T_{oc} = 0\%$ den höchsten Wirkungsgrad bei stabilem Pulsbetrieb.

6.3.4 Einfluss der Resonatorlänge

Die Stabilität des Pulslasers beim Cavity-dumping ist nahezu unabhängig von der Resonatorlänge. Wohl aber beeinflusst sie den Wirkungsgrad des Pulslasers, wie es in Abbildung 6.17 ersichtlich ist. Exemplarisch ist der Betrieb bei einer Repetitionsrate von 10 kHz dargestellt. Die Ergebnisse sind auf die Anzahl der Umläufe im Resonator normiert. Erst bei hohen Umlaufzahlen ist ein leichter Unterschied der ϕ' -Werte bei verschiedenen Resonatorlängen zu beobachten, wobei sich der Laser in diesem Bereich längst in einem instabilen Zustand befindet. Der opt.-opt. Wirkungsgrad des Lasers sinkt

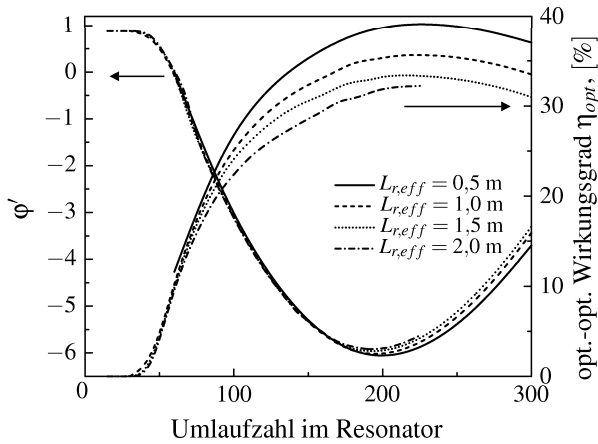


Abbildung 6.17: Einfluss der Resonatorlänge $L_{r,eff}$ auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} und die Stabilität des Pulsasers bei einer Repetitionsrate von 10 kHz. Die Pumpleistungsdichte beträgt $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$.

mit steigender Resonatorlänge. Grund dafür ist die geringere resonatorinterne Leistungsdichte. Die maximale Leistungsdichte ist umgekehrt proportional zur Resonatorlänge. Mit zunehmender Resonatorlänge nimmt somit die Effizienz der Energieextraktion aus der Scheibe ab.

Entscheidend ist die Resonatorlänge besonders bei hohen Repetitionsraten. Die für die

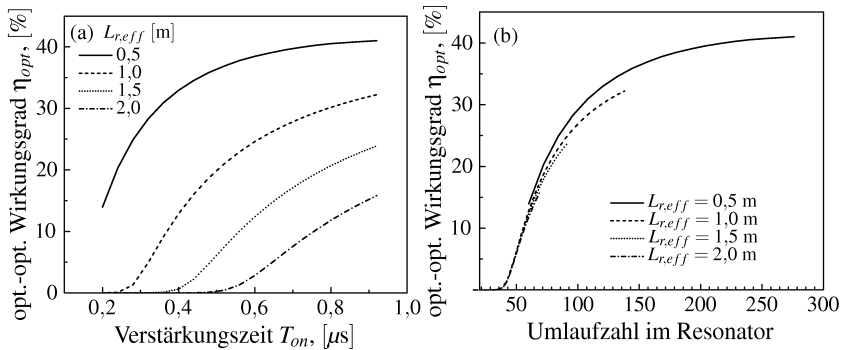


Abbildung 6.18: Einfluss der Resonatorlänge $L_{r,eff}$ auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} bei einer Repetitionsrate von 1 MHz in Abhängigkeit der Verstärkungszeit (a) und der Umlaufzahl im Resonator (b). Die Pumpleistungsdichte beträgt $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$.

Energieextraktion aus der Scheibe zur Verfügung stehende Zeit ist durch die kurze Periodendauer limitiert. Abbildung 6.18 zeigt den Wirkungsgrad des Lasers bei einer Repeitionsrate von 1 MHz in Abhängigkeit von der Verstärkungszeit (a) und der Umlaufzahl im Resonator (b). In (b) ist wieder erkennbar, dass die Energieextraktion mit steigender Resonatorlänge sinkt. Da gleichzeitig die maximale Umlaufzahl im Resonator abnimmt, führt dies zu einer deutlichen Reduktion des maximalen Wirkungsgrads. Während bei einer Resonatorlänge von 0,5 m noch ein Wirkungsgrad von über 40% möglich ist, liegt er bei einer Länge von 2,0 m gerade noch bei 15%.

6.4 Pulslänge

Üblicherweise ist die Pulslänge bei gütegeschalteten Lasern durch die Verstärkung, den Auskoppelgrad und die Resonatorlänge bestimmt. Beim Cavity-dumping kann die Pulslänge zusätzlich durch den Schalter zur Änderung des Auskoppelgrads beeinflusst werden. Der Schalter bewirkt den Wechsel zwischen dem minimalen Auskoppelgrad $T_{oc}^{(min)}$ (während des Pulsaufbaus) und dem maximalen Auskoppelgrad $T_{oc}^{(max)}$ (während der Pulsauskopplung und zum Öffnen des Resonators). Die Pulslänge der ausgekoppelten Pulse kann dadurch in einem weiten Bereich eingestellt werden. Die wichtigsten Einflussfaktoren werden hier kurz erläutert.

6.4.1 Maximaler Auskoppelgrad $T_{oc}^{(max)}$

Der maximale Auskoppelgrad bestimmt, welcher Anteil des verstärkten Pulses je Resonatorumlauf ausgekoppelt werden soll. Bei einem geringeren maximalen Auskoppelgrad besteht so die Möglichkeit die Pulsdauer zu verlängern. Bei einem elektrooptischen Schalter wird der maximale Auskoppelgrad durch die Spannung an der Pockels-Zelle eingestellt. Bei Anlegen der Viertelwellenspannung liegt er bei $T_{oc}^{(max)} = 1$. Abbildung 6.19 zeigt, wie der maximale Auskoppelgrad den Wirkungsgrad und die Pulslänge beeinflusst. Mit steigender Verstärkungszeit sinkt die Pulsdauer, da der Puls mehr Energie aus der Scheibe extrahiert hat. Aufgrund der dadurch geringeren Verstärkung in der Scheibe beim Auskoppeln fällt seine Leistungsdichte schneller ab. Wird der maximale Auskoppelgrad nach der Verstärkung reduziert, steigt der Wirkungsgrad, der mit dem Laser erzielt werden kann. Ein Teil des Pulses verbleibt auch nach der Verstärkungszeit für eine zunehmende Anzahl an Umläufen im Resonator und kann somit weiter Energie aus der Scheibe extrahieren. Durch diese zusätzlichen Umläufe steigt die Pulslänge

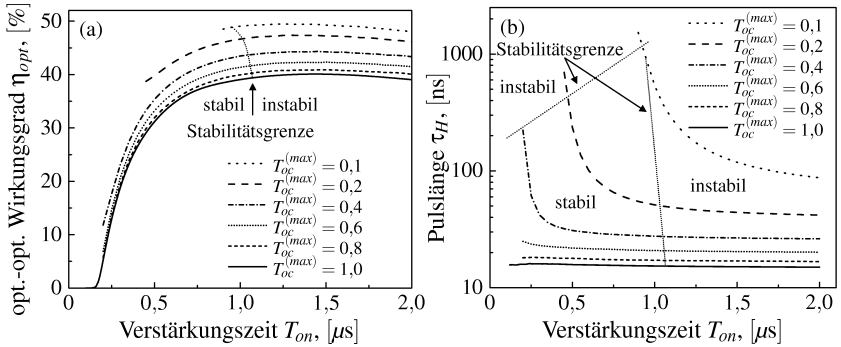


Abbildung 6.19: Einfluss des maximalen Auskoppelgrads $T_{oc}^{(max)}$ auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} (a) und die Pulsdauer τ_H (b) des Puls lasers bei einer Repetitionsrate von 100 kHz. Die Pumpleistungsdichte beträgt $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$, die Schaltzeit der Pockels-Zelle 30 ns und der minimale Auskoppelgrad 0%.

des ausgekoppelten Pulses an. Es lassen sich zwei Stabilitätsgrenzen erkennen. Die erste wird erreicht, wenn der Puls einen bestimmten Anteil der Energie aus der Scheibe extrahiert hat. Sie liegt etwa bei $T_{on} = 1 \mu\text{s}$ und verschiebt sich bei Abnahme des maximalen Auskoppelgrads zu kürzeren Verstärkungszeiten. Die zweite Grenze wird bei einem sehr geringen Auskoppelgrad erreicht. Der Puls kann nicht mehr vollständig aus dem Resonator ausgekoppelt werden und der Laser läuft instabil in einem modulierten Dauerstrichbetrieb. Durch diese beiden Stabilitätsgrenzen ist die maximale Pulsdauer, die durch Cavity-dumping erreicht werden kann, begrenzt.

6.4.2 Minimaler Auskoppelgrad $T_{oc}^{(min)}$

Durch den minimalen Auskoppelgrad kann auch während des Pulsaufbaus ständig ein bestimmter Anteil der resonatorinternen Leistung ausgekoppelt werden. Die Auswirkungen des Auskoppelgrads während der Verstärkung der Pulse auf den Wirkungsgrad wurden bereits in Kapitel 6.3.3.5 beschrieben. Hier soll kurz gezeigt werden, welchen Einfluss diese Größe auf die Pulsdauer hat. Abbildung 6.20 zeigt Ausgangspulse bei verschiedenen minimalen Auskoppelgraden und Schaltzeiten der Pockels-Zelle. Bei einer schnellen Schaltzeit der Pockels-Zelle (a) ist vor dem Schaltvorgang mit steigendem minimalen Auskoppelgrad ein zunehmender Anteil an ausgekoppelter Strahlung zu erkennen. Die Pulsspitzenleistung nimmt ab, da ein Teil der Energie bereits vor dem Schalten ausgekoppelt wurde. Wendet man streng die Definition der Pulsdauer als Halbwertsbreite an, so bleibt diese nahezu konstant. Da die Pulsform für viele Anwendungen

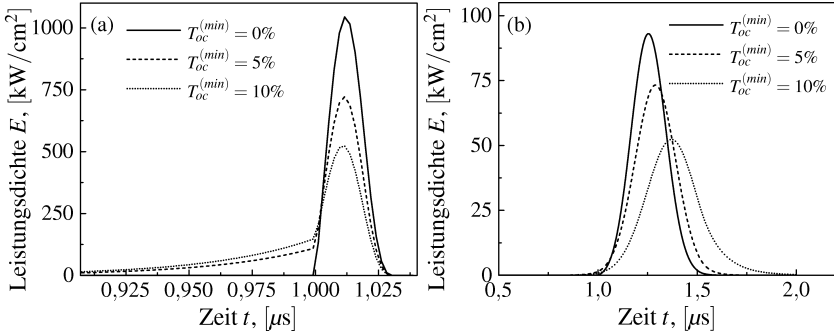


Abbildung 6.20: Einfluss des minimalen Auskoppelgrads $T_{oc}^{(min)}$ auf die Pulsform und die Pulsdauer τ_H des Puls lasers bei einer Repetitionsrate von 100 kHz und einer Schaltzeit der Pockels-Zelle von $\Delta t_s = 30 \text{ ns}$ (a) und $\Delta t_s = 500 \text{ ns}$ (b). Die Pumpleistungsdichte beträgt $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$, der maximale Auskoppelgrad 100%. Die Pockels-Zelle schaltet nach einer Verstärkungszeit von $1 \mu\text{s}$.

interessant ist, kann bei solchen Pulsen die zusätzliche Angabe von τ_{10} , der Pulslänge bei 10% der Amplitude, sinnvoll sein. Diese Pulsdauer vergrößert sich bei einer Erhöhung von $T_{oc}^{(min)}$. Bei einer langsamen Schaltzeit der Pockels-Zelle (b) nimmt auch die Halbwertsbreite der Pulse zu. Wegen des langsamen Anstiegs des Auskoppelgrads, bedingt durch die lange Schaltzeit der Pockels-Zelle, können die Pulse auch nach Ablauf der Verstärkungszeit weiter Energie aus der Scheibe extrahieren. Für die Verstärkung steht so effektiv eine längere Zeit zur Verfügung. Da mehr Energie aus der Scheibe extrahiert werden kann, verbleibt nach dem Puls weniger Energie in der Scheibe und somit weniger Verstärkung für den nächsten Puls. Daher kann sich in (b) nach der Verstärkungszeit von $1 \mu\text{s}$ noch keine hohe resonatorinterne Leistungsdichte aufbauen. Der Großteil der Energie wird während des Schaltvorgangs aus der Scheibe extrahiert.

6.4.3 Schaltzeit Δt_s

Bereits in Abbildung 6.20 ist zu erkennen, dass die Schaltzeit Δt_s einen erheblichen Einfluss auf die Pulslänge hat. In Abbildung 6.21 wird dieser Zusammenhang verdeutlicht. Eine Verlängerung der Schaltzeit bewirkt wieder eine längere Pulsdauer und eine Steigerung des opt.-opt. Wirkungsgrads. Wird die volle Viertelwellenspannung geschaltet und ist die Schaltzeit vernachlässigbar gering, so liegt die Pulsdauer im Bereich der Resonatorumlaufzeit, im dargestellten Beispiel bei etwa 5 ns. Pulsdauern von einigen 100 ns lassen sich gut mit Schaltzeiten bis in den Mikrosekundenbereich erzielen. Die maximale Schaltzeit ist bei hohen Repetitionsraten durch die Periodendauer begrenzt. Ist die

Schaltzeit zu lang, kann nicht mehr zwischen dem minimalen und maximalen Auskoppelgrad umgeschaltet werden. Bei den kurzen Schaltzeiten von 0 ns bis 10 ns dürfte die Genauigkeit des Modells an seine Grenzen stoßen.

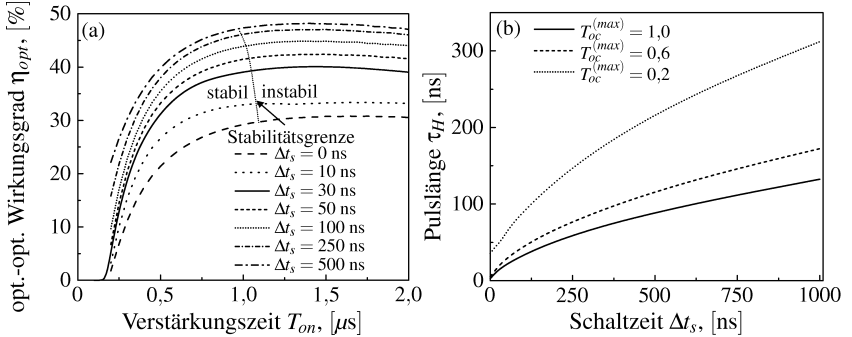


Abbildung 6.21: Einfluss der Schaltzeit Δt_s auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} (a) und die Pulsdauer τ_H (b) des Pulsasers bei einer Repetitionsrate von 100 kHz. Die Pumpleistungsdichte beträgt $4,1 \frac{kW}{cm^2}$, der minimale Auskoppelgrad 0%. In (a) beträgt der maximale Auskoppelgrad 100%, in (b) die Verstärkungszeit $1 \mu s$.

6.4.4 Resonatorlänge

Da die Resonatorlänge proportional zur Resonatorumlaufzeit ist, kann die Pulslänge mit der Resonatorlänge skaliert werden. Zwischen der Pulslänge und der Resonatorumlaufzeit besteht näherungsweise ein linearer Zusammenhang. Bei vernachlässigbar kurzen Schaltzeiten der Pockels-Zelle ist die Pulslänge der ausgekoppelten Pulse proportional zur Resonatorlänge.

6.4.5 Mögliche Pulsängen

Ein Vorteil des Prinzips des Cavity-dumpings liegt in der großen Flexibilität hinsichtlich der Pulsauern, die in einem Aufbau erzielt werden können. Durch Variation der Betriebsparameter lässt sich die Pulsdauer in einem Bereich von mehreren Größenordnungen durchstimmen. Minimale Pulsauern liegen im Bereich der Resonatorumlaufzeit und betragen wenige Nanosekunden. Durch Verringerung des Auskoppelgrads und Erhöhung der Schaltzeit der Pockels-Zelle lassen sich bei geeigneter Resonatorlänge Pulsauern bis zu einigen Mikrosekunden erreichen [33].

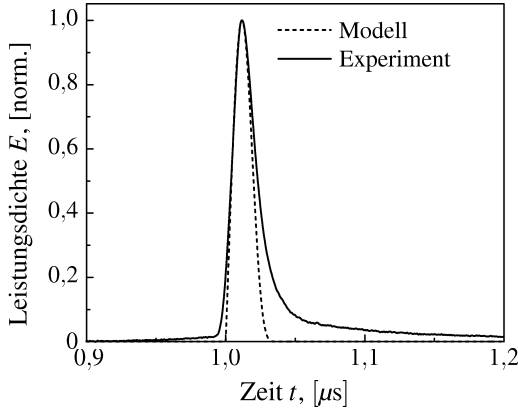


Abbildung 6.22: Ausgangspuls des Pulsasers aus Kapitel 6.1 bei einer Repetitionsrate von 100 kHz. Die Pumpleistungsdichte beträgt $4,1 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$. Der Auskoppelgrad wird zwischen $T_{oc}^{(min)} = 0$ und $T_{oc}^{(max)} = 1$ moduliert.

Einen Vergleich der berechneten und der gemessenen Pulsform des Pulsasers aus Kapitel 6.1 zeigt Abbildung 6.22 bei einer Repetitionsrate von 100 kHz. Trotz des vereinfachend linear angenommenen Anstiegs des Auskoppelgrads während des Schaltvorgangs der Pockels-Zelle lässt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment erkennen. Vor dem Schaltzeitpunkt ist eine leichte Zunahme der Leistungsdichte zu sehen, die durch die Resttransmission des TFP und die Depolarisation im Kristall der Pockels-Zelle bei Leistungen von über 100 W bemerkbar wird. Die Pulsdauer wurde mit 19 ns gemessen. Größere Unterschiede zeigen sich in der fallenden Pulsflanke, die in der Messung deutlich langsamer verläuft. Neben den Einflüssen des realen Verlaufs der Schaltspannung dürfte in dem dargestellten Fall das Modell an seine Grenzen stoßen. Gegen Ende der Pulsauskopplung erreicht der Auskoppelgrad hohe Werte bis 1, für welche die Genauigkeit des Modells begrenzt ist.

6.5 Belastung resonatorinterner Komponenten

Bei der Auslegung eines Pulsasers sind die auftretenden Belastungen der optischen Elemente zu berücksichtigen. Eine zu hohe Energiedichte kann auf optischen Schichten oder im Volumen resonatorinterner Komponenten zu Zerstörungen führen. Auch für die mittlere Leistung gibt es eine Zerstörschwelle. Darüber hinaus führt die mittlere Leistung zu einer thermischen Linse in resonatorinternen Bauteilen, was sich neben einer

Brechkraftänderung in Depolarisationsverlusten durch spannungsinduzierte Doppelbrechung bemerkbar macht. Während man bei einem Laser im Dauerstrichbetrieb oder bei einem gütegeschalteten Laser über den Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels direkt aus der ausgekoppelten mittleren Leistung auf die Belastung im Resonator schließen kann, ist dieses Vorgehen beim Cavity-dumping nicht möglich. Der Auskoppelgrad ändert sich während eines Pulszyklus. Die Leistungsdichte im Resonator kann damit nicht aus der ausgekoppelten Leistungsdichte und einem festen Auskoppelgrad bestimmt werden. Sinnvoll ist hier die Einführung eines mittleren Auskoppelgrads \bar{T}_{oc} , der durch

$$\bar{T}_{oc} = \frac{Q}{Q_r} = \frac{\int_0^{T_P} T_{oc}(t) E_r(t) dt}{\int_0^{T_P} E_r(t) dt} \quad (6.1)$$

definiert ist. Er gibt das Verhältnis von ausgekoppelter Pulsenergie Q zu der im Resonator akkumulierten Pulsenergie Q_r an. \bar{T}_{oc} ist keine konstante Größe, sondern von den Betriebsparametern abhängig. In Abbildung 6.23 ist gezeigt, wie die Verstärkungszeit T_{on} die Belastung der resonatorinternen Bauelemente beeinflusst. Bei einer geringen Verstärkungszeit ist der mittlere Auskoppelgrad konstant und liegt bei hohen Werten im Bereich von 40%. Sobald die Verstärkungszeit ausreichend lang ist, um einen großen Anteil der gespeicherten Energiedichte zu extrahieren, sinkt der mittlere Auskoppelgrad. Bei ausreichend langer Verstärkungszeit konvergiert der mittlere Auskoppelgrad \bar{T}_{oc} gegen den Wert während der Verstärkungsphase, wie es im gütegeschalteten Betrieb der Fall ist. Lange Verstärkungszeiten bei einem minimalen Auskoppelgrad von 0% stellen einen sehr kritischen Bereich dar. Dieser Zustand entspricht der Güteschaltung ohne Auskopplung. Die akkumulierte Energiedichte erreicht in der Scheibe Werte bis $100 \frac{\text{J}}{\text{cm}^2}$, was deutlich über der Zerstörschwelle der meisten optischen Beschichtungen liegt. Im instabilen Bereich kommt es durch die starken Fluktuationen der Pulsenergie zu einer zusätzlichen Überhöhung der Energiedichte. Bei einzelnen Pulsen kann sie um einen Faktor 3 bis 4 über der mittleren Energiedichte liegen.

Bei einer hohen Repetitionsrate von 1 MHz liegt die Energiedichte in einem unkritischen Bereich. Hier ist die Betrachtung der mittleren Leistungsdichte entscheidend. Bei Erreichen des maximalen Wirkungsgrads des Puls lasers liegt der mittlere Transmissionsgrad in einem ähnlichen Bereich wie der optimale Auskoppelgrad eines Dauerstrichlasers, der neben dem Koeffizienten der Kleinsignalverstärkung auch von den resonatorinternen Verlusten abhängig ist [95]. Bei dem in diesem Kapitel beschriebenen Puls laser liegt der optimale Auskoppelgrad im Dauerstrichbetrieb bei etwa 8%.

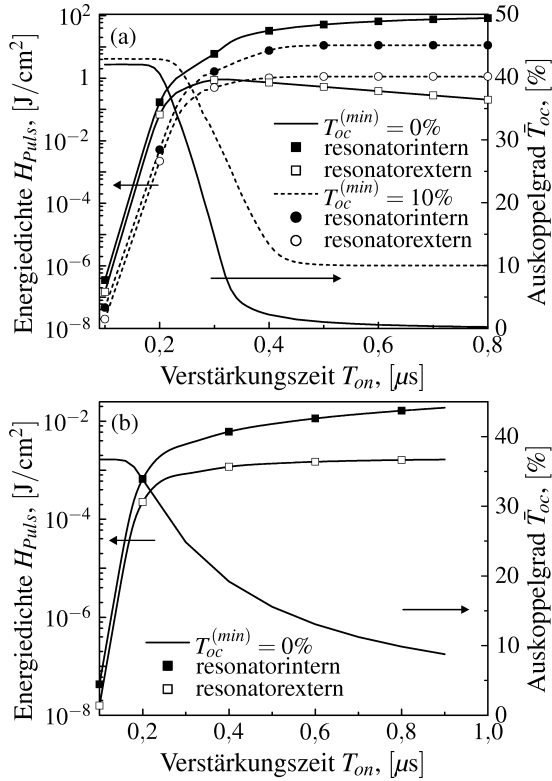


Abbildung 6.23: Einfluss der Verstärkungszeit T_{on} auf die Belastung resonatorinterner Bauelemente bei einer Repetitionsrate von 1 kHz (a) und 1 MHz (b). Die Pumplleistungs-dichte beträgt $4,1 \frac{kW}{cm^2}$.

7 Resonatorinterne Frequenzverdopplung

Pulse mit einer Pulslänge von einigen hundert Nanosekunden im grünen Spektralbereich lassen sich effizient durch resonatorinterne Frequenzverdopplung erzeugen. Die Vorstellung experimenteller Ergebnisse und die Ermittlung möglicher Laserparameter anhand des Modells aus Kapitel 3 stehen im Mittelpunkt dieses Kapitels. Während beim Cavity-dumping die Pulslänge hauptsächlich durch das Schaltverhalten der Pockels-Zelle beeinflusst wird und nahezu unabhängig ist von den Betriebsparametern des Lasers, ist hier die Pulslänge auch von Parametern wie Pumpleistungsdichte und Repetitionsrate abhängig. Diese Abhängigkeiten werden in den entsprechenden Unterkapiteln näher betrachtet.

7.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau basiert auf der Anordnung eines Lasers für den Cavity-dumping-Betrieb. Zur Frequenzkonversion wird vor einem Endspiegel des Resonators ein nichtlinearer optischer Kristall eingebaut. Abbildung 7.1 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau sowie die Umsetzung im Labor. Eine $150\text{ }\mu\text{m}$ dicke, 9%-dotierte Yb:YAG Scheibe wurde im Resonator als Umlenkspiegel eingesetzt. Der Pumpfleck mit einem Durchmesser von 4,0 mm konnte mit einer Pumpleistung von 520 W gepumpt werden. Pulsbetrieb mit resonatorinterner Frequenzverdopplung wurde sowohl mit einem elektrooptischen [12], als auch mit einem akustooptischen Modulator [96, 97] demonstriert. In der vorliegenden Arbeit wurde die Modulation mit einer Pockels-Zelle gewählt, in der ein BBO Kristall mit einer Länge von 16 mm zum Einsatz kam. Die Spannung wurde mit einem Push-Pull-Schalter zwischen 0 kV und 3 kV moduliert, was durch die Phasenverzögerung der Pockels-Zelle zu einer Transmission am TFP von 0% bzw. 26% führte. Mit dem eingesetzten Hochspannungsschalter konnte eine maximale Frequenz von 100 kHz geschaltet werden. Die Schaltzeit lag bei 300 ns. Als Kristall für die Frequenzkonversion wurde ein 7 mm langer Kristall aus Lithiumtriborat (LBO) eingesetzt, der für kritische Phasenanpassung bei Raumtemperatur geschnitten war. Über einen dichroitischen Spiegel konnte die Strahlung der zweiten Harmonischen aus dem Resonator ausgekoppelt werden.

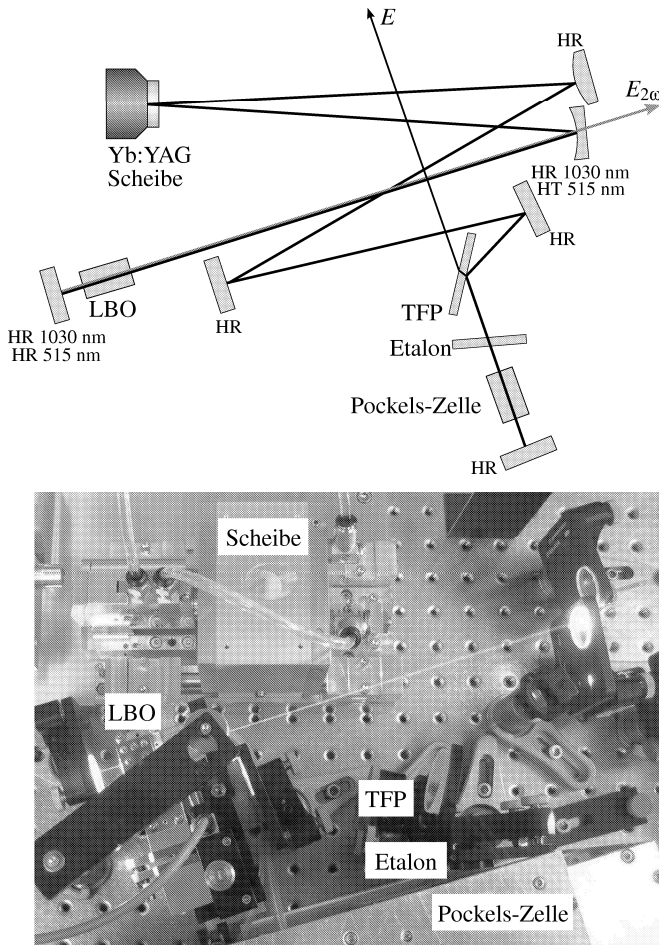


Abbildung 7.1: Aufbau des PulsLasers mit resonatorinterner Frequenzverdopplung.

Die Experimente wurden mit zwei leicht unterschiedlichen Resonatoren durchgeführt. Im ersten Aufbau betrug die Resonatorlänge 1404 mm. Da die Anpassung des Stabilitätsbereichs des Resonators nicht optimal war, bewirkte die thermische Linse der Scheibe einen mit der Pumpleistung variierenden Strahldurchmesser im LBO Kristall. Es wurde eine Zunahme von 0,8 mm auf 1,1 mm bei voller Pumpleistung gemessen. In einem zweiten Aufbau, in dem der Resonator besser an die thermische Linse der Scheibe ange-

passt war, blieb der Strahldurchmesser im LBO Kristall nahezu konstant bei 1,12 mm. Die Resonatorlänge vergrößerte sich dabei auf 1520 mm. Beide Resonatoren waren für eine Strahlqualität im Infraroten von $M^2 \approx 10$ ausgelegt. Die resonatorinternen Verluste wurden mit 1,3% abgeschätzt. Zur Einengung des Spektrums wurde in den Resonator ein Festetalon aus Quarzglas mit einer Dicke von 50 μm eingefügt. Trotz der theoretischen Transmission von 100% entstanden durch das Etalon Verluste, für die ein Wert von 0,5% angenommen wurde.

Mit schnellen Photodioden (Anstiegszeit < 500 ps) ließen sich die resonatorinterne Leistungsdichte E_r , die Leistungsdichte $E_{2\omega}$ der erzeugten Pulse bei 515 nm sowie die durch den TFP transmittierte Leistungsdichte E aufzeichnen. Abbildung 7.2 zeigt exemplarisch den Verlauf dieser Leistungsdichten bei einer Repetitionsrate von 50 kHz. Der Pulsaufbau der resonatorinternen Strahlung und damit auch des grünen Pulses wurde durch das Schalten der Pockels-Zelle bei $t = 0$ abgebrochen. Die im Resonator umlaufende infrarote Strahlung wurde durch den TFP ausgekoppelt und bildete einen Puls wie beim Cavity-dumping.

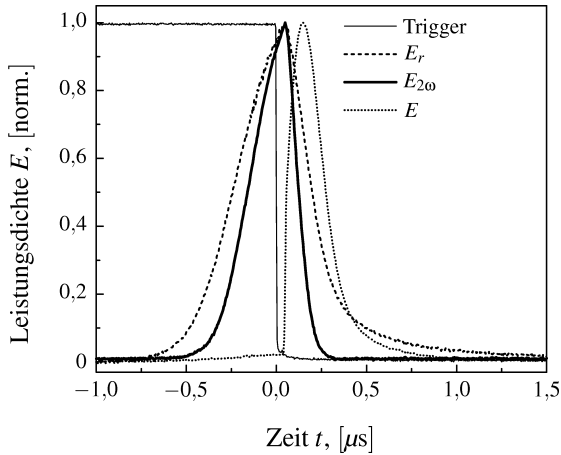


Abbildung 7.2: Leistungsdichte des PulsLasers bei einer Repetitionsrate von 50 kHz. Die Pumpleistungsdichte beträgt $2,7 \frac{\text{kW}}{\text{cm}^2}$, die Verstärkungszeit $3,2 \mu\text{s}$.

7.2 Radiale Temperaturverteilung des nichtlinearen Kristalls

Die Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung, und damit die Auskopplung der grünen Laserpulse, ist von der Phasenanpassung im nichtlinearen Kristall abhängig. Bei hohen Leistungen bildet sich durch die Absorption der Laserstrahlung im nichtlinearen Kristall und die radiale Wärmeabfuhr eine radiale Temperaturverteilung im Kristall aus, die zu einer ortsabhängigen Phasenfehlانpassung führt. Für den eingesetzten LBO mit einer Länge von 7 mm ergibt sich eine Halbwertsbreite der Temperaturakzeptanz von 9,1 K (vgl. Tabelle 5.1). Die mittlere Konversionseffizienz wird dadurch reduziert. Wie in Kapitel 7.3 gezeigt wird, ist dieser Effekt nicht zu vernachlässigen. Der Phasenunterschied Δk_T aufgrund der Temperaturverteilung ist direkt proportional zur Temperaturdifferenz und ist gegeben durch [98]

$$\Delta k_T = 2k_\omega \frac{d(n_\omega - n_{2\omega})}{dT} \Delta T. \quad (7.1)$$

Aufgrund der ortsabhängigen Phasendifferenz wird die mittlere Konversionseffizienz um den Faktor F_{SHG} reduziert, wobei $F_{SHG} \in [0, 1]$ und

$$F_{SHG}(\Delta k) = \frac{1}{\pi w_{SHG,\omega}^2} \int_0^{w_{SHG,\omega}} 2\pi r \frac{\sin^2\left((\Delta k + \Delta k_T) \frac{L_{SHG}}{2}\right)}{\left((\Delta k + \Delta k_T) \frac{L_{SHG}}{2}\right)^2} dr. \quad (7.2)$$

Unter der Annahme einer homogenen Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt stellt sich im nichtlinearen Kristall ein parabolisches Temperaturprofil ein. Für einen Absorptionskoeffizienten von $0,01\% \text{ cm}^{-1}$ bei 1030 nm und $0,1\% \text{ cm}^{-1}$ bei 515 nm sowie für eine Wärmeleitfähigkeit des LBO von $3,5 \text{ W/mK}$ [99, 100] ergibt sich bei einer Ausgangsleistung von 100 W ein Temperaturunterschied zwischen der Strahlachse und dem Strahlrand von ca. 5 K. Näherungsweise ist dieser Temperaturunterschied unabhängig von der Länge des nichtlinearen Kristalls. Da L_{SHG} aber auch im Argument der sinc-Funktion in Gleichung 7.2 auftritt, ist F_{SHG} von der Kristalllänge abhängig. Abbildung 7.3 zeigt das Verhalten von F_{SHG} bei verschiedenen Temperaturunterschieden und Kristalllängen. Mit steigender Temperaturdifferenz bzw. steigender Kristalllänge sinkt der Maximalwert von F_{SHG} . Außerdem ist zur teilweisen Kompensation der Phasendifferenz durch die radiale Temperaturverteilung eine größere negative Phasendifferenz erforderlich. Im Experiment musste daher, und wegen der absoluten Zunahme der Temperatur auf der Strahlachse, bei jeder Pumpleistung die Phasenanpassung durch Justierung des Kristalls optimiert werden. Ein kurzer Kristall ist wegen des geringeren Einflusses der radialen Temperaturverteilung vorteilhaft. Der Faktor F_{SHG} wird bei der numerischen Simulation des Pulslasers berücksichtigt. Der Einfluss dieses Faktors auf die Laserleistung wird später in Abbildung 7.5 aufgezeigt.

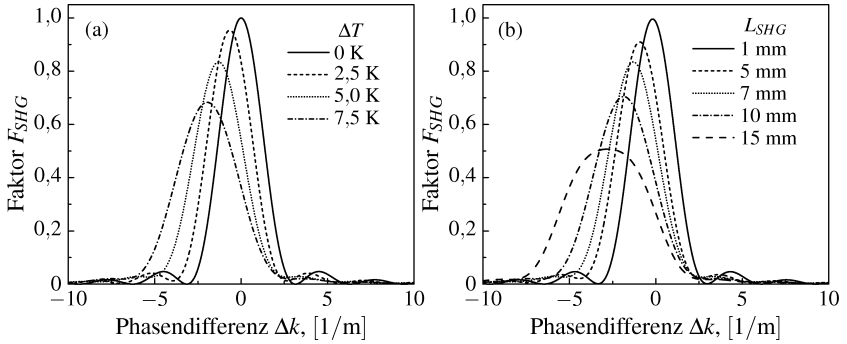


Abbildung 7.3: Einfluss der radialen Temperaturverteilung auf die Konversionseffizienz für verschiedene Werte der Temperaturdifferenz bei einer festen Kristalllänge von $L_{SHG} = 7 \text{ mm}$ (a) und bei unterschiedlichen Kristalllängen bei einer Temperaturdifferenz von $\Delta T = 5 \text{ K}$ (b).

7.3 Laserleistung

Zur numerischen Simulation der Laserleistung ist zunächst ein geeignetes Modell für die Frequenzkonversion zu wählen. In Kapitel 5.3 wurden drei Modelle zur Berechnung des nichtlinearen Auskoppelgrads durch Frequenzverdopplung vorgestellt. In Abbildung 7.4 werden diese Modelle miteinander verglichen. Bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Strahlqualitäten und Strahldurchmessern im LBO kann in guter Näherung von einer ebenen Welle ausgegangen werden. Die Modelle aus den Kapiteln 5.3.1 und 5.3.3

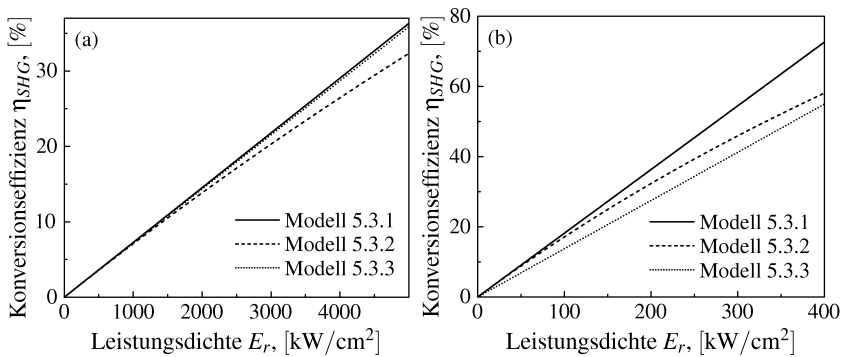


Abbildung 7.4: Vergleich der Konversionseffizienz der Modelle aus Kapitel 5.3 in Abhängigkeit von der resonatorinternen Leistungsdichte. Der Strahlradius im nichtlinearen Kristall beträgt $500 \mu\text{m}$ (a) und $100 \mu\text{m}$ (b).

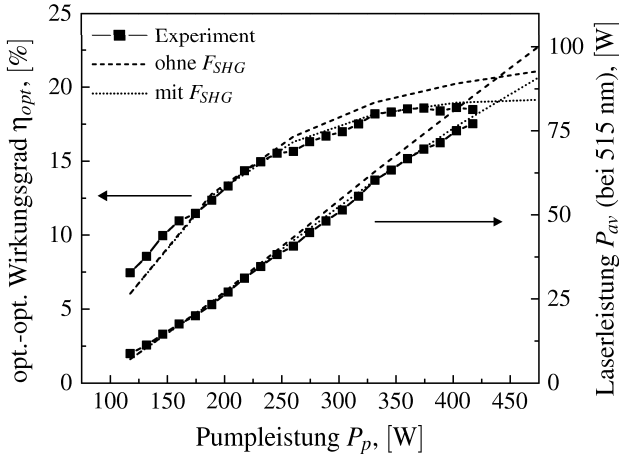


Abbildung 7.5: Mittlere Laserleistung und Wirkungsgrad des Puls lasers bei $f_p = 100$ kHz und $T_{on} = 8 \mu s$.

liefern bei einem Strahldurchmesser von 1 mm im LBO nahezu gleiche Ergebnisse. Bei kleineren Strahldurchmessern ist jedoch die Annahme einer ebenen Welle nicht mehr gültig. Besonders bei niedrigen Repetitionsraten ist mit einer Konversionseffizienz von einigen 10% zu rechnen, weshalb für die folgenden Berechnungen das Modell einer ebenen Welle mit Abnahme der Grundwelle aus Kapitel 5.3.2 herangezogen wird.

Die berechnete Ausgangsleistung des Lasers aus Kapitel 7.1 wird in Abbildung 7.5 mit experimentellen Werten verglichen. Die Simulation der Laserleistung mit und ohne Berücksichtigung des Faktors F_{SHG} zeigt den Einfluss der in Kapitel 7.2 diskutierten radialen Temperaturverteilung. Mit steigender Laserleistung bewirkt die Temperaturerhöhung im LBO eine Reduktion der Wandlungseffizienz. Unter Berücksichtigung dieses Effekts ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment. In dem Aufbau aus Kapitel 7.1 konnte eine mittlere Laserleistung von 75 W bei der zweiten Harmonischen erzielt werden. Wie aus Abbildung 7.6 ersichtlich, hängt die Pulslänge stark von der Pumpleistung ab. Die Pulslänge nimmt bei 515 nm mit steigender Pumpleistung von 500 ns auf 800 ns zu. Das Verhältnis Pulslänge der Grundwelle zur Pulslänge der zweiten Harmonischen liegt etwa bei $\sqrt{2}$, wie es bei der Frequenzkonversion eines gaußförmigen Pulses zu erwarten ist. Durch Anpassung der Verstärkungszeit ist es jedoch möglich, eine konstante Pulslänge über den gesamten Pumpleistungsbe reich zu erzielen. Abbildung 7.7 zeigt, wie dadurch bei verschiedenen Repetitionsraten eine konstante Pulslänge von $\tau_H = 300$ ns erreicht werden konnte. Mit einer Zunahme

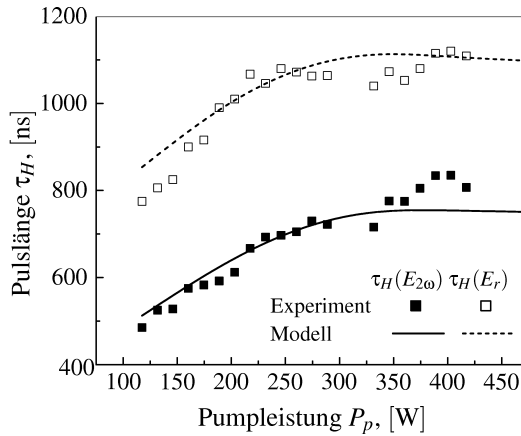


Abbildung 7.6: Pulslänge der ausgekoppelten grünen und der resonatorinternen Pulse bei $f_P = 100 \text{ kHz}$ und $T_{on} = 8 \mu\text{s}$.

der Verstärkung in der Scheibe, was durch eine Erhöhung der Pumpleistung und einer Reduktion der Repetitionsrate erreicht wird, ist eine kürzere Verstärkungszeit ausreichend, um eine konstante Pulslänge zu erzielen. Eine mittlere Leistung von über 100 W konnte in diesem Aufbau demonstriert werden.

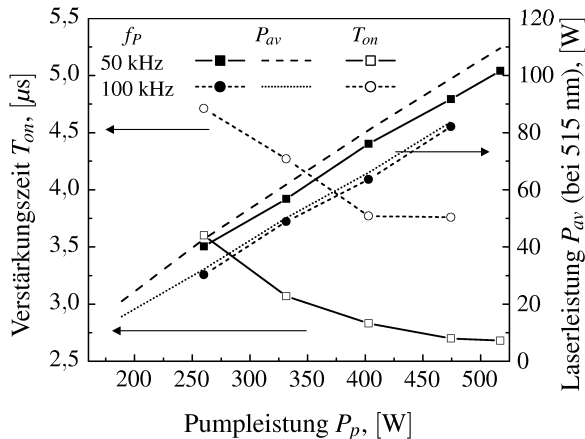


Abbildung 7.7: Mittlere Laserleistung und erforderliche Verstärkungszeit, um eine Pulslänge von 300 ns zu erreichen. Kurven mit Symbolen kennzeichnen experimentelle Werte, Kurven ohne Symbole Simulationen.

7.4 Variation der Betriebsparameter

Wie bereits in Kapitel 7.3 ersichtlich, sind die Parameter des Ausgangsstrahls stark von den Betriebsparametern des Lasers abhängig. In diesem Kapitel werden nacheinander verschiedene Parameter variiert und ihre Auswirkungen auf die Eigenschaften des Laserstrahls untersucht. Basis ist der in Kapitel 7.1 beschriebene Aufbau. Soweit nicht anders angegeben beträgt die Pumpleistungsdichte $E_p = 3,8 \text{ kW/cm}^2$, die maximale Auskopplung durch die Pockels-Zelle $T_{oc}^{(max)} = 0,26$ und die Schaltzeit der Pockels-Zelle $\Delta t_s = 300 \text{ ns}$. Simulationsrechnungen sollen die Grenzen dieser Art der Pulserzeugung aufzeigen.

7.4.1 Einfluss der Repetitionsrate

Betrachtet man den Wirkungsgrad bei verschiedenen Repetitionsraten, so lässt sich ein eindeutiger Maximalwert bestimmen (siehe Abbildung 7.8). Die Repetitionsrate für maximalen Wirkungsgrad ist, wie in Kapitel 7.4.4 gezeigt wird, von der Konversionseffizienz abhängig. Bei der Länge des eingesetzten LBO Kristalls und Strahldurchmessers liegt diese etwa bei $f_p = 10 \text{ kHz}$. Trotz der resonatorinternen Verluste von 1,8% ist ein Wirkungsgrad von 40% möglich. Auffällig ist, dass die Stabilität des Puls lasers bei allen Repetitionsraten und nahezu allen Verstärkungszeiten gewährleistet ist. Zwar nimmt mit zunehmender Verstärkungszeit der Minimalwert von ϕ' ab, erreicht aber nur bei sehr langen Verstärkungszeiten die Stabilitätsgrenze. Durch die nichtlineare Auskopplung

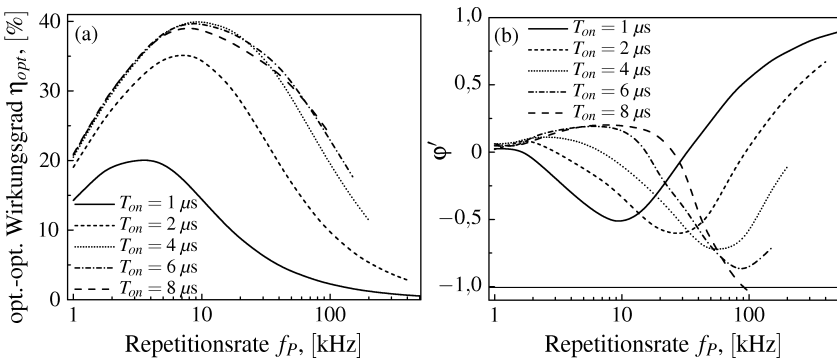


Abbildung 7.8: Einfluss der Repetitionsrate f_p auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} (a) und die Stabilität des Puls lasers (b) bei verschiedenen Verstärkungszeiten.

der Frequenzkonversion werden Instabilitäten deutlich unterdrückt. Bei einer Repetitionsrate von 50 kHz wird für die Pulsenergie eine Standardabweichung $< 1\%$ gemessen.

7.4.2 Einfluss der Verstärkungszeit

Die Auswirkungen der Verstärkungszeit auf den opt.-opt. Wirkungsgrad und die Stabilität des Pulsasers sind in Abbildung 7.9 dargestellt. Eine Vergrößerung der Verstärkungszeit führt zunächst zu einer starken Zunahme des Wirkungsgrads. Bei Repetitionsraten über 100 kHz reicht die maximale Verstärkungszeit nicht aus, um genug Leistungsdichte für eine effiziente Frequenzkonversion aufzubauen. Eine höhere Konversionseffizienz wäre erforderlich. Mit steigender Repetitionsrate sinkt die resonatorinterne Leistungsdichte und damit auch die nichtlineare Auskopplung. Infolgedessen nimmt der Minimalwert von ϕ' betragsmäßig größere Werte an. Bei einer Repetitionsrate von 100 kHz wird bei langen Verstärkungszeiten die Stabilitätsgrenze überschritten. Bei niedrigen Repetitionsraten und langen Verstärkungszeiten hingegen ist $\phi' \approx 0$, was auf eine hohe Unempfindlichkeit der Pulsenergie auf äußere Störeinflüsse schließen lässt. Die Abbildungsvorschrift ϕ , die für $f_P = 10$ kHz in Abbildung 7.10 zu sehen ist, besitzt bei einer kurzen Verstärkungszeit von $0,5 \mu\text{s}$ und bei langen Verstärkungszeiten in der Ruhelage eine waagerechte Tangente. Im Gegensatz zum Cavity-dumping zeigt die Abbildungsvorschrift zwischen diesen beiden Extrempunkten keinen steilen Abfall mit einer großen negativen Steigung.

Die Verstärkungszeit ist darüberhinaus eine Größe, mit der die Pulslänge des Lasers eingestellt werden kann. Wie sich die Pulslänge und -form bei Variation der Verstär-

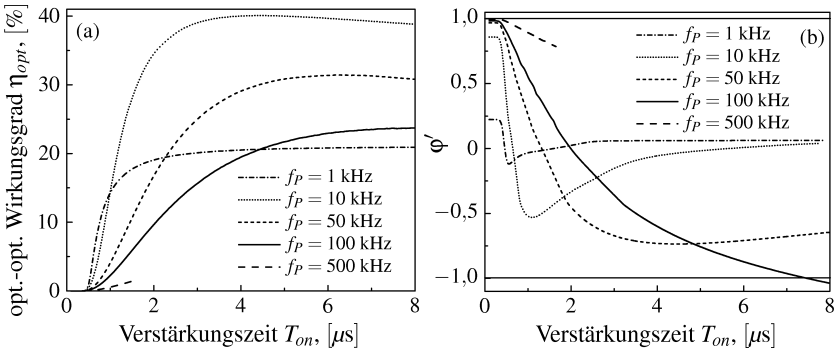


Abbildung 7.9: Einfluss der Verstärkungszeit T_{on} auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} (a) und die Stabilität des Pulsasers (b) bei verschiedenen Repetitionsraten.

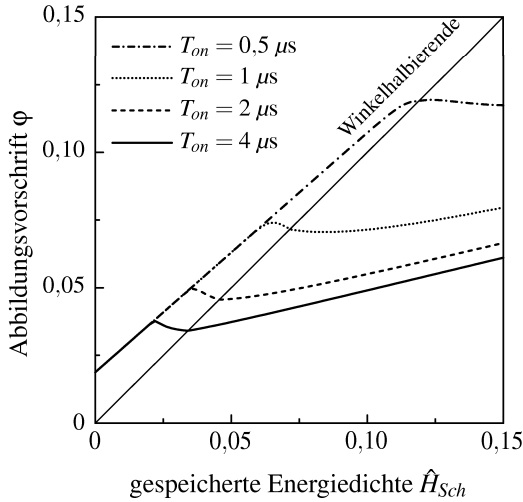


Abbildung 7.10: Abbildungsvorschrift φ bei einer Repetitionsrate von $f_p = 10$ kHz und verschiedenen Verstärkungszeiten.

kungszeit ändert, ist in Abbildung 7.11 dargestellt, wobei in (a) die gemessenen, in (b) die berechneten Pulse zu sehen sind. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen dem Modell und den Experimenten. Mit zunehmender Verstärkungszeit nimmt auch die Zeit, die für den Pulsaufbau erforderlich ist, zu, ein Zeichen dafür, dass die Verstärkung in der Scheibe abnimmt. Diesen Zusammenhang zeigt Abbildung 7.12. Die Verstärkung

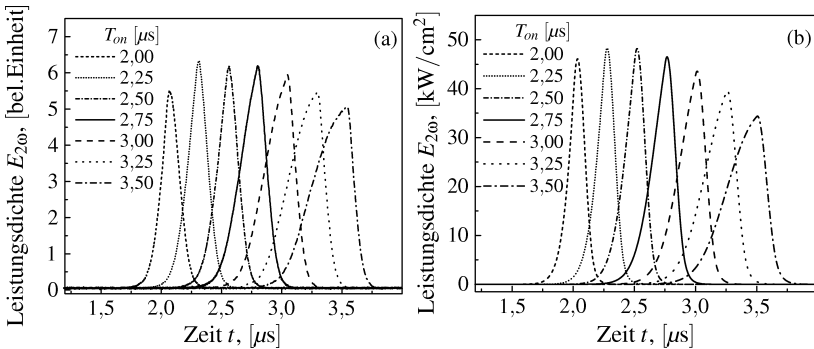


Abbildung 7.11: Gemessene (a) und berechnete (b) Pulsform bei Variation der Verstärkungszeit. Die Repetitionsrate beträgt $f_p = 50$ kHz, die Pumplleistungsdichte $E_p = 2,7$ kW/cm².

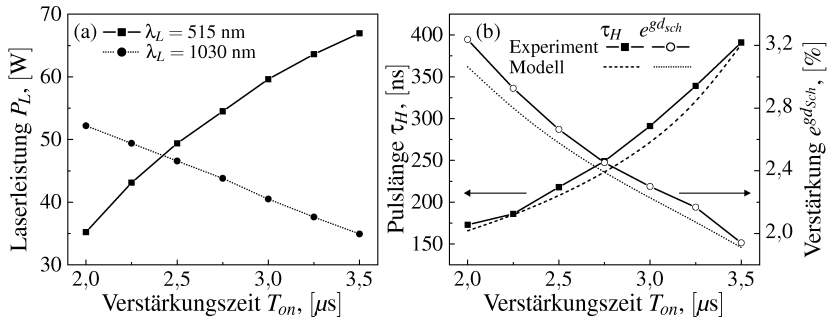


Abbildung 7.12: Einfluss der Verstärkungszeit auf die ausgekoppelte Laserleistung (a) bei 1030 nm (durch den TFP) und 515 nm sowie auf die Pulslänge und Verstärkung in der Scheibe zu Beginn eines Pulszyklus (b). Die Repetitionsrate beträgt $f_p = 50$ kHz, die Pumpleistungsdichte $E_p = 2,7$ kW/cm².

im Einfachdurchgang durch die Scheibe liegt zu Beginn des Pulszyklus bei einer Verstärkungszeit von $T_{on} = 2 \mu$ s bei über 3%, für $T_{on} = 3,5 \mu$ s ist sie auf unter 2% gesunken. Grund dafür ist die Zunahme der aus der Scheibe extrahierten Leistung. Bei niedrigen Verstärkungszeiten konnte nur ein geringer Teil der resonatorinternen Leistungsdichte konvertiert werden. Die verbleibende Leistung wird beim Schalten der Pockels-Zelle über den TFP ausgekoppelt. Mit zunehmender Verstärkungszeit nimmt die durch den TFP transmittierte Leistung bei 1030 nm ab, während die Leistung bei 515 nm sowie die Summe der aus der Scheibe extrahierten Leistung zunimmt. Als Folge davon steigt die Pulslänge mit zunehmender Verstärkungszeit. Nur durch Variation der Verstärkungszeit von 2μ s bis 6μ s konnte bei einer Repetitionsrate von $f_p = 50$ kHz eine Pulslänge zwischen 170 ns und 900 ns eingestellt werden.

7.4.3 Einfluss der Verstärkung pro Resonatorumlauf

Analog zu Kapitel 6.3.3 sollen die Haupteinflussgrößen auf die Gesamtverstärkung pro Resonatorumlauf wie Pumpleistungsdichte, Durchgangszahl und Anzahl der Scheiben, resonatorinterne Verluste und Verstärkungsreduktion durch Spatial-hole-burning und transversale Modenstruktur im Folgenden näher untersucht werden.

7.4.3.1 Pumpleistungsdichte

Eine Steigerung der Pumpleistungsdichte führt zunächst zu einer Zunahme des opt.-opt. Wirkungsgrads. Abbildung 7.13 zeigt, welchen Einfluss die Pumpleistungsdichte

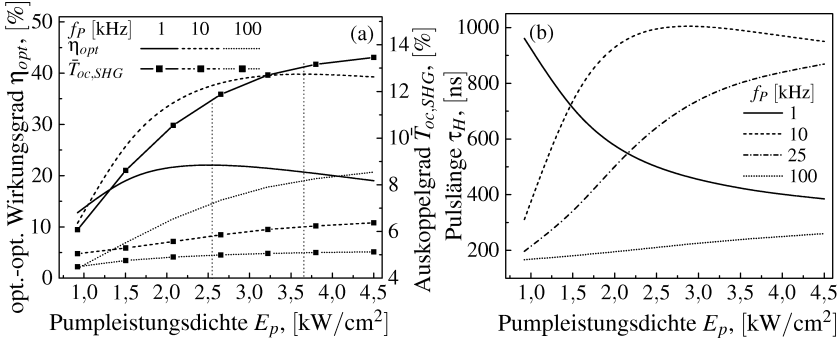


Abbildung 7.13: Einfluss der Pumplleistungsdichte auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} und den mittleren Auskoppelgrad $\bar{T}_{oc,SHG}$ (a) sowie auf die Pulslänge τ_H (b). Die Verstärkungszeit beträgt $T_{on} = 4 \mu\text{s}$.

auf den Wirkungsgrad, den mittleren Auskoppelgrad und die Pulsdauer hat. Bei niedrigen Repetitionsraten zeigt sich ein maximaler Wirkungsgrad, der sich mit abnehmender Repetitionsrate zu kleineren Werten der Pumplleistungsdichte verschiebt. Grund dafür liefert der mittlere Auskoppelgrad der frequenzkonvertierten Strahlung $\bar{T}_{oc,SHG}$. Er ist analog zu Gleichung 6.1 definiert. Anhand des Wirkungsgrads lässt sich ein optimaler mittlerer Auskoppelgrad bestimmen, der von der Repetitionsrate abhängig ist. Bei $f_p = 1 \text{ kHz}$ liegt er bei etwa 12%, bei $f_p = 10 \text{ kHz}$ beträgt er ca. 6%. Bei $f_p = 100 \text{ kHz}$ ist die Konversionseffizienz und damit der mittlere Auskoppelgrad so gering, dass der maximale Wirkungsgrad auch bei höchsten untersuchten Pumplleistungsdichten nicht mehr erreicht wird. Bei der Pulslänge zeigt sich ein stark von der jeweiligen Repetitionsrate abhängiges Verhalten. Bei niedrigen Repetitionsraten im Bereich von 1 kHz nimmt die Pulsdauer mit steigender Pumplleistungsdichte ab. Der Puls wird durch das Schaltelement erst auf der abfallenden Pulsflanke unterbrochen. Durch die größere Verstärkung bei höheren Pumplleistungsdichten kann sich der Puls schneller im Resonator aufbauen, wodurch Pulse mit kürzer Pulsdauer erzeugt werden. Bei höheren Repetitionsraten wird hingegen der Pulsaufbau durch das Schalten der Pockels-Zelle unterbrochen. Eine Erhöhung der Verstärkung der Scheibe führt somit zu einem schnelleren Pulsaufbau und damit bei gleicher Verstärkungszeit zu einer größeren Pulsdauer.

7.4.3.2 Durchgangszahl und Anzahl der Scheiben

Maßgebend für den Wirkungsgrad und die Pulslänge ist das Produkt aus Anzahl an Durchgängen durch die Scheibe pro Resonatorumlauf und Anzahl der Scheiben. Es ist daher, wie in Kapitel 6.3.3.2 beschrieben, ausreichend nur M_r zu betrachten. Um Einflüs-

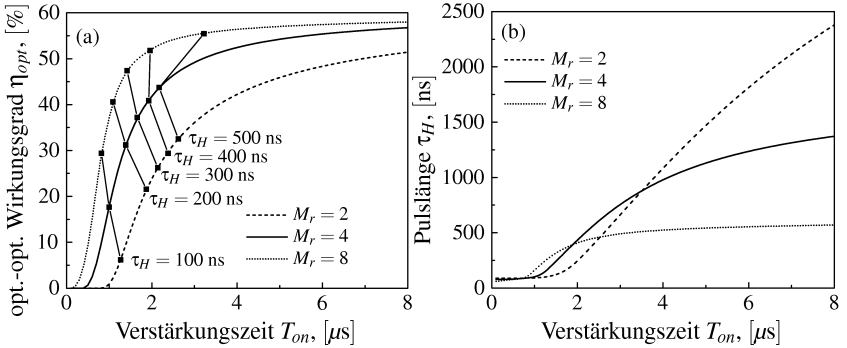


Abbildung 7.14: Einfluss der Durchgangszahl durch die Scheibe M_r auf den opt.-opt. Wirkungsgrad (a) und die Pulsdauer (b) bei einer Repetitionsrate von 10 kHz. Die resonatorinternen Verluste wurden hierbei vernachlässigt.

se, die sich aus der Veränderung des Verhältnisses von Verstärkung zu Verlust ergeben, auszuschließen, werden die resonatorinternen Verluste für diese Betrachtung vernachlässigt. Abbildung 7.14 zeigt, wie die Durchgangszahl M_r den Wirkungsgrad und die Pulslänge beeinflusst. In 7.14 (a) sind zusätzlich Kurven konstanter Pulslänge eingezeichnet. Eine hohe Durchgangszahl ist zum Erreichen eines hohen Wirkungsgrads zweckmäßig, besonders wenn sehr kurze Pulsdauern erzeugt werden sollen. Zur Erzeugung langer Pulse mit Pulsängen von einigen Mikrosekunden ist eine niedrige Durchgangszahl hilfreich, jedoch ist dies mit einem reduzierten Wirkungsgrad verbunden. Anders sieht es dagegen bei höheren Repetitionsraten aus, wie Abbildung 7.15 für $f_p = 100$ kHz zeigt.

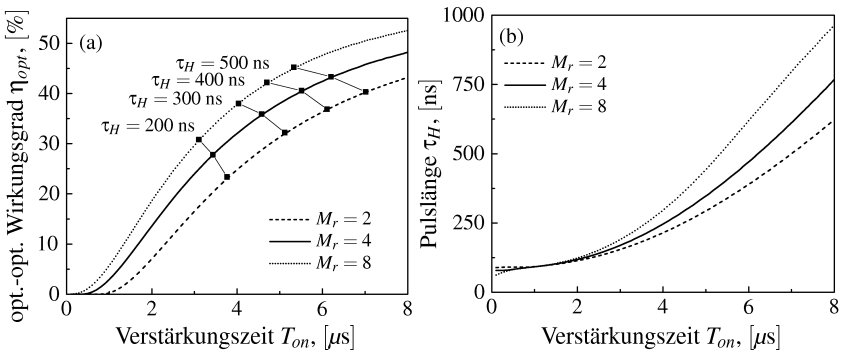


Abbildung 7.15: Einfluss der Durchgangszahl durch die Scheibe M_r auf den opt.-opt. Wirkungsgrad (a) und die Pulsdauer (b) bei einer Repetitionsrate von 100 kHz. Die resonatorinternen Verluste wurden hierbei vernachlässigt.

Da bei der betrachteten Wandlungseffizienz der Pulsaufbau durch das Schaltelement abgebrochen wird, ist hier ein Aufbau mit viel Verstärkung auch zur Erzeugung langer Pulse besser geeignet. Zwar sind die Pulslängen für eine konstante Verstärkungszeit bei einer niedrigen Durchgangszahl geringer, aber eine bestimmte Pulslänge lässt sich mit einer höheren Durchgangszahl effizienter erzeugen. Generell ist eine große Durchgangszahl bzw. eine hohe Anzahl an Scheiben im Resonator ein wichtiges Designkriterium, um eine hohe Effizienz auch bei sehr kurzen Pulslängen zu gewährleisten.

7.4.3.3 Resonatorinterne Verluste

Für den effizienten Pulsbetrieb spielen die resonatorinternen Verluste L_{int} eine entscheidende Rolle. Die Abbildungen 7.16 und 7.17 zeigen den opt.-opt. Wirkungsgrad des Pulsasers bei verschiedenen Repetitionsraten und resonatorinternen Verlusten. Mit steigender Repetitionsrate und damit abnehmendem mittleren Auskoppelgrad $T_{oc,SHG}$ sind die Verluste eine zunehmend kritische Größe. Bei einer Repetitionsrate von 100 kHz liegt der mittlere Auskoppelgrad bei wenigen Prozent (vgl. Abbildung 7.13 (a)), so dass sich Verluste ähnlicher Größe besonders dramatisch auswirken. Bei Verlusten von 5% sinkt der Wirkungsgrad auf unter 10%, während bei verschwindenden Verlusten noch eine Effizienz von bis zu 50% theoretisch möglich wäre. Die resonatorinternen Verluste beeinflussen zusätzlich die Stabilität des Pulsasers. Mit zunehmenden Verlusten wird die Stabilitätsgrenze bei $f_P = 100$ kHz immer früher überschritten. Dies liegt an der Abnahme der resonatorinternen Leistungsdichte und damit der stabilisierend wirkenden nichtlinearen Auskopplung. Durch die höhere Verstärkung pro Resonatorumlauf und die höhere resonatorinterne Leistungsdichte bei geringen Verlusten nimmt die Puls-

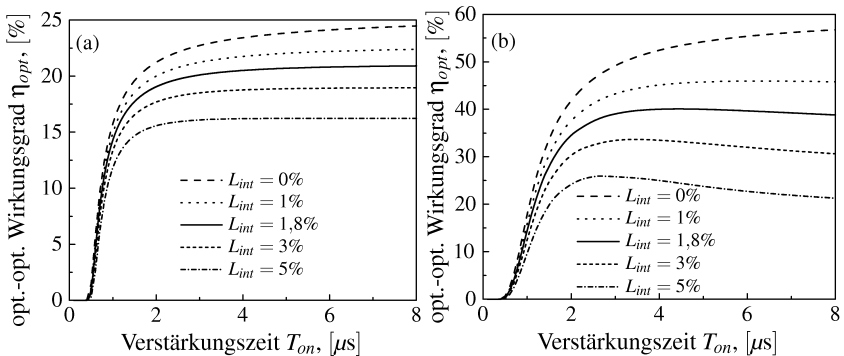


Abbildung 7.16: Einfluss der resonatorinternen Verluste L_{int} auf den opt.-opt. Wirkungsgrad bei einer Repetitionsrate von 1 kHz (a) und 10 kHz (b).

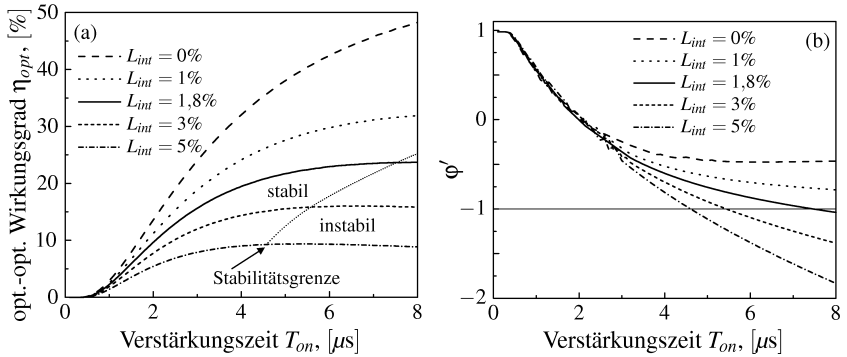


Abbildung 7.17: Einfluss der resonatorinternen Verluste L_{int} auf den opt.-opt. Wirkungsgrad (a) und die Stabilität des Pulsasers (b) bei einer Repetitionsrate von 100 kHz.

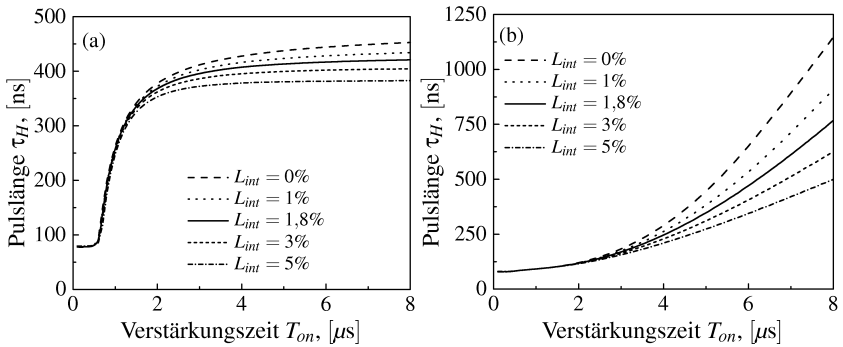


Abbildung 7.18: Einfluss der resonatorinternen Verluste L_{int} auf die Pulslänge bei einer Repetitionsrate von 1 kHz (a) und 100 kHz (b).

länge größere Werte an als bei höheren Verlusten. Diesen Zusammenhang zeigt Abbildung 7.18 für die Repetitionsraten 1 kHz und 100 kHz.

7.4.3.4 Verstärkungsreduktion V

Für niedrige Repetitionsraten, wie in Abbildung 7.19 für 1 kHz dargestellt, zeigt sich bei der Verstärkungsreduktion durch Spatial-hole-burning und transversale Modenstruktur prinzipiell ein gleiches Verhalten wie bei den in Kapitel 7.4.3.3 beschriebenen resonatorinternen Verlusten. Mit zunehmender Verstärkungsreduktion V kann die gespeicherte Energie weniger effizient aus der Scheibe extrahiert werden. Die Pulsdauer wird durch

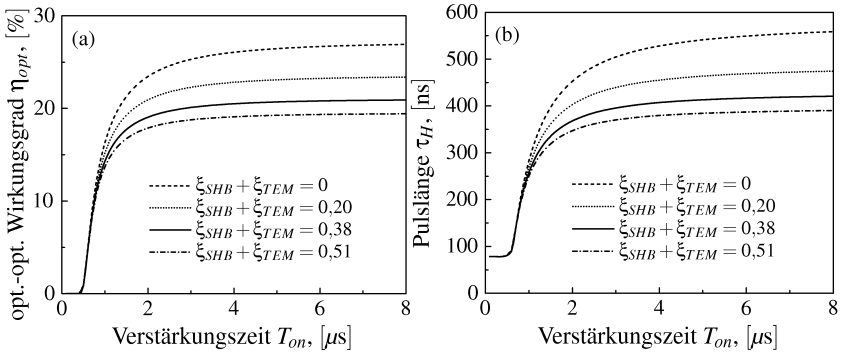


Abbildung 7.19: Einfluss der Verstärkungsreduktion durch Spatial-hole-burning und transversale Modenstruktur V auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} (a) und die Pulsdauer τ_H (b) des Pulslasers bei einer Repetitionsrate von 1 kHz.

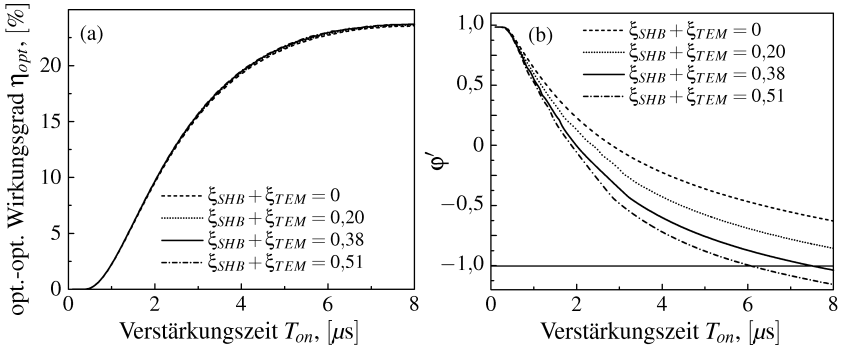


Abbildung 7.20: Einfluss der Verstärkungsreduktion durch Spatial-hole-burning und transversale Modenstruktur V auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} (a) und die Stabilität (b) des Pulslasers bei einer Repetitionsrate von 100 kHz.

die Verstärkungsreduktion ebenfalls deutlich reduziert. Anders stellt sich dieser Zusammenhang bei hohen Repetitionsraten dar. Abbildung 7.20 zeigt den opt.-opt. Wirkungsgrad sowie die Stabilität des Pulslasers bei einer Repetitionsrate von 100 kHz. Bei dieser Repetitionsrate ist die Energieextraktion aus der Scheibe gering, die Verstärkungsreduktion V ist entsprechend niedrig. Die Pulsdauer ist bei geringer Verstärkungsreduktion nur geringfügig kürzer als bei hoher Verstärkungsreduktion. Auf den Wirkungsgrad, genau wie auf die nicht dargestellte Pulsdauer, ist der Einfluss der Verstärkungsreduktion V sehr gering. Jedoch zeigen sich Auswirkungen auf die Stabilität des Pulslasers. Die Stabilitätsgrenze wird bei einer hohen Verstärkungsreduktion früher überschritten.

7.4.4 Einfluss der Wandlungseffizienz

Eine der wichtigsten Größen zur Beeinflussung der Laserparameter ist die Wandlungseffizienz. Durch das Einstellen der nichtlinearen Auskopplung wird außer dem Wirkungsgrad und der Pulsdauer insbesondere auch die Stabilität des Pulsasers bestimmt. Neben der Wahl des Kristallmaterials sind vor allem die Länge des nichtlinearen Kristalls L_{SHG} sowie der Strahlradius in diesem Kristall $w_{SHG,\omega}$ die wichtigsten Parameter zur Einstellung der Wandlungseffizienz. Im Folgenden wird die Variation des Strahldurchmessers $w_{SHG,\omega}$ als Maß für die Variation der Wandlungseffizienz herangezogen. Abbildung 7.21 zeigt, wie sich die Konversionseffizienz auf die Stabilität des Pulsasers auswirkt. Exemplarisch ist eine Repetitionsrate von 100 kHz dargestellt. Bei Strahlradien im nichtlinearen Kristall von einigen Millimetern, was einer sehr geringen Wandlungseffizienz entspricht, bleibt der Laser durch die schwache nichtlineare Auskopplung nahezu unbeeinflusst und die Werte von ϕ' entsprechen denen eines Lasers im Cavity-dumping-Betrieb ohne resonatorinterne Frequenzverdopplung. Mit zunehmender Verstärkungszeit nimmt die Steigung von ϕ größere negative Werte an und überschreitet die Grenze zum instabilen Regime. Bei sehr kleinen Strahldurchmessern $w_{SHG,\omega}$ mit einer hohen Konversionseffizienz befindet sich der Pulsaser stets in einem stabilen Betriebszustand.

Zu jeder Repetitionsrate lässt sich eine optimale Wandlungseffizienz bestimmen, bei welcher der Laser seinen maximalen Wirkungsgrad erreicht. Abbildung 7.22 verdeutlicht diesen Zusammenhang. Mit zunehmendem Konversionsgrad verschiebt sich die

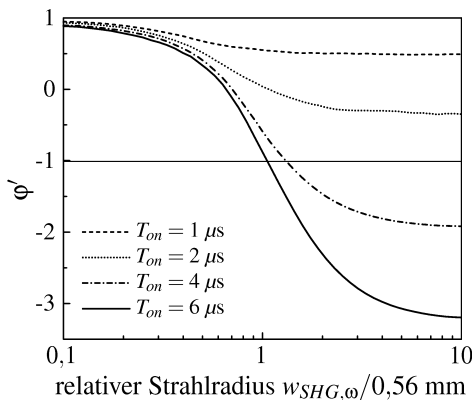


Abbildung 7.21: Stabilität des Pulsasers in Abhängigkeit des Strahldurchmessers im nichtlinearen Kristall bei verschiedenen Verstärkungszeiten. Die Repetitionsrate beträgt 100 kHz.

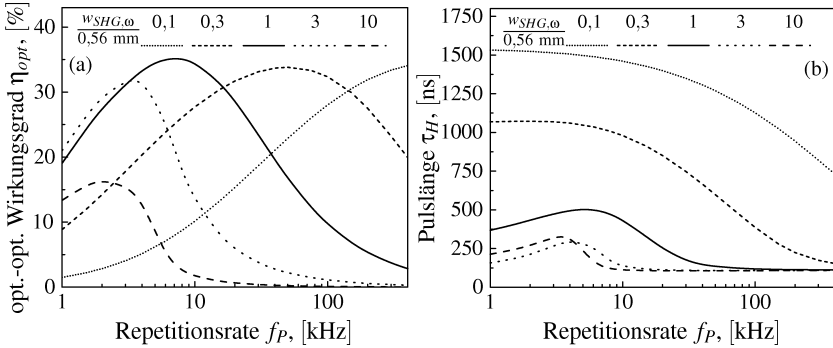


Abbildung 7.22: Einfluss der Repetitionsrate f_P auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} (a) und die Pulslänge τ_H (b) bei verschiedenen relativen Strahldurchmessern $w_{SHG,\omega}/0,56 \text{ mm}$. Die Verstärkungszeit beträgt $T_{on} = 2 \mu\text{s}$.

Wiederholrate mit maximaler Effizienz zu höheren Werten. Repetitionsraten von einigen Kilohertz bis zu mehreren hundert Kilohertz lassen sich durch Anpassung der Wandlungseffizienz mit annähernd gleichem maximalen Wirkungsgrad erzeugen, wobei eine Erhöhung der nichtlinearen Auskopplung in der Regel immer mit einer Zunahme der Pulsdauer verbunden ist.

7.4.5 Einfluss der Resonatorlänge

Beim Cavity-dumping ist die Pulslänge bei vernachlässigbarer Schaltzeit des optischen Schalters direkt proportional zur Resonatorlänge. Im Pulsbetrieb mit resonatorinterner Frequenzverdopplung ist dies nicht mehr der Fall. Je nach Resonatorlänge ändert sich die Leistungsdichte im Resonator und damit die nichtlineare Auskopplung. In den Abbildungen 7.23 und 7.24 sind der opt.-opt. Wirkungsgrad und die Pulslänge bei einer Repetitionsrate von 1 kHz bzw. 100 kHz dargestellt. Bei einer Repetitionsrate von 1 kHz ist mit einem längeren Resonator eine höhere Effizienz zu erzielen. Dies liegt daran, dass die Konversionseffizienz des Aufbaus für eine Repetitionsrate von 10 kHz optimal ist. Bei niedrigeren Repetitionsraten kann mit langen Pulsen, die in einem längeren Resonator erzeugt werden, durch die resultierende niedrigere nichtlineare Auskopplung eine höhere Effizienz erreicht werden. Selbst bei einem Faktor von 6 in der Variation der Resonatorlänge liegt zwischen den erzeugten Pulsdauern nur ein Faktor von 2. Bei einer Repetitionsrate von 100 kHz sieht es mit der zu geringen Konversionseffizienz anders aus. Hier ist durch kürzere Pulse eine deutliche Steigerung des Wirkungsgrads möglich. Zur Erzeugung kurzer Pulse mit ca. 100 ns Pulsdauer ist daher die Reduktion der Reso-

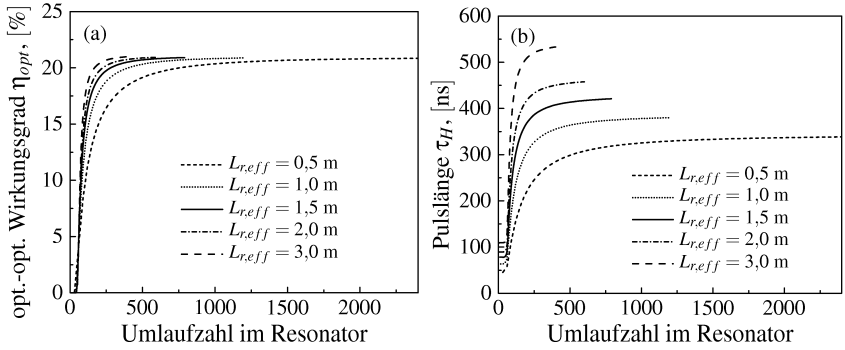


Abbildung 7.23: Einfluss der Resonatorlänge L_{eff} auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} (a) und die Pulsdauer τ_H (b) des Puls lasers bei einer Repetitionsrate von 1 kHz.

natorlänge von entscheidender Bedeutung. Trotz der recht hohen resonatorinternen Verluste kann diese Pulslänge bei einer Resonatorlänge von 0,5 m mit einem Wirkungsgrad von etwa 25% erzeugt werden. Durch zusätzliche Anpassung der Konversionseffizienz und der Schaltzeit der Pockels-Zelle lässt sich der Wirkungsgrad bei dieser Pulslänge weiter optimieren.

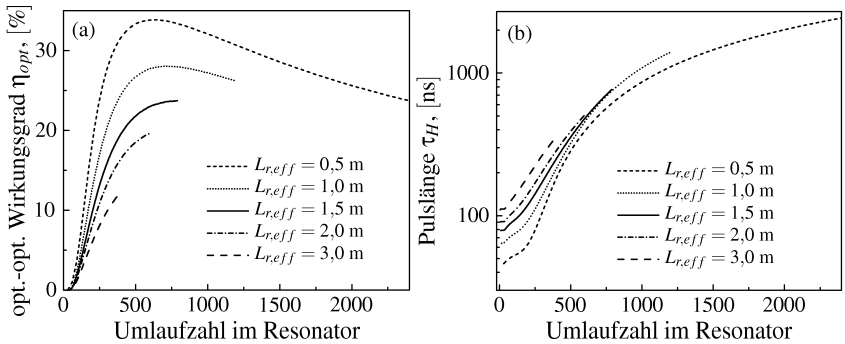


Abbildung 7.24: Einfluss der Resonatorlänge L_{eff} auf den opt.-opt. Wirkungsgrad η_{opt} (a) und die Pulsdauer τ_H (b) des Puls lasers bei einer Repetitionsrate von 100 kHz.

7.5 Pulslänge

Durch die maximale Transmission beim Auskoppeln der Pulse sowie durch die Schaltzeit der Pockels-Zelle kann beim Cavity-dumping die Pulslänge in weiten Bereichen geändert werden. Wie sich diese beiden Größen bei der resonatorinternen Frequenzverdopplung auswirken und welche Pulslängen in einem solchen Aufbau prinzipiell erzeugt werden können, wird im Folgenden beschrieben.

7.5.1 Einfluss von $T_{oc}^{(max)}$ und Δt_s

Die Auswirkungen der maximalen Transmission und Schaltzeit des optischen Schalters im Resonator sind in Abbildung 7.25 für eine Repetitionsrate von 100 kHz dargestellt. Bei niedrigeren Repetitionsraten haben diese beiden Größen nahezu keinen Effekt auf den Wirkungsgrad und die Pulsdauer des Lasers, da der Schaltzeitpunkt üblicherweise weit auf der abfallenden Pulsflanke liegt und nur noch eine geringe resonatorinterne Leistungsdichte vorhanden ist. Bei höheren Repetitionsraten zeigen sich durchaus Einflüsse, da hier der Pulsaufbau durch den Schalter unterbrochen wird. Mit zunehmender Verstärkungszeit wird statt der ansteigenden die abfallende Pulsflanke durch den Schalter beschnitten, so dass die Eigenschaften des Schalters an Bedeutung verlieren. Sollen jedoch sehr kurze Pulse erzeugt werden, sind ein großer maximaler Auskoppelgrad für die resonatorinterne Leistung und eine kurze Schaltzeit entscheidend, um die Verstärkungszeit und damit den Wirkungsgrad so groß wie möglich halten zu können. Die

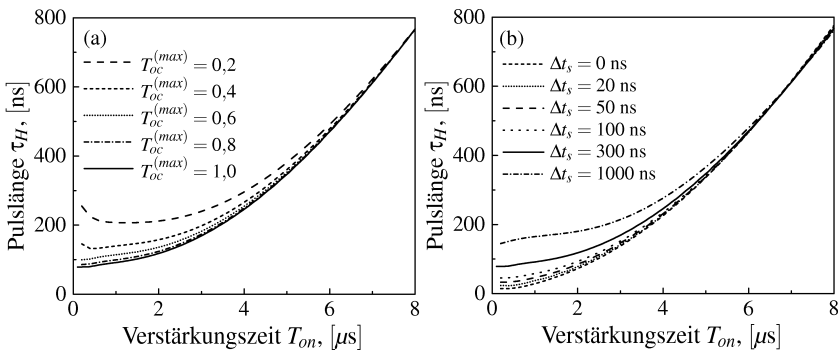


Abbildung 7.25: Einfluss des maximalen Transmissionsgrads $T_{oc}^{(max)}$ (a) und der Schaltzeit Δt_s (b) auf die Pulslänge τ_H bei einer Repetitionsrate von 100 kHz. In (a) beträgt die Schaltzeit $\Delta t_s = 300$ ns, in (b) liegt $T_{oc}^{(max)}$ bei 1,0.

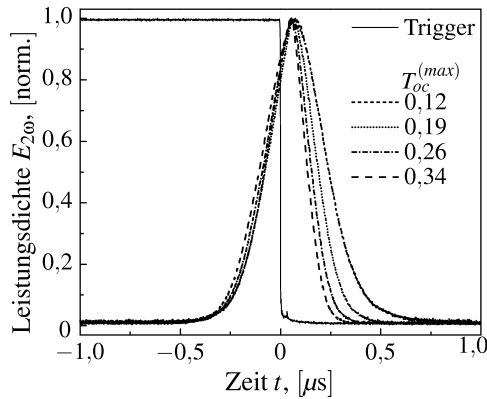


Abbildung 7.26: Gemessener Einfluss des maximalen Transmissionsgrads $T_{oc}^{(max)}$ auf die Pulsdauer. Die Messung wurde bei einer Repetitionsrate von 50 kHz, einer Pumpleistungsdichte von $2,7 \text{ kW/cm}^2$ und einer Verstärkungszeit von $2,75 \mu\text{s}$ durchgeführt.

Messung aus Abbildung 7.26 zeigt, wie sich eine Variation der Spannung am Kristall der Pockels-Zelle und damit eine Variation der maximalen Transmission der resonator-internen Leistung auf die Pulslänge und -form auswirkt. Zwischen dem Triggersignal für die Pockels-Zelle und dem Einbruch der Leistungsdichte der ausgekoppelten Pulse ist eine Totzeit von ca. 70 ns zu sehen, die durch die Schaltverzögerung im Hochspannungsschalter hervorgerufen wird.

7.5.2 Mögliche Pulslängen

Die Pulslänge kann bei gepulstem Betrieb mit resonatorinterner Frequenzverdopplung durch zahlreiche Parameter beeinflusst werden. Die kürzesten Pulsdauern, die sich mit realisierbaren Resonatorlängen und einem Wirkungsgrad von über 20% erzielen lassen, liegen im Bereich mehrerer 10 ns. Wichtig ist neben der Reduktion der Resonatorlänge die Wahl eines schnellen optischen Schalters mit möglichst hohen Verlusten für die resonatorinterne Leistung. Mehrmalige Reflexionen an der Scheibe sind weiter vorteilhaft zur Erzeugung kurzer Pulse.

Bei der Erzeugung langer Pulse besteht die Möglichkeit, den Wirkungsgrad weiter zu optimieren. Bei Pulslängen im Mikrosekundenbereich ist ein opt.-opt. Wirkungsgrad von ca. 50% realistisch. Pulslängen bis zu einigen Mikrosekunden lassen sich generieren.

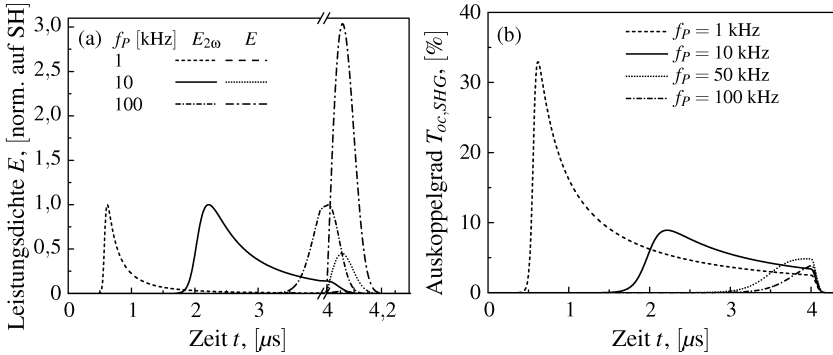


Abbildung 7.27: Pulsform der ausgekoppelten infraroten und grünen Pulse (a) sowie nicht-linearen Auskoppelgrad $T_{OC,SHG}$ (b) bei verschiedenen Repetitionsraten. Die Verstärkungszeit liegt bei $4 \mu\text{s}$, die Pumpleistungsdichte beträgt $3,8 \text{ kW}/\text{cm}^2$.

Zusammenfassend zeigt Abbildung 7.27 die Pulsform der grünen und infraroten Pulse. In der Darstellung ist die Leistungsdichte der Pulse auf die Leistungsdichte der Pulse bei 515 nm normiert. Bei einer hohen Konversion, wie im Fall einer Repetitionsrate von 1 kHz , wird durch das Schalten der Pockels-Zelle nahezu keine infrarote Leistung aus dem Resonator ausgekoppelt. Die Leistung ist so gering, dass sich in der Abbildung praktisch nicht mehr von der Nulllinie unterschieden werden kann. Zusätzlich ist in Abbildung 7.27 (b) der nichtlineare Auskoppelgrad bei verschiedenen Repetitionsraten abgebildet. Mit zunehmender Repetitionsrate und abnehmender Konversionseffizienz nimmt die Leistungsdichte der ausgekoppelten infraroten Pulse zu. Bei Repetitionsraten von 1 kHz bis 100 kHz nimmt die nichtlineare Auskopplung von über 30% auf etwa 5% ab.

7.6 Spektren

Die spektrale Breite der Laserpulse kann durch Verwendung eines Etalons eingeschränkt werden. Abbildung 7.28 zeigt das Spektrum der resonatorinternen infraroten Leistung des Lasers mit und ohne Etalon. Bei einem Etalon aus Quarzglas mit einer Dicke von $50 \mu\text{m}$ reduziert sich die spektrale Breite von 3 nm auf $0,6 \text{ nm}$ im Infraroten bzw. von $1,5 \text{ nm}$ auf $0,3 \text{ nm}$ bei der zweiten Harmonischen. Eine weitere Einengung ist durch Festetalons einer größeren Dicke möglich. Bei Repetitionsraten von mehreren 10 kHz ist die Konversionseffizienz vergleichsweise gering und der Einsatz eines Etalons ist für stabilen Betrieb nicht zwangsweise erforderlich. Auffällig bei dem Spektrum ohne Eta-

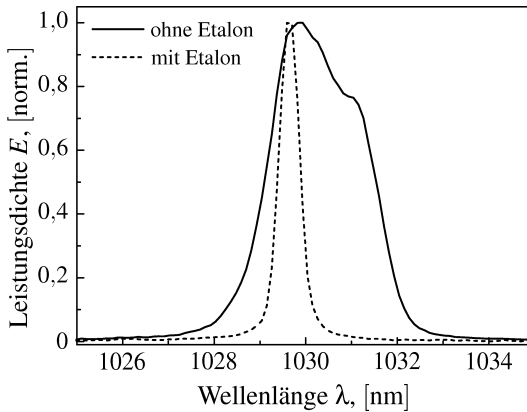


Abbildung 7.28: Spektren der resonatorinternen Leistung ohne Etalon und mit einem Festetalon aus Quarzglas mit einer Dicke von $50\ \mu\text{m}$. Die Repetitionsrate beträgt $50\ \text{kHz}$, die Pumpleistungsdichte $2,7\ \text{kW}/\text{cm}^2$. Die Auflösung des Spektrometers liegt bei $0,3\ \text{nm}$.

lon ist, dass die starke Modulation wie beim Spatial-hole-burning (vgl. Abbildung 3.16) nicht auftritt. Moden mit viel Verstärkung können schnell eine resonatorinterne Leistungsdichte aufbauen, erfahren dann aber stärkere Verluste durch den höheren nichtlinearen Auskoppelgrad. Die Unterschiede in der Verstärkung verschiedener Moden werden so reduziert, wodurch die Modulation im Spektrum abnimmt.

7.7 Belastung resonatorinterner Komponenten

Bei der Auslegung des Lasersystems darf die Belastung der optischen Komponenten nicht außer Acht gelassen werden. Ein Maß für die im Resonator bei jedem Puls umlaufende Energie liefert der in Gleichung 6.1 definierte mittlere Auskoppelgrad \bar{T}_{oc} . Bei dem hier vorliegenden Aufbau mit resonatorinterner Frequenzverdopplung empfiehlt sich die Betrachtung des mittleren Auskoppelgrads für den gesamten Aufbau (für infrarote und grüne Strahlung) sowie des mittleren Auskoppelgrads bei der zweiten Harmonischen $\bar{T}_{oc,SHG}$. Abbildung 7.29 zeigt den mittleren Auskoppelgrad und die auf die Scheibe einwirkende Energiedichte. Mit zunehmender Verstärkungszeit nähert sich der Auskoppelgrad der zweiten Harmonischen dem gesamten Auskoppelgrad an, ein Zeichen dafür, dass die Energie hauptsächlich bei der zweiten Harmonischen aus dem Resonator ausgekoppelt wird. Außerdem sinkt der mittlere Auskoppelgrad mit zunehmender Verstärkungszeit. Die Energiedichte in der Scheibe erreicht Werte von einigen J/cm^2 .

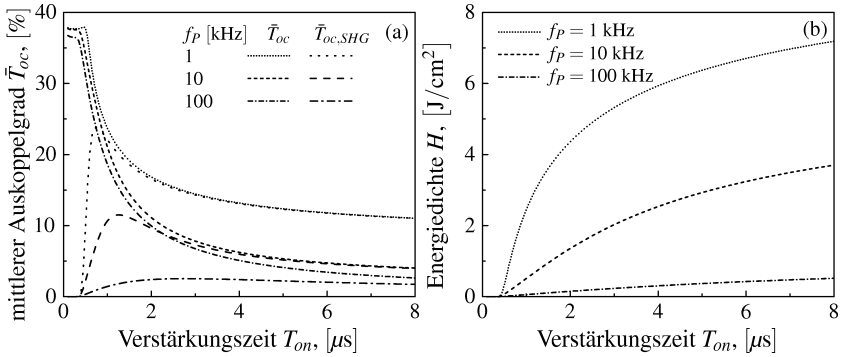


Abbildung 7.29: Mittlerer Auskoppelgrad für das Gesamtsystem \bar{T}_{oc} und für die zweite Harmonische $\bar{T}_{oc,SHG}$ (a) sowie Energiedichte H in der Scheibe (b) bei verschiedenen Repetitionsraten.

Bei Pulsdauern von einigen 10 ns liegt die Zerstörungsschwelle der Beschichtung der Laserscheibe im gleichen Bereich [14]. Durch punktuelle Politur- und Beschichtungsdefekte der Scheibe ist die Zerstörungsschwelle der Scheibenbeschichtung verringert. Bei der Wahl der Betriebsparameter ist die Belastung der Komponenten zu prüfen. Mit steigender Repetitionsrate nimmt die Energiedichte auf der Scheibe erwartungsgemäß ab, jedoch liegt durch den unterschiedlichen mittleren Transmissionsgrad bei Frequenzen zwischen 1 kHz und 100 kHz lediglich ein Faktor von etwa 15 in der Belastung der Scheibe. Nicht berücksichtigt ist die Anzahl der Durchgänge der Strahlung durch die Scheibe bzw. durch andere optische Komponenten, die zu einer weiteren Steigerung der Belastung führt. Außerdem muss bei anderen optischen Bauteilen im Resonator der entsprechende Strahldurchmesser auf diesen Elementen in Betracht gezogen werden.

8 Stabilisierung der Pulsenergie

Bei der Betrachtung des Cavity-dumpings in Kapitel 6 stellte das Auftreten von instabilen Betriebszuständen ein großes Problem dar und limitierte die Möglichkeiten eines solchen Aufbaus. In diesem Kapitel sollen Konzepte untersucht werden, mit denen die Pulsenergie stabilisiert und somit der Laser in Zuständen betrieben werden kann, die vorher nicht möglich waren. Dabei soll zwischen einer passiven und einer aktiven Stabilisierung unterschieden werden. Bei passiven Stabilisierungskonzepten wird der Aufbau derart verändert, dass durch diese Maßnahmen die Stabilitätsgrenze verschoben wird. Bei der aktiven Stabilisierung wird der Pulsaufbau mit einem Sensor überwacht und die Ansteuerung des optischen Schalters direkt beeinflusst.

8.1 Passive Stabilisierung

Bei der passiven Stabilisierung des Pulsasers ist eine Erhöhung der Startenergie für den Pulsaufbau denkbar. Außerdem zeigt sich bei dem in Kapitel 7 beschriebenen Betrieb mit resonatorinterner Frequenzverdopplung eine passive Stabilisierung der Pulsenergie. Die Wirksamkeit dieses Ansatzes wurde bereits bei der Unterdrückung des Spikings bei Lasern erfolgreich demonstriert [101]. Daher soll auch der Einsatz eines nichtlinearen Kristalls zur Erzeugung einer nichtlinearen Auskopplung näher untersucht werden.

8.1.1 Erhöhung der Startenergie

Beim Cavity-dumping ist die Startenergie durch die von der Scheibe abgestrahlte und in den Resonator eingekoppelte Fluoreszenzstrahlung bestimmt (vgl. Kapitel 3.2.4). Den Einfluss dieser Startenergie auf die Stabilität des Pulsasers zeigt Abbildung 8.1. Die angegebenen Werte beziehen sich auf den Aufbau aus Kapitel 6.1. Bei der betrachteten Repetitionsrate von 30 kHz zeigt das System die größten Werte von ϕ' . Für die Simulation wird dabei die Startenergie der Fluoreszenz $Q_{f,eff}$ mit Faktoren zwischen 1 und 10^{10} multipliziert. Der Wirkungsgrad bleibt durch die höhere Startenergie praktisch unverändert. Bei der Stabilität zeigt sich jedoch ein deutlicher Einfluss. Ab einer Startenergie,

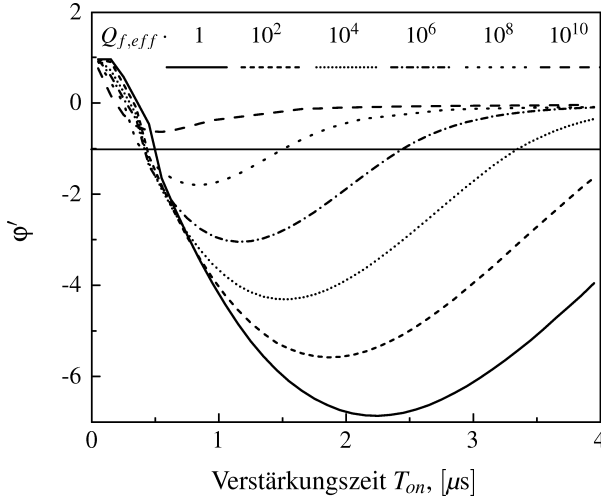


Abbildung 8.1: Einfluss der Startenergie beim Cavity-dumping auf die Stabilität des Puls-lasers bei einer Repetitionsrate von 30 kHz und einer Pumpleistungsdichte von $4,1 \text{ kW/cm}^2$.

die zwischen 9 und 10 Größenordnungen über der Startenergie durch die Fluoreszenzstrahlung liegt, wird die Grenze zum instabilen Bereich nicht mehr überschritten. Das System ist somit passiv stabil. Die Startenergien durch die Fluoreszenzstrahlung liegen im Bereich von 100 aJ bis 1 fJ. Um Instabilitäten zu vermeiden wären folglich Startenergien im Mikrojoulebereich erforderlich. Solche Energien können durch die Fluoreszenzstrahlung nicht bereitgestellt werden. Beim Betrieb mit schlechterer Strahlqualität wird ein größerer Anteil der Fluoreszenz in den Resonator eingekoppelt und der instabile Bereich wird dadurch reduziert. Zur vollständigen Stabilisierung wäre jedoch eine unrealistisch hohe Beugungsmaßzahl erforderlich. Eine Vergrößerung der Durchgangszahl und der Scheibenanzahl, um eine derartige Startenergie zu erreichen, ist ebenfalls nicht praktikabel.

Folglich könnte die benötigte Startenergie nur durch externe Seed-Pulse zur Verfügung gestellt werden, wie es bei regenerativen Verstärkern umgesetzt wird. Um für die Endverstärkung der Pulse Startenergien im Mikrojoulebereich bereitzustellen, sind typischerweise Vorverstärker erforderlich. Dies deckt sich mit den Beobachtungen von MÜLLER [11], nach dem mehrstufige Verstärker zur Stabilisierung von regenerativen Verstärkern eingesetzt werden müssten, um vollständige Stabilisierung zu erreichen.

8.1.2 Nichtlineare Verluste

Durch die Frequenzkonversion werden in den Resonator nichtlineare Verluste eingefügt. Während bei der resonatorinternen Frequenzverdopplung eine Optimierung der Leistung der zweiten Harmonischen im Vordergrund stand, gilt es nun diese Leistung bei Wahrung der Stabilität zu minimieren, um den Wirkungsgrad für die ausgekoppelte infrarote Strahlung hoch zu halten. Abbildung 8.2 zeigt die Wirkungsgrade für die Grundwelle und die zweite Harmonische bei Repetitionsraten von 10 kHz und 50 kHz. Die Simulation wurde für den Aufbau aus Kapitel 7.1 durchgeführt.

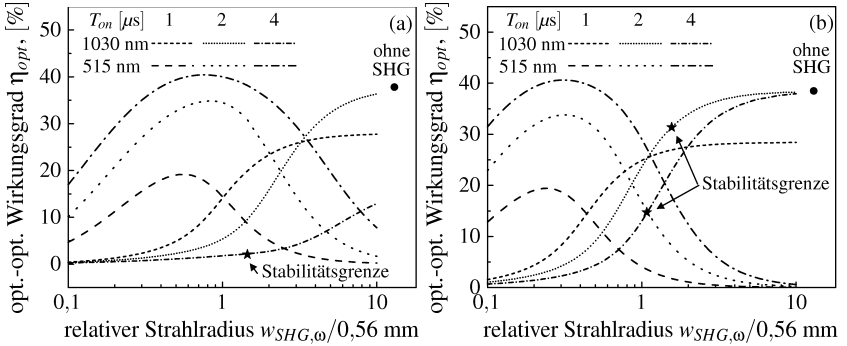


Abbildung 8.2: Wirkungsgrad der ausgekoppelten Pulse bei 1030 nm und 515 nm für eine Repetitionsrate von 10 kHz (a) und 50 kHz (b). Dargestellt ist außerdem der maximale Wirkungsgrad ohne SHG. Die Pumplleistungsdichte beträgt $3,8 \text{ kW/cm}^2$.

Für lange Verstärkungszeiten wird bei einer niedrigen Konversionseffizienz die Stabilitätsgrenze überschritten. Es gibt jedoch auch Betriebsparameter, bei denen stabiler Betrieb mit annähernd gleichem Wirkungsgrad möglich ist, wie beim Betrieb ohne nichtlineare Auskopplung. Insbesondere bei der Repetitionsrate von 10 kHz und einer Verstärkungszeit von $2 \mu s$ kann dies beobachtet werden. Ohne die Frequenzkonversion ist der Laser deutlich im instabilen Regime ($\varphi' = -5,0$). Bereits eine Konversion von etwa 1% der Pumpleistung genügt für eine Stabilisierung, wodurch noch eine Effizienz von etwa 40% für die infraroten Pulse erreicht werden kann. Mit steigender Frequenz nimmt auch die zur Stabilisierung erforderliche Frequenzkonversion zu. Bei einer Repetitionsrate von 50 kHz wäre bei einer Verstärkungszeit von $2 \mu s$ noch ein Wirkungsgrad von 30% erzielbar, wobei 10% der Pumpleistung konvertiert werden müssten. Ohne Frequenzkonversion liegt φ' für diese Betriebsparameter bei $-1,6$.

Durch den zusätzlichen Kristall zur Frequenzverdopplung wird der Aufbau komplexer und die zusätzlichen AR-Flächen im Resonator erhöhen die resonatorinternen Verluste.

Denkbar wäre auch, die Wirkung des nichtlinearen Kristalls durch einen Spannungsverlauf an der Pockels-Zelle zu ersetzen, der die nichtlinearen Verluste am SHG Kristall durch eine entsprechende Transmission am TFP nachbildet. Dazu müsste ein Spannung abhängig von der resonatorinternen Leistung an die Pockels-Zelle angelegt werden. Von Vorteil wäre außerdem, dass durch die nichtlineare Auskopplung keine Wirkungsgradeinbußen in Kauf genommen werden müssten. In diesem Fall wäre jedoch eine entsprechend aufwendige Regelung der Hochspannung an der Pockels-Zelle erforderlich.

8.2 Aktive Stabilisierung

Ein Ansatz zur Stabilisierung des Pulsbetriebs beruht auf der aktiven Kontrolle eines geeigneten Betriebsparameters des Pulslasers. Da der Pulsaufbau im Bereich einer Mikrosekunde erfolgt, muss auf einen Parameter zugegriffen werden, durch den der Pulsaufbau schnell beeinflusst werden kann. Die Verstärkungszeit T_{on} ist solch eine geeignete Stellgröße. Die Verstärkungszeit wird dazu nicht extern fest vorgegeben, sondern durch den Laserprozess selbst bestimmt.

8.2.1 Regelung der Verstärkungszeit

Der Pulsaufbau bei gepulsten Scheibenlasern benötigt typischerweise eine Zeit von einigen 100 ns bis μ s. Während dieser Zeitspanne kann der Pulsaufbau mit einer Photodiode überwacht werden. Das Signal einer Photodiode hinter einem Resonatorspiegel ist proportional zur resonatorinternen Leistungsdichte. Die Verstärkungszeit wird nach Überschreitung eines festen Schwellwertes der resonatorinternen Leistungsdichte $E_{r,th}$ durch Schalten der Pockels-Zelle beendet. Wird während einer vorgegebenen maximalen Verstärkungszeit der Schwellwert nicht erreicht, schaltet die Steuerelektronik die Pockels-Zelle ebenfalls. Da durch diese Überwachung der Leistungsdichte im Resonator die besonders bei Einschaltvorgängen auftretenden überhöhten Pulsenergien unterdrückt werden, wird zusätzlich die Gefahr der Zerstörung einer optischen Komponente minimiert.

Eine derartige flexible Regelung der Verstärkungszeit wurde in das Modell aus Kapitel 3 integriert, um die Auswirkungen auf den Pulsbetrieb zu untersuchen. Abbildung 8.3 zeigt die Ableitung der Abbildungsfunktion ϕ und den Wirkungsgrad des stabilisierten Lasers bei einer Repetitionsrate von 10 kHz. Das leichte Rauschen des Signals, das

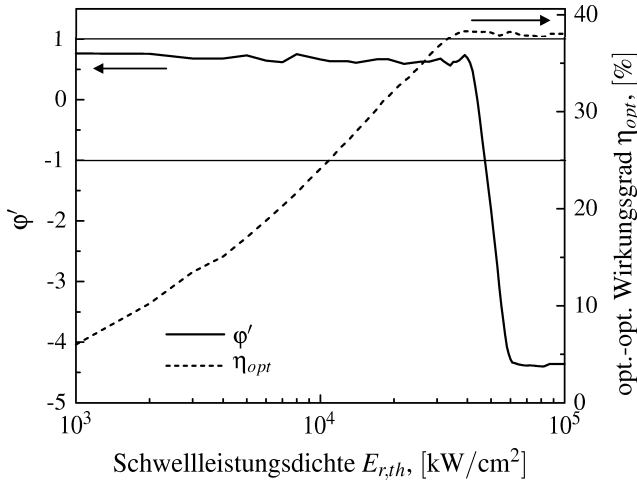


Abbildung 8.3: Einfluss des Schwellwertes der Leistungsdichte für die Pulsauskopplung auf die Stabilität und den Wirkungsgrad des Pulsasers. Die Repetitionsrate beträgt 10 kHz, der maximale Auskoppelgrad am TFP 100% und die Schaltzeit der Pockels-Zelle 30 ns.

besonders bei ϕ' zu beobachten ist, wird durch die Schrittweite bei der numerischen Integration der Ratengleichung verursacht. Durch eine feinere Schrittweite ließe es sich reduzieren. Liegt der Schwellwert der Regelung unter der maximalen Leistungsdichte bei maximaler Verstärkungszeit, so nimmt ϕ' einen nahezu konstanten Wert an. Da $\phi' \approx 1$, wird auch bei einer kleinen Variation der gespeicherten Energiedichte H_{Sch} etwa der gleiche Energiebetrag aus der Scheibe extrahiert und die Variation von H_{Sch} bleibt nahezu konstant. Ist der Schwellwert der Regelung größer als die maximale Leistungsdichte bei maximaler Verstärkungszeit, so nimmt ϕ' den gleichen Wert wie bei fest vorgegebener Verstärkungszeit an. Die Energie, die bei jedem Pulszyklus extrahiert werden kann, wird durch den Schwellwert bestimmt, der somit direkt den Wirkungsgrad des Pulsasers begrenzt. Es gibt jedoch einen Schwellwertbereich, der stabilen Betrieb und eine Effizienz nahe am maximalen Wirkungsgrad gewährleistet. In Abbildung 8.4 ist die Energie einer Pulsreihe bei unterschiedlichen Schwellwerten $E_{r,th}$ dargestellt. Bei einer Schwelleistungsdichte von $5 \cdot 10^4$ kW/cm² wird die Stabilitätsgrenze überschritten und die Pulsenergie zeigt eine mit einer weiteren Erhöhung des Schwellwertes stark zunehmende Fluktuation der Pulsenergie.

Die Stabilisierung der Pulsenergie durch Regelung der Verstärkungszeit wurde erfolgreich in Laboraufbauten, die dem in Kapitel 6.1 beschriebenen Laser zur Erzeugung von

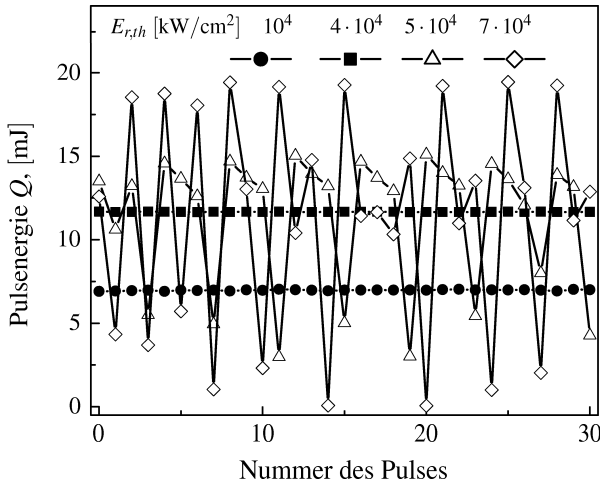


Abbildung 8.4: Pulsenergie der erzeugten Pulse bei verschiedenen Schwellwerten der resonatorinternen Leistungsdichte $E_{r,th}$ bei geregelter Verstärkungszeit. Die Repetitionsrate beträgt 10 kHz.

Pulsen im infraroten Spektralbereich durch Cavity-dumping entsprachen, umgesetzt. In einem ersten Aufbau konnte eine mittlere Leistung von $P_{av} = 208$ W bei einem Wirkungsgrad von $\eta_{opt} = 45\%$ erreicht werden. Die Pulslänge lag bei etwa 350 ns. In einem weiteren Aufbau konnte eine mittlere Leistung von 520 W bei einem etwas reduzierten Wirkungsgrad von $\eta_{opt} = 37\%$ bei vergleichbaren Pulsängen demonstriert werden [33]. In beiden Aufbauten war stabiler Pulsbetrieb auch bei Repetitionsraten bis $f_p = 100$ kHz möglich. Die Standardabweichung der Pulsenergie lag dabei unter 2%, teilweise sogar unter 1%.

9 Zusammenfassung der Ergebnisse

Das Konzept des Scheibenlasers kann seine Vorteile nicht nur im Dauerstrichbetrieb, sondern auch im gepulsten Betrieb demonstrieren. Die Erzeugung kurzer Laserpulse im Nano- bis Mikrosekundenbereich, insbesondere bei hohen Repetitionsraten, wurde in dieser Arbeit näher untersucht. Neben Pulsen im infraroten Spektralbereich waren grüne Laserpulse mittels resonatorinterner Frequenzverdopplung Gegenstand der Betrachtung. Ein numerisches Modell ermöglicht quantitative Aussagen über den gepulsten Betrieb. Mit Hilfe eines numerischen Modells wurde die Pulserzeugung durch Cavity-dumping, wie auch die resonatorinterne Frequenzverdopplung eines gepulsten Scheibenlasers simuliert und mit experimentellen Messungen an einem Yb:YAG Scheibenlaser verglichen. Ferner erlaubt das Modell, Aussagen über die Grenzen der möglichen Laserparameter zu treffen und Methoden zur Stabilisierung der Pulsenergie genauer zu untersuchen.

Das Modell zur zeitaufgelösten Betrachtung der laserphysikalischen Vorgänge in der Scheibe basiert auf den Ratengleichungen. Die Startenergie für den Pulsaufbau wird durch die von der Scheibe abgestrahlte Fluoreszenzstrahlung bestimmt, wobei nur ein Bruchteil davon aufgrund ihrer räumlichen, spektralen und Polarisations-eigenschaften in den Resonator eingekoppelt werden kann. Das Ratengleichungsmodell allein ist zur quantitativen Beschreibung der bei jedem Verstärkungszyklus erzeugten Pulsenergie nicht ausreichend. Die Ratengleichungen lassen deutlich höhere Pulsenergien erwarten, als dies die Experimente zeigen, obwohl die Verstärkung zu Beginn des Pulszyklus gut bestimmt werden kann. Grund dafür ist eine Verstärkungsreduktion, die von der aus der Scheibe extrahierten Energie abhängig ist. Die Reduktion der effektiven Verstärkung in der Scheibe wird durch ein mittels Spatial-hole-burning erzeugtes axiales Inversionsgitter und durch transversale Inversionsunterschiede aufgrund der anschwingenden transversalen Moden verursacht. Erst die Berücksichtigung dieser beiden Effekte liefert eine gute Übereinstimmung des Modells mit experimentellen Daten. Zur Reduktion des Rechenaufwands lassen sich diese Größen zu einer effektiven Verstärkungsreduktion zusammenfassen. Es kann gezeigt werden, dass diese Verstärkungsreduktion eine Lebensdauer im Millisekundenbereich besitzt und hauptsächlich durch das Pumpen und durch reabsorbierte Fluoreszenzstrahlung ausgeglichen wird.

Um Aussagen über die Fluktuationen der Pulsenergie treffen zu können, muss die nichtlineare Dynamik des Pulsasers betrachtet werden, der sich auf ein eindimensionales dynamisches System zurückführen lässt. Die Ableitung der Übertragungsfunktion der in der Scheibe gespeicherten Energiedichte erlaubt es, einen Betriebszustand als stabil oder instabil zu klassifizieren.

Die resonatorinterne Frequenzverdopplung wird in das bestehende Modell integriert, indem die Konversionseffizienz als nichtlinearer Auskoppelgrad des Resonators betrachtet wird. Bei den in dieser Arbeit vorliegenden Fokusabmessungen im nichtlinearen Kristall zur Frequenzverdopplung ist die Annahme einer ebenen Welle gerechtfertigt.

Die Pulserzeugung durch Cavity-dumping stellt einen Betriebsmodus mit großer Flexibilität hinsichtlich der Einstellbarkeit der Laserparameter sowohl bei hohen Energien, als auch bei hohen Repetitionsraten dar. Das Auftreten von Fluktuationen der Pulsenergie limitiert den erreichbaren Wirkungsgrad bei Repetitionsraten von einigen 10 kHz. Bei hohen Repetitionsraten bis 1 MHz ist der Laser zwar inhärent stabil, jedoch ist die Resonatorumlaufzeit eine kritische Größe, so dass bei langen Resonatoren nicht die zur effizienten Energieextraktion aus der Scheibe nötige Umlaufzahl erreicht werden kann. Die Stabilitätsgrenze lässt sich durch günstige Wahl der Betriebsparameter verschieben. Eine Verringerung der Verstärkungsreduktion durch Spatial-hole-burning und transversale Moden sowie der resonatorinternen Verluste wirken sich auch positiv auf die Energiestabilität des Lasers aus. Durch die Schaltzeit des schnellen optischen Schalters sowie durch die Anpassung des Auskoppelgrads vor bzw. nach dem Schaltvorgang kann eine Pulslänge in Bereichen zwischen wenigen Nanosekunden und einigen Mikrosekunden eingestellt werden. Als höchste Repetitionsrate konnte in Experimenten mit einem elektrooptischen Schalter 1 MHz mit einer Ausgangsleistung von über 130 W und einer Pulslänge von 19 ns erreicht werden.

Bei der resonatorinternen Frequenzverdopplung wird durch die Frequenzkonversion eine nichtlineare Auskopplung in den Resonator eingefügt. Der Pulsaufbau wird durch einen schnellen Schalter im Resonator abgebrochen, wobei je nach Repetitionsrate und Konversionseffizienz der Puls auf der ansteigenden oder abfallenden Pulsflanke abgeschnitten werden kann. Die Pulslänge lässt sich somit in einem weiten Bereich zurechtschneiden. Wird die Wandlungseffizienz hinsichtlich des Wirkungsgrads optimiert, so kann bei hohen Repetitionsraten bis zu mehreren 100 kHz ein opt.-opt. Wirkungsgrad von über 35% erzielt werden. Da resonatorinterne Verluste das System stark beeinflussen, könnte durch eine Optimierung der resonatorinternen Verluste dieser Wert auf über 50% gesteigert werden. Auffallend ist, dass durch die nichtlineare Auskopplung Instabilitäten der Pulsenergie nahezu vollständig unterdrückt sind und sich eine sehr geringe

Standardabweichung der Pulsenergie erreichen lässt. Lediglich bei einer niedrigen Konversionseffizienz und sehr langen Verstärkungszeiten wird die Stabilitätsgrenze erreicht. Ein weiterer Vorteil der resonatorinternen Frequenzverdopplung ist die große Variabilität der erreichbaren Pulsauern. Da die Pulsaukopplung im Wesentlichen vor dem Schalten des Resonators erfolgt, bietet das Schaltverhalten nur geringe Möglichkeiten die Pulslänge der zweiten Harmonischen zu beeinflussen. Um eine bestimmte Pulslänge zu erzielen, sind hier die Betriebs- bzw. Resonatorparameter wie Verstärkungszeit, Resonatorlänge, Anzahl der Durchgänge durch die Scheibe pro Resonatorumlauf und die Konversionseffizienz ausschlaggebend. Durch diese Größen kann die Pulslänge in einem weiten Bereich eingestellt werden. Nur durch Variation der Verstärkungszeit gelang es, experimentell eine Pulslänge zwischen 200 ns und 800 ns zu demonstrieren. Bei einer Repetitionsrate von 50 kHz konnte eine mittlere Leistung von über 100 W mit einer Pulslänge von 300 ns bei der zweiten Harmonischen gezeigt werden.

Da durch das Auftreten von Instabilitäten beim Cavity-dumping das Potential dieses Betriebsmodus nicht voll ausgeschöpft werden kann, stellt sich die Frage nach Möglichkeiten der Stabilisierung der Pulsenergie. Dabei lassen sich passive und aktive Stabilisierungsmechanismen unterscheiden. Die Erhöhung der Startenergie stellt einen passiven Mechanismus dar. Zur vollständigen Unterdrückung von Instabilitäten sind jedoch Startenergien von einigen Mikrojoule erforderlich, was letztendlich zu mehrstufigen Verstärkern führt. Eine weitere passive Möglichkeit ist durch nichtlineare Verluste, wie sie beispielsweise bei der Frequenzkonversion auftreten, gegeben. Die konvertierte Strahlung ist nun jedoch für den infraroten Ausgangsstrahl des Lasers ein Verlust, den es zu minimieren gilt. In einem schmalen Repetitionsratenbereich lässt sich somit der Pulsbetrieb bei annähernd gleichem Wirkungsgrad stabilisieren. Die größte Flexibilität bieten aktive Stabilisierungskonzepte wie die Überwachung des Auskopplungszeitpunkts mit einer Photodiode. Instabilitäten lassen sich so praktisch über den gesamten Repetitionsratenbereich vermeiden. Experimentell konnte so eine mittlere Leistung von 520 W gezeigt werden. Die Pulsenergie ist auch bei Repetitionsraten unter 100 kHz stabil. Gemessen wurde eine Standardabweichung von unter 2%.

Der Scheibenlaser hat auch als Kurzpuls-Hochleistungslaser großes Potential, eine weite industrielle Verbreitung zu finden. Die Untersuchungen dieser Arbeit flossen in zwei Patente ein [1, 2]. Aufbauend auf den Ergebnissen dieser Arbeit sind erste Produkte im infraroten und grünen Spektralbereich bereits verfügbar. Eine weitere Skalierung der Pulsenergie und der mittleren Leistung wird nicht lange auf sich warten lassen.

Anhang: Das Extra Photon

Laut Gleichung 3.17 ist die Ratengleichung für die resonatorinterne Leistungsdichte E_r gegeben durch

$$\frac{dE_r}{dt} = \left[M_s M_r g d_{Sch} + [\ln(1 - L_{int}) + \ln(1 - T_{oc})] \right] E_r \frac{c}{2L_{r,eff}} + M_s \frac{dE_{f,eff}}{dt}. \quad (A.1)$$

Analog zur resonatorinternen Leistungsdichte E_r kann auch eine Ratengleichung für die Photonendichte ϕ im Resonator aufgestellt werden, wobei E_r und ϕ durch

$$\phi = \frac{2E_r}{h\nu_{LC}} \quad (A.2)$$

miteinander verknüpft sind. Für den Beitrag der spontanen Emission $E_{f,eff}$ gilt

$$\frac{dE_{f,eff}}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d\phi_{sp}}{dt} h\nu_{LC}. \quad (A.3)$$

ϕ_{sp} gibt dabei die Photonendichte der spontanen Emission im Resonator an. Die Ratengleichung für die Photonendichte lautet somit

$$\frac{d\phi}{dt} = \left[M_s M_r g d_{Sch} + [\ln(1 - L_{int}) + \ln(1 - T_{oc})] \right] \phi \frac{c}{2L_{r,eff}} + M_s \frac{d\phi_{sp}}{dt}. \quad (A.4)$$

Durch ϕ_{sp} wird der Beitrag aller anschwingenden axialen und transversalen Moden erfasst. Die spontane Emission einer einzelnen Mode ist durch $\hat{\phi}_{sp}$ bestimmt. Im Folgenden werden Größen, die sich auf eine einzelne Mode beziehen, mit $\hat{}$ gekennzeichnet. Die Ratengleichung der Photonendichte im Resonator für eine einzelne Mode ist somit gegeben durch

$$\frac{d\hat{\phi}}{dt} = \left[M_s M_r g d_{Sch} + [\ln(1 - L_{int}) + \ln(1 - T_{oc})] \right] \hat{\phi} \frac{c}{2L_{r,eff}} + M_s \frac{d\hat{\phi}_{sp}}{dt}. \quad (A.5)$$

Die Photonendichte durch spontane Emission aller Moden ist nach Gleichung 3.28 und A.3 bestimmt durch

$$\frac{d\phi_{sp}}{dt} = \frac{N_2}{\tau_f} \frac{d_{Sch}}{L_{r,eff}} C_{Pol} C_{\theta} C_{\lambda}, \quad (A.6)$$

bzw. für eine einzelne Mode durch

$$\frac{d\hat{\phi}_{sp}}{dt} = \frac{N_2}{\tau_f} \frac{d_{Sch}}{L_{r,eff}} \hat{C}_{Pol} \hat{C}_{\theta} \hat{C}_{\lambda}. \quad (A.7)$$

C_θ erfasst dabei alle anschwingenden transversalen Moden, C_λ alle anschwingenden axialen Moden, C_{Pol} berücksichtigt die Polarisation der Moden.

Sollen nur Moden einer Polarisationsrichtung erfasst werden, so gilt für \hat{C}_{Pol}

$$\hat{C}_{Pol} = \frac{1}{2}. \quad (\text{A.8})$$

Für C_θ , das den Beitrag aller transversalen Moden zum möglichen Raumwinkel des Resonators angibt, gilt nach Gleichung 3.25:

$$C_\theta = \frac{M_r \Omega_{r,int}}{4\pi} = M_r (M^2)^2 \left(\frac{c}{2\pi n_{Sch} w_0 v_L} \right)^2. \quad (\text{A.9})$$

Der Faktor $(M^2)^2$ beschreibt genau die Anzahl der anschwingenden transversalen Moden. Für \hat{C}_θ folgt daher

$$\hat{C}_\theta = M_r \left(\frac{c}{2\pi n_{Sch} w_0 v_L} \right)^2. \quad (\text{A.10})$$

Für den Beitrag aller axialen Moden an der spontanen Emission im Resonator, der durch C_λ gegeben ist, gilt nach Gleichung 3.26:

$$C_\lambda = \frac{\sigma_{Em}(\lambda) \Delta\lambda}{\int \sigma_{Em}(\lambda) d\lambda} = \frac{\sigma_{Em}(v) M_{ax} \delta v}{\int \sigma_{Em}(v) dv}. \quad (\text{A.11})$$

M_{ax} beschreibt die Anzahl der anschwingenden axialen Moden und δv den Abstand zweier benachbarter axialer Moden, der durch $\delta v = \frac{c}{2L_{r,eff}}$ bestimmt ist. Der effektive Wirkungsquerschnitt σ_{Em} ist mit dem spektroskopischen Wirkungsquerschnitt σ durch $\sigma_{Em} = f_2 \sigma$ verknüpft [23], wobei f_2 die Besetzung der einzelnen Niveaus berücksichtigt und somit temperaturabhängig ist. Für den Beitrag einer einzelnen axialen Mode gilt damit:

$$\hat{C}_\lambda = \frac{f_2 \sigma(v) c}{2 f_2 L_{r,eff} \int \sigma(v) dv} = \frac{\sigma(v) c}{2 L_{r,eff} \int \sigma(v) dv}. \quad (\text{A.12})$$

Aus der Betrachtung des thermodynamischen Gleichgewichts folgt für den Zusammenhang zwischen Einsteinkoeffizient A und Wirkungsquerschnitt σ [102]:

$$A\gamma(v, v_L) = \frac{8\pi n_{Sch}^2 v^2}{c^2} \sigma(v). \quad (\text{A.13})$$

Die Funktion $\gamma(v, v_L)$ beschreibt dabei die normierte spektrale Linienform des Übergangs mit der Halbwertsbreite $2\Delta v$, wobei

$$\int_{-\infty}^{\infty} \gamma(v, v_L) dv = 1. \quad (\text{A.14})$$

Durch Integration von Gleichung A.13 erhält man mit $A = \frac{1}{\tau_f}$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sigma(v) dv = \frac{c^2}{8\pi n_{Sch}^2 \tau_f} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma(v, v_L)}{v^2} dv. \quad (A.15)$$

Bei allen typischen Linienformen $\gamma(v, v_L)$ von Laserübergängen ist das Integral auf der rechten Seite von Gleichung A.15 nur in einem schmalen Frequenzbereich $\Delta v \ll v_L$ um v_L herum nennenswert von Null verschieden. Somit kann im Nenner $v = v_L$ gesetzt werden und Gleichung A.15 vereinfacht sich mit Gleichung A.14 zu

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sigma(v) dv = \frac{c^2}{8\pi n_{Sch}^2 \tau_f v_L^2} \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(v, v_L) dv = \frac{c^2}{8\pi n_{Sch}^2 \tau_f v_L^2}. \quad (A.16)$$

Der Faktor \hat{C}_λ kann damit geschrieben werden als

$$\hat{C}_\lambda = \frac{4\pi n_{Sch}^2 \sigma \tau_f v_L^2}{c L_{r,eff}}. \quad (A.17)$$

Mit Gleichung A.8, A.10 und A.17 folgt aus Gleichung A.7

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\phi}_{sp}}{dt} &= \frac{N_2}{\tau_f} \frac{d_{Sch}}{2L_{r,eff}} M_r \left(\frac{c}{2\pi n_{Sch} w_0 v_L} \right)^2 \frac{4\pi n_{Sch}^2 \sigma \tau_f v_L^2}{c L_{r,eff}} \\ &= \frac{M_r \sigma N_2 d_{Sch} c}{2V_r L_{r,eff}}, \end{aligned} \quad (A.18)$$

wobei das Volumen des Resonators durch $V_r = \pi w_0^2 L_{r,eff}$ bestimmt wird. Für den Verstärkungskoeffizient g gilt $g = \sigma \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right)$, wobei g_1 und g_2 die Entartungen der einzelnen Niveaus kennzeichnen. Somit folgt für die Ratengleichung der Photonendichte aus Gleichung A.5

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\phi}}{dt} &= \left[M_s M_r g d_{Sch} + [\ln(1 - L_{int}) + \ln(1 - T_{oc})] \right] \hat{\phi} \frac{c}{2L_{r,eff}} + M_s \frac{M_r \sigma N_2 d_{Sch} c}{2V_r L_{r,eff}} \\ &= \left(\hat{\phi} + \frac{1}{V_r} \right) M_s M_r \sigma N_2 d_{Sch} \frac{c}{2L_{r,eff}} \\ &\quad + \left[-M_s M_r \sigma \frac{g_2}{g_1} N_1 d_{Sch} + [\ln(1 - L_{int}) + \ln(1 - T_{oc})] \right] \hat{\phi} \frac{c}{2L_{r,eff}}. \end{aligned} \quad (A.19)$$

Bei $\hat{\phi} V_r$ Photonen, die durch stimulierte Emission erzeugt werden, wird damit ein zusätzliches Photon je Mode durch spontane Emission in den Resonator eingekoppelt. Dieses sogenannte „Extra Photon“ folgt nach SIEGMAN [38] aus fundamentalen Grundsätzen der Quantentheorie. Der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Ansatz führt zu dem gleichen Ergebnis.

Literaturverzeichnis

- [1] HOLLEMANN, G.; HEIST, P.; GIESEN, A.; STOLZENBURG, C.: *Laser und Verfahren zur Erzeugung gepulster Laserstrahlung*. Offenlegungsschrift des deutschen Patent- und Markenamts DE102006006589A1 (Anmeldetag 13.02.2006).
- [2] HOLLEMANN, G.; HEIST, P.; GIESEN, A.; STOLZENBURG, C.: *Laser und Verfahren zur Erzeugung gepulster Laserstrahlung*. Patentschrift des deutschen Patent- und Markenamts DE102006006582B4 (Anmeldetag 13.02.2006).
- [3] MAIMAN, T.H.: *Stimulated optical radiation in ruby*. Nature **187** (1960) S. 493.
- [4] GIESEN, A.; HÜGEL, H.; VOSS, A.; WITTIG, K.; BRAUCH, U.; OPOWER, H.: *Scalable concept for diode pumped high-power solid-state lasers*. Appl. Phys. B **58** (1994) S. 365.
- [5] SAMESHIMA, T.; USUI, S.; SEKIYA, M.: *XeCl Excimer laser annealing used in the fabrication of poly-Si TFT's*. IEEE Electron Device Letters **7** (1986) Nr. 5, S. 276.
- [6] BROTHERTON, S.D.; MCCULLOCH, D.J.; CLEGG, J.B.; GOWERS, J.P.: *Excimer-laser-annealed poly-Si thin-film transistors*. IEEE Transaction on Electron Devices **40** (1993) Nr. 2, S. 407.
- [7] FOGARASSY, E.; PREVOT, B.; DE UNAMUNO, S.; ELLIQ, M.; PATTYN, H.; MATHE, E.L.; NAUDON, A.: *Pulsed laser crystallization of hydrogen-free a-Si thin films for high-mobility poly-Si TFT fabrication*. Appl. Phys. A **56** (1993) S. 365.
- [8] YURA, S.; SONO, A.; OKAMOTO, T.; SATO, Y.; KOJIMA, T.; NISHIMAE, J.; INOUE, M.; MOTONAMI, K.: *Crystallization of amorphous-Si films by pulsed YAG 2 ω green laser for polycrystalline Si TFT fabrication*. Journal of the Society for Information Display **13** (2005) Nr. 10, S. 823.
- [9] INNERHOFER, E.; SÜDMEYER, T.; BRUNNER, F.; HÄRING, R.; ASCHWANDEN, A.; PASCHOTTA, R.; HÖNNINGER, C.; KUMKAR, M.; KELLER, U.: *60-W average power in 810-fs pulses from a thin-disk Yb:YAG laser*. Opt. Lett. **28** (2003) S. 367.
- [10] NEUHAUS, J.; KLEINBAUER, J.; KILLI, A.; WEILER, S.; SUTTER, D.; DEKORSY, T.: *Passively mode-locked Yb:YAG thin-disk laser with pulse energies exceeding 13 μ J by use of an active multipass geometry*. Opt. Lett. **33** (2008) S. 726.

- [11] MÜLLER, D.: *Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpulsverstärkern im Scheibenlaserdesign*. München: Herbert Utz Verlag, 2005. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [12] STOLZENBURG, C.; GIESEN, A.; BUTZE, F.; HEIST, P.; HOLLEMANN, G.: *Cavity-dumped intracavity-frequency-doubled Yb:YAG thin disk laser with 100 W average power*. Opt. Lett. **32** (2007) S. 1123.
- [13] EYRES, L.; MOREHEAD, J.; GREGG, J.; RICHARD, D.; GROSSMAN, W.: *Advances in high-power harmonic generation: Q-switched lasers with electronically adjustable pulse width*. In: Hoffman, H.J.; Shori, R.K. (Hrsg.): Solid State Lasers XV: Technology and Devices, Proc. SPIE 6100, 61001C (2006).
- [14] LARIONOV, M.: *Kontaktierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser*. München: Herbert Utz Verlag, 2008. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [15] ERHARD, S.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, C.; GIESEN, A.; CONTAG, K.; VOSS, A.: *Pumping schemes for multi-kW thin disk lasers*. In: Injevan, H.; Keller, U.; Marshall, C. (Hrsg.): Advanced Solid State Lasers, OSA, Washington, DC., 2000, S. 78 (OSA Trends in Optics and Photonics, Bd. 34).
- [16] DASCALU, T.; PAVEL, N.; TAIRA, T.: *90 W continuous-wave diode edge-pumped microchip composite Yb : Y₃Al₅O₁₂ laser*. Appl. Phys. Lett. **83** (2003) S. 4086.
- [17] KILLI, A.; ZAWISCHA, I.; SUTTER, D.; KLEINBAUER, J.; SCHAD, S.; NEUHAUS, J.; SCHMITZ, C.: *Current status and development trends of disk laser technology*. In: Clarkson, W.A.; Hodgson, N.; Shori, R.K. (Hrsg.): Solid State Lasers XVII: Technology and Devices, Proc. SPIE 6871, 68710L (2008).
- [18] SPEISER, J.; GIESEN, A.: *Fifteen Years of Work on Thin-Disk Lasers: Results and Scaling Laws*. IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. **13** (2007) Nr. 3, S. 598.
- [19] BRAUCH, U.; GIESEN, A.; VOSS, A.; WITTIG, K.: *Laser amplifying system*. United States Patent 5553088, 1993.
- [20] ERHARD, S.: *Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser*. München: Herbert Utz Verlag, 2002. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [21] HODGSON, N.; WEBER, H.: *Optische Resonatoren: Grundlagen, Eigenschaften, Optimierung*. Berlin: Springer-Verlag, 1992.
- [22] MAGNI, V.: *Multielement stable resonators containing a variable lens*. J. Opt. Soc. Am. A **4** (1987) Nr. 10, S. 1962.

- [23] CONTAG, K.: *Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG Scheibenlasers*. München: Herbert Utz Verlag, 2002. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [24] LARIONOV, M.; SCHUHMANN, K.; SPEISER, J.; STOLZENBURG, C.; GIESEN, A.: *Nonlinear Decay of the Excited State in Yb:YAG*. In: Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (Optical Society of America, 2005), paper TuB49.
- [25] VOß, A.: *Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG*. München: Herbert Utz Verlag, 2002. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [26] BRUNNER, F.; SÜDMEYER, T.; INNERHOFER, E.; MORIER-GENOUD, F.; PASCHOTTA, R.; KISEL, V.E.; SHCHERBITSKY, V.G.; KULESHOV, N.V.; GAO, J.; CONTAG, K.; GIESEN, A.; KELLER, U.: *240-fs pulses with 22-W average power from a mode-locked thin-disk Yb:KY(WO₄)₂ laser*. Opt. Lett. **27** (2002) S. 1162.
- [27] BRUNNER, F.; PASCHOTTA, R.; AUS DER AU, J.; SPÜHLER, G.J.; MORIER-GENOUD, F.; HÖVEL, R.; MOSER, M.; ERHARD, S.; KARSZEWSKI, M.; GIESEN, A.; KELLER, U.: *Widely tunable pulse duration from a passively mode-locked thin-disk Yb:YAG laser*. Opt. Lett. **26** (2001) S. 379.
- [28] MARCHESE, S.V.; HASHIMOTO, S.; BAER, C.R.E.; RUOSCH, M.S.; GRANGE, R.; GOLLLING, M.; SÜDMEYER, T.; KELLER, U.; LÉPINE, G.; GINGRAS, G.; WITZEL, B.: *Passively mode-locked thin disk lasers reach 10 microjoules pulse energy at megahertz repetition rate and drive high field physics experiments*. In: European Conference on Lasers and Electro-Optics, 2007 and the International Quantum Electronics Conference, CLEOE-IQEC 2007, paper CF3-2-MON, 2007.
- [29] HÖNNINGER, C.; JOHANNSEN, I.; MOSER, M.; ZHANG, G.; GIESEN, A.; KELLER, U.: *Diode-pumped thin-disk Yb:YAG regenerative amplifier*. Appl. Phys. B **65** (1997) S. 423.
- [30] MÜLLER, D.; ERHARD, S.; GIESEN, A.: *High power thin disk Yb:YAG regenerative amplifier*. In: OSA Trends in Optics and Photonics Series Vol. 50, Advanced Solid-State Lasers (Optical Society of America, 2001), S. 319.
- [31] LARIONOV, M.; BUTZE, F.; NICKEL, D.; GIESEN, A.: *High-repetition-rate regenerative thin-disk amplifier with 116 µJ pulse energy and 250 fs pulse duration*. Opt. Lett. **32** (2007) S. 494.

- [32] STOLZENBURG, C.; GIESEN, A.: *Picosecond Regenerative Yb:YAG Thin Disk Amplifier at 200 kHz Repetition Rate and 62 W Output Power*. In: Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (Optical Society of America, 2007), paper MA6.
- [33] STOLZENBURG, C.; VOSS, A.; GRAF, T.; LARIONOV, M.; GIESEN, A.: *Advanced pulsed thin disk laser sources*. In: Clarkson, W.A.; Hodgson, N.; Shori, R.K. (Hrsg.): Solid State Lasers XVII: Technology and Devices, Proc. SPIE 6871, 68710H (2008).
- [34] JOHANNSEN, I.: *Scheibenlaser im Güteschaltungsbetrieb: Untersuchungen mit Yb:YAG- und Nd:YAG-Scheibenlasern*. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation in Vorbereitung.
- [35] ALLEN, L.; EBERLY, J.H.: *Optical Resonance and Two-Level Atoms*. New York: John Wiley & Sons, 1975.
- [36] SHIRLEY, J. H.: *Dynamics of a Simple Maser Model*. Am. J. Phys. **36** (1968) Nr. 11, S. 949.
- [37] RONSIN, O.: *Multipassverstärker auf Basis des Scheibenlaserkonzepts: Charakterisierung im Dauerstrich- und Pulsbetrieb*. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Diplomarbeit.
- [38] SIEGMAN, A.E.: *Lasers*. Mill Valley, CA: University Science Books, 1986.
- [39] PATEL, F.D.; HONEA, E.C.; SPETH, J.; PAYNE, S.A.; HUTCHESON, R.; EQUALL, R.: *Laser demonstration of Yb₃Al₅O₁₂ (YbAG) and material properties of highly doped Yb:YAG*. IEEE Journal of Quantum Electronics **37** (2001) Nr. 1, S. 135.
- [40] MARCUSE, D.: *Classical Derivation of Laser Rate Equations*. IEEE Journal of Quantum Electronics **19** (1983) Nr. 8, S. 1228.
- [41] SVELTO, O.: *Principles of lasers*. New York : Plenum Press, 1989.
- [42] BUTZE, F.; LARIONOV, M.; SCHUHMAN, K.; STOLZENBURG, C.; GIESEN, A.: *Nanosecond pulsed thin disk Yb:YAG lasers*. In: Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (Optical Society of America, 2004), paper WA4.
- [43] FAN, T.Y.; BYER, R.L.: *Modeling and CW Operation of a Quasi-Three-Level 946 nm Nd:YAG Laser*. IEEE Journal of Quantum Electronics **23** (1987) Nr. 5, S. 605.
- [44] RISK, W.P.: *Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses*. J. Opt. Soc. Am. B **5** (1988) Nr. 5, S. 1412.
- [45] TAIRA, T.; TULLOCH, W.M.; BYER, R.L.: *Modeling of quasi-three-level lasers and operation of cw Yb:YAG lasers*. Appl. Opt. **36** (1997) Nr. 9, S. 1867.
- [46] HERMANN, M.: *Numerik gewöhnlicher Differentialgleichungen*. München: Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2004.

- [47] FAN, T.Y.: *Effect of Finite Lower Level Lifetime on Q-Switched Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **24** (1988) Nr. 12, S. 2345.
- [48] BIBEAU, C.; PAYNE, S.A.; POWELL, H.T.: *Direct measurements of the terminal laser level lifetime in neodymium-doped crystals and glasses*. J. Opt. Soc. Am. B **12** (1995) Nr. 10, S. 1981.
- [49] HOVIS, F.E.; STUFF, M.; KENNEDY, C.J.; VIVIAN, B.: *Lower Level Relaxation of Nd:YAG*. IEEE Journal of Quantum Electronics **28** (1992) Nr. 1, S. 39.
- [50] BRUESSELBACH, H.W.; SUMIDA, D.S.; REEDER, R.A.; BYREN, R.W.: *Low-Heat High-Power Scaling Using InGaAs-Diode-Pumped Yb:YAG Lasers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **3** (1997) Nr. 1, S. 105.
- [51] ZAYHOWSKI, J.J.: *Limits imposed by spatial hole burning on the single-mode operation of standing-wave laser cavities* Opt. Lett. **15** (1990) Nr. 8, S. 431.
- [52] CHEO, P.K.: *Handbook of Solid-State Lasers*. New York: Dekker, 1989.
- [53] BRAUN, B.; WEINGARTEN, K.J.; KÄRTNER, F.X.; KELLER, U.: *Continuous-wave mode-locked solid-state lasers with enhanced spatial hole burning. Part I: Experiments*. Appl. Phys. B **61** (1995) S. 429.
- [54] KÄRTNER, F.X.; BRAUN, B.; KELLER, U.: *Continuous-wave mode-locked solid-state lasers with enhanced spatial hole burning. Part II: Theory*. Appl. Phys. B **61** (1995) S. 569.
- [55] PASCHOTTA, R.; AUS DER AU, J.; SPÜHLER, G.J.; ERHARD, S.; GIESEN, A.; KELLER, U.: *Passive mode locking of thin-disk lasers: effects of spatial hole burning*. Appl. Phys. B **72** (2001) S. 267.
- [56] BASIEV, T.T.; VORON'KO, Y.K.; MAMEDOV, T.G.; SHCHERBAKOV, I.A.: *Migration of Energy between Yb³⁺ ions in garnet crystals*. Sov. J. Quant. Elec. **5** (1976) Nr. 10, S. 1182.
- [57] MITA, Y.; TOGASHI, M.; UMETSU, Y.; YAMAMOTO, H.: *Energy Transfer Processes in Yb³⁺- and Tm³⁺-Ion-Doped Oxide and Fluoride Crystals*. Jap. J. Appl. Phys. **40** (2001) S. 5925.
- [58] BRAUD, A.; GIRARD, S.; DOUALAN, J.L.; THUAU, M.; MONCORGÉ, R.; TKACHUK, A.M.: *Energy-transfer processes in Yb:TM-doped KY₃F₁₀, LiYF₄, and BaY₂F₈ single crystals for laser operation at 1.5 and 2.3 μm*. Phys. Rev. B **61** (2000) Nr. 8, S. 5280.
- [59] DA VILA, L.D.; GOMES, L.; TARELHO, L.V.G.; RIBEIRO, S.J.L.; MESSADEQ, Y.: *Mechanism of the Yb-Er energy transfer in fluorozirconate glass*. J. Appl. Phys. **93** (2003) Nr. 7, S. 3873.
- [60] WATTS, R.K.; RICHTER, H.J.: *Diffusion and Transfer of Optical Excitation in YF₃:Yb, Ho*. Phys. Rev. B **6** (1972) Nr. 4, S. 1584.

- [61] PHILIPPS, J.F.; TÖPFER, T.; EBENDORFF-HEIDPRIEM, H.; EHRT, D.; SAUERBREY, R.: *Spectroscopic and lasing properties of $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ -doped fluoride phosphate glasses*. Appl. Phys. B **72** (2001) S. 399.
- [62] GERBER, M.; GRAF, T.: *Generation of Super-Gaussian modes in Nd:YAG lasers with a graded-phase mirror*. IEEE Journal of Quantum Electronics **40** (2004) Nr. 6, S. 741.
- [63] SPEISER, J.: *Modellierung des Scheibenlasers unter besonderer Berücksichtigung von Systemen hoher Leistung und der Verstärkung von Pulsen*. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation in Vorbereitung.
- [64] GRAZYUK, A.Z., ORAEVSKII, A.N.: *Quantum Electronics and Coherent Light*. New York: Academic Press, 1964.
- [65] WEISS, C.O., VILASECA, R.: *Dynamics of Lasers*. Weinheim: VCH Verlagsgesellschaft mbH, 1991.
- [66] ARECCHI, F.T.; MEUCCI, R., PUCCIONI, G.P., TREDICCE, J.R.: *Experimental Evidence of Subharmonic Bifurcations, Multistability, and Turbulence in a Q-Switched Gas Laser*. Phys. Rev. Lett. **49** (1982) S. 1217.
- [67] WEISS, C.O.; GODONE, A., OLAFSSON, A.: *Routes to chaotic emission in a cw He-Ne laser*. Phys. Rev. A **28** (1983) S. 892.
- [68] BOYD, R.W.; RAYMER, M.G.; NARDUCCI, L.M.: *Optical Instabilities*. Cambridge: Cambridge University Press, 1986.
- [69] MÜLLER, D.; GIESEN, A.; HÜGEL, H.: *Picosecond thin disk regenerative amplifier*. In: Abramski, K.M.; Plinski, E.F.; Wolinski, W. (Hrsg.): Proceedings of SPIE 5120: XIV International Symposium on Gas Flow, Chemical Lasers, and High Power Lasers, Bellingham: SPIE, 2003, S. 281.
- [70] DÖRRING, J.; KILLI, A.; MORGNER, U.; LANG, A.; LEDERER, M.; KOPF, D.: *Period doubling and deterministic chaos in continuously pumped regenerative amplifiers*. Opt. Exp. **12** (2004) Nr. 8, S. 1759.
- [71] TANG, D.Y.; NG, S.P.; QIN, L.J.; MENG, X.L.: *Deterministic chaos in a diode-pumped Nd:YAG laser passively Q switched by a $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ crystal*. Opt. Lett. **28** (2003) Nr. 5, S. 325.
- [72] WORG, R.: *Deterministisches Chaos: Wege in die nichtlineare Dynamik*. Mannheim: Bibliographisches Institut & F.A. Brockhaus AG, 1993.
- [73] SEIFRITZ, W.: *Wachstum, Rückkopplung und Chaos: Eine Einführung in die Welt der Nichtlinearität und des Chaos*. München: Carl Hanser Verlag, 1987.
- [74] SCHUSTER, H.G.: *Deterministisches Chaos: Eine Einführung*. Weinheim: VCH Verlagsgesellschaft mbH, 1994.
- [75] MILONNI, P.W.; SHIH, M.-L.; ACKERHALT, J.R.: *Chaos in laser-matter interaction*. Singapore: World Scientific, 1987.

- [76] ARECCHI, F.T.: *Instabilities and Chaos in Optics*. Physica Scripta **T23** (1988) S. 160.
- [77] SHIH, M.-L.; MILONNI, P.W.; ACKERHALT, J.R.: *Modeling laser instabilities and chaos*. J. Opt. Soc. Am. B **2** (1985) Nr. 1, S. 130.
- [78] OTSUKA, K.; UTSU, H.; KAWAI, R.; OHKI, K.; ASAKAWA, Y.; HWONG, S.-L.; KO, J.-Y.; CHERN, J.-L.: *Self-Induced Spiking Oscillations and Associated Instabilities in a Laser-Diode-Pumped Three-Mode Nd:YVO₄ Laser*. Jpn. J. Appl. Phys. **38** (1999) Nr. 9A/B, S. 1025.
- [79] BOYD, R.W.: *Nonlinear Optics*. Boston: Academic Press, Inc., 1992.
- [80] BLOEMBERGEN, N.: *Nonlinear Optics*. New York: W.A. Benjamin, Inc., 1965.
- [81] SUTHERLAND, R.L.: *Handbook of nonlinear Optics*. New York: Marcel Dekker, Inc., 1996.
- [82] SMITH, R.G.: *Theory of Intracavity Optical Second-Harmonic Generation*. IEEE Journal of Quantum Electronics **6** (1970) Nr. 4, S. 215.
- [83] GAO, J.: *Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheibenlaser: Hohe Ausgangsleistung und Frequenzverdopplung*. München: Herbert Utz Verlag, 2005. Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation (Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW).
- [84] BOYD, G.D.; KLEINMAN, D.A.: *Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams*. J. Appl. Phys. **39** (1968) Nr. 8, S. 3597.
- [85] KELLNER, T.; HEINE, F.; HUBER, G.: *Efficient laser performance of Nd:YAG at 946 nm and intracavity frequency doubling with LiIO₃, β -BaB₂O₄ and LiB₃O₅*. Appl. Phys. B **65** (1997) S. 789.
- [86] CHEN, C.; WU, Y.; JIANG, A.; WU, B.; YOU, G.; LI, R.; LIN, S.: *New nonlinear-optical crystal: LiB₃O₅*. J. Opt. Soc. Am. B **6** (1989) Nr. 4, S. 616.
- [87] VELSKO, S.P.; WEBB, M.; DAVIS, L.; HUANG, C.: *Phase-Matched Harmonic Generation in Lithium Triborate (LBO)*. IEEE Journal of Quantum Electronics **27** (1991) Nr. 9, S. 2182.
- [88] NIKOGOSYAN, D.N.: *Lithium Triborate (LBO)*. Appl. Phys. A **58** (1994) S. 181.
- [89] DMITRIEV, V.G.; GURZADYAN, G.G.; NIKOGOSYAN, D.N.: *Handbook of nonlinear optical crystals*. Berlin, Heidelberg: Springer, 1999.
- [90] SMITH, A.V.: *SNLO optical code*. Sandia National Laboratories, Albuquerque, New Mexico.
- [91] GHOTBI, M.; EBRAHIM-ZADEH, M.: *Optical second harmonic generation properties of BiB₃O₆*. Opt. Exp. **12** (2004) Nr. 24, S. 6002.
- [92] HELLWIG, H.; LIEBERTZ, J.; BOHATY, L.: *Linear optical properties of the monoclinic bismuth borate BiB₃O₆*. J. Appl. Phys. **88** (2000) Nr. 1, S. 240.

- [93] GHOTBI, M.; EBRAHIM-ZADEH, M.: 990 mW average power, 52% efficient, high-repetition-rate picosecond-pulse generation in the blue with BiB_3O_6 . *Opt. Lett.* **30** (2005) Nr. 24, S. 3395.
- [94] STOLZENBURG, C.; GIESEN, A.: *Frequency-doubled picosecond regenerative Yb:YAG thin disk amplifier*. In: European Conference on Lasers and Electro-Optics, 2007 and the International Quantum Electronics Conference, CLEOE-IQEC 2007, paper CA1-3-MON.
- [95] KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*. Berlin: Springer, 1999, 5. Auflage.
- [96] IMAHOKO, T.; TAKASAGO, K.; KAMATA, M.; SAKUMA, J.; SUMIYOSHI, T.; SEKITA, H.; OBARA, M.: *Development of a highly stable Yb:YAG thin disk pulsed green laser for high power Ti:sapphire based amplifier at 100 kHz repetition rate*. *Appl. Phys. B* **89** (2007) S. 217.
- [97] HOLLEMAN, G.; HEIST, P.; HEINITZ, S.; SYMANOWSKI, J.; EIDAM, T.; STOLZENBURG, C.; GIESEN, A.: *Pulsed Yb:YAG thin disk laser with 100 W at 515 nm*. In: Hoffman, H.J.; Shori, R.K.; Hodgson, N. (Hrsg.): *Solid State Lasers XVII: Technology and Devices*, Proc. SPIE 6451, 64510D (2007).
- [98] GIESEN, A.: *Resonatorinterne Frequenzverdopplung eines Farbstoff-Ring-Lasers bis zu einer Wellenlänge von 282 nm zum Nachweis des OH-Moleküls*. Universität Bonn, Physikalisches Institut, Dissertation, 1982.
- [99] SEIDEL, S.; MANN, G.: *Numerical modeling of thermal effects in nonlinear crystals for high average power second harmonic generation*. *SPIE Proceedings* Vol. **2989** (1997) S. 204.
- [100] BEASLEY, J.D.: *Thermal conductivities of some novel nonlinear optical materials*. *Appl. Opt.* **33** (1994) Nr. 6, S. 1000.
- [101] JEYS, T.H.: *Suppression of laser spiking by intracavity second harmonic generation*. *Appl. Opt.* **30** (1991) Nr. 9, S. 1011.
- [102] GRAF, T.: *Laser – Grundlagen der Laserstrahlquellen*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner, 2009, 1. Auflage.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir diese Arbeit ermöglicht und mich bei deren Durchführung unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn PD Dr. Adolf Giesen für die wissenschaftliche Betreuung dieser Arbeit, für die wertvollen fachlichen Diskussionen und die Möglichkeit, mich an zahlreichen interessanten Projekten und Aufträgen beteiligen zu können.

Bei Herrn Prof. Dr. Helmut Hügel und Herrn Prof. Dr. Thomas Graf möchte ich mich für die freundliche Aufnahme an ihrem Institut bedanken. Herr Prof. Graf bin ich für die Übernahme des Hauptberichts sowie für zahlreiche wertvolle Anmerkungen zu meiner Arbeit dankbar. Herr Prof. Dr. Jürg Balmer danke ich für sein Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme des Mitberichts.

Bedanken möchte ich mich auch bei meinen Kollegen vom IFSW für die angenehme Zusammenarbeit und die vielen hilfreichen Ratschläge, insbesondere bei Dr. Marwan Abdou-Ahmed, Dr. Uwe Brauch, Frank Butze, Dr. Mikhail Larionov, Dr. Daniel Müller und Jochen Speiser. Mein Dank gilt auch Jürgen Häußermann und Roland Greschner und allen anderen Mitarbeitern der Werkstatt für die hervorragenden elektronischen und mechanischen Arbeiten.

Schließlich möchte ich mich von ganzem Herzen bei meinen Eltern, meiner Familie und Aistè bedanken, die meine Arbeit mit großem Interesse verfolgt und mich stets unterstützt haben.

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Zoske, Uwe

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

Gorriz, Michael

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

Mohr, Ursula

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

Rudlaff, Thomas

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

Borik, Stefan

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

Paul, Rüdiger

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

Wahl, Roland

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

Frederking, Klaus-Dieter

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

Grünewald, Karin M.

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

Shen, Jialin

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

Arnold, Johannes M.

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

Holzwarth, Achim

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

Dausinger, Friedrich

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

Meiners, Eckhard

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

Beck, Markus

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

Breining, Klaus

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

Griebsch, Jürgen

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

Kreputat, Walter

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

Xiao, Min

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

Glumann, Christiane

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

Gross, Herbert

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

Rapp, Jürgen

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

Wittig, Klaus

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

Grünenwald, Bernd

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

Lee, Jae-Hoon

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

Albinus, Uwe N. W.

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

Wiedmaier, Matthias

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

Bloehs, Wolfgang

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

Bea, Martin

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

Stöhr, Michael

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

Plaß, Wilfried

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

Schaller, Markus K. R.

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

Hack, Rüdiger

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

Krupka, René

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

Pfeiffer, Wolfgang

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

Volz, Robert

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

Bartelt-Berger, Lars

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

Müller-Hummel, Peter

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

Rohde, Hansjörg

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

Huonker, Martin

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

Callies, Gert

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

Schubert, Michael E.

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

Kern, Markus

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

Raiber, Armin

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

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Schittenhelm, Henrik

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas
beim Abtragen und Schweißen

2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-712-1

Stewen, Christian

Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung

2000, 145 Seiten, ISBN 3-89675-763-6

Schmitz, Christian

Gaselektronische Analysemethoden zur
Optimierung von Lasergasentladungen

2000, 107 Seiten, ISBN 3-89675-773-3

Karszewski, Martin

Scheibenlaser höchster Strahlqualität

2000, 132 Seiten, ISBN 3-89675-785-7

Chang, Chin-Lung

Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim
Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik

2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-825-X

Haag, Matthias

Systemtechnische Optimierungen der Strahl-
qualität von Hochleistungsdiodenlasern

2000, 166 Seiten, ISBN 3-89675-840-3

Bahn Müller, Jochen

Charakterisierung gepulster Laserstrahlung zur
Qualitätssteigerung beim Laserbohren

2000, 138 Seiten, ISBN 3-89675-811-9

Schellhorn, Martin Carl Johannes

CO-Hochleistungslaser: Charakteristika und Ein-
satzmöglichkeiten beim Schweißen

2000, 142 Seiten, ISBN 3-89675-849-7

Angstenberger, Birgit

Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten

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

Bachhofer, Andreas

Schneiden und Schweißen von Aluminium-
werkstoffen mit Festkörperlasern für den
Karosseriebau

2001, 194 Seiten, ISBN 3-89675-881-0

Breitschwerdt, Sven

Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen

2001, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0032-5

Mochmann, Gunter

Laserkristallisation von Siliziumschichten auf
Glas- und Kunststoffsubstraten für die Her-
stellung verbesserter Dünnschichttransistoren

2001, 170 Seiten, ISBN 3-89675-811-X

Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung
des Weichlötens mit Diodenlasern

2002, 133 Seiten, ISBN 3-8316-0086-4

Mästle, Rüdiger

Bestimmung der Propagationseigenschaften
von Laserstrahlung

2002, 147 Seiten, ISBN 3-8316-0113-5

Voß, Andreas

Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des
Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle
Ergebnisse anhand von Yb:YAG

2002, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0121-6

Müller, Matthias G.

Prozessüberwachung beim Laserstrahlschwei-
ßen durch Auswertung der reflektierten Leistung

2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0144-5

Abeln, Tobias

Grundlagen und Verfahrenstechnik des reaktiven
Laserpräzisionsabtrags von Stahl

2002, 138 Seiten, ISBN 3-8316-0137-2

Erhard, Steffen

Pumpoptiken und Resonatoren für den
Scheibenlaser

2002, 184 Seiten, ISBN 3-8316-0173-9

Contag, Karsten

Modellierung und numerische Auslegung des
Yb:YAG-Scheibenlasers

2002, 155 Seiten, ISBN 3-8316-0172-0

Krastel, Klaus

Konzepte und Konstruktionen zur laserintegrier-
ten Komplettbearbeitung in Werkzeugmaschinen

2002, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0176-3

Staud, Jürgen

Sensitive Werkzeuge für ein neues Montage-
konzept in der Mikrosystemtechnik

2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0175-5

Schinzl, Cornelius M.

Nd:YAG-Laserstrahlschweißen von Aluminium-
werkstoffen für Anwendungen im Automobilbau

2002, 177 Seiten, ISBN 3-8316-0201-8

Sebastian, Michael

Grundlagenuntersuchungen zur Laser-Plasma-
CVD Synthese von Diamant und amorphen
Kohlenstoffen

2002, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0200-X

Lücke, Bernd

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

Hohenberger, Bernd

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

Jasper, Knut

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

Heimerdinger, Christoph

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

Christoph Fleig

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

Joachim Radtke

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

Michael Brandner

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

Reinhard Winkler

Porenbildung beim Laserstrahlschweißen von
Aluminium-Druckguss
2004, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0313-8

Helmut Kindler

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

Andreas Ruf

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

Guido Hergenhan

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

Klaus Goth

Schweißen von Mischverbindungen aus
Aluminiumguß- und Knetlegierungen mit CO₂-
Laser unter besonderer Berücksichtigung der
Nahtart
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0427-4

Armin Strauch

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

Thomas Wawra

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

Michael Honer

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

Thomas Herzinger

Prozessüberwachung beim Laserbohren von
Turbinschaufeln
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0443-6

Reiner Heigl

Herstellung von Randschichten auf Aluminium-
gusslegierungen mittels Laserstrahlung
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-6

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim Laserstrahl-tiefschweißen von Stahl

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

Daniel Müller

Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpuls-verstärkern im Scheibenlaserdesign

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

Jiancun Gao

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

2005, 148 Seiten, ISBN 3-8316-0521-1

Wolfgang Gref

Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit der Fokusmatrixtechnik

2005, 136 Seiten, ISBN 3-8316-0537-8

Michael Weikert

Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laser-pulsen

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

Julian Sigel

Lasergenerieren metallischer Bauteile mit variablem Laserstrahldurchmesser in modularen Fertigungssystemen

2006, 132 Seiten, ISBN 3-8316-0572-6

Andreas Ruß

Schweißen mit dem Scheibenlaser-Potentiale der guten Fokussierbarkeit

2006, 142 Seiten, ISBN 3-8316-0580-7

Gabriele Seibold

Absorption technischer Oberflächen in der Lasermaterialbearbeitung

2006, 156 Seiten, ISBN 3-8316-0618-8

Dirk Lindenau

Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen

2007, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-0687-0

Jens Walter

Gesetzmäßigkeiten beim Lasergenerieren als Basis für die Prozesssteuerung und -regelung

2008, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-0770-9

Heiko Ridderbusch

Longitudinal angeregte passiv gütegeschaltete Laserzündkerze

2008, 175 Seiten, ISBN 978-3-8316-0840-9

Markus Leimser

Strömungsinduzierte Einflüsse auf die Naht-eigenschaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

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

Mikhail Larionov

Kontaktierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser

2009, 186 Seiten, ISBN 978-3-8316-0855-3

Jürgen Müller-Borhanian

Kamerabasierte In-Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen

2009, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-0890-4

Andreas Letsch

Charakterisierung allgemein astigmatischer Laserstrahlung mit der Methode der zweiten Momente

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

Thomas Kübler

Modellierung und Simulation des Halbleiter-scheibenlasers

2009, 152 Seiten, ISBN 978-3-8316-0918-5

Günter Ambrosy

Nutzung elektromagnetischer Volumenkräfte beim Laserstrahlschweißen

2009, 170 Seiten, ISBN 978-3-8316-0925-3

Agnes Ott

Oberflächenmodifikation von Aluminium-legierungen mit Laserstrahlung: Prozessver-ständnis und Schichtcharakterisierung

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

Detlef Breitting

Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung

2010, 200 Seiten, ISBN 978-3-8316-0960-4

Dmitrij Walter

Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung

2010, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-0968-0

Jan-Philipp Weberpals

Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserstrahlschweißen

2010, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-0995-6

Angelika Beyertt

Yb:KYW regenerativer Verstärker für ultrakurze Pulse

2010, 166 Seiten, ISBN 978-3-8316-4002-7

