

**Flexible Verstärkung und Frequenzkonversion ultrakurzer Laserpulse mit  
Ausgangsleistungen im kW-Bereich**

Von der Fakultät Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik der  
Universität Stuttgart  
zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Christoph Röcker

aus Bad Urach

Hauptberichter:	Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf
Mitberichter:	Prof. Dr.-Ing. Stephan Reichelt

Tag der mündlichen Prüfung: 15.09.2022

Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart

2022



Laser in der Materialbearbeitung  
Forschungsberichte des IFSW

C. Röcker  
Flexible Verstärkung und Frequenz-  
konversion ultrakurzer Laserpulse mit  
Ausgangsleistungen im kW-Bereich

# **Laser in der Materialbearbeitung**

## **Forschungsberichte des IFSW**

Herausgegeben von

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

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

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

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



# **Flexible Verstärkung und Frequenzkonversion ultrakurzer Laserpulse mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich**

von Dr.-Ing. Christoph Röcker  
Universität Stuttgart



utzverlag München

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

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf  
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Stephan Reichelt

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., 2022

D 93

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

Copyright © utzverlag GmbH 2022

ISBN 978-3-8316-4976-1

Printed in Germany

utzverlag GmbH, München  
Tel.: 089-277791-00 · [www.utzverlag.de](http://www.utzverlag.de)

# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>3</b>
<b>Liste der verwendeten Symbole</b>	<b>5</b>
<b>Kurzfassung</b>	<b>9</b>
<b>Extended Abstract</b>	<b>13</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>16</b>
1.1 Motivation . . . . .	16
1.2 Struktur der Arbeit . . . . .	17
1.3 Stand der Technik und Zielsetzung . . . . .	18
1.3.1 Hochleistungs-Ultrakurzpulslaser im infraroten Spektralbereich	18
1.3.1.1 Faserverstärker . . . . .	20
1.3.1.2 Innoslabverstärker . . . . .	22
1.3.1.3 Scheibenlaserverstärker . . . . .	22
1.3.1.4 Fazit . . . . .	28
1.3.1.5 Forschungsbedarf und Zielsetzung . . . . .	29
1.3.2 Hochleistungslaser im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich . . . . .	31
1.3.2.1 Frequenzverdopplung von Hochleistungslaserstrahlen	33
1.3.2.2 Frequenzverdreifachung von Hochleistungslaserstrahlen . . . . .	35
1.3.2.3 Fazit . . . . .	36
1.3.2.4 Forschungsbedarf und Zielsetzung . . . . .	37
<b>2 Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier scheme avoiding misalignment induced by natural convection of the ambient air<sup>†</sup></b>	<b>41</b>
<b>3 Verstärkung von Sub-Pikosekundenpulsen</b>	<b>58</b>
3.1 Direct amplification of sub-300 fs pulses in a versatile thin-disk multipass amplifier <sup>†</sup> . . . . .	58
3.2 Leistungsskalierung und Erweiterung des Parameterraums . . . . .	79

3.2.1	Integration des Tangor HP und Veränderungen am Multipassverstärker . . . . .	80
3.2.2	Spektrale Verbreiterung und Kompression . . . . .	83
3.2.3	Langzeitverhalten . . . . .	91
3.2.4	Leistungs- und Energiemodulation . . . . .	94
3.2.5	Zusammenfassung . . . . .	97
<b>4</b>	<b>Frequenzkonversion</b>	<b>99</b>
4.1	Ultrafast Green Thin-Disk Laser Exceeding 1.4 kW of Average Power <sup>†</sup>	99
4.2	Nonlinear absorption in lithium triborate frequency converters for high-power ultrafast lasers <sup>†</sup> . . . . .	110
4.3	Frequenzverdreifachung von Pikosekundenpulsen . . . . .	139
4.3.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	139
4.3.2	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	141
4.3.3	Zusammenfassung . . . . .	145
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>147</b>
5.1	Zusammenfassung der Ergebnisse und Einordnung in den Stand der Technik . . . . .	147
5.1.1	Erweiterung der Nutzbarkeit von Multipassverstärkern . . .	148
5.1.1.1	Untersuchungen zur Reduktion des Bauraums von Multipassverstärkern . . . . .	148
5.1.1.2	Untersuchungen zur Reduktion von Störeinflüssen aufgrund von natürlicher Konvektion an der Laserscheibe . . . . .	148
5.1.1.3	Verstärkung von Pulssalven . . . . .	149
5.1.1.4	Untersuchungen zur Langzeitstabilität . . . . .	150
5.1.1.5	Schnelle Modulation der Repetitionsrate und Pulsenergie . . . . .	150
5.1.2	Parameterskalierung im infraroten Spektralbereich . . . . .	151
5.1.2.1	Verkürzung der Pulsdauer . . . . .	151
5.1.2.2	Optimierung der Strahlqualität . . . . .	153
5.1.3	Frequenzkonversion . . . . .	154
5.2	Wissenschaftliche Anwendungen . . . . .	157
5.3	Ausblick . . . . .	157
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>159</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>169</b>

# Liste der verwendeten Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
$A_j$	Amplitude des elektrischen Felds der Frequenzkomponente j	V/m
$c$	Vakuumlichtgeschwindigkeit	m/s
$d_b, d_{4\sigma_{x,y}}$	Laserstrahldurchmesser nach ISO 11146	mm
$d_{\text{eff}}$	Effektivwert des nichtlinearen Koeffizienten	pm/V
$d_{\text{pump}}$	Durchmesser des optisch angeregten Bereichs	mm
$E_j$	Elektrisches Feld der Frequenzkomponente j	V/m
$E_p$	Pulsenergie	$\mu\text{J}, \text{mJ}$
$f_{\text{rep}}$	Repetitionsrate	kHz
$f_t$	optische Frequenz	THz
$h$	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$
$I$	Intensität	$\text{W}/\text{cm}^2$
$j$	Index der Frequenzkomponenten	1
$k_j$	Wellenvektor der Frequenzkomponente j	1/m
$K_M$	Modulationskontrast	1
$L_p$	Länge des Stabs	mm
$M^2$	Beugungsmaßzahl nach ISO 11146, $M^2 = \sqrt{M_x^2 M_y^2}$	1
$M_x^2, M_{\text{Hor.}}^2$	Beugungsmaßzahl in horizontaler Achsenrichtung	1
$M_y^2, M_{\text{Vert.}}^2$	Beugungsmaßzahl in vertikaler Achsenrichtung	1
$n$	Brechungsindex	1
$N$	Teiler (AOM)	1
$P, P_{\text{av}}$	Mittlere Leistung	W
$P_H$	Deponierte Heizleistung	W
$P_{\text{pump}}$	Pumpleistung	W
$P_{515\text{nm}}$	Mittlere Leistung bei 515 nm	W
$P_{1030\text{nm}}$	Mittlere Leistung bei 1030 nm	W
$R_p$	Radius der Heizleistungsverteilung	mm
$R_s$	Radius des Stabs	mm
$t$	Zeitvariable	s
$T_0$	Absoluttemperatur in der Mitte des Stabs	K
$T_C$	Absoluttemperatur an der Mantelfläche des Stabs	K

Symbol	Bedeutung	Einheit
V	Leistungsverhältnis	1
x	Ortskoordinate in horizontale Richtung	m
y	Ortskoordinate in vertikale Richtung	m
z	Ortskoordinate in Propagationsrichtung	m
$\alpha_n$	n-photon Absorptionskoeffizient	$\text{cm}^{2n-3}/\text{W}^{n-1}$
$\alpha_\lambda$	Linearer Absorptionskoeffizient bei Vakuumwellenlänge $\lambda$	1/cm
$\beta_\lambda$	Zwei-Photonen-Absorptionskoeffizient bei Vakuumwellenlänge $\lambda$	cm/GW
$\gamma_\lambda$	Drei-Photonen-Absorptionskoeffizient bei Vakuumwellenlänge $\lambda$	$\text{cm}^3/\text{GW}^2$
$\delta_\lambda$	Vier-Photonen-Absorptionskoeffizient bei Vakuumwellenlänge $\lambda$	$\text{cm}^5/\text{GW}^3$
$\delta\alpha$	Strahlrichtungsstabilität nach ISO 11670	rad
$\Delta$	Strahllagestabilität nach ISO 11670	mm
$\Delta k$	Phasenfehlانpassung	1/mm
$\Delta n$	Differenz des Brechungsindex	1
$\Delta T$	Temperaturerhöhung	K
$\epsilon_{\text{LBO}}$	Emissionskoeffizient von Lithiumtriborat	1
$\eta$	Anteilige Wärmelast	1
$\vartheta$	Polar-Schnittwinkel des nichtlinearen Kristalls	°
$\lambda$	Vakuumwellenlänge	nm
$\lambda_{\text{th}}$	Wärmeleitfähigkeit	W/(m · K)
$\tau$	Pulsdauer	ps,fs
$\varphi$	Azimet-Schnittwinkel des nichtlinearen Kristalls	°
$\psi(I)$	Intensitätsabhängige Gesamtabsorption	1/cm

---

**Abkürzung    Bedeutung**

ACF	engl.: Autocorrelation function
AOM	Akustooptischer Modulator
AOI	engl.: Angle of incidence
AR	engl.: Anti reflection
BBO	$\beta$ -Bariumborat ( $\text{Ba}(\text{BO}_2)_2$ )
CBC	engl.: Coherent beam combination
CPA	engl.: Chirped pulse amplification
CW	engl.: Continuous wave
DC	engl.: Dichroic Mirror
EOM	Elektrooptischer Modulator
FEM	Finite-Elemente-Methode
FFT	engl.: Fast Fourier transform
FROG	engl.: Frequency-resolved optical gating
FF	Fernfeld
FWHM	engl.: Full width at half maximum
GDD	engl.: Group delay dispersion
GTI	Gires-Tournois Interferometer
HR	engl.: High reflective
HWP	engl.: Half-wave plate
IFSW	Institut für Strahlwerkzeuge
IR	Infrarot
LBO	Lithiumtriborat ( $\text{LiB}_3\text{O}_5$ )
NF	Nahfeld
NIR	engl.: Near-infrared
OPL	engl.: Optical path length
PV	engl. Peak-to-Valley
RMP	engl.: Retroreflecting mirror pair
SH	engl.: Second harmonic
SHG	engl.: Second-harmonic generation
STD	Standardabweichung
TDMPA	engl.: Thin-disk multipass amplifier
TFP	engl.: Thin-film polarizer
TH	engl.: Third harmonic
THG	engl.: Third-harmonic generation
TPA	engl.: Two-photon absorption

**Abkürzung    Bedeutung**

UV	Ultraviolett
VIS	Sichtbar
XUV	engl.: extreme ultraviolet
ZPL	engl.: Zero-phonon line



# Kurzfassung

Der Ultrakurzpulslaser hat sich als vielseitiges Werkzeug in Wissenschaft und Industrie etabliert. Das Spektrum der Anwendungen reicht von der Grundlagenforschung über die Medizintechnik bis hin zu hochpräziser Materialbearbeitung. Dieses breite Anwendungsspektrum verlangt nach einer hohen Flexibilität bei den Strahl- und Pulsparametern. Auf der Scheibenlaser-Architektur basierende Multipassverstärker vereinen mit dem passiven Verstärkeransatz eben jene hohe Flexibilität mit dem Vorteil der Scheibenlasertechnologie, hochbrillante Strahlung bei hoher mittlerer Leistung erzeugen zu können.

Diese Arbeit baut auf den Vorarbeiten in Referenz [1] auf und hatte die Weiterentwicklung der Scheibenlaser-Multipassverstärker zum Ziel. Neben der Verbesserung der Strahlqualität bei hoher mittlerer Leistung und der Verkürzung der Pulsdauer, waren praktische Aspekte, wie etwa die Reduktion des Bauraums, die schnelle Modulation der Repetitionsrate und Pulsenergie sowie die Untersuchung der Strahlagestabilität zentrale Bestandteile der Arbeit. Diese Ziele wurden durch die Entwicklung von insgesamt drei unterschiedlichen Scheibenlaser-Multipassverstärkern erreicht. Durch die Nutzung eines neuen Schemas zur geometrischen Faltung des Strahlengangs wurde ein sehr kompakter Bauraum des Verstärkers von ca.  $\varnothing 430 \text{ mm} \times 570 \text{ mm}$  erzielt. Im Zuge dieser Experimente wurde zusätzlich ein Konzept zur Vermeidung von Dejustage durch thermooptisch induzierte Wellenfrontstörungen in der erwärmten Umgebungsluft vor der Laserscheibe (sog. „Airwedge“) entwickelt.

In einem zweiten, für den langzeitstabilen Betrieb bei hoher mittlerer Leistung entwickelten Scheibenlaser-Multipassverstärker wurde die chirped-pulse-amplification (CPA)-freie Verstärkung von Laserpulsen mit einer Pulsdauer von  $\tau = 260 \text{ fs}$  demonstriert. Bei einer mittleren Leistung  $P_{\text{av}}$  von mehr als  $500 \text{ W}$  wurden nahezu Zeit-Bandbreite-limitierte Laserpulse mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität und einer Pulsdauer von  $294 \text{ fs}$  bei einer Pulsenergie von  $E_p = 413 \mu\text{J}$  erzeugt, was einer Pulsspitzenleistung von  $1.17 \text{ GW}$  entspricht. Dieses Ergebnis stellt derzeit die kürzeste Pulsdauer für einen Yb:YAG basierten Laserverstärker ( $P_{\text{av}} > 200 \text{ W}$ ) ohne weitere Pulskompression dar.

Mit einem leistungsstärkeren Seedlaser ( $P_{\text{av}} = 127 \text{ W}$ ,  $M^2 = 1.28$ ,  $\tau = 470 \text{ fs}$ ,  $E_p = 254 \mu\text{J}$ ) wurde im selben Verstärkeraufbau durch die Nutzung nichtlinearer Effekte

die spektrale Bandbreite der Laserpulse erhöht. Die erzeugten Laserpulse waren nach Verlassen des Verstärkers auf eine Pulsdauer von ca. 700 fs gestreckt und wiesen eine Pulsenergie von 2.12 mJ auf. Die Beugungsmaßzahl betrug  $M^2 = 1.43$ . Das so erzeugte Spektrum unterstützte eine Zeit-Bandbreite-limitierte Pulsdauer von 69 fs. Die mittlere Leistung betrug 1059 W. Die Nutzung von dispersiven Spiegeln ermöglichte die Kompression auf eine Pulsdauer von 97 fs full width at half maximum (FWHM) unter Annahme eines Sech<sup>2</sup>-Pulsprofils. Bei der Pulskompression wurde eine leistungsabhängige Degradation der Beugungsmaßzahl aufgrund von Erwärmung der dispersiven Spiegel festgestellt. Um eine starke Verschlechterung der Strahlqualität zu vermeiden, wurde die mittlere Leistung auf 306 W limitiert. An diesem Betriebspunkt wurde eine Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.46$  gemessen. Die Pulsenergie der komprimierten Pulse betrug 1.22 mJ.

Durch Implementierung von Polarisationsmultiplexing wurde die schnelle Modulation ( $>1$  MHz) von Pulsenergie und Repetitionsrate bei mehr als 1 kW mittlerer Leistung mit einem Kontrast von  $K_M = 484 : 1$  demonstriert. Zusätzlich wurde die Verstärkung von Pulssalven (sog. „Bursts“) mit einer Intraburstrepetitionsrate von ca. 40 MHz und bis zu 7 Intraburstpulsen untersucht. Es wurde die weitgehende Erhaltung des zeitlichen Intensitätsprofils der eingestrahnten Pulssalven festgestellt. Untersuchungen zur Stabilität der Ausgangsleistung ergaben bei Betrieb mit einer mittleren Leistung von mehr als 1 kW eine Standardabweichung von 3.49 W, bzw. 0.35 %. Die Strahlrichtungsstabilität betrug weniger als  $15 \mu\text{rad}$ , die Strahlagestabilität weniger als  $75 \mu\text{m}$ .

In einem letzten experimentellen Aufbau wurde die Verbesserung der Strahlqualität bei hoher mittlerer Leistung untersucht. Hierzu wurde ein zweistufiger Verstärker-aufbau genutzt. Zentraler Bestandteil der Optimierung war die Reduktion spannungsinduzierter Deformationen der optischen Oberflächen durch die mechanischen Halterungen. Zusätzlich erwies sich die Nutzung vergleichsweise kleiner Strahldurchmesser ( $2.9 \text{ mm} \leq d_{4\sigma} \leq 4.3 \text{ mm}$ ) in Kombination mit einer systematischen Verteilung der Laserstrahlen auf dem angeregten Bereich als vorteilhaft, um die pumpleistungsabhängige Degradation der Strahlqualität in der zweiten Verstärkerstufe gering zu halten.

Mit einer Ausgangsleistung von 435 W aus der ersten Verstärkerstufe, wurde durch weitere Verstärkung in der zweiten Stufe bis zu einer Ausgangsleistung von 1840 W ( $P_{\text{pump}} = 3050 \text{ W}$ ) die Beugungsmaßzahl des eingestrahnten Laserstrahls erhalten ( $M^2 = 1.34$ ). Aufgrund pumpleistungsabhängiger mechanischer Verformungen der Halterung der Laserscheibe, welche zu Dejustage des optischen Systems führten, wurde die Ausgangsleistung der zweiten Verstärkerstufe bei einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.46$  auf ca. 2050 W limitiert. An diesem Betriebspunkt betrug die Puls-

energie 6.83 mJ und die Pulsdauer 7.7 ps.

Ein weiteres Ziel der Arbeit bestand darin, durch Frequenzkonversion die vorteilhaften Eigenschaften der infraroten Laserpulse in den sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich zu übertragen.

Im Rahmen der Untersuchungen zur Frequenzkonversion wurde Multiphotonenabsorption (nichtlineare Absorption) in den nichtlinearen Kristallen als limitierender Faktor identifiziert. Hierbei sind sowohl die den Absorptionsgrad bestimmende Pulsspitzenintensität als auch die mittlere Leistung von Bedeutung. Aufgrund der höheren Photonenenergie ist insbesondere die Erzeugung von UV-Strahlung kritisch, jedoch können bei gleichzeitig hoher Pulsspitzenintensität und mittlerer Leistung auch bei der Frequenzverdopplung bereits merkliche Störungen auftreten.

Durch Frequenzverdopplung von 7.7 ps kurzen infraroten Laserpulsen in einem Lithiumtriborat (LBO)-Kristall wurden mehr als 1.4 kW mittlere Leistung mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität ( $M^2 = 1.41$ ) bei einer Wellenlänge von 515 nm erzeugt. Bei dieser Ausgangsleistung wurden eine Konversionseffizienz von 71 % und eine Pulsenergie von 4.87 mJ erreicht. Dieses Ergebnis stellt derzeit die höchste mittlere Leistung für Laser mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität mit Emission im sichtbaren Spektralbereich dar.

Durch Frequenzverdopplung unterschiedlicher Lasersysteme konnte der Stand der Technik für Hochleistungsultrakurzpulslaser mit Pulsdauern unterhalb einer Piko-sekunde im sichtbaren Spektralbereich hin zu höherer Pulsenergie ( $E_p = 740 \mu\text{J}$ ,  $P_{av} = 370 \text{ W}$ ,  $\tau = 800 \text{ fs}$ ) als auch hin zu kürzeren Pulsdauern ( $\tau = 310 \text{ fs}$ ,  $P_{av} = 282 \text{ W}$ ,  $E_p = 220 \mu\text{J}$ ) erweitert werden.

Für die Frequenzkonversion in den UV-Bereich wurde die Frequenzverdopplung und nachfolgende Summenfrequenzerzeugung in zwei aufeinanderfolgenden LBO-Kristallen genutzt. Durch Frequenzverdreifachung von ca. 6.8 ps kurzen infraroten Laserpulsen wurde nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität ( $M^2 = 1.30$ ) bei einer mittleren Leistung von 137 W erzielt. Durch einen vergleichbaren experimentellen Aufbau wurde die Frequenzverdreifachung von ca. 600 fs kurzen infraroten Laserpulsen demonstriert. In diesem Parameterbereich wurde eine mittlere Leistung von bis zu 100 W bei mäßiger Degradation der Beugungsmaßzahl ( $M^2 = 1.53$ ) erzielt. In beiden Experimenten wurde die Erwärmung des nichtlinearen Kristalls durch Multiphotonenabsorption festgestellt, welche zu zunehmender Verschlechterung der Strahlqualität führte.

Darüber hinaus wurden die entwickelten Infrarotlasersysteme zum Abtrag von Silizium und Diamant eingesetzt. Bei der Bearbeitung von Silizium wurde von Holder et al. [2] eine Steigerung der Materialabtragsrate um mehr als den Faktor 400 gegenüber dem Stand der Technik bei gleichzeitig hervorragender Oberflächenrauheit

von  $S_a \leq 0.6\mu\text{m}$  erzielt. Bei der Politur polykristallinen Diamants erzielten Scalbert et al. [3] eine Produktivitätssteigerung um den Faktor 16 gegenüber dem Stand der Technik bei gleichzeitiger Reduktion der Oberflächenrauheit. Beide Ergebnisse profitierten von der Kombination aus hoher mittlerer Leistung, kurzer Pulsdauer und hoher Pulsenergie. In beiden Untersuchungen war die Optimierung von Repetitionsrate und Anzahl der Pulse in den Pulssalven von zentraler Bedeutung für die optimale Prozessgestaltung.

# Extended Abstract

Ultrafast lasers have established as a versatile tool in science and industry. The spectrum of applications ranges from basic research and medical technology to high-precision material processing in the scientific and industrial sectors. This wide range of applications demands high flexibility in terms of beam and pulse parameters. Thin-Disk laser based multipass amplifiers combine the benefits of high flexibility of a passive amplifier with the advantages of the thin-disk laser technology to generate highly brilliant laser beams at high average power.

This thesis builds on the previous work in reference [1] and aimed to improve thin-disk multipass amplifiers. In addition to improving the beam quality at high average power and shortening the pulse duration, practical aspects such as reducing the footprint, fast modulation of repetition rate and pulse energy, as well as the investigation of the beam position and pointing stability were in the scope of the work. These goals were achieved by developing a total of three different thin-disk multipass amplifiers. By using a new scheme for geometric folding of the beam path, a very compact footprint of approx.  $\varnothing 430 \text{ mm} \times 570 \text{ mm}$  was realized. Furthermore, a concept for avoiding misalignment due to thermo-optically induced wavefront distortions in the heated ambient air in front of the laser disk (so-called „airwedge“) was developed.

In a second multipass amplifier, which was developed for long-term stable operation at high average power, CPA-free amplification of laser pulses with a pulse duration of 260 fs was demonstrated. At an average power of more than 500 W, close to time-bandwidth-limited laser pulses with near diffraction-limited beam quality and a pulse duration of 294 fs were obtained. The pulse energy was as high as 413  $\mu\text{J}$ , which corresponds to a pulse peak power of 1.17 GW. This result currently represents the shortest pulse duration for a Yb:YAG-based laser amplifier ( $P_{\text{av}} > 200 \text{ W}$ ) without additional nonlinear pulse compression.

Together with a more powerful seed laser ( $P_{\text{av}} = 127 \text{ W}$ ,  $M^2 = 1.28$ ,  $\tau = 470 \text{ fs}$ ,  $E_p = 254 \mu\text{J}$ ) the same amplifier setup was used to extend the spectral bandwidth of the laser pulses by exploiting nonlinear effects. At the exit of the laser amplifier the laser pulses were stretched to a pulse duration of about 700 fs, while supporting a time-bandwidth-limited pulse duration of 69 fs. The beam propagation factor was  $M^2 = 1.43$ . The average power was 1059 W, while the pulse energy was 2.12 mJ.

The use of dispersive mirrors allowed compression down to a pulse duration of 97 fs FWHM ( $\text{sech}^2$ ) at a pulse energy of 1.22 mJ. To avoid power-dependent beam quality degradation, which was caused by heating of the dispersive mirrors, the average power was limited to 306 W. At this operating point the beam propagation factor was  $M^2 = 1.46$ .

The fast modulation ( $>1$  MHz) of the pulse energy and the repetition rate was demonstrated through the implementation of polarization multiplexing at more than 1 kW of average power with a contrast of  $K_M = 484 : 1$ . In addition, the amplification of pulse bursts with an intraburst repetition rate of about 40 MHz and up to 7 intraburst pulses was investigated. It was measured that the temporal intensity profile of the incident burst pulse was almost preserved throughout the amplification.

A measurement of the output power stability resulted in a standard deviation of 3.49 W, corresponding to 0.35 %, when operating at an average power exceeding 1 kW. The beam directional stability was better than  $15 \mu\text{rad}$ , and the beam position stability was better than  $75 \mu\text{m}$ .

The improvement of the beam quality at high average power was investigated in the last experimental setup. A two-stage amplifier setup was used for this purpose. A central aspect in the optimization of the beam quality was the reduction of stress-induced deformation of the optical surfaces by the mechanical mounts. The use of comparatively small beam diameters ( $2.9 \text{ mm} \leq d_{4\sigma} \leq 4.3 \text{ mm}$ ) in combination with a systematic distribution of the laser beams on the pumped region of the gain medium proved to be advantageous in the second amplifier stage to keep the pump power dependent degradation of the beam quality low.

Further amplification in the second stage up to an output power of 1840 W ( $P_{\text{pump}} = 3050 \text{ W}$ ) was possible with an output power of 435 W from the first amplifier stage without degrading the beam propagation factor of the injected laser beam ( $M^2 = 1.34$ ). Due to pump power-dependent mechanical deformation of the mount of the laser disk, which led to misalignment of the optical path, the output power of the second amplifier stage was limited to about 2050 W at a beam propagation factor of  $M^2 = 1.46$ . At this output power, the pulse energy was 6.83 mJ and the pulse duration was 7.7 ps.

Another goal of this thesis was to transfer the advantageous properties of the infrared laser pulses into the visible and ultraviolet spectral range by using nonlinear frequency conversion.

Multiphoton absorption in the nonlinear crystals was identified as a limiting factor in the frequency conversion. For this effect the absorption coefficient depends on the pulse peak intensity of the laser pulses. Therefore the heat load is determined

not only by the average power, but also by the peak intensity of the laser pulses. Due to the higher photon energy, the generation of UV radiation is particularly critical. Noticeable multiphoton absorption was however also observed for frequency doubling of lasers with simultaneously high peak intensity and average power.

Frequency doubling of 7.7 ps short infrared laser pulses by means of an LBO crystal resulted in more than 1.4 kW of average power with nearly diffraction-limited beam quality ( $M^2 = 1.41$ ) at a wavelength of 515 nm. A conversion efficiency of 71 % and a pulse energy of 4.87 mJ were obtained at this output power. This result currently represents the highest average power for lasers with near diffraction-limited beam quality with emission in the visible spectral range.

The state of the art for high-power ultrafast lasers with subpicosecond pulse duration in the visible spectral range could be extended towards higher pulse energies ( $E_p = 740 \mu\text{J}$ ,  $P_{av} = 370 \text{ W}$ ,  $\tau = 800 \text{ fs}$ ) as well as towards shorter pulse durations ( $\tau = 310 \text{ fs}$ ,  $P_{av} = 282 \text{ W}$ ,  $E_p = 220 \mu\text{J}$ ) by frequency doubling of different laser systems. Frequency doubling and subsequent sum frequency generation in two consecutive LBO crystals was used for frequency conversion to the UV region. Frequency tripling of approximately 6.8 ps short infrared laser pulses yielded near diffraction-limited beam quality ( $M^2 = 1.30$ ) at an average power of 137 W. Frequency tripling of approximately 600 fs short infrared laser pulses was investigated in a comparable experimental setup. An average power of up to 100 W could be obtained for this range of parameters with moderate degradation of the beam propagation factor ( $M^2 = 1.53$ ). The heating of the nonlinear crystal due to multiphoton absorption was observed in both experiments. The resulting thermo-optical effects led to degradation of the beam quality.

The developed infrared laser systems were used to process silicon and diamond. In the case of silicon machining, Holder et al. [2] could increase the material removal rate by more than a factor of 400 compared to the state of the art while maintaining excellent surface roughness of  $S_a \leq 0.6 \mu\text{m}$ . For polishing polycrystalline diamond, Scalbert et al. [3] achieved an increase in productivity by a factor of 16 compared to the state of the art while reducing the surface roughness. Both investigations benefited from the combination of high average power, short pulse duration, and high pulse energy. Both studies relied on the optimization of the repetition rate and the number of pulses in the pulse bursts to optimize the ablation process for best results.

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Der Ultrakurzpulslaser hat sich als vielseitiges Werkzeug für Anwendungen in der Grundlagenforschung, der Medizin- und Fertigungstechnik etabliert. In der Lasermaterialbearbeitung bietet der bei Ablationsprozessen äußerst geringe Wärmeeintrag in das Werkstück Vorteile für Hochpräzisionsanwendungen, wodurch der Ultrakurzpulslaser Anwendungen ermöglicht, für welche der klassischen Dauerstrichlaser nicht geeignet ist. Aufgrund der hohen Pulsspitzenleistung sind zusätzlich Applikationen möglich, wie etwa die Bearbeitung innerhalb eines transparenten Volumens, welche mit dem Dauerstrichlaser ebenfalls nicht möglich sind [4, 5]. Das Spektrum der Anwendungen reicht vom Bohren von Mikrolöchern, über das Abtragen und Funktionalisieren von Oberflächen, dem Trennen und Schweißen transparenter Materialien bis hin zur Fertigung vollständiger mikrofluidischer und -optischer Systeme für die „Lab-on-a-Chip“ Technologie [4, 6–9]. Dieses breite Anwendungsspektrum verlangt nach einer hohen Flexibilität bei den Strahl- und Pulsparametern. Neben der die Produktivität bestimmenden mittleren Leistung sind eine Vielzahl weiterer Faktoren relevant. Zur vollen Ausschöpfung des Potenzials des Alleinstellungsmerkmals des Ultrakurzpulslasers – dem präzisen Materialabtrag bei minimaler Wärmeentwicklung – ist neben der Strahlquelle an sich, ein Modulator zur schnellen Manipulation von Pulsenergie und Repetitionsrate des Laserstrahls unerlässlich. Dieser beruht auf transmissiven optischen Elementen, wodurch bei hoher mittlerer- und Pulsspitzenleistung zunehmend thermische und nichtlineare Effekte dominieren [10]. Zusätzlich zu den „klassischen“ Laserparametern Strahlqualität, Pulsenergie, Pulsdauer und Repetitionsrate, gewinnt für die ideale Prozessgestaltung die gezielte zeitliche Formung des Pulszugs zu Pulssalven an Bedeutung. Hierdurch kann die erzielbare Oberflächenqualität sowie die Effizienz von Ablationsprozessen, und damit die Produktivität, maximiert werden [11, 12].

In den letzten Jahren hat sich die mittlere Leistung und Pulsspitzenleistung von Ultrakurzpulslasern stark erhöht, wodurch Konzepte, welche auf der isolierten Betrachtung der einzelnen Funktionsbausteine, wie etwa Strahlquelle, Modulator und strahlformendes Element, beruhen, zunehmend an Grenzen stoßen. Ein vielverspre-



chender Ansatz zur Lösung dieser Problematik bietet die gezielte Ausnutzung der hohen Flexibilität einer passiven Verstärkerarchitektur zur Integration dieser Funktionalitäten. Multipassverstärker auf Basis der Scheibenlasertechnologie verbinden die hohe Flexibilität eines passiven, hochleistungstauglichen Verstärkerkonzepts mit den vorteilhaften Eigenschaften des Scheibenlasers zur Erzeugung hoher Ausgangsleistung bei hervorragender Strahlqualität.

Neben den weit verbreiteten Infrarotlasern bieten Laser mit Emission im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich spezifische Vorteile für eine Vielzahl von Anwendungen. Bei gleichbleibender Beugungsmaßzahl und Divergenz kann durch die kürzere Wellenlänge ein kleinerer Strahltaillendurchmesser und somit eine feinere Struktur erzeugt werden [13, 14]. Auch die Absorptionscharakteristiken industriell relevanter Materialien hängen stark von der Wellenlänge ab. So ist beispielsweise unter Normaleinfall die lineare Absorption von Kupfer im grünen Spektralbereich etwa sieben Mal höher als im infraroten Spektralbereich, wodurch sich Vorteile in der Prozessgestaltung ergeben und sich die für den Bearbeitungsprozess erforderliche Laserleistung erheblich reduziert [15, 16]. Auch für die Bearbeitung transparenter Materialien ist die Nutzung kurzwelliger Strahlungsquellen interessant. Durch die höhere Photonenenergie nimmt die Zahl der benötigten Photonen zur Überbrückung der (Quasi-)Bandlücke ab, wodurch die Wahrscheinlichkeit für die Multiphotonenabsorption steigt und die Absorption effektiv zunimmt [17, 18].

Zusätzlich zur Verbesserung etablierter Anwendungen in der Lasermaterialbearbeitung erschließt sich mit der Entwicklung leistungsstarker, kurzwelliger, Ultrakurzpulslaser ein ganzes Spektrum wissenschaftlicher Anwendungen, welche auf der Erzeugung von extrem ultravioletter Strahlung mittels hoher Harmonischer beruhen [19–21].

## 1.2 Struktur der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung von Scheibenlaser-Multipassverstärkern zur Verstärkung ultrakurzer Laserpulse im nahen Infrarot sowie von Frequenzkonversionsprozessen zur Erschließung des sichtbaren und ultravioletten Spektralbereichs. Im ersten Kapitel wird zunächst der Stand der Technik vorgestellt, die Forschungsbedarfe aufgezeigt und anschließend die Zielsetzung abgeleitet.

Die Kapitel 2 bis 4 umfassen den kumulativen Teil der Dissertation, welcher vorwiegend aus Veröffentlichungen in Fachzeitschriften besteht und ausgewählte Experimente beschreibt. Kapitel 2 beinhaltet ein Konzept zur kompakten geometrischen Faltung eines Multipassverstärkers sowie eine Methode zur Vermeidung von Dejus-

tage aufgrund natürlicher Konvektion an der heißen, ungekühlten Oberfläche der Laserscheibe. In Kapitel 3 werden Ergebnisse zur Verstärkung von Laserpulsen mit einer Pulsdauer unterhalb einer Pikosekunde vorgestellt. In diesem Themenbereich werden Experimente zur CPA-freien Verstärkung von 260 fs kurzen Laserpulsen sowie zur spektralen Verbreiterung innerhalb des Verstärkers bei einer Ausgangsleistung oberhalb von einem Kilowatt vorgestellt. Weitere Schwerpunkte dieses Kapitels stellen ein skalierbares Konzept zur schnellen Modulation der Repetitionsrate und Pulsenergie bei hoher mittlerer Leistung sowie die Verstärkung von Pulssalven dar. Untersuchungen zur Strahlungs- und Leistungsstabilität schließen den Themenbereich ab. Neben der Optimierung eines Multipassverstärkers auf hohe Strahlqualität bei hoher mittlerer Leistung umfasst Kapitel 4 die Frequenzkonversion in den sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich. Eine zentrale Rolle spielt hierbei die Untersuchung des insbesondere im Bereich gleichzeitig hoher Pulsspitzenintensität, mittlerer Leistung und Photonenenergie auftretenden Effekts der nichtlinearen Absorption in den Konversionskristallen.

Im letzten Kapitel werden die erzielten Ergebnisse zusammengefasst und in den wissenschaftlichen Kontext eingeordnet. Ein Überblick über die Anwendungen der entwickelten Lasersysteme und ein Ausblick schließen das Kapitel ab.

## **1.3 Stand der Technik und Zielsetzung**

### **1.3.1 Hochleistungs-Ultrakurzpulslaser im infraroten Spektralbereich**

Leistungsstarke Ultrakurzpulslaser können auf Basis unterschiedlicher Laserkonzepte und Laserarchitekturen realisiert werden. Eine Gemeinsamkeit der Konzepte besteht in der nahezu ausschließlichen Nutzung von Ytterbium dotierten Kristallen oder Gläsern und der damit verknüpften Emission im nahen Infrarot bei einer Wellenlänge von ca.  $1\text{ }\mu\text{m}$ . Insbesondere die Granat-Kristalle Yttrium-Aluminium-Granat (YAG) und Lutetium-Aluminium-Granat (LuAG) haben sich, aufgrund von vorteilhaften thermischen und spektroskopischen Eigenschaften sowie deren Verfügbarkeit in hoher optischer Qualität, etabliert.

Grundsätzlich ist bei den Konzepten zwischen Laseroszillatoren und Laserverstärkern zu unterscheiden. Neben dieser Unterscheidung ist eine Unterteilung nach der genutzten Laserarchitektur sinnvoll, da sich hier charakteristische Vorteile hinsichtlich der Pulsparameter und Strahleigenschaften ergeben. Insbesondere Faser-, Innoslab- und Scheibenlaser sind aufgrund ihres Designs zur Reduktion thermischer Effekte für die Erzeugung hoher Ausgangsleistungen geeignet. Im Bereich modenge-

koppelter Oszillatoren liefern derzeit Scheibenlaser die höchsten Ausgangsleistungen und Pulsenergien. Je nach Verfahren zur Modenkopplung liegt die Pulsdauer im Bereich von wenigen hundert Femtosekunden bis hin zu wenigen Pikosekunden. In den letzten Jahren wurden Yb:YAG basierte Oszillatoren mit Ausgangsleistungen bis zu wenigen hundert Watt demonstriert [22–24]. Durch die hohen Repetitionsraten im Bereich von typischerweise mehreren zehn Megahertz liegt die Pulsenergie dabei häufig im Bereich von wenigen 10 Mikrojoule. Aufgrund dieser vergleichsweise geringen Pulsenergie sowie der geringen Flexibilität bezüglich der Pulsparameter sind Ultrakurzpuls-Laseroszillatoren für die Lasermaterialbearbeitung von untergeordneter Bedeutung.

Durch Entkopplung der komplexen physikalischen Vorgänge der Pulserzeugung in einem Oszillator von der Leistungs- bzw. Energieskalierung in einem nachfolgenden Verstärker bieten sich zahlreiche Vorteile. Neben der einfacheren Skalierung der Ausgangsleistung bzw. Pulsenergie kann durch die resonatorexterne Strahl- und Pulsformung die Flexibilität hinsichtlich der erzielbaren Laserparameter signifikant erhöht werden. Weiterhin kann durch den Einsatz von optischen Modulatoren und Elementen vor der Verstärkerstufe die Strahl- oder Pulsformung bei geringer mittlerer Leistung und Pulsspitzenleistung erfolgen, wodurch nachteilige thermische und nichtlineare Effekte stark reduziert werden. Durch die gezielte Manipulation der Puls- und Strahleigenschaften sowie die Nutzung von nachgeschalteten Laserverstärkern konnte in den letzten Jahren eine hohe Parametervielfalt bei gleichzeitiger hoher mittlerer Leistung erzielt werden. Nach der erstmaligen Demonstration von Ultrakurzpulslasern mit einer mittleren Leistung von mehr als einem Kilowatt [25, 26], wurden nur wenige Jahre später bereits Laserverstärker mit Ausgangsleistungen im Bereich von einem Kilowatt und Pulsenergien von mehreren hundert Millijoule [27, 28] oder Pulsdauern im Bereich von wenigen hundert Femtosekunden [29] demonstriert. Neben der Skalierung der Ausgangsleistung und Pulsparameter wurden ebenfalls leistungsstarke Laser mit einer sehr hohen Repetitionsrate im Gigahertz-Bereich [30] oder mit zylindersymmetrischen Polarisationszuständen demonstriert [31].

Während alle Laserverstärker der Skalierung der mittleren Leistung bzw. Pulsenergie dienen, bieten die verschiedenen Laserarchitekturen und Verstärkerkonzepte charakteristische Vor- und Nachteile hinsichtlich der erzielbaren Laserparameter, Kosten, Komplexität und Platzbedarf. Die folgenden Unterabschnitte stellen den Stand der Technik der wichtigsten Verstärkerarchitekturen für die Erzeugung hoher mittlerer Leistung bei nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität sowie die charakteristischen Vor- und Nachteile der jeweiligen Architektur vor.

### 1.3.1.1 Faserverstärker

Faserlaser bieten Vorteile hinsichtlich der thermischen Eigenschaften sowie der Strahlqualität, welche durch die Wellenleiterstruktur definiert ist. Für Stufenindexfasern, welche ausschließlich den Grundmode führen, liegt bei einer Wellenlänge von 1064nm und einer NA von 0.05 der maximale Faserkerndurchmesser bei ca. 16µm [32]. Die weitere Vergrößerung des Faserkerndurchmessers durch eine Reduktion der NA ist herstellungsbedingt schwierig und würde die Führung des Lichts im Wellenleiter beeinträchtigen [33]. Die aus der geringen Modenfläche resultierende hohe Intensität sowie die lange Interaktionsstrecke innerhalb der Faser, ermöglichen eine effiziente Verstärkung bei einem hohem Verstärkungsfaktor. Gleichzeitig führen diese Eigenschaften bereits bei moderaten Leistungen zu ausgeprägten nichtlinearen optischen Effekten. Zur Reduktion der Intensität wird bei ultrakurz-gepulsten Systemen auf die „chirped pulse amplification“ (CPA) Technik zurückgegriffen [34]. Diese Methode nutzt die gezielte Manipulation der spektralen Phase, um die Laserpulse vor dem Verstärker zeitlich zu verlängern und so die Intensität zu reduzieren (sog. Strecken). Nach Verlassen des Verstärkers wird die Phase der Spektralanteile des verstärkten Laserpulse erneut modifiziert, wodurch die Pulsdauer wieder verringert wird (sog. Kompression) [34–36]. Um die notwendigen Streckfaktoren und die damit verknüpfte Dispersion und Kosten in den für die CPA-Technik genutzten Streckern und Kompressoren zu reduzieren, werden mikro-strukturierte Fasern mit einer erhöhten Modenfläche und sehr geringen numerischen Aperturen genutzt. Durch die Vergrößerung der Querschnittsfläche der Moden können nichtlineare Effekte deutlich reduziert, jedoch auch weitere Moden geführt werden [33, 36, 37]. Insbesondere bei hoher mittlerer Leistung kann dies zu dem Effekt der Modeninstabilität führen. Dieser beschreibt die schwellenartig einsetzende Verschlechterung der Strahlqualität bei nur geringfügiger Erhöhung der Ausgangsleistung und wird durch eine unerwünschte Kopplung zwischen der Grundmode und höheren transversalen Moden verursacht [33, 37–41]. Während nichtlineare Effekte die Pulsspitzenleistung und Pulsspitzenintensität limitieren, limitiert die Modeninstabilität die mittlere Leistung von Faserverstärkern [33]. Zur Skalierung der mittleren Leistung faserbasierter Laserverstärker wird derzeit auf die kohärente (interferometrische) Kopplung mehrerer Verstärker zurückgegriffen (engl. Coherent beam combination, CBC). Die mittlere Leistung des einzelnen Verstärkers ist durch die transversale Modeninstabilität limitiert, wohingegen die Ausgangsleistung des Gesamtsystems durch die Anzahl der gekoppelten Verstärkerkanäle limitiert ist [42]. Durch die Kombination dieser Techniken konnten im Zeitraum der Erstellung dieser Arbeit Lasersysteme mit mittlerer Leistung von 3.5 kW ( $M_x^2 = 1.24$ ,  $M_y^2 = 1.10$ ), bzw.

10.4 kW ( $M_x^2 = 1.20$ ,  $M_y^2 = 1.15$ ) demonstriert werden [43, 44]. Insbesondere bei hoher mittlerer Leistung im Multi-Kilowatt Bereich werden derzeit hohe Repetitionsraten von 80 MHz genutzt, wodurch die Pulsenergie typischerweise bei wenigen zehn bis hundert Mikrojoule liegt. Aufgrund der hohen spektralen Verstärkungsbandbreite in Yb:Glas wurden trotz der sehr hohen Verstärkungsfaktoren Pulsdauern von 430 fs [43] bzw. 254 fs [44] erzielt.

Trotz der hohen Komplexität der genannten Techniken und den damit verbundenen Kosten, bietet die Faserarchitektur aufgrund der hohen Strahlqualität und kurzen Pulsdauern bei gleichzeitig hoher mittlerer Leistung insbesondere Vorteile im Bereich geringer Pulsenergie von etwa zehn Mikrojoule pro Verstärkerkanal. In einer kürzlich erschienen Publikation [45] wurde durch die gezielte Manipulation der spektralen Phase und Amplitude des Seedlasers der Gain-Narrowing Effekt in nachfolgenden Faserverstärkern minimiert. Hierdurch konnte die Bandbreite von Yb:Glas weitestgehend ausgenutzt werden, wodurch nach Kompression nahezu Zeit-Bandbreite-limitierte Pulse mit einer Pulsdauer von 120 fs erzielt wurden. Das System basierte auf 16 kohärent gekoppelten Faserverstärkern und lieferte nach Kompression eine Pulsenergie von 10 mJ bei einer mittleren Leistung von 1006 W. Die Beugungsmaßzahl betrug nach Kopplung der 16 Verstärkerkanäle und nachfolgender Kompression der Laserpulse  $M_x^2 = 1.16$ , bzw.  $M_y^2 = 1.09$ .

Durch die Nutzung weiterer Techniken zur Reduktion nichtlinearer Effekte können noch höhere Pulsenergien erreicht werden, gleichzeitig erhöht sich aber auch die Komplexität des Aufbaus. Ein Beispiel hierfür ist das Aufteilen eines einzelnen Laserpulses in mehrere zeitlich verzögerte Kopien mit geringerer Energie, nachfolgendes Verstärken der Puls kopien und eine anschließende Rekombination zu einem einzigen Laserpuls (engl.: Divided Pulse Amplification, DPA) [46]. Durch die kohärente Kopplung von zwölf faserbasierten Verstärkerkanälen und die Aufteilung des jeweils einzelnen Pulses in acht Puls-Replikas, konnte, nach Rekombination der insgesamt 96 Puls-Replikas in einem Multipass-Zellen-basierten Aufbau, eine Pulsenergie von 23 mJ bei einer mittleren Leistung bis zu 674 W erreicht werden [47]. Nach der Kompression eines abgeschwächten Pulses, welcher nur über einen Teil der Pulsenergie verfügte, wurde eine Pulsdauer von 235 fs gemessen. Die Beugungsmaßzahl wurde nicht spezifiziert. Derzeit werden CPA, DPA und CBC, insbesondere in Kombination, in Faserverstärkern genutzt. Prinzipiell sind diese Techniken jedoch universell einsetzbar und nicht auf eine bestimmte Laserarchitektur beschränkt [42].

### 1.3.1.2 Innoslabverstärker

Verstärker auf Basis der Innoslab-Geometrie bieten insbesondere die Vorteile hoher Verstärkung bei gleichzeitig kompakter Bauweise und Ausgangsleistungen im Bereich von 10-1000 W. Ausführliche Übersichten über die Innoslab-Technologie sowie Skalierungsbetrachtungen finden sich in den Referenzen [48, 49]. Im Vergleich zu Faserlasern bietet die Innoslab Architektur aufgrund der größeren Strahldurchmesser und damit geringeren Intensitäten insbesondere Vorteile hinsichtlich der reduzierten nichtlinearen Effekte. So kann bei einer Pulsdauer von ca. 1 ps eine Pulsenergie von bis zu ca. 50  $\mu$ J erzielt werden, bevor nichtlineare Effekte sich auswirken. Aufgrund des komplexen Zusammenspiels aus instabilem Resonator zur Erzeugung des Mehrfachdurchgangs und dem Einfluss benachbarter Strahlen im Verstärkermedium, weisen Innoslabverstärker im Fernfeld ein charakteristisches, „sinc“-ähnliches, Beugungsmuster in Richtung einer Transversalachse (slow-axis) auf, welches von einer Verschlechterung der Strahlqualität in dieser Achse begleitet wird. Zur Erzeugung nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität werden daher zusätzliche Raumfrequenzfilter in dieser Achse eingesetzt, welche mit einem Leistungsverlust von ca. 10 % einhergehen [48].

Auf Basis eines zweistufigen Innoslabverstärkers wurde ein Ultrakurzpuls laser mit 1.1 kW mittlerer Leistung mit einer Pulsdauer von 615 fs und einer Repetitionsrate von 20 MHz demonstriert, was einer Pulsenergie von 55  $\mu$ J entspricht [25]. Die Beugungsmaßzahl betrug bei dieser Ausgangsleistung  $M_x^2 = 1.5$  und  $M_y^2 = 2.7$ . Ein ebenfalls bei einer Repetitionsrate von 20 MHz betriebenes, zweistufiges System lieferte 46.5  $\mu$ J an Pulsenergie bei einer etwas geringeren Ausgangsleistung von 930 W und einer Pulsdauer von 800 fs, jedoch einer deutlich verbesserten Beugungsmaßzahl von  $M_x^2 = 1.42$  und  $M_y^2 = 1.09$  [48]. In [50] wird von einem CPA-basierten Verstärker berichtet, welcher eine Pulsenergie von 54 mJ bei einer Repetitionsrate von 10 kHz lieferte. Bei der mittleren Leistung von 540 W wurde dabei eine exzellente Beugungsmaßzahl von  $M_x^2 = M_y^2 = 1.1$  gemessen. Die Pulsdauer betrug nach Kompression 1.5 ps.

### 1.3.1.3 Scheibenlaserverstärker

Im Gegensatz zu Faser- und Innoslabverstärkern weisen Scheibenlaserverstärker einen sehr hohen Verstärkungskoeffizienten auf. Aufgrund der sehr geringen Dicke des laseraktiven Mediums von typischerweise etwa 100  $\mu$ m, ergibt sich jedoch eine geringe Verstärkung pro Durchgang. Für die effiziente Verstärkung sind daher mehrere Durchgänge durch das laseraktive Medium erforderlich. Hierfür haben sich

zwei Verstärkerkonzepte etabliert, regenerative Verstärker und Multipassverstärker.

### *Regenerative Verstärker*

Regenerative Verstärker bestehen aus einer Kavität und einem optischen Schalter, für gewöhnlich ein elektrooptischer Modulator (EOM), zur Ein- und Auskopplung von Pulsen. Zu Beginn des Verstärkungsvorgangs wird ein vom Seedlaser emittierter Laserpuls über den EOM in die Kavität eingekoppelt. Der Laserpuls läuft anschließend in der Kavität um und wird verstärkt, bevor er durch den EOM wieder ausgekoppelt wird. Auf diese Weise ergibt sich eine hohe Flexibilität bezüglich der Anzahl der Durchgänge des Pulses durch das laseraktive Medium, wodurch eine hohe Gesamtverstärkung bereits bei geringer Seedlaser-Leistung von 100 mW ermöglicht wird [51, 52]. Zur Reduktion nichtlinearer Effekte in den Kristallen des EOMs ist in der Regel CPA erforderlich. Der EOM und die benötigte schnell schaltende Hochspannungselektronik sind bei diesem Konzept limitierende Faktoren. Die maximale Repetitionsrate des Verstärkers ist aufgrund der Hochspannungselektronik sowie störender elektrooptischer Effekte in den Kristallen des Modulators begrenzt. Diese liegt typischerweise unterhalb von einem Megahertz, bei Systemen mit sehr hoher mittlerer Leistung oder Pulsenergie oft im Bereich weniger zehn Kilohertz [28, 53]. Die Vorteile dieser Verstärkerarchitektur liegen bei den hohen Verstärkungsfaktoren und Pulsenergien bei gleichzeitig hoher Strahlqualität. Im Bereich hoher Repetitionsraten wird in [52] von einem CPA-freien regenerativen Verstärker berichtet, welcher eine Pulsenergie von 2 mJ bei einer Repetitionsrate von 100 kHz und einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 < 1.4$  lieferte. Diese hohe Pulsenergie wurde durch ein Resonatordesign ermöglicht, welches große Modenabmessungen erlaubt, wodurch die Intensität gesenkt und folglich nichtlineare Effekte reduziert werden. Die ausgekoppelten Laserpulse wiesen signifikante spektrale Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation sowie eine Pulsdauer von 1.4 ps auf. Durch eine effiziente (97 % Transmission) nachfolgende Kompression mittels dispersiver Spiegel wurde die Pulsdauer auf 210 fs reduziert.

Bei Repetitionsraten unterhalb von 20 kHz wurden mit CPA-basierten regenerativen Scheibenlaserverstärkern sehr hohe Pulsenergien bei gleichzeitig sehr hohen mittleren Leistungen demonstriert. Bei einer nahezu beugungsbegrenzten Strahlqualität von  $M_x^2 = 1.10$  und  $M_y^2 = 1.09$  wurde eine Pulsenergie von 206 mJ bei einer Repetitionsrate von 5 kHz demonstriert, was einer mittleren Leistung von 1.03 kW entspricht. Die Pulsdauer betrug nach Kompression ca. 1.1 ps [28]. In Referenz [53] wird ebenfalls von einer Pulsenergie von 200 mJ bei einer Repetitionsrate von 5 kHz und einer Beugungsmaßzahl von  $M_x^2 = 1.16$  und  $M_y^2 = 1.14$  berichtet. Die theore-

tisch erzielbare Pulsdauer wird mit 600 fs spezifiziert, die experimentell erreichte Pulsdauer jedoch nicht angegeben. Bei Betrieb mit einer Repetitionsrate von 20 kHz wurde eine Pulsenergie von 95 mJ erreicht. Die Strahlqualität und die Pulsdauer wurden an diesem Betriebspunkt nicht quantifiziert.

### *Multipassverstärker*

Im Gegensatz zu regenerativen Verstärkern nutzen Multipassverstärker eine geometrische Faltung des Strahlengangs, um den Laserstrahl mehrfach über das laseraktive Medium zu lenken. Hierdurch ergibt sich der Vorteil, dass der Modulator entfällt, wodurch ein passiver Verstärkeraufbau entsteht. Zusätzlich wird ein, bis auf die Propagation durch das laseraktive Medium, rein reflektiver Verstärkeraufbau ermöglicht, wodurch thermooptische und nichtlineare Effekte auf ein Minimum reduziert werden können. Darüber hinaus bietet ein passiver Verstärker maximale Flexibilität bezüglich der Repetitionsrate sowie möglicher Strahlformung. Im Gegenzug ist die Anzahl der Durchgänge durch das laseraktive Medium durch die Geometrie fixiert, wodurch eine Erhöhung der Anzahl der Durchgänge im Einfachdurchgang durch den Verstärker in der Regel nur durch eine Erhöhung der Anzahl der optischen Faltungselemente erreicht werden kann. Die Anzahl möglicher Faltungselemente im Verstärker ist durch praktische Randbedingungen limitiert, wodurch die Anforderungen in Bezug auf die Ausgangsleistung des Seedlasers zunehmen. Insbesondere für Multipassverstärker auf Basis der Scheibenlasertechnologie, stellt dies aufgrund der geringen Verstärkung pro Durchgang durch die Laserscheibe eine Herausforderung dar. Im Zuge einer vorherigen Arbeit wurde am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW) ein Konzept zur Nutzung von Scheibenlaser basierten Multipassverstärkern für ultrakurze Laserpulse erarbeitet, welches die Erzeugung hoher Ausgangsleistungen im Kilowatt-Bereich ermöglichte [1]. In der dazu angefertigten Dissertation findet sich eine detaillierte Beschreibung des Verstärkerkonzepts sowie die ausführliche Diskussion spezifischer Vor- und Nachteile möglicher Schemata zur Propagation des Seedlaserstrahls durch den Verstärker. Durch das in jener Arbeit genutzte Konzept der quasi-kollimierten freien Propagation [1], werden vergleichsweise große Strahldurchmesser von mehreren Millimetern, bei gleichzeitiger Vermeidung von Zwischenfokussen ermöglicht. Durch die Kombination des Multipassverstärker-Konzepts mit den Vorteilen der Scheibenlaserarchitektur, bieten sich insbesondere Vorteile hinsichtlich der Nutzung als letzte Verstärkerstufe zur Erreichung sehr hoher Ausgangsleistung und Pulsspitzenleistung bei gleichzeitig hoher Strahlqualität.

Auf Basis von Scheibenlaser Multipassverstärkern wurde bereits eine mittlere Leistung von 1.4 kW bei einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.4$  demonstriert. Die Puls-



energie betrug 4.7 mJ bei einer Pulsdauer von ca. 7.7 ps und einer Repetitionsrate von 300 kHz [54]. In einem Einfachdurchgang durch den Verstärker wurden durch die verwendete Spiegelmatrix 20 Reflexionen an der hochreflektierenden Seite der Laserscheibe ermöglicht. Durch die Nutzung eines polarisations-basierten Doppeldurchgangs wurde die Anzahl der Reflexionen auf 40 erhöht. In einem weiteren experimentellen Aufbau wurden durch die Nutzung einer größeren Spiegelmatrix 60 Reflexionen im Doppeldurchgang ermöglicht. Mit diesem Aufbau wurde eine Ausgangsleistung von 2 kW demonstriert. Das Strahlprofil wies deutliche Aberrationen auf, welche zu einer starken Verschlechterung der Strahlqualität führten, welche jedoch nicht weiter quantifiziert wurde [55]. Die Pulsenergie betrug 6.7 mJ, die Pulsdauer wurde mit unter 10 ps angenommen. In beiden Experimenten wurde ein Seedlaser mit 6.5 ps Pulsdauer, einer Repetitionsrate von 300 kHz und einer mittleren Leistung von 115 W genutzt.

Nach Abschluss der Experimente für die vorliegende Arbeit wurde ein Experiment bekannt [56], in welchem ein zweistufiger Scheibenlaser Multipassverstärker genutzt wurde. Das Konzept basiert ebenfalls auf der quasi-kollimierten freien Propagation, nutzt jedoch eine kompakte, monolithische, Spiegelmatrix welche 18 Reflexionen in einem Einfachdurchgang ermöglicht. Das System basierte auf der seriellen Nutzung zweier baugleicher Verstärkerzellen. Die erste der beiden Zellen wurde mit einem polarisations-basierten Doppeldurchgang genutzt und ermöglichte 36 Reflexionen an der Laserscheibe. Anschließend wurde der verstärkte Strahl in die zweite Zelle eingekoppelt, welche in einem Einfachdurchgang mit 18 Reflexionen an der Laserscheibe genutzt wurde. Für die Experimente wurde ein Seedlaser mit einer mittleren Leistung von 20 W genutzt. Bei einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.5$  wurde bei einer Repetitionsrate von 400 kHz eine mittlere Leistung von 1.5 kW erzielt, was einer Pulsenergie von 3.75 mJ entspricht. Durch eine veränderte Justage wurde die Ausgangsleistung auf 1.9 kW erhöht, jedoch die Beugungsmaßzahl auf  $M^2 = 2.3$  verschlechtert. Die Pulsenergie betrug 4.75 mJ, die Pulsdauer wurde bei diesem Betriebspunkt mit 1.3 ps quantifiziert. In derselben Veröffentlichung wurde auch die Verstärkung von Pulssalven berichtet. Diese bestanden aus vier Pulsen mit einer Intraburstrepetitionsrate von 50 MHz, was einem zeitlichen Abstand von 20 ns zwischen den Pulsen entspricht. Die Interburstrepetitionsrate betrug 25 kHz. Die Burstenergie wurde mit 46.7 mJ (bzw. 11.7 mJ Pulsenergie) angegeben, was einer mittleren Leistung von ca. 1200 W entspricht. Die Pulsdauer und Strahlqualität wurden für diesen Betrieb nicht spezifiziert.

Im Bereich von Pulsdauern unterhalb 1 ps wurde eine mittlere Leistung von 400 W bei einer Repetitionsrate von 200 kHz und einer Pulsenergie von 2 mJ berichtet [57]. Die Pulsdauer betrug 885 fs, womit eine Pulsspitzenleistung von ca. 2 GW erzielt wur-

de. Aufgrund der hohen Pulsspitzenleistung wurde in diesem Experiment spektrale Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation beobachtet. Durch die nachfolgende Pulskompression in einem auf dispersiven Spiegeln basierenden Pulskompressor wurde eine Pulsdauer von  $\tau < 140$  fs bei sonst gleichen Parametern [58] erzielt. Der in diesen Experimenten genutzte Seedlaser lieferte 805 fs kurze Pulse bei einer Repetitionsrate von 200 kHz und einer mittleren Leistung von 40 W.

Darüber hinaus wurde die Verstärkung von Laserpulsen mit einer mittleren Leistung von 630 W auf 1.5 kW bei einer Beugungsmaßzahl von  $M_x^2 = 1.5$  und  $M_y^2 = 2.0$  demonstriert [59]. Die Repetitionsrate betrug 40 MHz was einer Pulsenergie von  $37.5 \mu\text{J}$  entspricht. Die Pulsdauer betrug 710 fs.

Neben den beschriebenen Verstärkern, welche ausschließlich linear polarisierte Laserpulse emittierten, wurden Multipassverstärker auch für die Verstärkung zylindrisch polarisierter Laserpulse eingesetzt. Für diesen Zweck wird in der Regel auf ein strahlformendes Element zwischen dem Seedlaser und dem Verstärker zurückgegriffen, welches die Konversion eines linear polarisierten Gaußstrahles in einen radial- oder azimuthal polarisierten Strahl mit ringförmigem Intensitätsprofil ermöglicht. Da es sich hierbei um eine polarisationsbezogene Strahlformung des eingestrahnten Laserstrahls handelt, ist die Verstärkung radial- und azimuthal polarisierter Laserstrahlen bei der Nutzung eines optisch isotropen Lasermaterials wie Yb:YAG weitestgehend analog zu der Verstärkung eines linear polarisierten Laserstrahls mit einer identischen Intensitätsverteilung. Wie ebenfalls in Referenz [57] beschrieben wurde der bereits beschriebene Verstärker in einem Einfachdurchgang (30 Reflexionen an der Laserscheibe) genutzt, um radial polarisierte Strahlung bei einer mittleren Leistung von 235 W zu erzeugen. Die Repetitionsrate lag ebenfalls bei 200 kHz, was einer Pulsenergie von 1.2 mJ und einer Pulsspitzenleistung von 1.2 GW entspricht. Für die Emission von radial polarisierten Pulsen wurde eine Pulsdauer von 888 fs gemessen, welche nahezu identisch ist mit der zuvor gemessenen Pulsdauer von 885 fs für linear polarisierte Pulse.

Durch die Nutzung des in [54] beschriebenen experimentellen Aufbaus – jedoch, aufgrund des zylindrischen Polarisationszustandes in einem Einfachdurchgang durch den Multipassverstärker (20 Reflexionen an der Laserscheibe) – wurde eine Ausgangsleistung von 635 W erreicht [31]. Bei der Repetitionsrate von 300 kHz entspricht dies einer Pulsenergie von 2.1 mJ. Die Pulsdauer wurde aufgrund der hohen Ähnlichkeit zu den in Referenz [54] beschriebenen Experimenten auf ca. 8 ps geschätzt, was einer Pulsspitzenleistung von ca. 240 MW entspräche.

Darüber hinaus wurden Scheibenlaser basierte Multipassverstärker für die Verstärkung von Dauerstrich-Lasern (engl. continuous-wave Laser), Laserpulsen mit Pulsdauern im Nanosekundenbereich sowie Ultrakurzpulslasern mit sehr hoher

Energie verwendet. Teisset et al. [60] berichteten von der Verstärkung eines 7 kW continuous-wave multimode Lasers auf eine sehr hohe mittlere Leistung von 20 kW bei einer Extraktionseffizienz von 59 %. Dieses Ergebnis wurde durch die Nutzung zweier seriell geschalteter Multipassverstärker, welche jeweils in einem Einfachdurchgang genutzt wurden, realisiert. Diese Multipassverstärker basierten auf derselben monolithischen Bauweise wie in Referenz [56] beschrieben und ermöglichten jeweils 18 Reflexionen an der Laserscheibe in einem Einfachdurchgang. Ebenfalls in Referenz [60] wird zusätzlich von der Verstärkung eines gepulsten multimodigen Lasers berichtet, welcher 20 ns lange Pulse bei einer mittleren Leistung von 1 kW emittierte. Dieser wurde in einem Einfachdurchgang durch eine monolithische Multipass-Zelle auf eine mittlere Leistung von 3 kW verstärkt, was einer Pulsenergie von 300 mJ entspricht. Die Extraktionseffizienz betrug mehr als 40 %. In Referenz [61] wurde von einem Experiment berichtet, in welchem ein einstufiger Multipassverstärker in einem Einfachdurchgang genutzt wird, um Strahlung mit einer Ausgangsleistung von 10.1 kW und einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.76$  zu erzeugen. Als Seedlaser dienten zwei continuous-wave Scheibenlaser-Oszillatoren, welche mittels eines Dünnschichtpolarisators inkohärent kombiniert wurden. Der kombinierte Laserstrahl wies eine Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.54$  und eine mittlere Leistung 6.4 kW auf. Die Spiegelmatrix basierte ebenfalls auf der in Referenz [56] vorgestellten monolithischen Bauweise und ermöglichte 18 Reflexionen an der Laserscheibe in einem Einfachdurchgang.

Das Konzept der am IFSW genutzten Multipassverstärker Spiegelmatrix wurde ursprünglich ebenfalls für die Verstärkung von Nanosekunden-Pulsen [62] für die Experimente zur Messung des Protonen-Radius [63] entwickelt. Weiterhin werden Scheibenlaser basierte Multipassverstärker als Endstufen-Verstärker für die Erzeugung hoch energetischer, ultrakurzer Laserpulse für wissenschaftliche Zwecke, wie etwa für Experimente in Teilchenbeschleunigern [64–66] oder in der Atmosphärenforschung [67] eingesetzt. Schulz et al. [66] nutzten zwei seriell geschaltete und jeweils aus zwei Spiegelarrays bestehende Multipassverstärker. Beide Multipassverstärker ermöglichten sieben Reflexionen an der Laserscheibe und enthielten in einem der Spiegel-Arrays neben planen Spiegeln auch defokussierende Spiegel, um die fokussierende Wirkung der Laserscheibe zu kompensieren. Der Seedlaser bestand aus einem Oszillator sowie mehreren nachfolgenden Yb-basierten Faserverstärkern und zwei Innoslabverstärkern. Die Verstärkerkette wurde zur Verstärkung von Pulssalven mit einer Dauer von 800  $\mu$ s, einer Intra Burstrepetitionrate von 100 kHz und einer Interburstrepetitionrate von 10 Hz eingesetzt. Auf diese Weise wurde eine Burst-Pulsenergie von 140 mJ sowie eine mittlere Leistung von 112 W erzielt. Die theoretisch erzielbare Pulsdauer der komprimierten Laserpulse liegt im

Sub-Pikosekunden-Bereich, die experimentell erzielte Pulsdauer wurde jedoch nicht angegeben.

Ebenfalls auf Basis eines zweistufigen Multipassverstärkers wurde die Verstärkung von auf 1 ns gestreckten Laserpulsen mit einer Pulsenergie von 240 mJ auf eine Energie von 800 mJ gezeigt [67]. Nach Kompression in einem Gitter-Kompressor (Treacy-Typ [68]) wurde eine Pulsdauer von 920 fs sowie eine Pulsenergie von 720 mJ gemessen. Bei der Repetitionsrate von 1 kHz entspricht dies einer mittleren Leistung von 720 W. Die Beugungsmaßzahl betrug  $M^2 \approx 2.1$ .

Neben den beschriebenen Lasersystemen, welche bei Raumtemperatur betrieben wurden, werden zur Steigerung der Leistungsfähigkeit Yb-basierte Laser teilweise auch mit kryogener Kühlung (typischer Temperaturbereich  $\approx 80$ -100 K) betrieben. Aufgrund der in diesem Temperaturbereich stark verbesserten spektroskopischen [69] und thermischen [70] Eigenschaften von Yb:YAG lassen sich diese Systeme nicht sinnvoll mit bei Raumtemperatur betriebenen Systemen vergleichen, weshalb jene Systeme in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet werden.

#### 1.3.1.4 Fazit

Aus dem Stand der Technik zeigen sich die charakteristischen Eigenschaften der einzelnen Verstärkerarchitekturen:

**Faserverstärker** ermöglichen eine exzellente Strahlqualität und unterstützen eine sehr kurze Pulsdauer. Je nach verwendetem Fasertyp ist entweder die Erzeugung einer hohen mittleren Leistung oder einer hohen Pulsenergie möglich. Im Vergleich zu anderen Verstärkerarchitekturen ist die mit einem einzelnen Faserverstärker erzielbare Pulsenergie deutlich geringer. Die gleichzeitige Maximierung der mittleren Leistung und der Pulsenergie ist komplex und erfordert einen hohen technischen Aufwand.

**Innoslabverstärker** ermöglichen hohe Verstärkungsfaktoren bei gleichzeitig kompakter Bauweise. Bei diesem Verstärkertyp besteht der Kompromiss zwischen einer hohen Ausgangsleistung und einer hohen Strahlqualität. Bei nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität liegt die Ausgangsleistung typischerweise unterhalb von 1 kW.

**Regenerative Scheibenlaserverstärker** liefern eine hohe Strahlqualität bei gleichzeitig hoher mittlerer Leistung und Pulsenergie. Bauartbedingt ist die Flexibilität in Hinblick auf die maximale Repetitionsrate, die zeitliche Formung des Pulszugs und den Polarisationszustand beschränkt.

**Scheibenlaser-Multipassverstärker** ermöglichen eine sehr hohe mittlere Leistung

bei gleichzeitig hoher Strahlqualität und Pulsenergie. Durch die äußerst geringen nichtlinearen Effekte ist es möglich, hohe Pulsspitzenleistungen ohne den Einsatz der CPA-Technologie zu erzeugen, wodurch die Komplexität und die Investitionskosten reduziert werden. Die Kombination dieser Eigenschaften mit der sehr hohen Flexibilität hinsichtlich der Formung des Pulszugs, der Repetitionsrate und des Polarisationszustandes bietet eine ideale Plattform für die Lasermaterialbearbeitung. Aufgrund dieser vorteilhaften Eigenschaften sollen Scheibenlaser-Multipassverstärker in dieser Arbeit näher untersucht werden. Den positiven Eigenschaften stehen ein geringer Verstärkungsfaktor sowie eine hohe Empfindlichkeit des Strahlengangs bezüglich Dejustage gegenüber.

#### **1.3.1.5 Forschungsbedarf und Zielsetzung**

Bei den in Abschnitt 1.3.1.3 vorgestellten Multipassverstärkern handelt es sich zu meist um Laborprototypen. Aufgrund fehlender Möglichkeiten zur Modulation der Repetitionsrate und Pulsenergie sowie der häufig geringen Langzeitstabilität sind diese nur sehr eingeschränkt für Applikationen in einer Laserbearbeitungsanlage nutzbar. Da die Anforderungen in Bezug auf die Laserparameter je nach Bearbeitungsprozess variieren ist die hohe Flexibilität der Multipassverstärker äußerst vorteilhaft für die Lasermaterialbearbeitung. Dieses Potenzial wurde in den bisherigen Laborprototypen noch nicht ausgeschöpft. Neben flexiblen Laserparametern ist zusätzlich die flexible Formung des Pulszugs in Pulssalven sinnvoll, um optimale Prozesse für den Abtrag von Oberflächen zu realisieren.

Aufgrund des verwendeten Faltungskonzepts weisen bisherige Multipassverstärker Abmessungen von etwa 1.5 m x 1.0 m x 0.5 m auf. Dies erschwert die Integration des Verstärkers in einer Laserbearbeitungsanlage oder eine Verstärkerkette. Gleichzeitig führt das bisher verwendete Faltungskonzept zu langen Propagationsstrecken (>150 m) innerhalb des Verstärkers. Infolgedessen ist der Strahlengang sensitiv in Bezug auf Winkelfehler, welche beispielsweise durch geringfügige Dejustage oder Luftturbulenzen entstehen können. Solche Luftturbulenzen entstehen beispielsweise durch natürliche Konvektion an heißen Oberflächen, wie etwa dem gepumpten Bereich der Laserscheibe. Zur Erweiterung der Nutzbarkeit von Multipassverstärkern wurden daher die in Tabelle 1.1 aufgeführten Ziele definiert.

Für die Realisierung eines Lasermaterialbearbeitungsprozesses sind die Laser- und Pulsparameter von entscheidender Bedeutung. Insbesondere profitieren eine Vielzahl wissenschaftlicher und industrieller Applikationen von einer hohen Strahlqualität,

Tabelle 1.1: Zielsetzung zur Erweiterung der Nutzbarkeit von Multipassverstärkern.

Ziel	Kapitel
Demonstration eines Konzepts zur kompakten geometrischen Faltung des Strahlengangs zur Verringerung des Platzbedarfs.	2
Untersuchung eines Konzepts zur Reduktion von Störeinflüssen aufgrund von natürlicher Konvektion an der Laserscheibe.	2
Demonstration der Verstärkung von Pulssalven mit flexibler Anzahl von Pulsen bei einer mittleren Leistung im Kilowatt-Bereich.	3.1
Untersuchung der Stabilität von Ausgangsleistung und Strahlage bei einer mittleren Leistung im Kilowatt-Bereich.	3.1, 3.2.3
Demonstration eines Konzepts zur Modulation der Pulsenergie und Repetitionsrate im Bereich von einem Megahertz bei Ausgangsleistungen im Kilowatt-Bereich.	3.1, 3.2.4

Pulsenergie und mittleren Leistung sowie einer kurzen Pulsdauer. Aus dem Stand der Technik zeigt sich, dass hier weiterer Forschungsbedarf im Bereich der Multipassverstärker besteht. Die Ergebnisse in Referenz [55] verdeutlichen, dass die Verbesserung der Strahlqualität bei hoher mittlerer Leistung notwendig ist. Weiterhin emittieren die bisherigen Systeme mit Ausgangsleistungen oberhalb von einem Kilowatt Pulse mit einer Pulsdauer von ca. zehn Pikosekunden. Um eine optimale Prozessgestaltung bei der Lasermaterialbearbeitung zu ermöglichen ist die Verkürzung der Pulsdauer in den Bereich unterhalb von einer Pikosekunde notwendig.

Die weitere Verkürzung der Pulsdauer zu weniger als 100 Femtosekunden sowie die gleichzeitige Steigerung der Ausgangsleistung in den Bereich von einem Kilowatt eröffnet zusätzliche Möglichkeiten für die Lasermaterialbearbeitung. Die Referenzen [57] und [58] zeigen erhebliches Potenzial auf, diesen Bereich durch ein zusätzliches Kompressionsmodul nach dem Multipassverstärker zu erschließen. Ausgehend von diesen Forschungsbedarfen wurden für diese Arbeit die in Tabelle 1.2 gelisteten Ziele definiert. Diese sind in Abbildung 1.1 als schraffierte Zielbereiche zusammen mit dem Stand der Technik zu Ultrakurzpulslasern sowie den in dieser Arbeit erzielten Ergebnissen zusammengefasst.

Tabelle 1.2: Zielsetzung zur Erweiterung des Parameterraums von Multipassverstärkern.

Ziel	Kapitel
Verstärkung von Laserpulsen mit einer Pulsdauer unterhalb von 500 Femtosekunden und einer mittleren Leistung von 50 Watt auf eine mittlere Leistung von 500 Watt.	3.1
Demonstration einer mittleren Leistung von 1 Kilowatt für Laserpulse mit einer Pulsdauer unterhalb von einer Pikosekunde.	3.2
Untersuchung der Nutzbarkeit von spektraler Verbreiterung im Scheibenlaser-Multipassverstärker zur Erzeugung von Pulsdauern unterhalb von 100 Femtosekunden bei einer mittleren Leistung von bis zu 1 Kilowatt.	3.2.2
Demonstration nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität bei einer mittleren Leistung von bis zu 2 Kilowatt für Pulsdauern im Bereich von 10 Pikosekunden.	4.1

### 1.3.2 Hochleistungslaser im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich

Die bekannten laseraktiven Medien mit Emissionslinien im sichtbaren (VIS) und ultravioletten (UV) Spektralbereich sind nicht für einen effizienten Laserbetrieb bei hoher mittlerer Leistung geeignet. Gleichzeitig stehen leistungsstarke und effiziente Laser mit Emission im nahen Infrarot sowie nichtlineare Kristalle in hoher Qualität zur Verfügung. Daher bieten sich zur Erschließung der VIS und UV Spektralbereiche die nichtlinearen optischen Prozesse der Summenfrequenzzeugung und Frequenzverdopplung an, welche auf der nichtlinearen Suszeptibilität zweiter Ordnung basieren. Bereits bei moderaten Intensitäten und kurzen Wechselwirkungstrecken von wenigen Millimetern bis Zentimetern sind hohe Konversionseffizienzen erzielbar. Auf Basis dieser Prozesse konnten effiziente Laserstrahlquellen hoher Ausgangsleistung vom Dauerstrichbetrieb bis hin zum ultrakurz gepulsten Betrieb demonstriert werden. Durch Frequenzverdopplung der Strahlung eines Yb-basierten Infrarotlasers, welche bei einer Wellenlänge von 1030 nm zentriert ist, kann der grüne Spektralbereich bei einer Wellenlänge von 515 nm erschlossen werden. Durch anschließende Summenfrequenzzeugung mit der infraroten Laserstrahlung und der erzeugten sichtbaren Laserstrahlung bei der zweiten Harmonischen Frequenz, kann frequenzverdreifachte Laserstrahlung erzeugt werden, welche im Beispielfall eine Wellenlänge von 343.3 nm aufweist. Im Gegensatz zum Prozess der stimulierten

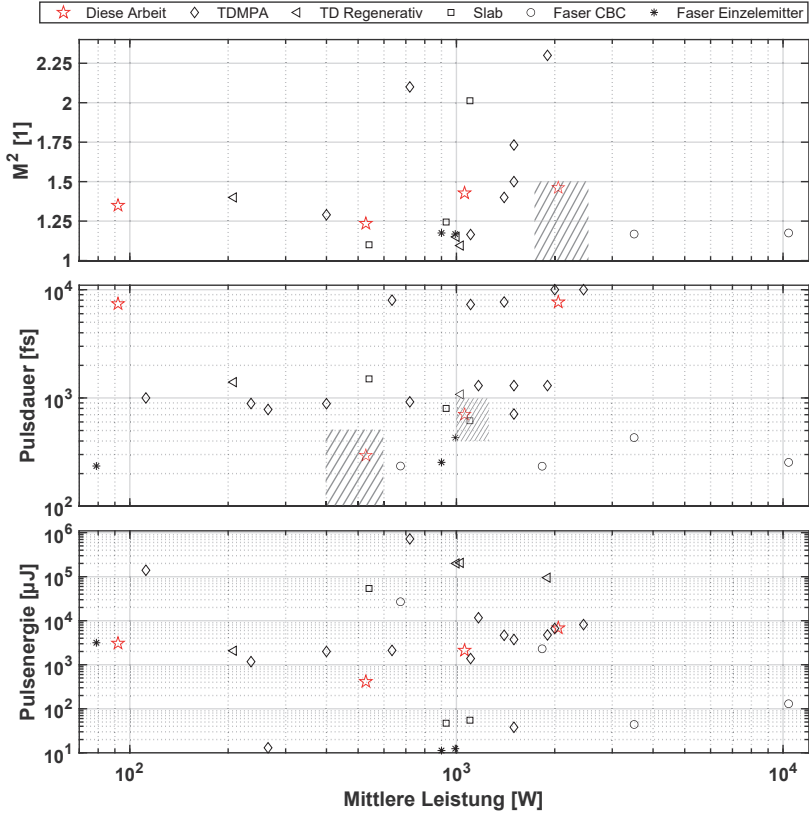


Abbildung 1.1: Stand der Technik und in dieser Arbeit erzielte Ergebnisse für Ytterbium-basierte Ultrakurzpulslaser. Die definierten Zielbereiche sind schraffiert eingezeichnet.

Emission, sind die genannten nichtlinearen Prozesse parametrischer Natur. Das bedeutet, dass die Energie der involvierten Strahlungsfelder nicht in elektronische Energieniveaus im Material zwischengespeichert wird, sondern durchgehend im Strahlungsfeld verbleibt. Hierdurch ergibt sich der Vorteil, dass prozessbedingt keine Energie im Material als Verlustwärme zurückbleibt und prinzipiell sehr leistungsstarke Laser mit hoher Strahlqualität realisiert werden können. Im Bereich der Hochleistungslaser finden aufgrund ihrer hervorragenden optischen Qualität und



geringen Absorption nahezu ausschließlich die nichtlinearen Kristalle  $\beta$ -Bariumborat (BBO) und Lithiumtriborat (LBO) Verwendung. Der folgende Abschnitt beschreibt den Stand der Technik für Hochleistungslaser im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich.

### 1.3.2.1 Frequenzverdopplung von Hochleistungslaserstrahlen

Die Beschreibung des Standes der Technik in diesem Abschnitt ist auf hohe Laserleistungen ab 100 W im grünen Spektralbereich begrenzt. Laser mit sehr hoher Pulsenergie und Pulsspitzenleistung bei moderater mittlerer Leistung, welche beispielsweise für das Pumpen optisch parametrischer Verstärker verwendet werden, liegen außerhalb des Rahmens der Betrachtung. Ein umfassender Überblick über dieser Technologie ist in Referenz [71] zu finden.

Durch resonatorinterne Frequenzverdopplung in einem Dauerstrich-betriebenen (CW) Yb:YAG-Scheibenlaser wurde sichtbare Laserstrahlung mit einer mittleren Leistung von 300 W und einer nahezu beugungsbegrenzten Strahlqualität mit einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.35$  gezeigt. Der Betrieb bei höherer Ausgangsleistung führte zu einer deutlichen Verschlechterung der Strahlqualität [72]. In einer nachfolgenden Arbeit konnte die Ausgangsleistung auf bis zu 419 W bei einer auf die Pumpleistung bezogenen Effizienz von 45.5 % und einer Beugungsmaßzahl von  $M_x^2 = 1.28$  und  $M_y^2 = 1.36$  in horizontaler (x) beziehungsweise vertikaler (y) Richtung erhöht werden. Auf Basis eines CW-betriebenen Faserlasers mit schmalbandiger Emission wurde ein Strahl mit einer mittleren Leistung von 356 W bei einer Wellenlänge vom 532 nm erzeugt. Die Konversionseffizienz betrug ca. 35 %. Es ist hervorzuheben, dass dieses Ergebnis durch resonatorexterne Frequenzkonversion mit einem Einfachdurchgang durch einen nicht-kritisch phasenangepassten LBO-Kristall erreicht wurde. Es wurde von einer nahezu beugungsbegrenzten Strahlqualität ohne signifikante Degradation des Strahlprofils berichtet, diese wurde jedoch nicht genauer spezifiziert [73]. In einem nachfolgenden Experiment mit einer ebenfalls CW-betriebenen Infrarotquelle mit einer Leistung von ca. 2 kW wurde eine Ausgangsleistung von 1 kW bei 532 nm bei einer Konversionseffizienz von 54 % erzielt. Eine auf der Messerschneide-Methode basierende Messung der Strahlqualität ergab eine Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.01$  [74]. Dies stellt die derzeit höchste mittlere Leistung für ein Lasersystem mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität im sichtbaren Spektralbereich dar. Im Multimode-CW-Betrieb wurde in einem Scheibenlaser durch resonatorinterne Frequenzverdopplung eine mittlere Leistung von mehr als 2 kW im grünen Spektralbereich bei einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 36.6$  (Strahlparameterprodukt 6 mm\*mrad bei  $\lambda = 515$  nm) gezeigt [75]. Dies stellt die

derzeit höchste mittlere Leistung für ein Lasersystem im sichtbaren Spektralbereich dar. Bei einer Pulsdauer von 300 ns wurde auf Basis eines gütegeschalteten multimode Scheibenlaseroszillators eine mittlere Leistung von 1.8 kW bei einer Wellenlänge von 515 nm demonstriert. Bezogen auf die Pumpleistung wurde eine Effizienz von 30 % berichtet. Die Repetitionsrate betrug 20 kHz, was einer Pulsenergie von 90 mJ entspricht. Die Strahlqualität der bei einer Wellenlänge von 515 nm erzeugten Strahlung wurde nicht angegeben [76]. Dies stellt die derzeit höchste mittlere Leistung für ein gepulstes Lasersystem im sichtbaren Spektralbereich dar. Im Pulsdauerbereich von ca. einer Nanosekunde konnte auf Basis eines Faserlasers eine mittlere Leistung von 700 W erreicht werden. Bei der verwendeten Repetitionsrate von 150 MHz entspricht dies einer Pulsenergie von ca. 4.7  $\mu$ J. Es wurde keine Beugungsmaßzahl spezifiziert, jedoch von einer nahezu beugungsbegrenzten Strahlqualität ohne signifikante Störungen im Strahlprofil berichtet [77]. In Referenz [78] ist ein auf CPA und CBC basierender Faserlaser beschrieben, welcher für die nachfolgende Frequenzverdopplung genutzt wurde. Der Faserlaser emittierte 285 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 10 MHz und einer Wellenlänge von 1040 nm in zwei Ausgangskanäle. Jeder dieser beiden Ausgangskanäle bestand aus vier kohärent gekoppelten Verstärkerkanälen und lieferte jeweils eine mittlere Leistung von 450 W bzw. 500 W. Durch die Erzeugung der zweiten Harmonischen der beiden separaten Kanäle und die nachfolgende polarisationsbasierte Überlagerung, wurde bei der Wellenlänge von 520 nm eine kombinierte Leistung von 600 W bei einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.3$  erzielt.

Im Bereich ultrakurzer Pulse wurde durch Frequenzkonversion der ca. 8 ps kurzen Laserpulse des in Abschnitt 1.3.1.3 beschriebenen, am IFSW entwickelten, Scheibenlaser-Multipassverstärkers [54] eine mittlere Leistung von bis zu 820 W bei einer Repetitionsrate von 300 kHz und einer Zentralwellenlänge von 515 nm erzielt. Bei dieser Ausgangsleistung waren starke Aberrationen im Strahlprofil erkennbar. Die Strahlqualität wurde mit einer Beugungsmaßzahl von  $M_x^2 = 1.53$  in der horizontalen und  $M_y^2 = 1.99$  in der vertikalen Strahlachse angegeben. Dies stellt die derzeit höchste mittlere Leistung für einen Ultrakurzpuls laser im sichtbaren Spektralbereich dar. Bis zu einer mittleren Leistung von 500 W wurde von geringen thermischen Aberrationen im Strahlprofil berichtet, jedoch keine Beugungsmaßzahl angegeben. Durch Frequenzverdopplung der Strahlung eines mehrstufigen Innoslabverstärkers, welcher infrarote Laserpulse mit einer Pulsdauer von 860 fs bei einer Repetitionsrate von 20 MHz und einer Ausgangsleistung von 900 W emittierte, konnte eine Ausgangsleistung von 445 W im grünen Spektralbereich gezeigt werden, was einer Pulsenergie von 22  $\mu$ J entspricht. Die Pulsdauer der frequenzkonvertierten Ausgangspulse bei 515 nm betrug 733 fs. Die Beugungsmaßzahl wurde mit  $M_x^2 = 1.42$  in der horizonta-

len bzw.  $M_y^2 = 1.19$  in der vertikalen Achse angegeben [79]. Dies stellt die derzeit höchste mittlere Leistung für einen Ultrakurzpulslaser mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität im sichtbaren Spektralbereich dar. Durch Frequenzkonversion von 470 fs kurzen Laserpulslen, welche eine Pulsenergie von  $39 \mu\text{J}$  ( $P_{\text{av}} = 205 \text{ W}$ .) aufwiesen und von einem CPA-basierten Faserverstärker emittiert wurden, konnten bis zu  $26 \mu\text{J}$  an Pulsenergie bei einer mittleren Leistung von  $135 \text{ W}$  und einer Wellenlänge von  $520 \text{ nm}$  bei gleichzeitig exzellenter Strahlqualität ( $M^2 = 1.13$ ) demonstriert werden [80]. Bei einer sehr hohen Repetitionsrate von  $1.3 \text{ GHz}$  wurde durch Frequenzverdopplung der Laserstrahlung eines Faserverstärkers mit einer Ausgangsleistung von  $167 \text{ W}$  bei einer Wellenlänge von  $1040 \text{ nm}$  eine mittlere Leistung von  $124 \text{ W}$  bei einer Wellenlänge von  $520 \text{ nm}$  bei gleichzeitig hoher Strahlqualität ( $M^2 = 1.14$ ) demonstriert [30]. Die Pulsdauer der frequenzverdoppelten Pulse betrug  $1.05 \text{ ps}$ .

### 1.3.2.2 Frequenzverdreifachung von Hochleistungslaserstrahlen

Die Beschreibung des Standes der Technik in diesem Abschnitt ist auf Laserleistungen ab  $50 \text{ W}$  im ultravioletten Spektralbereich begrenzt.

Im ultravioletten Spektralbereich wurden Laserstrahlquellen hoher Ausgangsleistung für Pulsdauern unterhalb von wenigen hundert Nanosekunden bis hin zu wenigen hundert Femtosekunden demonstriert. Die effiziente Frequenzverdreifachung bei hoher mittlerer Leistung erfolgt derzeit ausschließlich durch Frequenzverdopplung und nachfolgende Summenfrequenzerzeugung.

Durch Frequenzverdreifachung der Strahlung eines „Cavity-Dumped“ Multimode-Scheibenlasers, konnte eine mittlere Leistung von bis zu  $500 \text{ W}$  bei einer Zentralwellenlänge von  $343 \text{ nm}$  demonstriert werden. Die Repetitionsrate war  $20 \text{ kHz}$ , die Pulsdauer im UV war kürzer als  $20 \text{ ns}$ . Bezogen auf die einfallende Leistung bei der fundamentalen Frequenz betrug die Konversionseffizienz  $22 \%$ . Die Strahlqualität wurde nicht quantifiziert [76]. Dies stellt die derzeit höchste mittlere Leistung für ein gepulstes Lasersystem im ultravioletten Spektralbereich dar. Im Pulsdauerbereich unterhalb einer Nanosekunde konnte mit dem bereits oben beschriebenen Faserlasersystem aus Referenz [78] durch Polarisationsüberlagerung zweier separat konvertierter Laserstrahlen eine mittlere Leistung von  $300 \text{ W}$  bei einer Zentralwellenlänge von  $347 \text{ nm}$  und einer Repetitionsrate von  $10 \text{ MHz}$  erzielt werden. Die Konversionseffizienz betrug  $40 \%$  bezogen auf die eingestrahlte Leistung im infraroten Spektralbereich. Die Beugungsmaßzahl des ultravioletten Strahls betrug  $M^2 = 1.3$ . Dies stellt die derzeit höchste mittlere Leistung für ein Lasersystem mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität im ultravioletten Spektralbereich dar.

Durch Frequenzverdreifachung der Laserstrahlung eines Faserverstärkers, welcher im infraroten Spektralbereich 291 W an mittlerer Leistung bei einer Repetitionsrate von 80 MHz und einer Pulsdauer von 40 ps emittierte, konnte eine mittlere Leistung von bis zu 63 W bei  $\lambda = 343 \text{ nm}$  erzielt werden [81]. Die Beugungsmaßzahl wurde mit  $M^2 < 1.2$  angegeben. Im Pulsdauerbereich unterhalb von 10 Pikosekunden wurde durch Frequenzverdreifachung der Strahlung des Scheibenlaser-Multipassverstärkers aus Referenz [54] eine mittlere Leistung von bis zu 234 W gezeigt. Bei dieser Ausgangsleistung wurde von starken Aberrationen im Intensitätsprofil berichtet, jedoch keine Beugungsmaßzahl quantifiziert. Dies stellt die derzeit höchste mittlere Leistung für einen Ultrakurzpulslaser im ultravioletten Spektralbereich dar. Im Sub-Pikosekunden Bereich wurde durch Frequenzkonversion der Laserstrahlung eines auf CPA und CBC basierenden, acht-kanaligen Faserverstärkers eine mittlere Leistung von bis zu 100 W bei einer Pulsdauer von 730 fs und einer Repetitionsrate von 3.5 MHz gezeigt. Die Konversionseffizienz betrug 16.1% bezogen auf die eingestrahlte Leistung bei der Fundamentalfrequenz. Die Strahlqualität war mit einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.35$  nahezu beugungsbegrenzt. Die Autoren konnten dieses bemerkenswerte Ergebnis durch die Reduktion der thermischen Effekte in einem BBO-Kristall mittels auf die Aperturen gebondeter Saphirwärmesenken erzielen [82]. Dies stellt die derzeit höchste mittlere Leistung für einen Ultrakurzpulslaser mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität im ultravioletten Spektralbereich dar. In derselben Veröffentlichung konnte, ebenfalls durch die Verwendung dieser Kompositstruktur, eine mittlere Leistung von bis zu 51 W bei einer Pulsdauer von 110 fs und einer Repetitionsrate von 10 MHz gezeigt werden. Mit einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.2$  war die Strahlqualität ebenfalls nahezu beugungsbegrenzt. Die Konversionseffizienz betrug in diesem Experiment 8%.

### 1.3.2.3 Fazit

Sowohl bei der Frequenzverdopplung als auch bei der Frequenzverdreifachung wurden hohe Ausgangsleistungen oberhalb von 100 W erzielt. Für Ultrakurzpulslaser mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität liegt der Leistungsrekord bei 445 W im VIS Spektralbereich und bei 100 W im UV Spektralbereich. Bei deutlichen Störungen im Strahlprofil wurden mittlere Leistungen von bis zu 820 W im VIS und 234 W im UV Spektralbereich erzeugt. Die höchste Ausgangsleistung bei gleichzeitig nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität wurde im VIS Spektralbereich mit einem Dauerstrichlaser erzeugt und liegt bei 1 kW. Die derzeit höchste mittlere Leistung für ein Lasersystem mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität im UV Spektralbereich beträgt 300 W und wurde mit einem gepulsten Lasersystem erreicht.

Dieses lieferte Pulse mit einer Pulsdauer von 285 Pikosekunden.

Trotz der parametrischen Natur der nichtlinearen Konversionsprozesse lässt sich aus dem Stand der Technik erkennen, dass die Skalierung zu hohen Ausgangsleistungen sowie die Erzeugung nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität zentrale Schwierigkeiten darstellen. Insbesondere im UV Spektralbereich erfordert die Erzeugung nahezu beugungsbegrenzter Strahlung bei hoher Leistung und gleichzeitig ultrakurzen Pulsauern eine spezielle Kompositstruktur des nichtlinearen Mediums zur Reduktion thermischer Effekte. Ohne diese Kompositstruktur degradiert die Beugungsmaßzahl bereits bei Ausgangsleistungen im Bereich von 40 W erheblich.

### 1.3.2.4 Forschungsbedarf und Zielsetzung

Vorherige Arbeiten [54, 78, 79, 82, 83] weisen auf eine Vielzahl möglicher Limitierungen bei der Erzeugung hoher mittlerer Leistung im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich hin. Insbesondere thermooptische Effekte aufgrund von Absorption in den nichtlinearen Kristallen werden in den genannten Referenzen sowohl für die Frequenzverdopplung als auch die Frequenzverdreifachung als Limitierung vermutet. Die für Hochleistungsanwendungen etablierten Kristalle LBO und BBO weisen sehr geringe Absorptionskoeffizienten im Bereich von wenigen zehn bis hundert Millionstel pro Zentimeter (ppm/cm) im infraroten, sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich [79, 84, 85] auf. Thermische Simulationen, welche diese Absorptionswerte und die in den Referenzen [54, 79, 82, 83] verwendeten Laserleistungen zugrunde legen, zeigen, dass nur ein sehr geringer Anteil der Laserleistung in Wärme umgewandelt wird und keine signifikante Temperaturerhöhung zu erwarten wäre. Experimentelle Untersuchungen in den Referenzen [82, 83] hingegen zeigen signifikante Verbesserungen der Strahlqualität und Ausgangsleistung, welche durch ein verbessertes thermisches Management durch die Nutzung transparenter Wärmesenken auf dem nichtlinearen Kristall erzielt wurden. Es sind daher weitere Untersuchungen der thermischen Limitierungen notwendig, um die Diskrepanz zwischen Experiment und Simulation zu erklären.

Aus dem Stand der Technik ist weiterhin zu erkennen, dass für die Lasermaterialbearbeitung weiterer Forschungsbedarf in Bezug auf den Parameterraum besteht. Hier sind sowohl die Verbesserung der Strahlqualität bei hoher mittlerer Leistung als auch die weitere Erhöhung der mittleren Leistung im VIS und UV Bereich wünschenswert. Weiterhin ist der für viele Laserapplikationen interessante Bereich von Pulsauern unterhalb von einer Pikosekunde und Pulsenergien von mehr als  $100\mu\text{J}$  weitestgehend unerschlossen. Aus diesen Forschungsbedarfen wurde die in Tabelle 1.3 definierte Zielsetzung abgeleitet. Die Abbildungen 1.2 und 1.3 zeigen die Zielbereiche

(schraffiert dargestellt), den Stand der Technik bei der Frequenzverdopplung und der Frequenzverdreifachung von Laserstrahlung Ytterbium- und Neodym-basierter Hochleistungultrakurzpulslaser sowie die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse.

Tabelle 1.3: Zielsetzung zur Frequenzkonversion.

Ziel	Kapitel
Demonstration einer mittleren Leistung von 200 Watt bei nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität für Pulsdauern unterhalb von 500 Femtosekunden im VIS Spektralbereich.	3.1
Demonstration einer mittleren Leistung oberhalb von 1 Kilowatt bei nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität für Pulsdauern im Bereich von 10 Pikosekunden im VIS Spektralbereich.	4.1
Demonstration eines Ultrakurzpulslasers mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität und einer mittleren Leistung von 100 Watt im UV Spektralbereich.	4.2, 4.3
Untersuchung von thermischen Limitierungen bei der Frequenzkonversion ultrakurzer Laserpulse bei hoher mittlerer Leistung.	4.2, 4.3

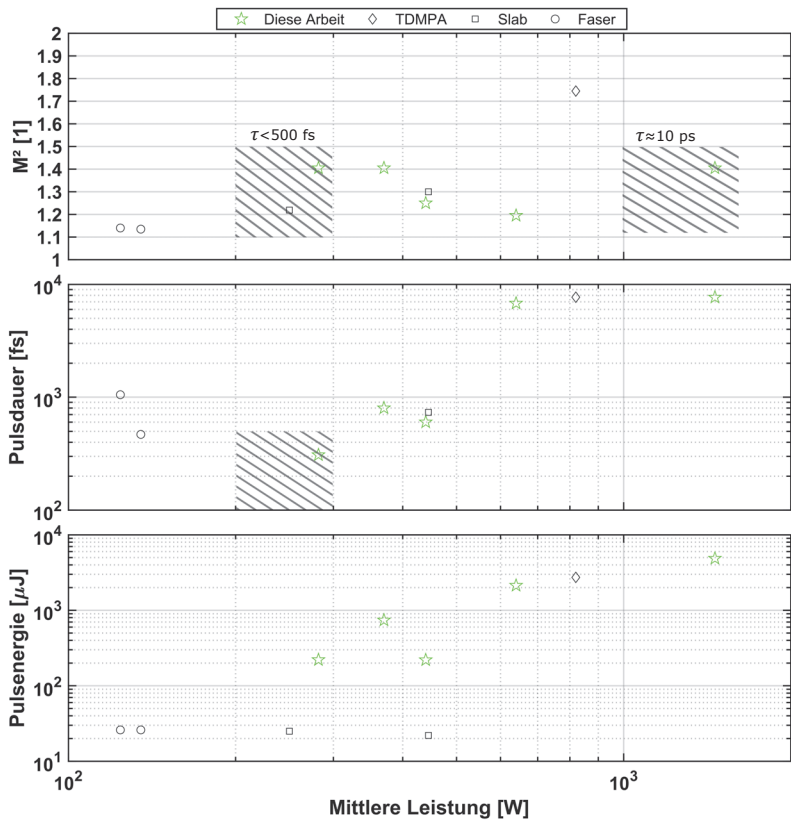


Abbildung 1.2: Stand der Technik und in dieser Arbeit erzielte Ergebnisse für Ultrakurzpulslaser mit Emission im grünen Spektralbereich. Die definierten Zielbereiche sind schraffiert eingezeichnet.

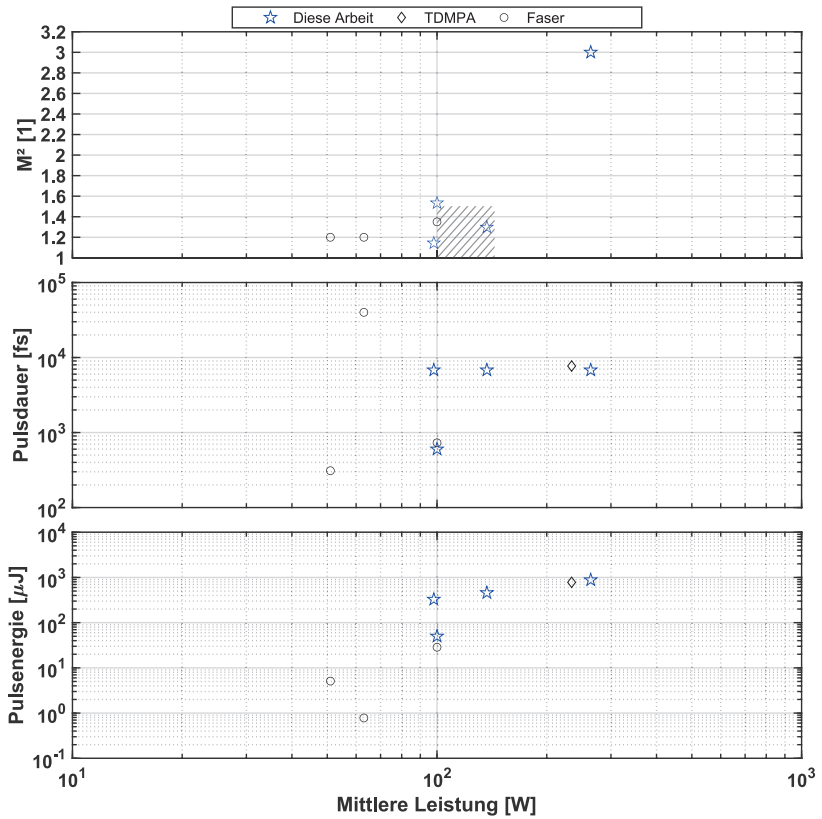


Abbildung 1.3: Stand der Technik und in dieser Arbeit erzielte Ergebnisse für Ultrakurzpulslaser mit Emission im ultravioletten Spektralbereich. Der definierte Zielbereich ist schraffiert eingezeichnet.



# 2 Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier scheme avoiding misalignment induced by natural convection of the ambient air<sup>†</sup>

Christoph Röcker\*, Jan-Philipp Negel, André Loescher, Tom Dietrich, Stefan Piehler, Benjamin Dannecker, Thomas Graf, Marwan Abdou Ahmed

\* Corresponding author.

E-mail address: christoph.roecker@ifsw.uni-stuttgart.de (C. Röcker).

Universitaet Stuttgart, Institut fuer Strahlwerkzeuge, Laser Development, Stuttgart, Germany

## Abstract

We report on an approach for a compact ultrafast thin-disk multipass laser amplifier making use of a highly compact geometric folding scheme. The setup is also suitable to minimize the effects caused by natural convection of hot air in front of the thin-disk on the amplified laser beam as it facilitates to orient the laser disk with its axis in the vertical direction. The efficacy of this approach is analyzed with finite-element method simulations of the heated laser crystal in ambient air with different orientations of the thin laser disk. The experiments confirm a significant improvement of the amplifier performance in terms of stability and an increase of the output power with nearly diffraction-limited beam quality ( $M^2 \leq 1.4$ ) by a factor of 3 with respect to the conventional orientation of the laser disk.

## 1. Introduction

Laser material processing with ultrashort laser pulses has been a rapidly growing field in recent years. Several promising applications demand high average power in order to increase productivity as well as for high pulse energies to allow for multispot parallel processing [2.1]. In particular, processing at low repetition rates in the range of several tens of kilohertz is promising since thermal damage induced by heat accumulation caused by consecutive pulses can be effectively avoided [2.2,2.3]. By now, several laser architectures are suited to deliver average power in the kW range [2.4–2.8]. Due to the completely passive approach, the low number of transmissive optics, and the possibility to scale the beam diameter to reduce nonlinear effects, the thin-disk based multipass amplifier (TDMPA) scheme is a promising

---

<sup>†</sup> Die Inhalte dieses Kapitel wurden in [86] veröffentlicht und unterliegen der „CCBY 4.0 creative commons“ Lizenz (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

architecture to reach very high output power and energy [2.9–2.12]. However, due to the deflection of the laser beam, which is caused by the heated ambient air in front of the surface of the pumped laser crystal by natural convection (referred to as “air-wedge” in the following), the output power that can be achieved in the TDMPA architecture is limited to a few hundreds of watts, if no compensating element is used, such as introduced in Ref. 2.11. In contrast to thin-disk based regenerative amplifiers, which are based on a cavity and therefore can be realigned with the end mirror to compensate for pump power-dependent misalignment, the realignment of a TDMPA during high power operation is particularly critical due to the long propagation length of the signal beam in the amplifier. To maintain the alignment of the beam path, the TDMPA architecture, therefore, relies on passive compensation strategies. For this reason, state-of-the-art TDMPAs require a retroreflecting mirror pair (RMP) in order to minimize the deflection of the laser beam caused by the air-wedge effect [2.11]. But even with the RMP, residual pump power-dependent air-wedge induced misalignment is usually observed. Other approaches, such as the operation in vacuum or a helium atmosphere, demonstrated to reduce thermo-optical wavefront aberrations in an oscillator and should also be applicable to TDMPAs but increase the complexity of the overall system [2.13,2.14]. For laser resonators operating in continuous wave, a passive compensation based on a grating end mirror in Littrow configuration has been successfully demonstrated [2.15]. But as this concept requires the feedback of a resonator to allow for a shift in the oscillating wavelength to correct for an air-wedge induced change of the angle of incidence on the grating, this approach cannot be applied to TDMPAs. Another common approach to reduce the pump power-dependent misalignment caused by the air-wedge effect is the reduction of the temperature of the laser crystal by reducing the heat generated during the pumping process of the laser active medium. This is accomplished by a reduction of the quantum defect by pumping directly in the upper laser level, which is usually referred to as “zero phonon line pumping (ZPL)” [2.11,2.14,2.16–2.19]. For Yb:YAG-based systems, the pump spectrum, in this case, needs to be locked to 969 nm ( $\sim 3$  nm FWHM) instead of 940 nm ( $\sim 15$  nm FWHM) [2.17]. Although ZPL significantly reduces the heat load, it can neither completely avoid heating of the laser crystal nor the resulting thermally induced effects.

In this paper, we report on an ultrafast thin-disk multipass laser amplifier in which the misalignment effects caused by the heated air in front of the pumped thin-disk crystal are mitigated by orienting the disk with its axis in vertical direction. The efficacy of the approach was proven by comparing the same amplifier with the thin laser disk mounted in two different orientations and showed that the setup with the disk facing downward allows to reach a higher output power with an improved

beam quality and stability of the output power and pointing of the laser system without the necessity for any compensating optical elements, such as the RMP even without resorting to ZPL-pumping or operation in a different ambient gas.

## 2. Simulation of Natural Convection at the Thin-Disk Crystal

In order to model the optical effects of natural convection on the laser beam, we used the finite-element method in COMSOL-Multiphysics to simulate the heated laser crystal in ambient air. The model comprises the heat transfer in solids to model the temperature distribution in the optically pumped thin disk and fluid dynamics to simulate the heat transfer due to natural convection and the flow of the ambient gas. The change of the refractive index of the ambient gas was determined based on the calculated temperature distribution in the air. The temperature dependence of the refractive index of air at a wavelength of 1030 nm was taken into account by  $n_{\text{Air}} = 1 + 2.83707 \cdot 10^{-4} - 7.88613 \cdot 10^{-7} \cdot T$ , where  $T$  is the temperature of the air in °C. This formula was obtained by a linear fit of the data given in Ref. 2.20. An atmospheric pressure of 1 atm and a relative humidity of 20 % were assumed. To illustrate the optical effect of the heated air on an incident laser beam, the distribution of the refractive index is then used to calculate the varying optical path lengths (OPLs).

The simulations were carried out assuming a thin disk with a thickness of 110  $\mu\text{m}$  and a diameter of 15 mm. The optically pumped region was modeled as a circular area on the surface of the disk with a constant temperature of 80 °C. The disk is mounted on a 2 mm thick diamond heat sink with a diameter of 20 mm. The thermal contact between the heat sink and the thin-disk is assumed to be ideal. The cooling was modeled by a constant temperature of 17 °C on the backside surface of the diamond heat sink. The thin-disk on the heat sink is located in the center of a 40x40x40 mm<sup>3</sup> cube of air, which has open boundaries to all sides. In order to model the buoyancy caused by natural convection, a volume force was defined that is acting on the gas volume. This volume force depends on the mass density, which in turn depends on the temperature of the gas, and can be expressed as  $f_v = F/V = \rho \cdot g$ , with the force  $F$ , the volume  $V$ , the gravitational acceleration  $g = 9.81 \text{ m/s}^2$  and the density of the gas  $\rho$ .

As illustrated in Fig. 2.1, usually, the thin-disk is implemented with its surface normal oriented perpendicularly to the gravitational acceleration and the laser beam incident in the horizontal direction (referred to as horizontal configuration  $H$  in the following). According to the coordinate system shown in the figure, the gravitational acceleration is oriented in the direction  $-y$  and the laser beam axis is parallel to the  $z$  axis. For this configuration  $H$ , Fig. 2.2 shows two cross sections

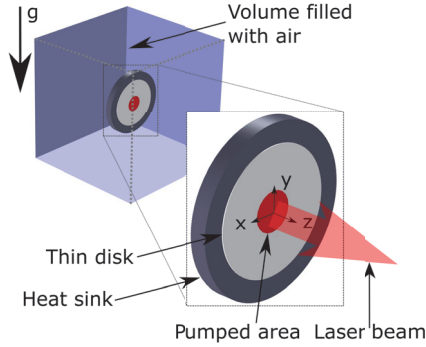


Fig. 2.1: Schematic illustration of the thin disk in its conventional orientation facing in horizontal direction (configuration  $H$ ). The arrow marked “ $g$ ” indicates the direction of gravitational acceleration, which determines the direction of convection. The surface normal of the laser crystal coincides with the propagation axis of the laser beam ( $z$  axis).

of the calculated temperature distribution in the ambient air. The temperature distribution in the vertical ( $y$ - $z$ ) plane is shown in Fig. 2.2(a) and the one in the horizontal ( $x$ - $z$ ) plane in Fig. 2.2(b). As can be seen in Fig. 2.2(a), due to the natural convection, a temperature gradient in the direction of the gravitational acceleration is observed. This gradient causes, with respect to the axis of the laser beam ( $z$ -axis), an asymmetric temperature distribution in the vertical plane. In contrast, the temperature distribution in the horizontal plane, shown in Fig. 2.2(b), is symmetric with respect to the axis of the laser beam.

Due to buoyancy, the gravitational acceleration determines the direction of the natural convection and with it the direction of the temperature gradient in the ambient air. When mounting the thin-disk with its surface normal in a direction parallel to the gravitational acceleration instead, the direction of natural convection and with it the temperature gradient occur parallel to a vertically incident laser beam. The  $z$  axis is now vertically oriented in the direction of the gravitational acceleration, as shown in the sketch of this arrangement in Fig. 2.3 (referred to as vertical configuration  $V$  in the following).

The temperature distribution in the ambient air for a disk mounted in configuration  $V$  is shown in Fig. 2.4(a) for the  $y$ - $z$  plane and Fig. 2.4(b) for the  $x$ - $z$  plane, respectively. In contrast to the situation in configuration  $H$ , the temperature distribution is now found to be almost rotationally symmetric with respect to the axis of the

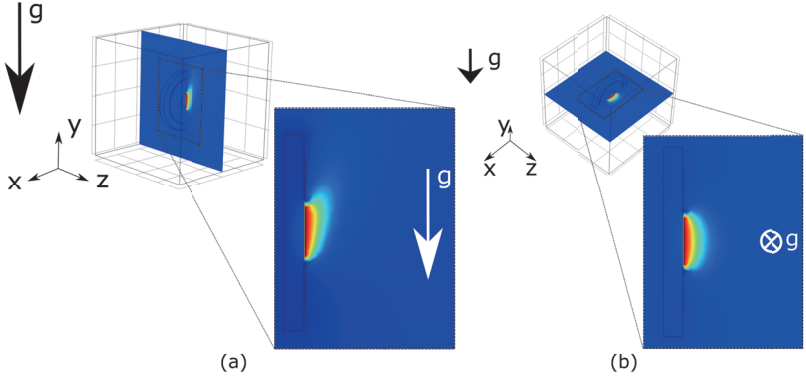


Fig. 2.2: Distribution of the temperature of the ambient air (a) in the vertical ( $y$ - $z$ ) and (b) in the horizontal ( $x$ - $z$ ) sectional plane for configuration  $H$ .

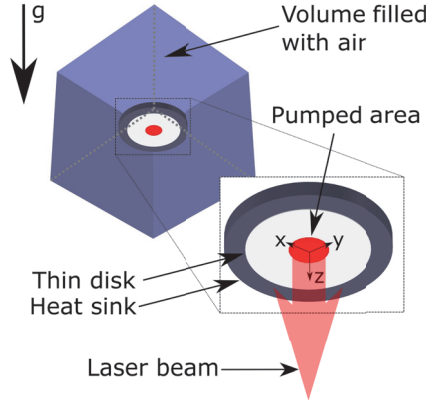


Fig. 2.3: Schematic illustration of the thin disk mounted in the vertical configuration  $V$ . The axis of the laser beam is parallel to the gravitational acceleration.

laser beam.

To further illustrate the difference between the beam distortions induced by the two different configurations, Fig. 2.5 shows the varying OPL occurring in the y-z [Fig. 2.5(a)] and the x-z [Fig. 2.5(b)] sectional planes for both configurations, whereas the pumped area is centered at  $x = y = 0$ .

Due to the thermal dispersion of air, a change of the temperature results in a change of the OPL. While a constant OPL across the beam only leads to an overall phase delay, a linear variation of the OPL across the beam causes an angular deflection of the beam. As depicted in Fig. 2.5(a), the temperature distribution in the y-z plane of configuration *H* results in a linear variation of the OPL (illustrated by the black dashed line), which leads to angular deflection of the beam in the vertical direction. In contrast, the distribution of the OPL occurring in configuration *V* is symmetric

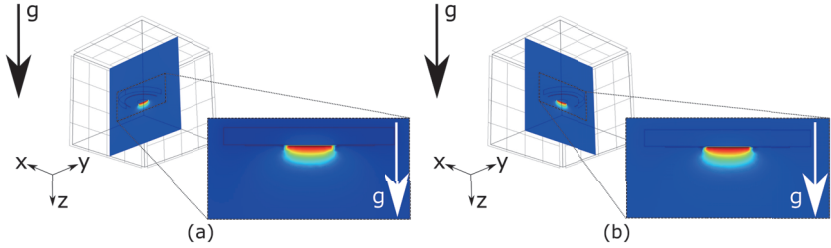


Fig. 2.4: Distribution of the temperature of the ambient air in the (a) y-z and (b) x-z sectional plane for a disk mounted in configuration *V*.

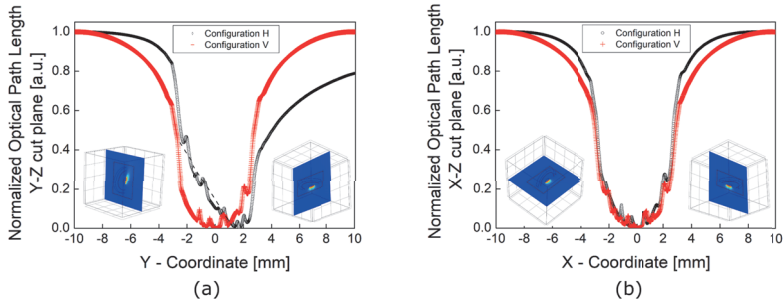


Fig. 2.5: (a) Calculated distribution of the OPL in the y-z (a) and the x-z (b) plane. The pumped area is centered at  $x = y = 0$  and extends to  $\pm 2.4$  mm. The insets indicate the corresponding planes, as shown in Figs. 2.2 and 2.4.

and therefore does not lead to angular deflection of an incident beam. Hence, when the laser crystal is oriented to face in the vertical direction (configuration *V*), the lateral misalignment of the beam can be avoided.

This advantage of orienting the thin disk facing in a vertical direction was confirmed also by experimental investigations, as reported in the following sections. The experiments were carried out with a geometric folding scheme of the TDMPA, which allows for more compact setup. While it was not designed to be operated at power beyond the order of 100 W, it was yet suitable to compare the two above discussed configurations and demonstrate the efficacy to improve the performance of the amplifier by orienting the thin-disk laser facing in vertical direction.

### 3. Experimental Setup

The seed laser used in our experiments emitted 6.5 ps long pulses (FWHM, assuming a Gaussian temporal shape) at a central wavelength of 1030 nm. It was operated with a repetition rate of 30 kHz. The available average power was limited to 11 W. The beam propagation factor was  $M^2 < 1.2$ . The thin-disk laser crystal used in the amplifier was a 11 at % Yb:YAG disk with a diameter of 12 mm and a thickness of 110  $\mu\text{m}$ , glued on a diamond heat sink. The diameter of the pumped area on the disk was  $\approx 4.8$  mm. The radius of curvature of the disk was  $\approx 20$  m concave. The crystal was placed in a 24-pass pump module and pumped at a central wavelength of 940 nm. The pump module used in this experiment is not sealed on the backside to avoid trapping of hot air in the module.

The side view of the amplifier is schematically illustrated in Fig. 2.6, and the beam path of the whole experimental setup is depicted in Fig. 2.7. To fold the beam path multiple times over the thin-disk crystal, a new rotationally symmetric arrangement was used, comprising 30 adjustable plane high-reflective (HR) mirrors for an angle of incidence (AOI) of  $0^\circ$  on an outer ring and another 30 fixed plane HR mirrors (AOI  $45^\circ$ ) on an inner ring. The compact footprint is achieved by using the inner ring of mirrors to unfold the solid angle onto the outer ring of mirrors. In the present setup, the diameter of the outer ring is 430 mm and the distance between the plane with the outer ring of folding mirrors and the thin-disk laser crystal is 570 mm. Accordingly, the overall beam path length is significantly reduced as well compared to the previous TDMPA [2.9–2.12] since no additional folding optics in the vicinity of the thin-disk [mirrors M1, M(20–21), M(40–41), RMP] are required to fold the beam to different positions on the mirror array.

The propagation of the seed beam through the amplifier is based on a quasi-collimated free-space-propagation scheme, as it is presented in Refs. 2.9–2.12. This scheme utilizes one or more curved optics in each pass (typically the thin-disk) inside

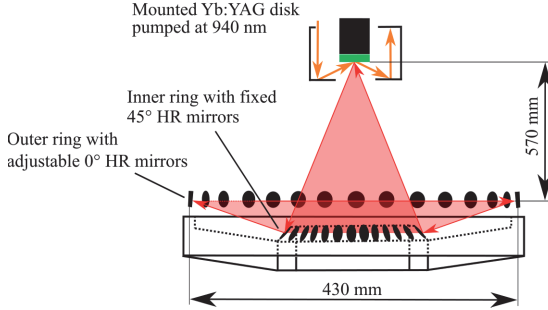


Fig. 2.6: Concept of the compact multipass amplifier. The beam path of the pump and seed beam is indicated by orange and red arrows, respectively. The HR mirrors (AOI  $45^\circ$ ) mounted in the inner ring unfold the solid angle onto the outer ring, where HR mirrors (AOI  $0^\circ$ ) are mounted in adjustable mirror holders to fold the beam multiple times over the thin-disk.

the multipass amplifier to counteract the beam divergence due to the propagation distance. As a result, the beam diameter does not remain constant but modulates over the propagation distance within a certain range. To enable this propagation scheme with a high overlap of the seed beam bundle and the pumped area, the linearly polarized incident seed beam is adapted to a collimated beam diameter of  $\approx 2.75$  mm by means of a telescope consisting of the two curved mirrors shown in Fig. 2.7. The beam path through the multipass folding optics depicted in Fig. 2.7 follows the numbering of the optical elements: The seed beam first reaches (the adjustable) mirror 1, where it is reflected toward (the fixed) mirror 2 in the inner ring. Mirror 2 is oriented in such a way that the beam is reflected onto the center of the thin-disk laser crystal. After a reflection from the backside of the disk, the beam is reflected to the fixed mirror 3 on the opposite side of the inner ring and is consequently reflected to mirror 4 on the outer ring. Mirror 4 is then used to direct the beam to mirror 5, which in turn is adjusted to reflect the beam to mirror 6. From here, the beam is again directed to the center of the thin-disk, where it is reflected toward mirror 7. This scheme is continued until mirror 59 is reached. After the reflection from mirror 59, the beam passes a quarter-wave plate and subsequently the end-mirror 60, which reflects the beam back along the same path. Hence, the beam with its polarization rotated by  $90^\circ$  propagates back through the complete system passing all the elements again in reverse order. With the present setup, one obtains a total of 30 reflections at the backside of the thin-disk laser



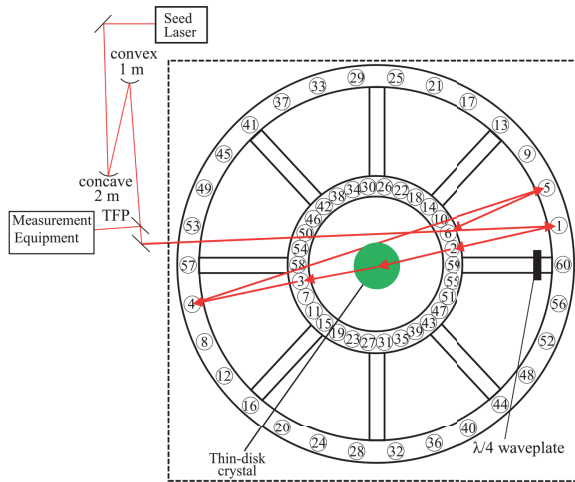


Fig. 2.7: Schematic top view of the experimental setup of the multipass amplifier showing the two ring arrays of mirrors and the thin-disk laser crystal. The numbering of the components indicates the order in which they are being passed by the seed laser. The amplified output beam is separated from the incident seed using a thin-film polarizer (TFP), as the polarization of the amplified beam is rotated by  $90^\circ$  by the quarter-wave ( $\lambda/4$ ) plate in front of mirror 60. The dashed line indicates the housing of the multipass setup.

crystal. The total length of the beam path in this multipass amplifier amounts to  $\approx 60$  m. It is possible to increase the number of passes in the multipass amplifier by adding additional pairs of rings or by increasing the diameter of the rings.

In order to protect the multipass setup from dust and external airflows, the setup was housed, as indicated by the dashed line in Fig. 2.7. It is worth mentioning that the presented optical setup is very sensitive to pump power-dependent misalignment as the optical layout does not form nor include a passive compensation of angular deflection of the laser beam comparable to the RMP in Refs. 2.9–2.12.

#### 4. Experimental Results

The efficacy of the strategy to orient the thin-disk laser crystal facing downward is shown in the following section by a direct comparison of the amplification results achieved in configuration *H* and *V*.

#### 4.1 Amplification Performance

Figure 2.8 shows the output power and the optical efficiency of the amplifier in the two configurations *H* and *V*. The insets show the intensity distribution of the output beams. The numbers next to the arrows give the values of the measured  $M^2$  (according to ISO 11146). All power measurements were performed with the same power meter, which, according to the certificate of calibration, has a relative measurement error of -0.5 %. In configuration *H*, only 30 W of output power was achieved with  $M^2 \leq 1.4$ . With the seed power of 11 W subtracted, this corresponds to an optical efficiency of 11.8 %. A further increase of the pump power led to a significant lateral displacement of the beams at the location of the disk, which was accompanied by increasingly strong distortions of the output beam's intensity profile and an increase of the  $M^2 > 1.4$ . This displacement of the beams on the thin-disk was observed and described also in previous publications for multipass amplifiers [2.11] and high power thin-disk oscillators in fundamental-mode operation [2.15]. Up to an output power of about 84 W, the beam in the investigated setup is only displaced and distorted but reaches a steady state at every power level within seconds. When the output power in configuration *H* exceeded 84 W, the beams

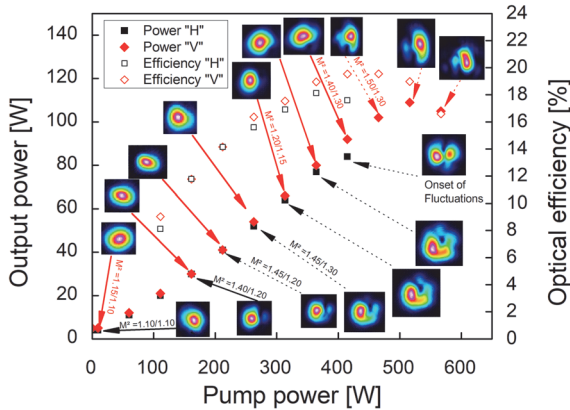


Fig. 2.8: Output power and optical efficiency (seed power subtracted) of the amplifier in configuration *H* (black) and *V* (red). The insets show the far-field intensity distributions of the amplified laser beam at the corresponding pump power. Solid arrow lines indicate  $M^2 \leq 1.4$ , while dashed arrow lines indicate  $M^2 > 1.4$  in at least one transverse axis of the caustic.

incident on the thin disk were observed to undergo an almost periodic fluctuating movement. Due to the strong transient fluctuations in the beam intensity profile, it was not possible to obtain a reliable measurement of the  $M^2$  in this situation and a further increase of the power was not attempted to avoid damaging the components. The strong periodic fluctuation of the beam in configuration  $H$  also has an impact on the output power, which is illustrated in Fig. 2.9, where the measured output power of the two configurations at a pump power of 415 W is shown as tracked over a duration of about 120 s.

With configuration  $V$ , it was possible to achieve an output power of 92 W with  $M^2$  still  $\leq 1.4$ . This corresponds to 3.1 mJ of pulse energy. The  $M^2$  was measured to be 1.4 and 1.3 in the major and minor axis, respectively. The beam caustic measured at this point of operation is shown in Fig. 2.10 together with the intensity distribution of the near and far field.

Comparing the output power that can be achieved with the same beam quality of  $M^2 = 1.4$  shows that the output power achieved with configuration  $V$  is approximately three times the one obtained from configuration  $H$ . The normalized intensity autocorrelation trace and spectrum of the pulses amplified with the configuration  $V$  are presented in Figs. 2.11(a) and 2.11(b), respectively. Assuming a Gaussian temporal profile, a pulse duration of 7.4 ps (FWHM) was measured at an output power of 92 W. This corresponds to a peak power of 0.39 GW.

The present setup with the new ring-shaped arrangement of the folding mirror

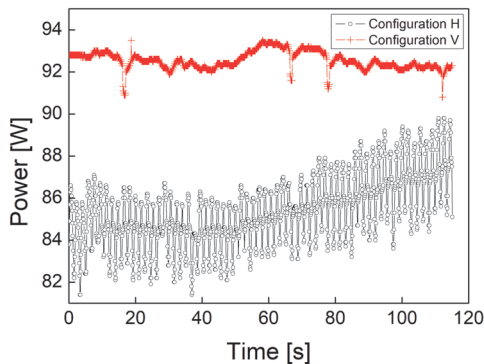


Fig. 2.9: Output power versus time at 415 W of pump power for operation of the amplifier in configuration  $H$  and  $V$ .

was not designed for significantly higher power. At output power exceeding about 100 W, a slow lateral drift of the beams was therefore observed that set in after some minutes of operation. After switching off the pump laser, the beams returned to their initial positions within a few minutes. This long-time scale indicates that the drift is caused by thermomechanical deformations of the whole setup and not by the air-wedge effect that leads to a much faster (seconds) shift of the beams to a new position at each change of the pump power.

#### 4.2 Long-Term Stability

The long-term power and pointing stability of configuration *V* were measured at an output power of 91 W. As it was not possible to operate the amplifier in configuration *H* at a comparable power level for a longer time, its stability performance was recorded at a pump power of 260 W, which corresponds to 50 W of output power (but  $M^2 = 1.45/1.3$ ) for comparison. In both cases, the long-term measurement of the output power started  $\approx 20$  min after setting the pump power to the specified value. The results are shown in Fig. 2.12. Infrequently appearing power spikes are observed for configuration *V*, whereas in configuration *H*, a strong noise with a similar magnitude is observed. The peak-to-valley deviation observed during the tracked 20 min was 7.9 and 6.4 W for configuration *H* and *V*, respectively. This corresponds to a relative power deviation of 15.7% and 7.0% for the *H* and the *V*

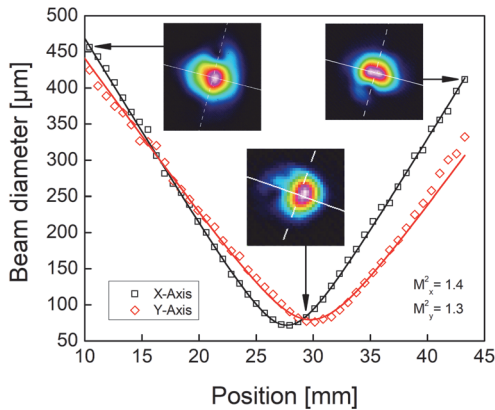


Fig. 2.10: Beam quality measurement at an output power of 92 W in configuration *V*. The insets depict the intensity distributions of the amplified beam.

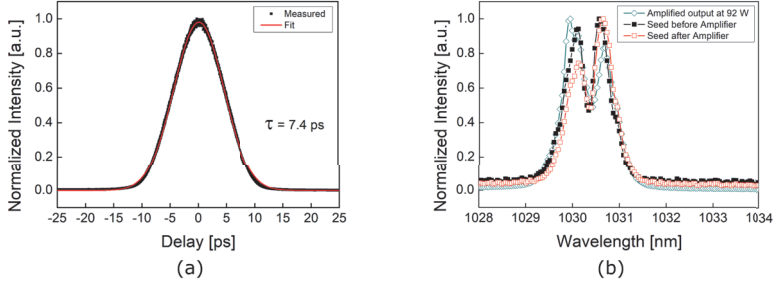


Fig. 2.11: (a) Autocorrelation trace and fit at 92 W of average output power in configuration *V*. From the autocorrelation trace the pulse duration was determined to be 7.4 ps (FWHM, assuming a Gaussian temporal shape). (b) Normalized spectra of the unamplified seed laser before and after the amplifier and the amplified beam at 92 W of output power in configuration *V*.

configuration, respectively. Still, for the same time interval, the standard deviation of the power was determined to be 1.25 W for configuration *H*. Normalized to the average power of 50.3 W, this corresponds to a relative power fluctuation of 2.48 %. In configuration *V*, the standard deviation was found to be 0.56 W. Normalized to the average power of 91.4 W, this corresponds to 0.61 %. This shows that the long-term stability of the output power of the amplifier operated in configuration *V* was significantly improved as it avoids the air-wedge effect in front of the thin laser disk. The origin of the residual power spikes observed in configuration *V* could not be determined entirely but is suspected to be related to the mechanical stability of the prototype experimental setup.

To compare the long-term performance of the amplifier in terms of beam pointing stability (according to DIN EN ISO 11670), a camera was placed in the focal plane of a lens with a focal length of  $f_{\text{Lens}} = 100 \text{ mm}$ . To reduce influences of the ambience, the camera was located close to the output of the amplifier at a distance of  $\approx 50 \text{ cm}$  from the TFP of the amplifier. The measurement was performed at the same time as the long-term measurement of the output power presented in Fig. 2.12. The results of the measurements are shown as a point distribution in Fig. 2.13. The temporal evolution of the beam's position as evaluated along the major/minor axis of this distribution is shown in Figs. 2.14(a) and 2.14(b). According to DIN EN ISO 11670, the angular stability  $\delta\alpha$  is characterized by  $\delta\alpha_{x,y} = 2 \frac{s_{\delta_{x,y}}}{f_{\text{Lens}}}$ , where  $f_{\text{Lens}}$  is the focal length of the used lens and  $s_{\delta_{x,y}}$  is the standard deviation in the major and minor axis of the distribution of the recorded beam positions, respectively. For

operation in configuration  $H$ , the angular stability  $\delta\alpha$  was  $18.1\mu\text{rad}$  in the minor axis and  $36.1\mu\text{rad}$  in the major axis. Operated in configuration  $V$ , the angular stability of the amplifier was  $12.4\mu\text{rad}$  in the minor axis and  $28.0\mu\text{rad}$  in the major axis. Compared to configuration  $H$ , this corresponds to a reduction of more than 22 % in the major and 31 % in the minor axis.

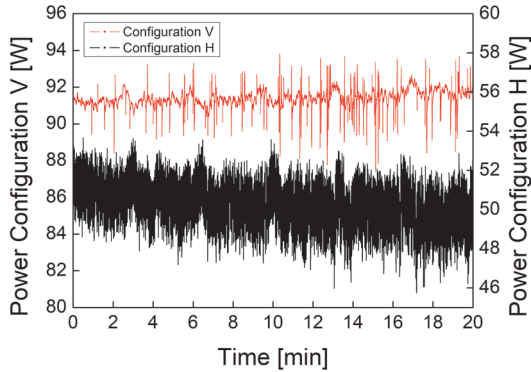


Fig. 2.12: Long-term measurement of the output power of the amplifier operated at an average output power of 91.4 W in configuration  $V$  and 50.3 W in configuration  $H$ . Measurements were carried out with the same device, sampling rate, and time intervals, respectively.

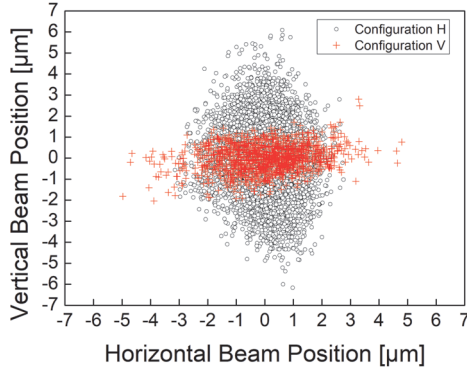


Fig. 2.13: Beam positions on a camera that was placed in the focal plane of a lens. The x-axis coincides with the horizontal direction in the laboratory system.

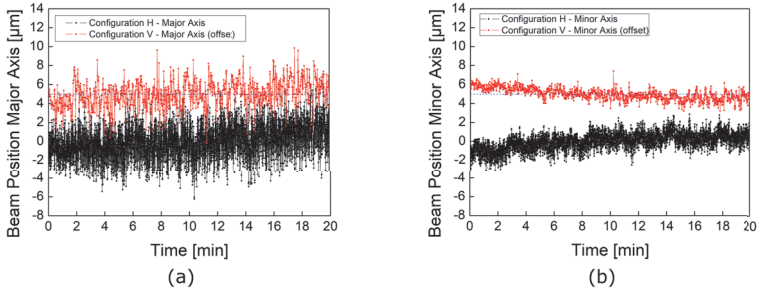


Fig. 2.14: Beam positions on a camera chip in dependence of the time for the major (a) and minor (b) axis of the distributions shown in Fig. 2.13. For improved illustration, an offset of  $5\mu\text{m}$  was added to the data of configuration V in both plots.

## 5. Conclusion

At pump power below 200 W, the amplification performance (output power and efficiency) of the multipass thin-disk laser amplifier was observed not to depend on whether the thin disk is oriented in horizontal or vertical direction. At higher pump power, the performance of the amplifier operated with the disk facing downwards was significantly superior to the one with the disk facing in horizontal direction, not only with respect to output power and efficiency but also in terms of power stability and pointing stability. Comparing the output power that can be reached at reasonably

good beam quality of  $M^2 \leq 1.4$ , a vertically facing disk is also clearly superior and allows to reach a power of three times the one possible with a horizontally oriented axis of the disk. With the disk facing downward, the power stability of the amplifier was improved by more than a factor of 2, whereas the pointing stability was improved by more than 20 % at almost twice the output power.

In conclusion, these results show that the performance of a multipass thin-disk amplifier can significantly be improved by orienting the thin-disk laser crystal with its axis in a vertical direction to avoid a beam misalignment caused by convection of the hot air in front of the pumped thin-disk laser crystal.

Future work will focus on the implementation of this compensation concept for power scaling of TDMPA operated at multi kW-levels as well as a more detailed analysis of the air-wedge effect in terms of experiments and simulations.

### *Acknowledgments*

The authors would like to thank the European Union for the funding received in the Horizon 2020 Research and Innovation Program under Grant Agreement No. 687613. All authors report grants from the European Union, during the conduct of the study. In addition, Dr. J.-P.N., Dr. S.P., Mr. B.D., and Mr. A.L. have a patent US2017310073 (A1) issued.

### *References*

- [2.1] C. Freitag et al., “High-quality processing of CFRP with a 1.1-kW picosecond laser,” *Appl. Phys. A* **119**(4), 1237–1243 (2015).
- [2.2] R. Weber et al., “Heat accumulation during pulsed laser materials processing,” *Opt. Express* **22**(9), 11312–11324 (2014).
- [2.3] R. Weber et al., “Processing constraints resulting from heat accumulation during pulsed and repetitive laser materials processing,” *Opt. Express* **25**(4), 3966–3979 (2017).
- [2.4] T. Eidam et al., “Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power,” *Opt. Lett.* **35**(2), 94–96 (2010).
- [2.5] M. Müller et al., “1 kW 1 mJ eight-channel ultrafast fiber laser,” *Opt. Lett.* **41**(15), 3439–3442 (2016).
- [2.6] P. Russbuedt et al., “Compact diode-pumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier,” *Opt. Lett.* **35**(24), 4169–4171 (2010).
- [2.7] B. E. Schmidt et al., “Highly stable, 54mJ Yb-InnoSlab laser platform at 0.5kW average power,” *Opt. Express* **25**(15), 17549–17555 (2017).
- [2.8] T. Nubbemeyer et al., “1 kW, 200 mJ picosecond thin-disk laser system,” *Opt. Lett.* **42**(7), 1381–1384 (2017).



- 
- [2.9] J.-P. Negel et al., “Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier delivering 1.4 kW (4.7 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm,” *Opt. Express* **23**(16), 21064–21077 (2015).
- [2.10] J.-P. Negel et al., “Second generation thin-disk multipass amplifier delivering picosecond pulses with 2 kW of average output power,” in *Lasers Congr. (ASSL, LSC, LAC)*, ATu4A.5 (2016).
- [2.11] J.-P. Negel et al., “1.1 kW average output power from a thin-disk multipass amplifier for ultrashort laser pulses,” *Opt. Lett.* **38**(24), 5442–5445 (2013).
- [2.12] M. Abdou Ahmed et al., “Development of high-power thin-disk lasers: status and perspectives,” *Journées Nationales Des Procédés Laser Pour L’industrie* (2017).
- [2.13] B. Weichelt et al., “Improving the brightness of a multi-kW thin disk laser with a single disk by an aspherical phase-front correction,” *Proc. SPIE* **7721**, 77210M (2010).
- [2.14] A. Diebold et al., “Gas-lens effect in kW-class thin-disk lasers,” *Opt. Express* **26**(10), 12648–12659 (2018).
- [2.15] T. Dietrich et al., “Passive compensation of the misalignment instability caused by air convection in thin-disk lasers,” *Opt. Lett.* **42**(17), 3263–3266 (2017).
- [2.16] B. Weichelt et al., “Enhanced performance of thin-disk lasers by pumping into the zero-phonon line,” *Opt. Lett.* **37**(15), 3045–3047 (2012).
- [2.17] T. Kasamatsu, H. Sekita, and Y. Kuwano, “Temperature dependence and optimization of 970-nm diode-pumped Yb:YAG and Yb:LuAG lasers,” *Appl. Opt.* **38**(24), 5149–5153 (1999).
- [2.18] J. J. Romero et al., “Continuous-wave laser action of Yb<sup>3+</sup>-doped lanthanum scandium borate,” *Appl. Phys. B* **80**(2), 159–163 (2005).
- [2.19] D. Sangla et al., “Highly efficient Nd:YVO<sub>4</sub> laser by direct in-band diode pumping at 914 nm,” *Opt. Lett.* **34**(14), 2159–2161 (2009).
- [2.20] J. A. Stone and J. H. Zimmerman, “Index of refraction of air,” 2004, <https://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Edlen.asp> (accessed 26 April 2019).

# 3 Verstärkung von Sub-Pikosekundenpulsen

## 3.1 Direct amplification of sub-300 fs pulses in a versatile thin-disk multipass amplifier<sup>†</sup>

Christoph Röcker<sup>a,\*</sup>, André Loescher<sup>a</sup>, Jan-Philipp Negel<sup>a</sup>, Martin Delaigue<sup>b</sup>, Franck Morin<sup>b</sup>, Clemens Hönniger<sup>b</sup>, Eric Mottay<sup>b</sup>, Philippe Villeval<sup>c</sup>, Adrien Holvoet<sup>c</sup>, Dominique Lupinski<sup>c</sup>, Thomas Graf<sup>a</sup>, Marwan Abdou Ahmed<sup>a</sup>

\* Corresponding author.

E-mail address: christoph.roecker@ifsw.uni-stuttgart.de (C. Röcker).

<sup>a</sup> Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 43, 70569 Stuttgart, Germany

<sup>b</sup> Amplitude Systemes, 11 avenue de Canteranne, 33600 Pessac, France

<sup>c</sup> Cristal Laser, Parc d'Activités du Breuil, 32 Rue Robert Schuman, 54850 Messein, France

### Abstract

We report on a kW-class ultrafast laser amplifier emitting sub-300 fs pulses with a pulse peak power exceeding 1 GW. It is based on the direct amplification of 260 fs pulses in a versatile thin-disk multipass amplifier which provides fast modulation of the amplified beam on the workpiece by the implementation of a novel and robust polarization multiplexing scheme for the seed beam that is launched into the amplifier. Furthermore, the laser can be operated in a single-pulse or burst mode with a variable number of pulses per burst. Second harmonic conversion of the amplified beam by means of a lithium triborate crystal additionally led to an output power of up to 282 W in the green spectral range.

### 1. Introduction

Within the last years, material processing with ultrashort laser pulses has been a rapidly growing field. Especially surface structuring or texturing is a promising process to manufacture a variety of technical surfaces, surfaces with special properties (e.g. superhydrophobicity) or lab-on-chip devices [3.1.1–3.1.7]. Among these, a high surface quality with a low surface roughness is crucial for many applications. To achieve a high surface quality while maintaining a high process speed, i.e. an efficient ablation process, a short pulse duration of a few hundred fs is required

---

<sup>†</sup> Die Inhalte dieses Abschnitts wurden in [87] veröffentlicht und unterliegen der „CCBY 4.0 creative commons“ Lizenz (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

[3.1.8,3.1.9]. To further increase the efficiency of the ablation process, shaping pulse trains into bursts consisting of several short pulses with a high intra-burst repetition rate was shown to be beneficial [3.1.8,3.1.10–3.1.12]. While these pulse characteristics are required to enable or optimize the ablation process, a high average power is required to increase the productivity to industrial scales [3.1.13,3.1.14]. Moreover, achieving these properties at an adapted wavelength offers additional interesting possibilities for a wide range of applications. For instance the absorption in the visible spectral region is significantly increased for a variety of materials such as copper [3.1.15–3.1.17]. Additionally, the use of shorter wavelengths in material processing offers additional benefits such as a smaller focal spot size for the production of small-scale structures or enhanced nonlinear absorption. Despite the ongoing intense research activities on the development of infrared high-power ultrafast lasers, only a few high-power laser sources were reported for the visible spectral region [3.1.18–3.1.21]. Especially for pulse durations below 500 fs, sources of visible laser radiation with a power exceeding 100 watt and a pulse energy of 50 microjoule were not reported so far.

The shortest pulse durations with average powers in the order of 1 kW so far were achieved with different approaches. Based on the fiber amplifier architecture, laser pulses shorter than 275 fs and 1 mJ of energy per pulse were generated while the average power was 1 kW [3.1.22]. Recently, the same group demonstrated a fiber amplifier system with an average power of 3.5 kW which emitted pulses with a pulse duration of 430 fs and an energy of 44  $\mu$ J per pulse [3.1.23]. Due to the broad gain bandwidth of Yb:glass, it is possible to achieve a short pulse duration without exploiting nonlinear broadening mechanisms. However, to avoid modal instabilities and excessive nonlinearities due to the comparatively small cross-sectional area of the mode in the fiber, this architecture relies on coherent beam combination (CBC) and chirped pulse amplification (CPA). A different approach is the use of the well-established Yb:YAG laser gain material in the Innoslab or the regenerative thin-disk amplifier architecture. These systems reach high average and pulse peak power without relying on CBC but often require CPA to avoid excessive nonlinearity in the slab gain medium or the Pockels cell when the pulse peak power exceeds a few hundred MW. In these CPA-based systems, the minimum obtainable pulse duration is determined by the gain narrowing effect and the spectral bandwidth of the gain medium. Due to the comparatively narrow gain bandwidth of Yb:YAG, the achievable pulse duration typically ranges from approx. 600 fs to 1 ps. A possible approach to reduce the pulse duration of the pulses generated with these systems is the exploitation of self-phase modulation in either the amplifier itself or in a subsequent nonlinear broadening stage and the compression of the pulses in a

subsequent pulse compressor [3.1.24–3.1.26]. Using the latter approach, a pulse duration of 210 fs was demonstrated for an Yb:YAG thin-disk regenerative amplifier, where a compression stage with a dispersion of approx.  $-60000\text{ fs}^2$  was required [3.1.27]. In contrast to the previously mentioned architectures, thin-disk based multipass amplifiers employ a minimum number of transmissive optical elements, a short path length in solid material as well as a comparatively large beam diameter in the amplifier. The advantage of this architecture is that it is less susceptible to nonlinear effects, which makes it especially attractive for the amplification of lasers pulses to high peak power [3.1.28]. Using this approach, up to approx. 2 GW of pulse peak power were already demonstrated without the need for CPA and CBC [3.1.29]. In this case the pulse duration of approx. 800 fs of the amplified pulses remained almost unaltered when compared to the seed pulses, but a moderate increase of the spectral bandwidth was observed due to self-phase modulation. Using a subsequent compressor stage with a dispersion of approx.  $-23100\text{ fs}^2$ , these pulses were compressed to a pulse duration of approx. 136 fs [3.1.30].

Another challenge arises when lasers with high average power and high peak power need to be modulated in a fast manner to allow for high-precision material processing. As the commonly used high-power suitable acousto-optic modulators (AOM) and electro-optic modulators consist of one or more blocks of solid material with typical lengths of more than 20 mm per block, a large beam diameter is required to reduce the intensity and avoid excessive nonlinearity or damage of the modulator. However, with increasing apertures, the switching speed of both types of modulators is reduced, effectively limiting the maximum repetition rate of the laser system [3.1.31,3.1.32]. In this paper, we therefore report on a Yb:YAG based thin-disk multipass laser amplifier which delivers sub-300-fs laser pulses with a peak power exceeding 1 GW by direct amplification of 260-fs seed pulses without the need of CPA and which allows for a high flexibility concerning shaping of pulse trains and modulation of the high-power beam. The amplifier delivers close to bandwidth-limited pulses with a pulse duration of 294 fs and a pulse energy of  $413\text{ }\mu\text{J}$  at an average output power of 528 W with a close to diffraction limited beam quality. To our knowledge, this is the shortest pulse duration directly obtained from a high-power Yb:YAG laser amplifier. Using a modulation scheme based on polarization multiplexing, which enables the modulation of the repetition rate and the pulse energy of the amplified beam by modulating the beam of the seed laser, the thermal and nonlinear effects were effectively avoided. Additionally, the system is capable to emit bursts of pulses with an intra-burst repetition rate of 41 MHz and varying number of intra-burst pulses.

Finally we report on the generation of pulses with a close to diffraction limited

beam quality at a wavelength of 515 nm with a pulse energy of 220  $\mu$ J and average output power of 282 W. The pulse duration of the frequency-doubled pulses was 313 fs. To our knowledge, this is the highest output power reported to date for sub-500 fs laser pulses in the visible spectral range.

## 2. Experimental implementation

The experimental setup is illustrated in Fig. 3.1. The seed laser was a Satsuma HP 3 (Amplitude Systèmes) which was modified to match the spectral gain bandwidth of Yb:YAG and was operated at a repetition rate of 1278 kHz. Furthermore, the 0th order port of the Satsuma's internal acousto-optic modulator (AOM) was made accessible to implement a polarization-based multiplexing scheme to allow for a fast modulation of the repetition rate and pulse energy similar to the approach presented in [3.1.31]. In addition to single-pulse operation, it is possible to operate the seed laser in burst mode operation. In burst mode operation, the beam parameters and the power of the seed laser remain constant but instead of a single pulse, packages consisting of a few pulses separated by 24.4 ns are emitted while the repetition rate of the bursts is kept at 1278 kHz. The number of intra-burst pulses in our experiments was variable from  $N=1$  (single-pulse operation) to a maximum of  $N=7$ . While the energy  $E_B$  contained in the whole burst is independent from the chosen number  $N$  of intra-burst pulses, the energy of the individual intra-burst pulses amounts to approx.  $E_B/N$ . In Fig. 3.1, the path of the beam from the AOMs' 1st order port is shown in red (referred to as primary beam in the following) while the path of the beam from the AOMs' 0th order port is indicated in blue (referred to as secondary beam in the following). The primary and secondary beam are both vertically polarized immediately behind the AOM. While the pulses of the secondary beam remain uncompressed and directly exit the seed laser, the pulses of the primary beam are directed to an internal grating compressor and compressed to a pulse duration of 266 fs. When the seed laser was operated at maximum power in the primary beam, the output power and beam quality factor of the primary beam after the grating compressor were measured to be 50 W and  $M^2 < 1.2$ , respectively. Due to the limited diffraction efficiency of the AOM, operation of the seed laser at maximum power in the primary beam leads to a residual power of 5 W in the secondary beam.

To enable the modulation of the high-power (primary) beam without the detrimental influence of a changing power extraction on the gain in the multipass thin-disk amplifier, the primary and secondary beam are recombined using a thin-film polarizer (TFP) and a half-wave plate (HWP). As a consequence, the recombined beam consists of a sequence of (burst) pulses with alternating orthogonal state of

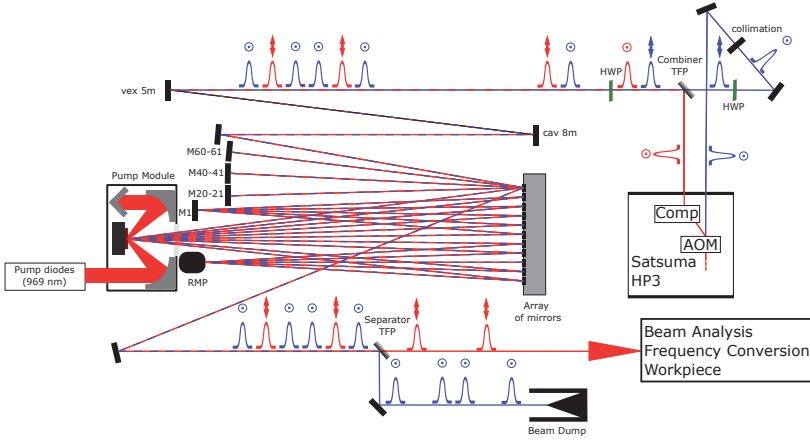


Fig. 3.1: Top-view of the experimental setup. The red and blue color indicate the primary and secondary beam path, respectively. AOM: Acousto-optic modulator, Comp: Pulse compressor, HWP: Half-wave plate, TFP: Thin-film polarizer, RMP: Retro-reflecting mirror pair .

polarization. Pulses of the primary beam are horizontally polarized, while those of the secondary beam are vertically polarized when entering the multipass amplifier. With this scheme, it is possible to modulate the repetition rate and the pulse energy in the primary (red) output port of the amplifier independently by changing the repetition rate and the modulator efficiency, respectively. As this scheme transfers the AOMs modulation to a modulation of the polarization of the individual bursts, the amplifier is always seeded with a sufficiently powerful beam to continuously extract the stored energy in the gain medium which effectively avoids gain dynamic effects.

It should be pointed out that this scheme works both for single-pulse and burst-mode operation but the modulation occurs from burst to burst (at 1278 kHz). Hence, the bursts are modulated as whole and no modulation of the individual intra-burst pulses is applied in the present setup.

A 125  $\mu\text{m}$  thick Yb:YAG disk with a doping of 11 at. % was used as the gain medium in the multipass amplifier stage. The disk has a diameter of 17 mm and was mounted on a diamond heat sink with a diameter of 23 mm. The disk was placed in a 24-pass pump cavity and pumped with a commercial DILAS Laser diode at a central wavelength of 969 nm. The thin disk has a concave radius of curvature

of approximately 20 m and is the only curved optical element in the multipass amplifier. Using two mirrors before the multipass amplifier, one concave with a radius of curvature of 8 m and one convex with a radius of curvature of 5 m, the beam size and divergence of the seed laser beam are adapted to fit to the pump spot diameter of approx. 5.4 mm on the thin-disk and to allow for a free propagation [3.1.33]. After this adaption of the beam size, the beam is directed multiple times over the gain medium using an array of 80 individually adjustable plane HR mirrors in combination with a retro-reflecting mirror pair (RMP) and a central folding mirror (M1). This multipass scheme allows for 40 reflections at the back side of the thin-disk within a single pass through the amplifier. After this, the amplified pulses pass a second TFP which separates the pulses from the primary and the secondary beam according to their polarization and enables the modulation of the primary output beam (red) as previously described.

### 3. Experimental results at the fundamental wavelength (IR)

#### 3.1 Amplification performance with single pulses at 1278 kHz

As mentioned above, operating the seed laser at the repetition rate of 1278 kHz and maximum pulse energy on the primary beam leads to an average power of 50 W in the primary beam and 5 W of residual power in the secondary beam. Amplifying the combined beam in the multipass amplifier led to an output beam with 528 W of average power in the horizontally polarized primary beam after the separator TFP, which corresponds to 413  $\mu$ J energy per pulse. With the seed power of 50 W subtracted and normalized to the pump power of 1132 W of the multipass amplifier, the extraction efficiency amounts to 42.2%. At the same time the average power of the amplified residual secondary beam was measured to be 55 W after the separator TFP. Fig. 3.2 shows the output power and extraction efficiency of the amplified primary beam as measured after the separator TFP.

The beam quality of the amplified primary output beam was measured to be close to diffraction limited ( $M_x^2 = 1.27/M_y^2 = 1.20$ ) using a commercial Spiricon M2-200s device. Fig. 3.3 shows the caustic recorded at maximum output power. The insets show the spatial intensity distributions in the indicated planes of the caustic.

The pulse duration of the amplified pulses was optimized to a minimum value of 294 fs (FWHM) at the maximum output power of 528 W by adjusting the integrated grating compressor of the seed laser. To our knowledge, this is the shortest pulse duration obtained from a high-power Yb:YAG amplifier without nonlinear broadening and recompression stages. At this compressor setting, the pulse duration (FWHM) of the seed laser pulses was measured to be 266 fs. The FROG traces and the retrieved temporal intensity and phase curves of the seed and the amplified laser pulses are

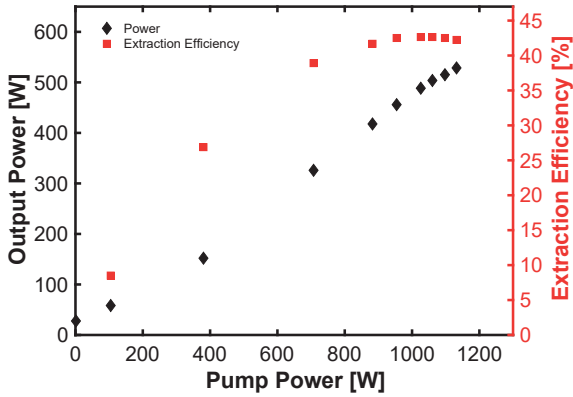


Fig. 3.2: Output power and extraction efficiency of the amplified primary beam measured after the separator TFP.

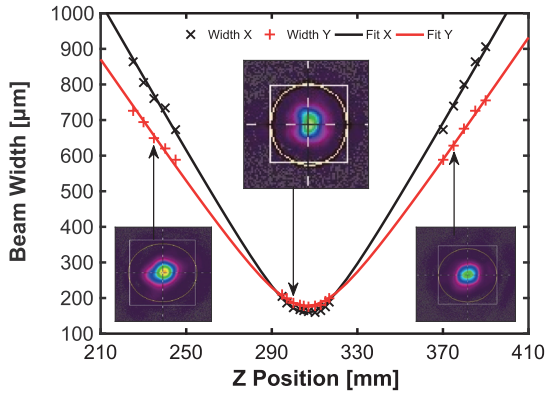


Fig. 3.3: Caustic and selected beam intensity profiles of the amplified primary output beam measured at maximum power.



shown in Fig. 3.4a–c and d–f, respectively. While the FROG measurement of the seed laser pulses indicates a negative pre-chirp with a group delay dispersion (GDD) of approx.  $-7900\text{fs}^2$ , the measurement of the amplified output pulses indicates a GDD of  $413\text{fs}^2$ . The minimum pulse duration of the amplified pulses was estimated to be 272 fs by assuming a flat spectral phase. With this, the ratio between the calculated minimum pulse duration and the measured pulse duration is 92.5%, confirming a well compressed pulse at the exit of the amplifier. Using the temporal pulse shape from Fig. 3.4(f) and the pulse energy of  $413\text{ }\mu\text{J}$ , the pulse peak power is found to be 1.17 GW.

Fig. 3.5(a) and (b) show the spectra of the seed and the amplified laser pulses. The spectrum of the amplified laser pulses shown in Fig. 3.5(a) exhibits gain-narrowing due to the Yb:YAG gain spectrum, when compared to the spectrum of the seed pulses. Analyzing the same spectra in logarithmic scale, shown in Fig. 3.5(b), the appearance of new spectral components is visible at wavelengths below approx. 1026 nm and above approx. 1038 nm. This indicates the onset of weak nonlinear broadening due to self-phase modulation, although no characteristic modulation of the spectrum is observed yet.

The amplifier's long-term stability was characterized by recording the output power

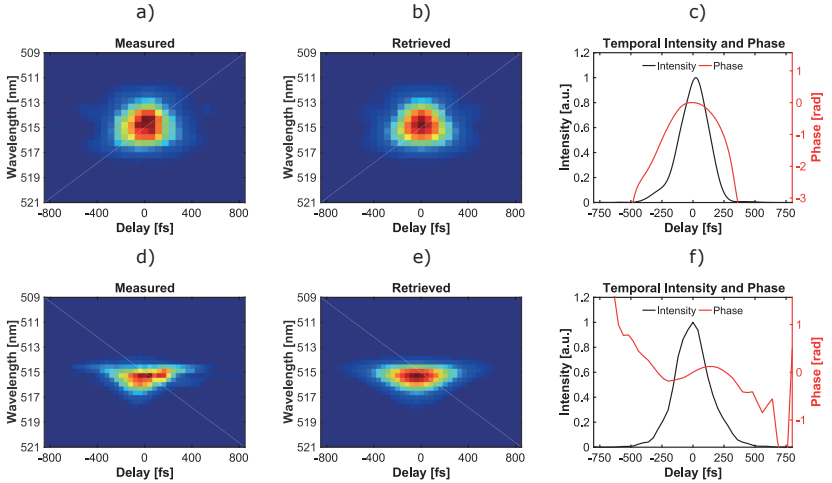


Fig. 3.4: Measured (a, d) and retrieved (b, e) FROG traces, as well as reconstructed temporal intensity and phase (c, f) of the seed and amplified laser pulses (primary beam).

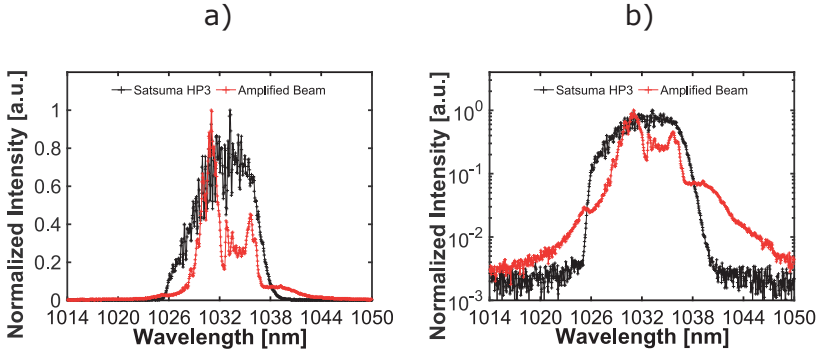


Fig. 3.5: Spectra of the seed and the amplified laser beam recorded at maximum output power in linear (a) and logarithmic (b) scale.

as well as the beam position and angle of the primary beam during several hours while the multipass thin-disk amplifier was operated at the nominal pump power of 1132 W. As shown in Fig. 3.6, the output power was monitored during approx. 570 min. The result shows that even abrupt interruptions of the pumping power (blue circles) have no damaging effect and the laser resumes with the same performance after switching on the full pumping power again. Although a slow thermal drift is observed within the first four hours of operation, which leads to an increase of the output power from 513 W to 528 W, the  $M^2$  was not affected significantly. This was confirmed by two measurements of the  $M^2$  which were recorded at the start and before the end of the long-term measurement as indicated by the purple marks in Fig. 3.6(a). The measured output power during the 330 min long time interval indicated by the red rectangle in Fig. 3.6(a) is shown in more detail in Fig. 3.6(b). During this interval the standard deviation (STD) of the power was 1.26 W, while the Peak-to-Valley (PV) deviation was 19 W. Normalized to the average power of 527.8 W, this corresponds to a relative power fluctuation of approx. 0.24 % and a relative PV deviation of 3.6 %.

The laser beam positional and angular stability was recorded by means of two cameras, as defined by DIN EN ISO 11670. The first camera was placed in the focal plane of a lens with a focal length of 150 mm to measure the angular stability. The second camera was placed at a distance of approx. 2 m from the exit aperture of the amplifier to measure the positional stability at this location. The pointing was recorded for 240 min, starting at minute 240 of the long-term experiment shown in Fig. 3.6(a). Fig. 3.7 shows the beam's position and angle as a scatter plot over the

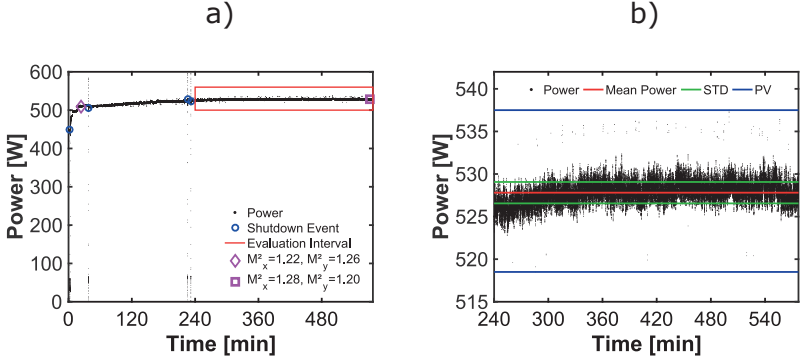


Fig. 3.6: Measurement of the output power, (a) during the complete time interval of more than 9 h and (b) during the last 330 min.

whole duration of the measurement. Fig. 3.8 shows the temporal evolution of the position and the angle of the beam as evaluated along the major/minor axis of the recorded distributions. According to DIN EN ISO 11670, the angular stability  $\delta\alpha$  is characterized by  $\delta\alpha_{x,y} = 2 \frac{s_{\theta_{x,y}}}{f}$ , where  $f$  is the focal length of the used lens and  $s_{\theta_{x,y}}$  is the standard deviation of the distribution in the direction of the major and

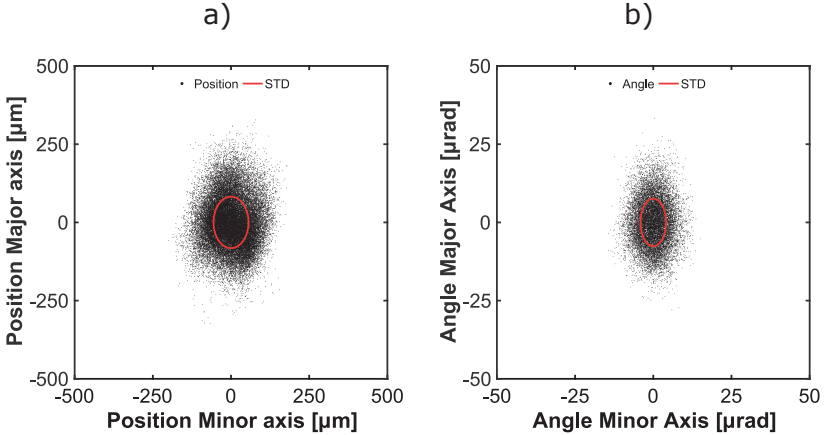


Fig. 3.7: Distribution of the beam position (a) and angle (b) over the complete measurement interval.

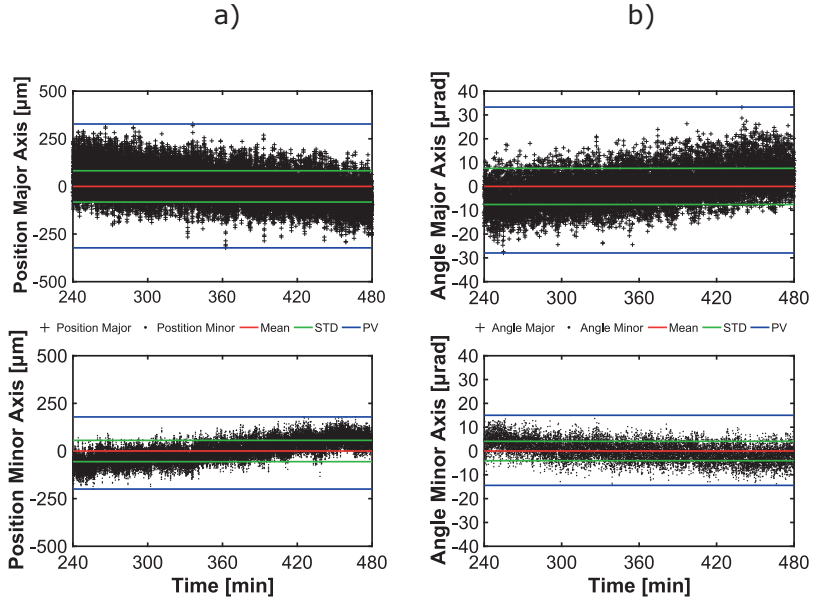


Fig. 3.8: Temporal evolution of the beam position (a) and angle (b) of the data shown in Fig. 3.7.

minor axis, respectively. With this, the angular stability was found to be  $8.1\mu\text{rad}$  in the minor and  $15.2\mu\text{rad}$  in the major axis. Similarly, the positional stability is defined as  $\Delta_{x,y} = 4s_{x,y}$ , where  $s_{x,y}$  is the standard deviation of the distribution in the major and minor axis, respectively. The positional stability was found to be  $328.8\mu\text{m}$  in the major and  $223.7\mu\text{m}$  in the minor axis. This strong difference between the positional and angular stability is suspected to be caused by the long propagation length of approx. 175 m in the multipass amplifier, which transforms small angular deviations into comparatively high positional deviations.

### 3.2 Modulation and burst mode operation

Operating the multipass thin-disk amplifier at the pump power of approx. 1130 W, the polarization multiplexing scheme was used to modulate the repetition rate and the pulse energy of the amplified beam by means of the seed lasers' internal AOM as described in Section 2. The output power of the primary and secondary beam after the amplifier obtained with varying modulator efficiency and repetition

rate is shown in Fig. 3.9. While both parameters vary the average power, the modulator efficiency affects the energy per burst, whereas the repetition rate affects the number of consecutive bursts in the primary and secondary beams. According to Fig. 3.9, an increase of the total power is observed when either the modulator efficiency or the repetition rate is increased. This slight increase of the power is due to slight differences between the beam parameters and alignment of the primary and secondary beam and the optimization for best performance when operating the system with the full power in the primary beam.

Fig. 3.10 shows trains of single pulses of the two beams when the AOM was operated with a repetition rate of 320 kHz and maximum efficiency and with the amplifier operated at the nominal pump power of 1130 W. The trace was recorded by a photodiode that was connected to an oscilloscope and located behind a HR mirror. At the repetition rate of 320 kHz every fourth pulse emitted from the seed laser is picked to the primary beam. At this condition the power of the primary beam was measured to be 134 W and the one from the secondary beam was 394 W. It is seen from Fig. 3.10 that for each pulse that is switched to the primary beam there is also a simultaneous pulse in the secondary beam with reduced energy. The reason for this is that the diffraction efficiency of the AOM in the primary beam (1st order port) is limited to approx. 87%. However, when the pulses are directed to the secondary beam, no pulses could be detected with the photodiode in the primary beam path. A measurement of the residual power in the primary beam confirms a contrast higher than 250:1, which is mainly determined by the contrast

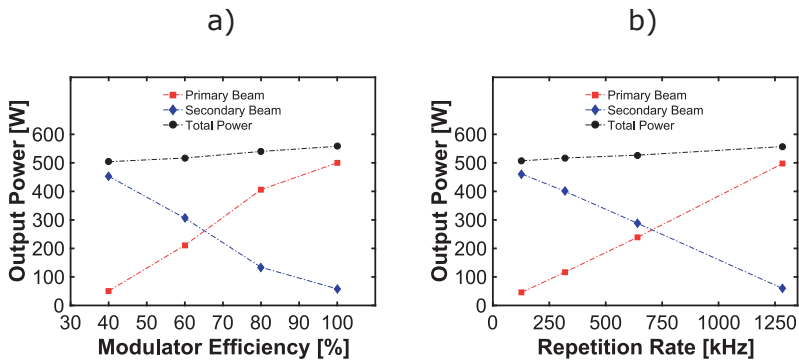


Fig. 3.9: Output power of the primary and secondary beams in dependence of (a) the modulator efficiency (at the nominal repetition rate of 1278 kHz) and (b) the repetition rate (at full efficiency of the AOM). Lines are added for eye-guiding.

of the used separator TFP and depolarization in the amplifier.

The trace of one burst consisting of five intra-burst pulses recorded before and after the multipass amplifier is shown in Fig. 3.11. The amplifier was again seeded at a repetition rate of 1278 kHz. The modulator was set to direct the pulses to the primary beam with maximum efficiency and the multipass thin-disk amplifier was pumped with a power of 1130 W. The decreasing energy from the first to the last intra-burst pulses is a property of the seed laser and is suspected to be caused by gain saturation effects in the seed lasers' last amplifier stage which is not subject of the present study. As this decrease of intra-burst pulse energy is more pronounced with increasing number of pulses per burst, our investigations were limited to a maximum of 7 intra-burst pulses although a higher number of pulses would be possible.

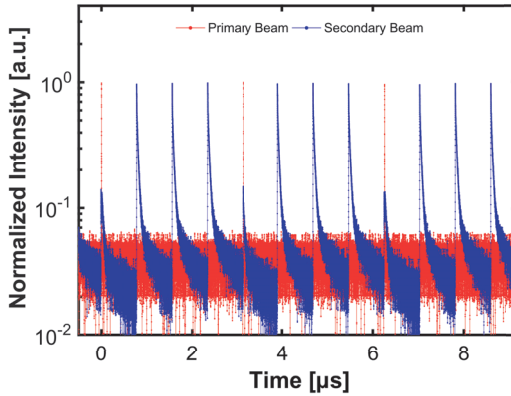


Fig. 3.10: Pulse train of the amplified laser pulses in the two beams when the AOM is operated at a repetition rate of 320 kHz and maximum efficiency.

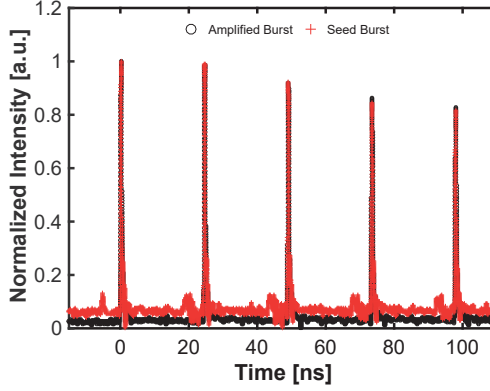


Fig. 3.11: Oscilloscope trace of laser bursts with 5 intra-burst pulses before and after the amplifier in the primary beam. The modulator parameters were set to 1280 kHz and maximum deflection efficiency into the primary beam.

#### 4. Second harmonic generation

The output of the amplifier in single-pulse operation was converted to the visible spectral region by means of second-harmonic generation (SHG) with a  $10 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$  Lithium triborate (LBO) crystal from Cristal Laser. The corresponding setup is shown in Fig. 3.12. The LBO crystal was cut for collinear type I (oo-e) phase matching at  $\vartheta = 90^\circ$  and  $\varphi = 13.2^\circ$  and temperature stabilized to  $37^\circ\text{C}$ . Both apertures of the crystal were AR coated for the fundamental and second harmonic wavelength. The incident average power was adjusted by a half-wave plate (HWP) and a TFP. A second HWP was used to optimize the direction of the polarization of the beam at the nonlinear crystal. After this second HWP the beam was focused by means of a concave mirror with a curvature of 3 m. The LBO crystal was located slightly before the focal point where the beam had a diameter of approx.  $950 \mu\text{m}$ . After the nonlinear crystal, the frequency-doubled and the residual fundamental beam were separated by means of two dichroic mirrors (DC).

Using this setup, a frequency-doubled beam with an average power of 282 W was generated from 516 W of incident power at the fundamental wavelength. This corresponds to a conversion efficiency of approx. 54%. With the repetition rate of 1278 kHz, the energy per pulse amounts to  $220 \mu\text{J}$ . The results are summarized in Fig. 3.13. The  $M^2$  was measured to be  $M_x^2 = 1.42/M_y^2 = 1.39$  at 282 W of frequency-

doubled output power. The beam caustic at this output power is shown in Fig. 3.14. The pulse duration of the frequency-doubled pulses was measured by means of a two-photon absorption (TPA) based autocorrelator. At 276 W of output power, the pulse duration was 309 fs (FWHM), assuming a squared hyperbolic secant pulse shape. The autocorrelation trace of this measurement is shown in Fig. 3.15(a). The spectrum of the generated pulses is shown in Fig. 3.15(b) and was recorded at an output power of 282 W. From the spectral bandwidth, a bandwidth-limited pulse duration of approx. 90 fs is estimated. To the best of our knowledge, the demonstrated output power of 282 W is the highest output power and correspondingly the highest pulse energy reported for a high-power laser system delivering sub-500 fs pulses in the visible spectral region. Although not explicitly reported, we expect a similar output power but lower pulse energy in the visible spectral region in ref. [3.1.34].

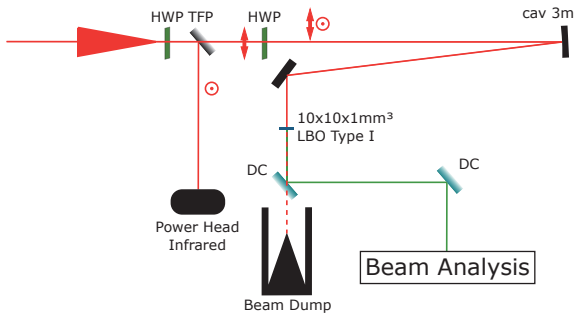


Fig. 3.12: Experimental setup used for second harmonic generation. HWP: Half-wave plate, TFP: Thin-film polarizer, LBO: Lithium Triborate, DC: Dichroic mirror.



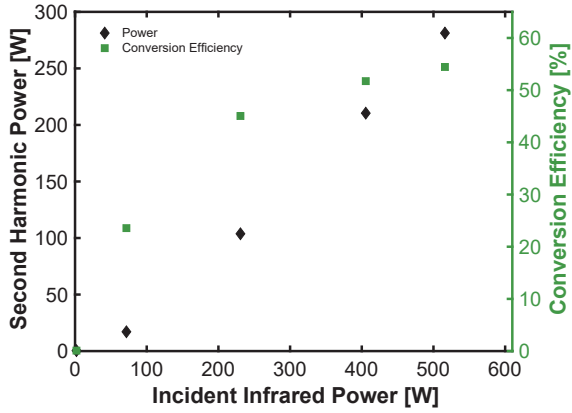


Fig. 3.13: Output power and conversion efficiency of the SHG experiment.

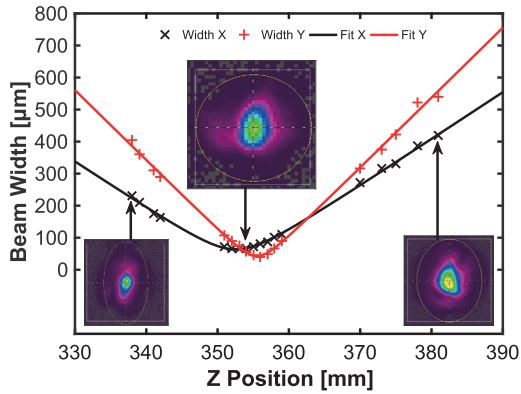


Fig. 3.14: Caustic of the second harmonic beam at maximum output power.

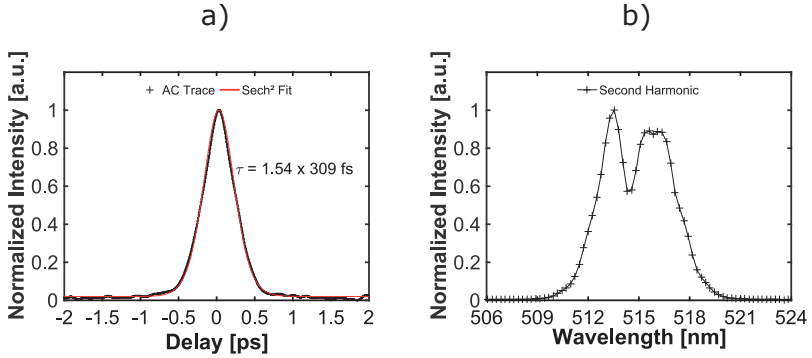


Fig. 3.15: Autocorrelation trace with sech<sup>2</sup> fit (a) and spectrum (b) of the second harmonic pulses. The solid line is drawn to serve as a guide for the eye.

## 5. Conclusion and outlook

In conclusion, we demonstrated a long-term stable ultrafast laser amplifier exceeding 500 W of output power which directly delivers 294 fs pulses with a pulse energy of 413  $\mu\text{J}$  at a repetition rate of 1.28 MHz and a close to diffraction limited beam quality. The experiments show that the Yb:YAG based thin-disk multipass amplifier architecture supports the direct amplification of laser pulses with a broad spectral bandwidth and pulse peak powers exceeding 1 GW without significantly increasing the pulse duration at a moderate amplification factor of approx. 10. Additionally, we demonstrated the modulation of the repetition rate and pulse energy of the amplified laser pulses by exploiting the seed lasers' integrated acousto-optic modulator for a polarization based multiplexing scheme.

As this amplifier scheme is based on a simple direct amplification process avoiding CPA or subsequent nonlinear compression, the approach is especially interesting for robust and cost-effective laser sources targeting the gigawatt peak power range and short sub-ps pulse durations at high average powers in the kW range, while seeking the flexibility of a completely passive slave amplifier. Additionally, the frequency doubling of the single pulses with up to 282 W of output power in the visible spectral region and close to diffraction limited beam quality was demonstrated. The pulse duration of these pulses was measured to be 309 fs.

## Acknowledgment

This project has received funding from the European Union's Horizon 2020 Research and Innovation Program under Grant Agreement No 687880.

## References

- [3.1.1] L. Feng, S. Li, Y. Li, H. Li, L. Zhang, J. Zhai, Y. Song, B. Liu, L. Jiang, D. Zhu, Super-hydrophobic surfaces: From natural to artificial, *Adv. Mater.* **14** (2002) 1857–1860, <http://dx.doi.org/10.1002/adma.200290020>.
- [3.1.2] A.-M. Kietzig, S.G. Hatzikiriakos, P. Englezos, Patterned superhydrophobic metallic surfaces, *Langmuir*. **25** (2009) 4821–4827, <http://dx.doi.org/10.1021/la8037582>.
- [3.1.3] M. Barberoglou, V. Zorba, E. Stratakis, E. Spanakis, P. Tzanetakis, S.H. Anas-tasiadis, C. Fotakis, Bio-inspired water repellent surfaces produced by ultrafast laser structuring of silicon, *Appl. Surf. Sci.* **255** (2009) 5425–5429, <http://dx.doi.org/10.1016/J.APSUSC.2008.07.130>.
- [3.1.4] P. Bizi-bandoki, S. Valette, E. Audouard, S. Benayoun, Time dependency of the hydrophilicity and hydrophobicity of metallic alloys subjected to femtosecond laser irradiations, *Appl. Surf. Sci.* **273** (2013) 399–407, <http://dx.doi.org/10.1016/j.apsusc.2013.02.054>.
- [3.1.5] Y. Cheng, K. Sugioka, K. Midorikawa, Freestanding optical fibers fabricated in a glass chip using femtosecond laser micromachining for lab-on-a-chip application, *Opt. Express* **13** (2005) 7225, <http://dx.doi.org/10.1364/OPEX.13.007225>.
- [3.1.6] K. Sugioka, Y. Cheng, K. Midorikawa, Three-dimensional micromachining of glass using femtosecond laser for lab-on-a-chip device manufacture, *Appl. Phys. A* **81** (2005) 1–10, <http://dx.doi.org/10.1007/s00339-005-3225-1>.
- [3.1.7] P. Andersson, J. Koskinen, S. Varjus, Y. Gerbig, H. Haefke, S. Georgiou, B. Zhmud, W. Buss, Microlubrication effect by laser-textured steel surfaces, *Wear* **262** (2007) 369–379, <http://dx.doi.org/10.1016/J.WEAR.2006.06.003>.
- [3.1.8] B. Neuenschwander, B. Jaeggi, M. Schmid, G. Hennig, Surface structuring with ultra-short laser pulses: Basics, limitations and needs for high throughput, *Phys. Procedia* **56** (2014) 1047–1058, <http://dx.doi.org/10.1016/J.PHPRO.2014.08.017>.
- [3.1.9] B. Neuenschwander, B. Jaeggi, M. Schmid, V. Rouffiange, P.-E. Martin, Optimization of the volume ablation rate for metals at different laser pulse-durations from ps to fs, in: G. Hennig, X. Xu, B. Gu, Y. Nakata (Eds.), *International Society for Optics and Photonics*, 2012, p. 824307, <http://dx.doi.org/10.1117/12.908583>.

- [3.1.10] K. Mishchik, G. Bonamis, J. Qiao, J. Lopez, E. Audouard, E. Mottay, C. Hönniger, I. Manek-Hönniger, High-efficiency femtosecond ablation of silicon with GHz repetition rate laser source, *Opt. Lett.* **44** (2019) 2193, <http://dx.doi.org/10.1364/OL.44.002193>.
- [3.1.11] C. Kerse, H. Kalaycıoğlu, P. Elahi, B. Çetin, D.K. Kesim, Ö. Akçaalan, S. Yavaş, M.D. Aşık, B. Öktem, H. Hoogland, R. Holzwarth, F.Ö. Ilday, Ablation-cooled material removal with ultrafast bursts of pulses, *Nature* **537** (2016) 84–88, <http://dx.doi.org/10.1038/nature18619>.
- [3.1.12] K.C. Phillips, H.H. Gandhi, E. Mazur, S.K. Sundaram, Ultrafast laser processing of materials: a review, *Adv. Opt. Photonics* **7** (2015) 684, <http://dx.doi.org/10.1364/AOP.7.000684>.
- [3.1.13] S. Faas, U. Bielke, R. Weber, T. Graf, Scaling the productivity of laser structuring processes using picosecond laser pulses at average powers of up to 420 W to produce superhydrophobic surfaces on stainless steel AISI 316L, *Sci. Rep.* **9** (2019) 1933, <http://dx.doi.org/10.1038/s41598-018-37867-y>.
- [3.1.14] C. Freitag, M. Wiedenmann, J.-P. Negel, A. Loescher, V. Onuseit, R. Weber, M. Abdou Ahmed, T. Graf, High-quality processing of CFRP with a 1.1-kW picosecond laser, *Appl. Phys. A* **119** (2015) 1237–1243, <http://dx.doi.org/10.1007/s00339-015-9159-3>.
- [3.1.15] R. Poprawe, H. Weber, G. Herziger (Eds.), *Laser Applications*, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 2004, <http://dx.doi.org/10.1007/b83824>.
- [3.1.16] S. Engler, R. Ramsayer, R. Poprawe, Process studies on laser welding of copper with brilliant green and infrared lasers, *Phys. Procedia* **12** (2011) 339–346, <http://dx.doi.org/10.1016/J.PHPRO.2011.03.142>.
- [3.1.17] E.D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press, 1998.
- [3.1.18] T. Eidam, S. Hädrich, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, T. Gottschall, T.V. Andersen, J. Limpert, A. Tünnermann, T.V. Andersen, J. Limpert, J. Limpert, A. Tünnermann, A. Tünnermann, A. Tünnermann, High average power femtosecond pulses at 520 nm via second harmonic generation of a fiber chirped pulse amplification system, in: *Adv. Opt. Mater.*, OSA, Washington, D.C., 2011, p. FThB2, <http://dx.doi.org/10.1364/FILAS.2011.FThB2>.
- [3.1.19] J. Novák, J.T. Green, T. Metzger, T. Mazanec, B. Himmel, M. Horáček, Z. Hubka, R. Boge, R. Antipenkov, F. Batysta, J.A. Naylon, P. Bakule, B. Rus, Thin disk amplifier-based 40 mJ, 1 kHz, picosecond laser at 515 nm, *Opt. Express* **24** (2016) 5728, <http://dx.doi.org/10.1364/OE.24.005728>.

- 
- [3.1.20] J.-P. Negel, A. Loescher, A. Voss, D. Bauer, D. Sutter, A. Killi, M.A. Ahmed, T. Graf, Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier delivering 1.4 kW (4.7 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm, *Opt. Express* **23** (2015) 21064, <http://dx.doi.org/10.1364/OE.23.021064>.
- [3.1.21] B. Gronloh, P. Russbueldt, B. Jungbluth, H.-D. Hoffmann, Green sub-ps laser exceeding 400 W of average power, in: W.A. Clarkson, R.K. Shori (Eds.), *International Society for Optics and Photonics*, 2014, p. 89590T, <http://dx.doi.org/10.1117/12.2041288>.
- [3.1.22] M. Müller, M. Kienel, A. Klenke, T. Gottschall, E. Shestaev, M. Plötner, J. Limpert, A. Tünnermann, 1 kW 1 mJ eight-channel ultrafast fiber laser, *Opt. Lett.* **41** (2016) 3439, <http://dx.doi.org/10.1364/OL.41.003439>.
- [3.1.23] M. Müller, A. Klenke, A. Steinkopff, H. Stark, A. Tünnermann, J. Limpert, 3.5 kW coherently combined ultrafast fiber laser, *Opt. Lett.* **43** (2018) 6037, <http://dx.doi.org/10.1364/OL.43.006037>.
- [3.1.24] P. Russbueldt, D. Hoffmann, M. Hofer, J. Lohring, J. Luttmann, A. Meissner, J. Weitenberg, M. Traub, T. Sartorius, D. Esser, R. Wester, P. Loosen, R. Poprawe, Innoslab amplifiers, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **21** (2015) 447–463, <http://dx.doi.org/10.1109/JSTQE.2014.2333234>.
- [3.1.25] R. Fleischhaker, R. Gebis, A. Budnicki, M. Wolf, J. Kleinbauer, D.H. Sutter, Compact gigawatt-class sub-picosecond Yb:YAG thin-disk regenerative chirped-pulse amplifier with high average power at up to 800 kHz, in: 2013 Conf. Lasers Electro-Optics Eur. Int. Quantum Electron. Conf. CLEO Eur., IEEE, 2013, p. 1, <http://dx.doi.org/10.1109/CLEOE-IQEC.2013.6801054>.
- [3.1.26] J. Pouysegur, M. Delaigue, C. Honninger, Y. Zaouter, P. Georges, F. Druon, E. Mottay, Numerical and experimental analysis of non-linear regenerative amplifiers overcoming the gain bandwidth limitation, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **21** (2015) 212–219, <http://dx.doi.org/10.1109/JSTQE.2014.2321520>.
- [3.1.27] M. Ueffing, R. Lange, T. Pleyer, V. Pervak, T. Metzger, D. Sutter, Z. Major, T. Nubbemeyer, F. Krausz, Direct regenerative amplification of femtosecond pulses to the multimillijoule level, *Opt. Lett.* **41** (2016) 3840, <http://dx.doi.org/10.1364/OL.41.003840>.

- [3.1.28] C. Teisset, C. Wandt, M. Schultze, S. Klingebiel, M. Häfner, S. Prinz, S. Stark, C. Grebing, J.-P. Negel, H. Höck, M. Scharun, T. Dietz, D. Bauer, A. Budnicki, C. Stolzenburg, D. Sutter, A. Kili, T. Metzger, Multi-kW thin-disk amplifiers, in: High-Brightness Sources Light. Interact., OSA, Washington, D.C., 2018, p. HT1A.6, <http://dx.doi.org/10.1364/HILAS.2018.HT1A.6>.
- [3.1.29] J.P. Negel, A. Loescher, B. Dannecker, P. Oldorf, S. Reichel, R. Peters, M. Abdou Ahmed, T. Graf, Thin-disk multipass amplifier for fs pulses delivering 400 W of average and 2.0 GW of peak power for linear polarization as well as 235 W and 1.2 GW for radial polarization, *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **123** (2017) 1–8, <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-017-6739-2>.
- [3.1.30] B. Dannecker, J.-P. Negel, A. Loescher, P. Oldorf, S. Reichel, R. Peters, T. Graf, M. Abdou Ahmed, Exploiting nonlinear spectral broadening in a 400 W Yb:YAG thin-disk multipass amplifier to achieve 2 mJ pulses with sub-150 fs duration, *Opt. Commun.* **429** (2018) 180–188, <http://dx.doi.org/10.1016/J.OPTCOM.2018.08.022>.
- [3.1.31] A. Loescher, C. Roecker, J.-P. Negel, M. Abdou Ahmed, T. Graf, Polarization-based laser pulse modulation scheme for high-power ultrafast lasers with high repetition rates, 2018.
- [3.1.32] S. Bretkopf, M. Kienel, A. Hoffmann, M. Müller, A. Klenke, T. Eidam, GHz-bursts and ultrafast external modulation of femtosecond fiber lasers with kW average power levels, in: Munich, 2019, p. 7745.
- [3.1.33] J.-P. Negel, A. Voss, M.A. Ahmed, D. Bauer, D. Sutter, A. Kili, T. Graf, 1.1 kW average output power from a thin-disk multipass amplifier for ultrashort laser pulses, *Opt. Lett.* **38** (2013) 5442, <http://dx.doi.org/10.1364/OL.38.005442>.
- [3.1.34] J. Rothhardt, C. Rothhardt, M. Müller, A. Klenke, M. Kienel, S. Demmler, T. Elsmann, M. Rothhardt, J. Limpert, A. Tünnermann, 100 W average power femtosecond laser at 343 nm, *Opt. Lett.* **41** (2016) 1885, <http://dx.doi.org/10.1364/OL.41.001885>.

## 3.2 Leistungsskalierung und Erweiterung des Parameter- raums

In weiteren Experimenten wurde der experimentelle Aufbau aus Abschnitt 3.1 mit denselben Komponenten und geringfügigen Anpassungen am optischen Aufbau genutzt, um die Verstärkung von Sub-Pikosekunden Pulsen bei Ausgangsleistungen im Kilowatt-Bereich zu demonstrieren. Die Änderungen am optischen Aufbau umfassten die Integration eines anderen Seedlasers in den Verstärker sowie eine verbesserte Opto-Mechanik zur Halterung der Laserscheibe und sind in Abschnitt 3.2.1 beschrieben.

Neben der reinen Skalierung der Ausgangsleistung im Sub-Pikosekundenbereich, standen die Langzeitstabilität und die Erweiterung des Pulsparameterraums hinsichtlich Pulsenergie und Pulsdauer im Fokus der Experimente. Gleichzeitig sollte die in Abschnitt 3.2.1 beschriebene Flexibilität hinsichtlich Modulation und Burstbetrieb erhalten bleiben. Für die Umsetzung der genannten Ziele wurde der bisher verwendete Seedlaser durch den im EU Projekt „Hiperdias“ von der Firma Amplitude Systèmes entwickelten Laser „Tangor HP“ ersetzt. Dieser bietet eine höhere Flexibilität der einstellbaren Parametern und liefert eine höhere Ausgangsleistung. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Parameter findet sich in Tabelle 3.2.

Erste Experimente mit Multipassverstärkern mit einer Pulsspitzenleistung im Bereich oberhalb von 500 MW bis hin zu 2 GW zeigten, dass durch Selbstphasenmodulation im Verstärker eine Verbreiterung des Spektrums über die Gainbandbreite des verwendeten laseraktiven Mediums hinaus ermöglicht wird [1, 57] wodurch eine Verringerung der Pulsdauer durch einen nachgeschalteten Pulskompressor ermöglicht wird [58]. Auf diese Weise wurde eine (berechnete) Pulsdauer von 135 fs FWHM

Tabelle 3.2: Laserparameter Tangor HP

Max. mittlere Leistung (Primärausgang)	127 W
Pulsdauer (Primärausgang)	Einstellbar: 450 fs - 10 ps
Max. mittlere Leistung (Sekundärausgang)	167 W
Pulsdauer (Sekundärausgang)	ca. 100 ps
Strahlqualität (beide Ausgänge)	$M^2 < 1.3$
Repetitionsrate	Einstellbar: 500 kHz - 41 MHz
Pulsgenau modulierbare Repetitionsrate	2 MHz
Intraburst-Repetitionsrate	41 MHz

(gemessen: Autokorrelationsfunktion (ACF) 199 fs FWHM) bei einer Pulsenergie von 2.05 mJ und einer mittleren Leistung von 409 W erzielt [58]. Dieser vergleichsweise einfache Aufbau ermöglicht es effiziente Hochleistungslaser im Kilowattbereich mit Pulsdauern unterhalb von 100 fs zu realisieren, wodurch dieser Ansatz eine attraktive Alternative zu etablierten Titan-Saphir Lasern darstellt. Da die hervorragende Eignung des passiven Verstärkeraufbaus für die flexible Variation der Pulsparameter bereits detailliert in Abschnitt 3.1 beschrieben wurde, liegt in diesem Abschnitt der Fokus auf dem durch nichtlineare Effekte geprägten Einzelpulsbetrieb, welcher sowohl mittlere Leistungen im Kilowattbereich als auch eine hohe spektrale Bandbreite ermöglicht.

### **3.2.1 Integration des Tangor HP und Veränderungen am Multipassverstärker**

Um das in 3.1 beschriebene Modulationsschema weiterhin nutzen zu können verfügte der „Tangor HP“ über zwei Ausgangsaperturen, welche die Nutzung der ersten (Primärausgang) und der nullten (Sekundärausgang) Beugungsordnung des internen akustooptischen Modulators (AOM) erlaubten. Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, werden für das Modulationskonzept der Primär- und Sekundärstrahl vor dem Verstärker kombiniert, in den Verstärker eingekoppelt und nach dem vollständigen Durchgang durch den gesamten Multipassverstärker mittels eines Dünnschichtpolarisators (TFP) getrennt. Eine Skizze des experimentellen Aufbaus ist in Abbildung 3.16 dargestellt.

Während die Pulse im Primärausgang durch einen Gitterkompressor auf eine im Bereich von 450 fs bis 10 ps einstellbare Pulsdauer komprimiert werden, verlassen die Pulse des Sekundärstrahlengangs den Laser unkomprimiert mit einer Pulsdauer von ca. 100 ps. Der Strahldurchmesser und die Divergenz des Sekundärstrahls werden unmittelbar nach dem Verlassen des Seedlasers an die des Primärstrahls angepasst. Dies wird durch ein für diesen Zweck ausgelegtes und mittels eines Wellenfrontsensors („SID4“ der Firma Phasics S.A.) justiertes Linsenteleskop erreicht, welches in Abbildung 3.16 in der Untergruppe „Kollimation“ zusammengefasst ist. Mittels eines Halbwellenplättchens (HWP) wurde die Polarisation des Sekundärstrahls eingestellt. In Kombination mit dem nachfolgenden, zur Überlagerung der beiden Strahlengänge genutzten, TFP kann so die in Richtung Verstärkereingang transmittierte mittlere Leistung eingestellt werden. Da der Sekundärstrahl aufgrund der Beugungseffizienz des AOMs des Seedlasers eine höhere Leistung als der Pri-



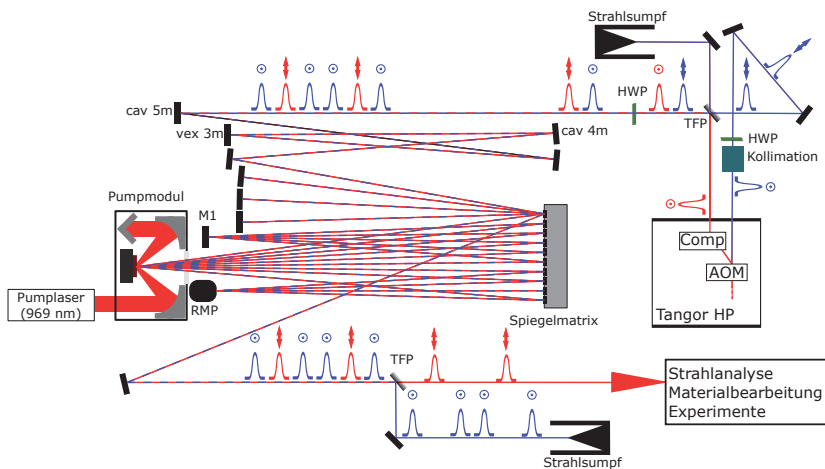


Abbildung 3.16: Experimenteller Aufbau mit dem Tangor HP Seedlaser.

märstrahl aufweist, wurde die Leistung des Sekundärstrahl auf den gleichen Wert wie die des Primärstrahls reduziert. Dies hat den Vorteil, dass bei Nutzung der Modulation die verbleibende Leistung im Sekundärstrahlengang nicht unnötig hoch ist. Infolgedessen wird der Anteil an parasitärer Verstärkung des Sekundärstrahls reduziert und die Extraktionseffizienz des Primärstrahls erhöht. Eine weitere Reduktion der Leistung im Sekundärstrahlengang würde die Effizienz weiter steigern, könnte jedoch bei der Modulation des Pulszuges zu unerwünschter zeitlicher Dynamik des Verstärkers führen. Der oben beschriebene Effekt der verbleibenden Leistung im Sekundärstrahlengang ist auf die Beugungseffizienz von 83 % des im Seedlaser verbauten AOMs zurückzuführen. Die Nutzung von effizienteren elektrooptischen Modulatoren (EOM) sollte diese Problematik reduzieren. Aufgrund der Nutzung der Polarisationsmodulation von EOMs im Gegensatz zu der räumlichen Trennung von AOMs wäre jedoch ein geringerer Modulationskontrast bei Standby-Betrieb (s. Abschnitt 3.2.4) zu erwarten, wodurch eine höhere nicht-modulierbare Leistung am Ausgang des Laserverstärkers vorläge, welche bei der Lasermaterialbearbeitung zu unerwünschtem Wärmeeintrag auf dem Werkstück führen würde.

Für einen effizienten Betrieb des Laserverstärkers bei gleichzeitig hoher Strahlqualität sind der Durchmesser und die Divergenz des eingestrahlt Strahls des Seedlasers von zentraler Bedeutung. Insbesondere der Strahldurchmesser auf der Laserscheibe sollte für eine effiziente Extraktion einen ausreichend großen Über-

lapp mit dem angeregten Bereich aufweisen, jedoch aber nicht so groß sein, dass Aberrationen am Übergang zum unangeregten Bereich zu einer Verschlechterung der Strahlqualität führen [1, 88]. Eine auf der Matrizenoptik basierende Simulation der Strahlpropagation durch den Laserverstärker ergab, dass der eingestrahlte Laserstrahl einen kollimierten Strahldurchmesser von ca. 4.4 mm aufweisen sollte, um mit den gemessenen Strahleigenschaften des Primär- und Sekundärstrahls die oben genannten Kriterien in einem ausreichend großen Bereich möglicher Betriebsbedingungen (Thermische Linse mit  $f \geq 50\text{ m}$ ,  $M^2 \leq 1.5$ ) zu erfüllen. Der minimale bzw. maximale Strahldurchmesser beträgt in dieser Konfiguration 2.2 bzw. 4.7 mm. Das Verhältnis aus maximalem Strahldurchmesser und dem Pumpfleckdurchmesser beträgt ca. 87 %.

Experimentell wurde der primäre Seedlaserstrahl mittels dreier gekrümmter Spiegel (s. Abbildung 3.16) auf  $d_{4\sigma,x} = 4.1\text{ mm}$  bzw.  $d_{4\sigma,y} = 4.4\text{ mm}$  bei Eintritt in den Multipassverstärker kollimiert. Die unterschiedlichen Strahldurchmesser ergeben sich durch geringfügig unterschiedliche Beugungsmaßzahlen in den beiden Hauptachsen des Laserstrahls.

Darüber hinaus war für die weitere Leistungsskalierung die Überarbeitung des am IFSW entwickelten Kühlfingers notwendig, da dieser aufgrund unzureichender thermo-mechanischer Stabilität die nutzbare Pumpleistung auf ca. 1.4 kW limitierte. Dies äußerte sich in einer mit der Pumpleistung zunehmenden Dejustage des Strahlengangs im Verstärker, welche zu einer charakteristischen horizontalen Auffächerung des Strahlenbündels auf der Laserscheibe führte. Messungen der thermo-mechanisch induzierten Dejustage der Laserscheibe zeigten, dass diese in etwa gleich stark in horizontaler und vertikaler Richtung erfolgte. Aufgrund der passiven Kompensation durch den Retroreflektor (RMP) im Verstärkeraufbau wird jedoch die Dejustage in vertikaler Richtung stark reduziert, weshalb hauptsächlich die horizontale Auffächerung des Strahlenbündels beobachtet wurde. Durch die Verwendung eines monolithischen Grundkörpers anstelle einer mehrteiligen Konstruktion sowie einer zusätzlichen Hülse zur Abschirmung des Klemmmechanismus der Wärmesenke von Streustrahlung, wurde die pumpleistungsabhängige Dejustage erheblich reduziert, wodurch die verfügbare Pumpleistung von 2 kW vollständig genutzt werden konnte. Alle weiteren Komponenten und Parameter verblieben unverändert wie in Abschnitt 3.1 beschrieben. Die mit diesem Verstärkeraufbau erzielten Ergebnisse sind in den nachfolgenden Abschnitten beschrieben.

### 3.2.2 Spektrale Verbreiterung und Kompression

Für die Erzeugung von Laserpulsen mit hoher Pulsspitzenleistung wurde der Seedlaser bei der minimalen Grundrepetitionsrate von 500 kHz betrieben. Bei der mittleren Leistung von 127 W entspricht dies einer Pulsenergie von 254  $\mu\text{J}$ . Die Beugungsmaßzahl des Seedlasers betrug an diesem Betriebspunkt  $M^2 = \sqrt{1.23 \times 1.34} = 1.28$ . Zunächst wurde die Pulsdauer des Seedlasers mittels des internen Gitterkompressors auf 700 fs (positiv geschirpt) eingestellt, um die Pulsspitzenleistung im Verstärker und damit verknüpfte nichtlineare Effekte zu limitieren. Für maximale Extraktionseffizienz und Ausgangsleistung wurde in diesem Experiment nur der Primärstrahl eingekoppelt. Die Ausgangsleistung und Extraktionseffizienz des Verstärkers in Abhängigkeit der eingestrahlt Pumplleistung sind für die genannten Betriebsparameter in Abbildung 3.17 dargestellt. Bei der maximal verfügbaren Pumplleistung von 2040 W wurde eine Ausgangsleistung von 1100 W und eine Extraktionseffizienz von 47.8 % erzielt. Zur Maximierung der spektralen Bandbreite der verstärkten Laserpulse wurde an diesem Betriebspunkt die Pulsdauer der Eingangspulse durch Justage der Kompressorposition des Seedlasers schrittweise reduziert. Es zeigte sich, dass leicht positiv geschirpte Seedlaserpulse mit einer Pulsdauer von 470 fs FWHM (sech<sup>2</sup>-Fit) eine maximale spektrale Bandbreite der verstärkten Laserpulse lieferten. Durch die Maximierung der spektralen Bandbreite wurde die Ausgangsleistung auf 1059 W reduziert, was einer Extraktionseffizienz von 45.6 % sowie einer Pulsenergie

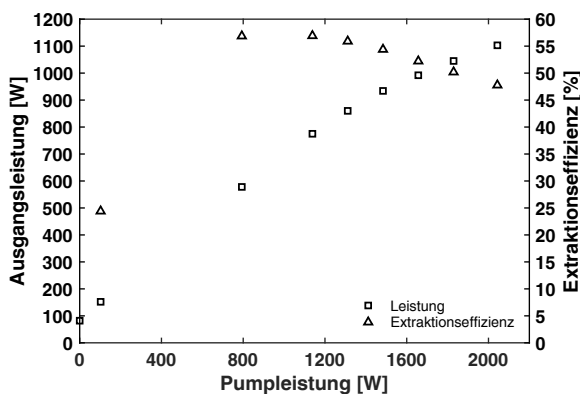


Abbildung 3.17: Ausgangsleistung und Extraktionseffizienz des Multipassverstärkers bei einer Repetitionsrate von 500 kHz. Die Dauer des geseedeten Laserpulses betrug 700 fs.

von 2.12 mJ entspricht. Die Messung der Laserstrahlkaustik an diesem Betriebspunkt, siehe Abbildung 3.18, ergab eine Beugungsmaßzahl von  $M^2 = \sqrt{1.51 \times 1.35} = 1.43$ . Aus den Strahlprofilen und der Laserstrahlkaustik ist ersichtlich, dass trotz der hohen mittleren Leistung nur geringe Aberrationen und kaum Astigmatismus vorliegen. Die spektrale Intensitätsverteilung der eingekoppelten und verstärkten Laserpulse ist in Abbildung 3.19 dargestellt. Im Vergleich zu den eingestrahnten Laserpulsen weisen die verstärkten Laserpulse eine höhere spektrale Bandbreite sowie die für die Selbstphasenmodulation charakteristische Modulation der spektralen Intensität auf. Für die verstärkten Laserpulse wurde aus dem Spektrum ein Zeit-Bandbreite Limit von 69 fs ermittelt. Eine bei einer Ausgangsleistung von 1059 W aufgenommene Autokorrelation ist in Abbildung 3.20 dargestellt. Unter Annahme eines  $\text{sech}^2$ -Profils wurde eine FWHM-Pulsdauer von ca. 700 fs ermittelt, was bei der Pulsenergie von 2.12 mJ einer Pulsspitzenleistung von ca. 2.66 GW entspricht. Aufgrund der mit zunehmender spektraler Bandbreite an Einfluss gewinnenden Dispersion von optischen Komponenten und des laseraktiven Mediums ist die Verlängerung der Pulsdauer mit zunehmender spektraler Bandbreite ein erwarteter Effekt.

Die hier vorgestellten Messungen zeigen, dass es möglich ist mit Yb:YAG basierten Multipassverstärkern Strahlung zu erzeugen, welche eine Pulsdauer von weniger als 100 fs unterstützt, eine mittlere Leistung oberhalb von 1 kW aufweist und eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität besitzt. Die Kompression der spektral verbreiterten Laserpulse wird im nächsten Abschnitt behandelt.

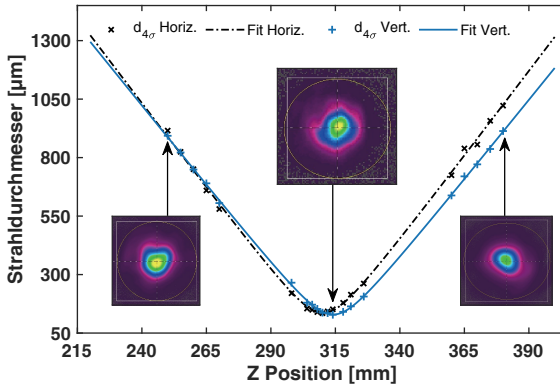


Abbildung 3.18: Kaustik des verstärkten Laserstrahls bei 1059 W Ausgangsleistung und maximierter spektraler Bandbreite. Die Beugungsmaßzahl betrug  $M^2 = \sqrt{1.51 \times 1.35} = 1.43$ .

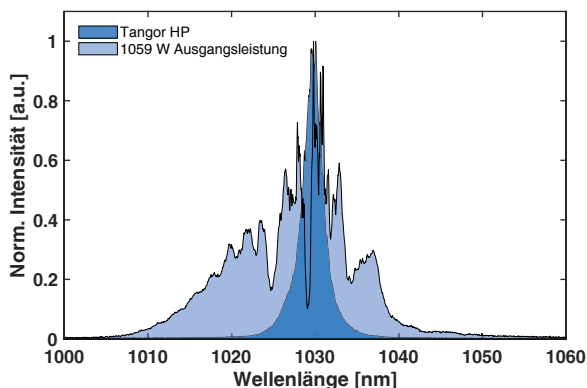


Abbildung 3.19: Spektren der eingekoppelten und verstärkten Laserpulse bei 1059 W Ausgangsleistung und maximierter spektraler Bandbreite.

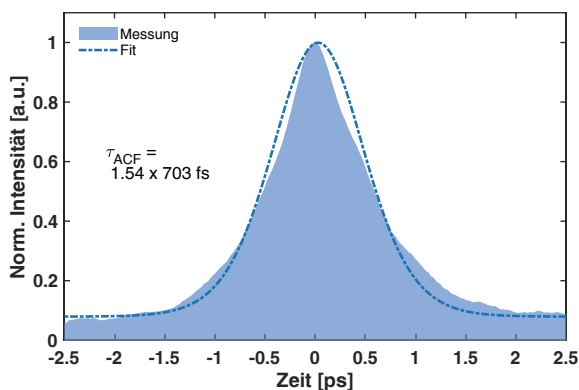


Abbildung 3.20: Autokorrelation der verstärkten Laserpulse bei 1059 W Ausgangsleistung und maximierter spektraler Bandbreite.

### Pulskompression mit dispersiven Spiegeln

Aufgrund des einfachen Aufbaus und der geringen erforderlichen Gruppenverzögerungsdispersion (GDD) im Bereich von wenigen zehntausend fs<sup>2</sup> bietet sich für die Kompression der spektral verbreiterten Laserpulse ein Kompressor auf Basis dispersiver Spiegel an. Die kommerziell erhältlichen dispersiven Spiegel basieren auf Dünnschicht Gires-Tournois Interferometern (GTI) [89, 90] oder einer Beschichtung,

welche eine definierte frequenzabhängige Feldeindringtiefe aufweist (sog. chirped mirror bzw. double-chirped mirror) [91]. Spiegel vom GTI-Typ nutzen Resonanzeffekte in der Beschichtung zur Erzeugung chromatischer Dispersion. Nahe der Resonanz weist die Phase des reflektierten Lichts eine starke Frequenzabhängigkeit auf. GTI-Spiegel eignen sich zur Erzeugung einer hohen GDD. Mit steigender GDD steigt die Feldüberhöhung durch die Resonanz, gleichzeitig sinkt jedoch die spektrale Bandbreite konstanter GDD, wodurch in den spektralen Randbereichen Dispersion höherer Ordnung entsteht. Vorherige Publikationen in welchen hochdispersive GTIs zur Pulskompression eingesetzt wurden, deuten auf Störungen im zeitlichen Intensitätsverlauf aufgrund Dispersion höherer Ordnung hin [58]. Zusätzlich ist durch die starke Feldüberhöhung in GTI-basierten Spiegeln eine erhöhte Absorption in der dispersiven Beschichtung zu erwarten. Diese resultiert in erhöhtem Wärmeeintrag und thermisch induzierter Oberflächendeformationen, welche ähnlich einer thermischen Linse wirkt [92, 93].

Dispersive Spiegel auf Basis einer gechirpten oder doppelt-gechirpten Beschichtung weisen eine deutlich geringere elektrische Feldstärke in der Beschichtung und damit einen geringeren Wärmeeintrag, jedoch nur eine geringe GDD pro Übergang auf. Um die benötigte Gesamtdispersion zu erzielen wären daher unpraktisch viele Reflexionen an den Spiegeln notwendig. Als Kompromiss wurden daher niedrigdispersive Spiegel auf Basis des GTI-Typs verwendet, welche über einen großen Wellenlängenbereich eine nahezu konstante GDD aufweisen.

Zur Untersuchung möglicher Strahlqualitätsdegradation im Pulskompressor wurde für dieses Experiment der Multipassverstärker geringfügig anders betrieben als in Abschnitt 3.2.1 beschrieben. Für eine höhere Sensitivität bezüglich möglicher Strahlqualitätsdegradation wurde die Ausgangsleistung des Multipassverstärkers zugunsten einer verbesserten Strahlqualität reduziert. Um die Modulation der Repetitionsrate zu ermöglichen wurde zusätzlich der Sekundärstrahl des Seedlasers in den Multipassverstärker eingekoppelt. Die resultierenden Puls- und Laserparameter sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Nach Verlassen des Verstärkers wurden die Laserpulse in den Pulskompressor eingekoppelt. Durch schrittweise Erhöhung der Gruppenverzögerungsdispersion (GDD) des Pulskompressors wurde die Pulsdauer der komprimierten Laserpulse minimiert. Bei einer nominellen GDD von  $-15450 \text{ fs}^2$ , welche durch die verfügbaren dispersiven Spiegel limitiert war, wurde die minimale Pulsdauer erreicht. Auf diese wird später im Text detailliert eingegangen. Die Transmission des Pulskompressors betrug 98.7%. Abbildung 3.21 zeigt den spektralen Verlauf der gesamten GDD des aus insgesamt 20 dispersiven Spiegeln bestehenden Pulskompressors sowie das Spektrum der in diesem Experiment genutzten Laserpulse. Aus Abbildung 3.21 ist zu erkennen, dass die Gesamtdispersion

Tabelle 3.3: Laserparameter für die Pulskompression

Mittlere Leistung	763 W
$M_x^2/M_y^2$	1.30 / 1.40
Repetitions Rate	500 kHz
Pulsdauer	590 fs
Zeit-Bandbreite Limit	79 fs
Pulsenergie	1.43 mJ

im Wellenlängenbereich von 1020 nm bis 1040 nm nahezu konstant verläuft. Außerhalb dieses Bereichs ist ein starker Anstieg der Dispersion erkennbar, welcher auf Dispersion höherer Ordnung zurückzuführen ist und zu unerwünschten Störungen im zeitlichen Intensitätsverlauf führen kann. Für die nachfolgend beschriebenen Untersuchungen wurde der Kompressor in diesem Zustand betrieben.

Um die Leistungsskalierbarkeit des Konzepts zu untersuchen wurde die Beugungsmaßzahl der komprimierten Laserpulse nach dem Pulskompressor für unterschiedliche eingestrahlte Leistungen und Pulsparameter untersucht. Die Abbildung 3.22 a) zeigt die gemessene Beugungsmaßzahl in Abhängigkeit der eingestrahlichten Leistung für eine konstante Repetitionsrate sowie eine konstante Pulsenergie. Die Abbildung 3.22 b) zeigt die dazugehörigen Pulsenergien, Repetitionsraten und mittleren Leistungen (Isolinien). Die Abbildung 3.22 a) zeigt, dass die Beugungsmaßzahl mit der

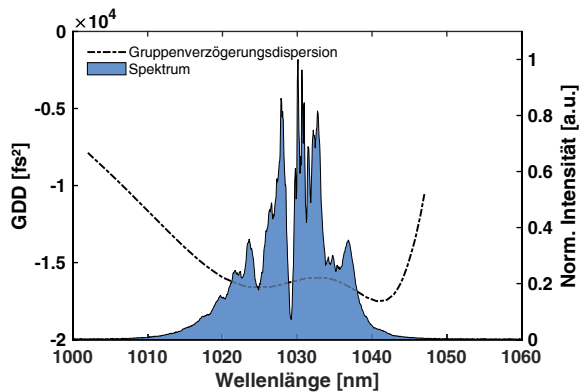


Abbildung 3.21: Gruppenverzögerungsdispersion des Kompressors in Abhängigkeit der Wellenlänge und gemessenes Spektrum der einfallenden Laserpulse.

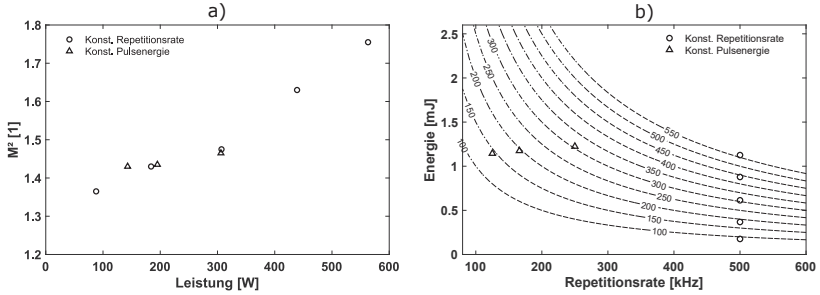


Abbildung 3.22: a) Strahlqualität nach dem Pulskompressor in Abhängigkeit der transmittierten Leistung. b) Pulsenergie und Repetitionsrate für die in a) gezeigten Datenpunkte. Die Isolinien kennzeichnen die mittlere Leistung in Watt.

mittleren Leistung zunimmt. Um den Einfluss nichtlinearer Effekte aufgrund der Pulsspitzenintensität zu isolieren, wurde in diesem Experiment die mittlere Leistung sowohl durch Variation der Pulsenergie als auch durch Variation der Repetitionsrate erhöht. Aus Abbildung 3.22 a) ist zu erkennen, dass nur geringe Unterschiede bei der gemessenen Beugungsmaßzahl zwischen den beiden Betriebsarten vorliegen. Da für den Betrieb bei konstanter Pulsenergie ( $E_p \approx 1.15 \text{ mJ}$ ) für alle mittleren Leistungen die gleiche Pulsenergie vorliegt wie bei Betrieb bei einer konstanten Repetitionsrate und einer Leistung von 560 W, sind die stark unterschiedlichen Beugungsmaßzahlen bei diesen Betriebszuständen auf die unterschiedlichen mittleren Leistungen zurückzuführen. Weiterhin wurden sehr ähnliche Beugungsmaßzahlen bei sehr unterschiedlichen Pulsenergien aber vergleichbaren mittleren Leistungen gemessen. Folglich kann für die vorliegenden experimentellen Parameter der Beitrag nichtlinearer Effekte zur Strahlqualitätsdegradation vernachlässigt werden. Die gemessene Verschlechterung der Beugungsmaßzahl scheint daher nur von der eingestrahlten mittleren Leistung und damit von thermischen Effekten in den dispersiven Spiegeln verursacht zu werden.

Diese Vermutung wird zusätzlich von thermografischen Messungen der Spiegeloberflächen gestützt. Die Abbildung 3.23 zeigt ein Thermogramm eines hochreflektiv-beschichteten Spiegels und eines GTI-Spiegels. Die Spiegel wurden zur Faltung des Strahlengangs genutzt und waren einer identischen mittleren Leistung von 660 W ausgesetzt. Während die Spiegeloberfläche des HR-beschichteten Spiegels keine Temperaturerhöhung erkennen lässt, wurde auf der Spiegeloberfläche des GTI-Spiegels eine Erhöhung der Temperatur von ca. 12 K gegenüber jener am Rand des Spiegels gemessen.



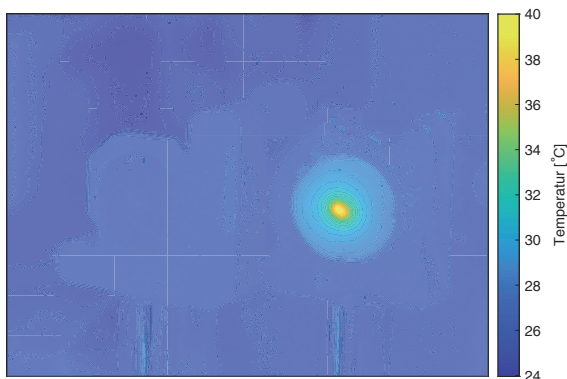


Abbildung 3.23: Thermogramm eines hochreflektiv beschichteten Spiegels (links im Bild) und eines GTI-Spiegels (rechts im Bild). Beide Spiegel wurden mit einer mittleren Leistung von ca. 660 W bestrahlt. Die Isothermen sind im Abstand von 0.5 K angeordnet.

Um die Degradation der Beugungsmaßzahl aufgrund thermischer Effekte gering zu halten, wurde im Folgenden die eingestrahlte mittlere Leistung auf 306 W bei einer Pulsenergie von 1.22 mJ limitiert. Die Abbildung 3.24 zeigt die an diesem Betriebspunkt gemessene Autokorrelation der Laserpulse nach Verlassen des Kompressors. Unter Annahme eines  $\text{sech}^2$ -Profils wurde nach der Kompression eine Pulsdauer von 97 fs FWHM ermittelt. Mit dem Zeit-Bandbreite Limit von 79 fs entspricht dies einem Kompressionsverhältnis von 81 %. Die mit ca. 8 % der Spitzenintensität des Hauptmaximums vergleichsweise geringen Nebenmaxima der Autokorrelationsfunktion deuten, trotz imperfekter Kompression, auf eine hohe zeitliche Qualität hin. Es ist anzunehmen, dass die Nebenmaxima in der Autokorrelationsfunktion unter anderem durch Spektralanteile verursacht werden, welche unterhalb einer Wellenlänge von ca. 1020 nm bzw. oberhalb einer Wellenlänge von 1040 nm liegen und daher stärker von Dispersion höherer Ordnung betroffen sind (vgl. Abbildung 3.21). Da die minimale Pulsdauer bei der maximal zur Verfügung stehenden GDD erzielt wurde, konnte nicht abschließend geklärt werden, ob sich die Nebenmaxima durch eine Erhöhung der Dispersion weiter reduzieren lassen. Weiterhin ist unklar, ob die erreichte Pulsdauer das experimentell erzielbare Minimum darstellt. Die an diesem Betriebspunkt gemessene Laserstrahlkaustik ist in Abbildung 3.25 dargestellt, woraus eine Beugungsmaßzahl von  $M^2 = \sqrt{1.50 \times 1.43} = 1.46$  ermittelt wurde. In der dargestellten Intensitätsverteilung im hinteren Fernfeld der Kaustik

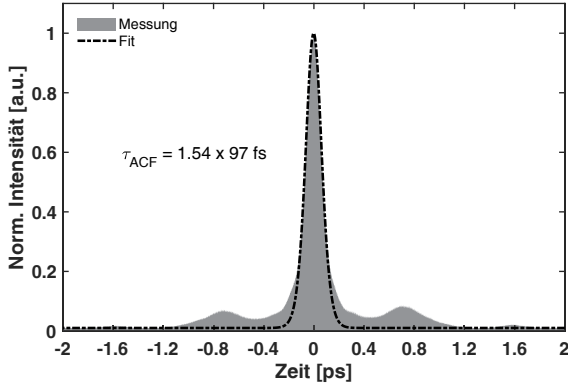


Abbildung 3.24: Autokorrelation der komprimierten Laserpulse bei 1.22 mJ Pulsenergie und 306 W mittlerer Leistung.

( $z \gg z_0$ ) sind erste Zeichen einer thermisch induzierten Strahlqualitätsdegradation zu erkennen, welche sich durch ein Abflachen der Intensitätsverteilung im Zentrum des Strahlprofils äußerte.

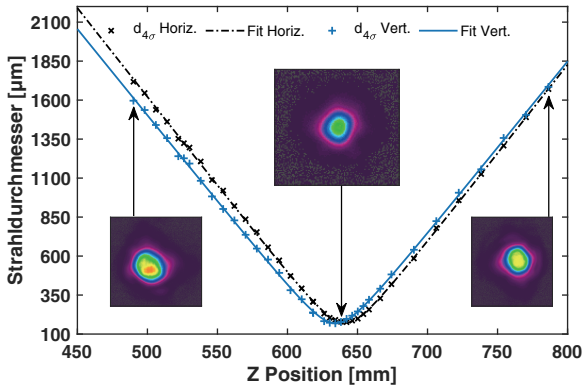


Abbildung 3.25: Messung der Kaustik der komprimierten Laserpulse bei 1.22 mJ Pulsenergie und einer mittleren Leistung von 306 W. Die Beugungsmaßzahl beträgt  $M^2 = \sqrt{1.50 \times 1.43} = 1.46$ .

### 3.2.3 Langzeitverhalten

Neben der reinen Skalierung der Laserparameter sind für die Verwendung des Lasers für die Lasermaterialbearbeitung die Stabilität der Ausgangsleistung, der Strahlage und der Strahlrichtung von hoher Bedeutung. Dieser Abschnitt behandelt die Charakterisierung des Lasersystems bezüglich dieser Eigenschaften. Für die Messung dieser Eigenschaften wurde der Laser bei der maximal zur Verfügung stehenden Pumpleistung betrieben. Die wichtigsten Laserparameter sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst.

Die Abbildung 3.26 fasst die Leistungsstabilität des Systems zusammen. Die Teilab-

Tabelle 3.4: Laserparameter für die Langzeitmessung

Mittlere Leistung	1006 W
Pumplaser Leistung	2043 W
$M_x^2/M_y^2$	1.54 / 1.45
Pulsdauer	507 fs
Repetitionsrate	1000 kHz
Pulsenergie	1.0 mJ

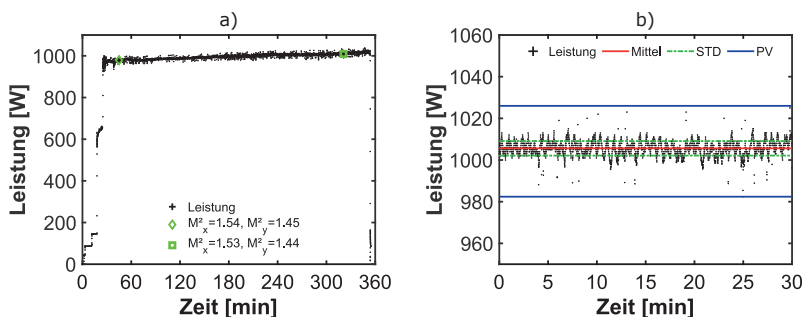


Abbildung 3.26: a) Ausgangsleistung über den gesamten Messzeitraum. b) Ausgangsleistung in einem dreißigminütigen Zeitintervall.

Abbildung 3.26 a) zeigt die nach dem Verstärkerausgang gemessene Leistung über einen Messzeitraum von ca. 6 Stunden. Es zeigt sich eine stetige Leistungszunahme über den gesamten Messzeitraum, welche auf langsame Drifts der optomechanischen Komponenten im Verstärker zurückzuführen ist. Diese Drifts verursachen eine geringfügige Vergrößerung der Verteilung der Seedstrahlen im angeregten Bereich auf

der Laserscheibe, wodurch die extrahierte Leistung langsam mit der Zeit zunimmt. Die Messung der Strahlqualität zu unterschiedlichen Zeitpunkten (s. Bild 3.26 a)) zeigt, dass diese hiervon nicht beeinflusst wurde.

Eine detaillierte Untersuchung der Ausgangsleistung in einem Auswertungszeitraum von 30 Minuten ist in Figur 3.26 b) dargestellt. Die Leistungszunahme über die Zeit ist in diesem kurzen Zeitintervall nicht zu erkennen. Über den Auswertungszeitraum wurde eine gemittelte Leistung von 1005.6 W ermittelt. Die Standardabweichung (STD) betrug 3.49 W, womit sich, durch Normierung auf die gemittelte Leistung, eine relative Standardabweichung von 0.35 % ergibt. Im selben Messzeitraum wurde eine maximale Peak-to-Valley (PV)-Abweichung von 43.6 W festgestellt, was eine relative PV-Abweichung von 4.3 % ergibt. Wie in Figur 3.26 b) zu sehen ist, kommt der Peak-to-Valley-Ausschlag durch wenige, vereinzelte Messpunkte zustande.

Die Messdaten der Strahl- und Strahlrichtungsstabilität sind in den Abbildungen 3.27 und 3.28 dargestellt. Die Erfassung und Auswertung der Daten erfolgte gemäß ISO 11670. Diese sieht eine Auswertung der Daten in einem Hauptachsenkoordinatensystem vor. Zur Kennzeichnung von Größen in der Haupt und Nebenachse dient der Index Major bzw. Minor. Die Messungen wurden zur gleichen Zeit wie die Leistungsmessung in Bild 3.26 b) durchgeführt. Die Abbildungen 3.27 und 3.28 zeigen die gleichen Messdaten in unterschiedlichen Darstellungsformen. Bild 3.27 stellt die zeitliche Entwicklung des Propagationswinkels (Teilabbildung a)) und der Position (Teilabbildung b)) des Laserstrahls dar. Der langsame Drift aufgrund der opto-mechanischen Komponenten ist in diesem Zeitintervall nicht zu erkennen. Die Lage der maximalen bzw. minimalen Ausschläge ist durch blaue Linien gekennzeichnet. Der Mittelwert und die Standardabweichung der Verteilungen sind durch rote und grüne Linien gekennzeichnet.

Das Bild 3.28 zeigt die Gesamtheit aller Messpunkte als Durchstoßpunkte durch eine Ebene senkrecht zum Laserstrahl. Die Breiten der Hauptachsen der rot eingezeichneten Ellipsen entsprechen der ermittelten Strahlrichtungs- bzw. Strahlagestabilität. Insbesondere für den Propagationswinkel zeigen sich größere Unterschiede zwischen den beiden Hauptachsen, wodurch die Verteilung eine größere Elliptizität aufweist. Die Tabelle 3.5 fasst die Kenngrößen zusammen, welche aus den Verteilungen in den Bildern 3.27 und 3.28 gewonnen wurden. Die Größen  $\delta\alpha$  und  $\Delta$  bezeichnen die Strahlrichtungsstabilität bzw. die Strahlagestabilität. Aus den Messdaten wurde eine Strahlrichtungsstabilität unterhalb von  $15\mu\text{rad}$  und eine Strahlagestabilität von weniger als  $75\mu\text{m}$  ermittelt. Die ermittelten Kenngrößen weisen auf eine insgesamt hohe Stabilität des Laserverstärkers hin.

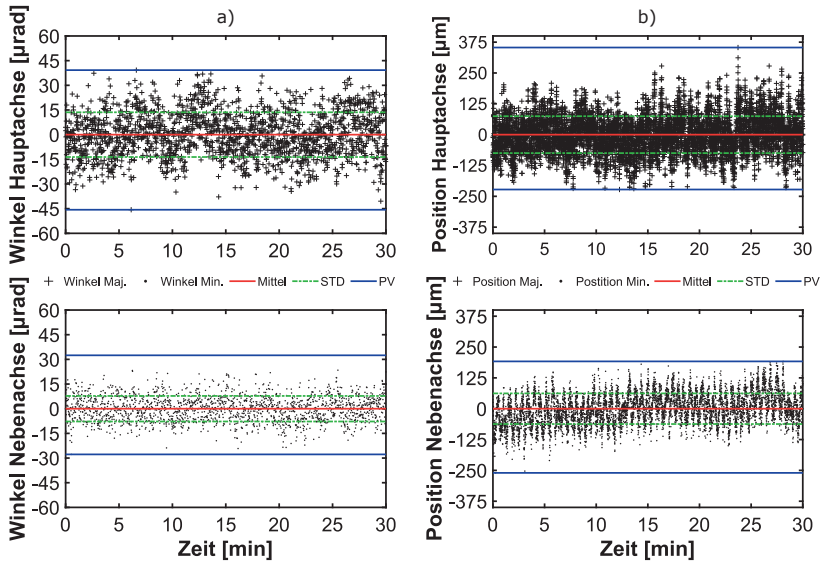


Abbildung 3.27: Zeitaufgelöste Messung des Propagationswinkels (a) und der Position (b) des Laserstrahls für das in 3.26 b) dargestellte Zeitintervall.

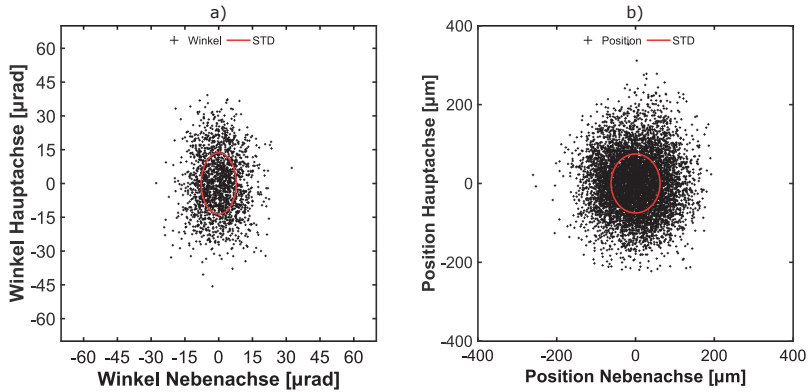


Abbildung 3.28: Propagationswinkel (a) und Position (b) des Laserstrahls dargestellt als Durchstoßpunkte durch eine Ebene senkrecht zur Laserstrahlpropagationsrichtung für das 30-Minuten Zeitintervall aus Bild 3.26 b).

Tabelle 3.5: Strahlrichtungs- und Strahlagestabilität

Winkel [ $\mu\text{rad}$ ]		Position [ $\mu\text{m}$ ]	
$\delta\alpha_{\text{Major}}$	13.6	$\Delta_{\text{Major}}$	74.8
$\delta\alpha_{\text{Minor}}$	7.8	$\Delta_{\text{Minor}}$	62.1
$\text{PV}_{\text{Major}}$	84.9	$\text{PV}_{\text{Major}}$	575.6
$\text{PV}_{\text{Minor}}$	60.2	$\text{PV}_{\text{Minor}}$	452.0

### 3.2.4 Leistungs- und Energiemodulation

Ergänzend zu den Ergebnissen aus Abschnitt 3.1 wird in diesem Abschnitt auf die Nutzung des Modulationsschemas für eine mittlere Leistung von mehr als einem Kilowatt eingegangen. Zusätzlich werden der erzielte Modulationskontrast sowie mögliche Ansätze zu dessen Optimierung diskutiert. Das Prinzip der genutzten Leistungs- und Energiemodulation ist in Abschnitt 3.1 beschrieben.

Die Abbildung 3.29 gibt einen Überblick über die Ausgangsleistung des Verstärkers in Abhängigkeit der Modulatoreffizienz und der Repetitionsrate. Im dargestellten Fall wurde der Verstärker bei einer mittleren Leistung von 1030 W und einer Repetitionsrate von 1 MHz betrieben. Die Datenpunkte für eine variierende Repetitionsrate wurden bei einer Modulatoreffizienz von 100 % aufgenommen. Das bedeutet, dass der AOM bei der maximal möglichen Beugungseffizienz betrieben wurde und ein-

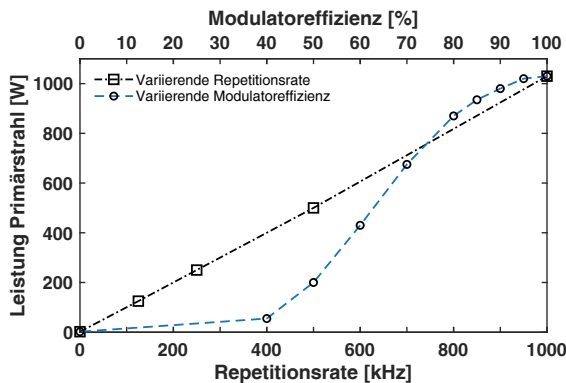


Abbildung 3.29: Modulation der Pulsenergie und Repetitionsrate bei einer mittleren Leistung von 1030 W und einer nominellen Repetitionsrate von 1 MHz.

zelne Pulse aus dem Pulszug in den Primärstrahlengang gebeugt werden. Für eine Reduktion der Repetitionsrate um den Faktor  $N$  wird nur jeder  $N$ -te Puls aus dem Pulszug in den Primärstrahlengang gebeugt. Die Messungen für eine variierende Modulatoreffizienz erfolgten bei einer festen Repetitionsrate von 1 MHz. In diesem Fall wird jeder Puls aus dem Pulszug gebeugt, jedoch die Beugungseffizienz variiert, sodass nur ein Teil der Pulsenergie in den Primärstrahlengang gelangt.

Wie in Abbildung 3.29 zu sehen ist, ergeben sich bei der Variation der Repetitionsrate große Leistungssprünge im Bereich kleiner Teiler  $N$ , da für äquidistante Pulsfolgen nur ganzzahlige Teiler möglich sind. Für die Variation der Modulatoreffizienz ist eine nichtlineare Abhängigkeit der Ausgangsleistung von der Modulatoreffizienz zu erkennen. Dieser charakteristische Verlauf ist eine Eigenschaft des in dem Seedlaser verbauten akustooptischen Modulators. Im Gegensatz zur Variation der Repetitionsrate lässt sich, unter Berücksichtigung der nichtlinearen Abhängigkeit, die Pulsenergie bzw. Leistung nahezu kontinuierlich modulieren.

Für eine hohe Präzision bei der Lasermaterialbearbeitung spielt der erzielbare Kontrast der Leistungs- bzw. Energiemodulation eine entscheidende Rolle, weshalb dieser in einem weiteren Experiment untersucht wurde. Insbesondere der nicht-modulierbare Anteil der Leistung  $P_{\text{Standby}}$  kann bei hohen Laserleistungen zu unerwünschtem Wärmeeintrag auf dem Werkstück führen und sollte möglichst gering ausfallen. Die nicht-modulierbare Leistung ist hier definiert als die Leistung, welche durch das TFP zur Ausgangsapertur des Lasers transmittiert wird, wenn keine Pulse in den Primärstrahlengang gebeugt werden. Zur quantitativen Erfassung dieser Größe wird der Modulationskontrast  $K_M = \frac{P_{\text{av}} - P_{\text{Standby}}}{P_{\text{Standby}}}$  genutzt. Bei einer maximalen Ausgangsleistung von  $P_{\text{av}} = 1018 \text{ W}$  wurde eine nicht-modulierbare Leistung von  $P_{\text{Standby}} = 2.1 \text{ W}$  gemessen. Dies entspricht einem Kontrast von  $K_M = 484 : 1$ .

Der erzielbare Kontrast hängt direkt mit der Depolarisation im Laserverstärker sowie mit dem Kontrastverhältnis des zur Separation des Primär- und Sekundärstrahls verwendeten TFPs zusammen. Das Kontrastverhältnis des TFPs erwies sich als stark justageempfindlich. So konnte, entgegen des spezifizierten Betriebs bei einem Einfallswinkel (AOI) von  $45^\circ$ , durch die Nutzung des TFPs nahe dem Brewsterwinkel ( $\text{AOI} \approx 56^\circ$ ) der Kontrast von ca.  $K_M = 250 : 1$  in vorherigen Experimenten [87] nahezu verdoppelt werden auf den genannten Wert von  $K_M = 484 : 1$ . Mit dem spezifizierten Reflexionsgrad des TFPs für senkrecht polarisiertes Licht von  $R_s > 99.96\%$  und der einfallenden Leistung von  $P_{\text{av}} \approx 1000 \text{ W}$  liegt die gemessene nicht-modulierbare Leistung von  $2.1 \text{ W}$  etwa  $1.7 \text{ W}$  oberhalb des zu erwartenden Minimalwertes ohne Depolarisation. Eine signifikante Verbesserung des Kontrastes wäre daher nur mit der weiteren Reduktion der Depolarisation im Laserverstärker zu erzielen. Es ist anzumerken, dass neben der Depolarisation aufgrund

thermo-mechanischer Effekte in der Laserscheibe, prinzipbedingt auch geringfügige intrinsische Depolarisation im Multipassverstärker vorliegt. Diese wurde bei der Verstärkung zylindrisch polarisierter Laserpulse in Multipassverstärkern besonders deutlich [31]. Diese intrinsische Depolarisation entsteht durch den zur geometrischen Faltung notwendigen nicht-senkrechten Einfall des Laserstrahls auf den optischen Komponenten. Für den Fall, dass die Schwingungsebene des eingestrahnten linear polarisierten elektrischen Feldes weder senkrecht noch parallel zur Einfallsebene der optischen Komponente ausgerichtet ist, führt eine Reflexion zu einer Phasendifferenz zwischen senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisierten Anteilen. Diese Phasendifferenz führt zu einem geringfügig elliptischen Polarisationszustand. Insbesondere optische Komponenten, welche unter großen Einfallswinkeln genutzt werden, wie beispielsweise die Umlenkspiegel des RMP, führen zu großen Phasenschüben.

Um die Depolarisation bei maximaler Ausgangsleistung zu minimieren und den genannten Modulationskontrast zu erreichen, wurde zusätzlich die Polarisationsrichtung des eingestrahnten linear polarisierten Laserstrahls mittels einer Halbwellenplättchens bei diesem Betriebspunkt optimiert. Da über das Halbwellenplättchen kein beliebiger Phasenschub einstellbar ist, ist davon auszugehen, dass in diesem Experiment nur eine unvollständige Vorkompensation erzielt wurde.

Um ungewollten Wärmeeintrag zu vermeiden, kann für die weitere Skalierung der mittleren Leistung oder die Bearbeitung empfindlicher Werkstoffe eine Verbesserung des Kontrastes sinnvoll sein. Dies wiederum bedeutet die Minimierung der Depolarisation im Laserverstärker sowie die Erhöhung des Polarisationskontrastes des Polarisators zur Aufteilung der Strahlen nach dem Verstärker. Zur Erhöhung des Polarisationskontrasts bietet sich neben einer verbesserten Vorkompensation zur Reduktion der Depolarisation die zusätzliche geometrische Trennung der beiden senkrecht zueinander polarisierten Strahlen an. Ein möglicher Lösungsansatz bietet die in Abbildung 3.30 dargestellte Variante des Modulationskonzepts. Bei dieser Variante des Modulationskonzepts steht dem Vorteil eines verbesserten Kontrasts der Nachteil einer erhöhten Anforderung an die optische Isolation des Seedlasers gegenüber, da der nicht-modulierbare Anteil der Leistung des Verstärkers in dessen Ausgangsapertur gelenkt wird. In Anbetracht der von (effizienten) Multipassverstärkern typischerweise erzielten Verstärkungsfaktoren unterhalb von ca. 20 sowie des bereits jetzt hohen Polarisationskontrasts der Polarisatoren, sollte die nicht-modulierbare Leistung deutlich unterhalb der Ausgangsleistung des Seedlasers liegen, womit die Isolation als machbar einzustufen ist.





Kompressoren auf Basis der derzeit kommerziell verfügbaren GTI Spiegel nicht für eine solche Ausgangsleistung und Dispersion geeignet sind. Eine Reduktion der notwendigen Dispersion des Kompressors durch eine noch höhere spektrale Bandbreite kann zur Verbesserung des thermischen Verhaltens beitragen da weniger Optiken benötigt werden. Ebenso bietet die Weiterentwicklung des Substratmaterials der GTIs Raum für die Verbesserung der thermischen Eigenschaften.

Die Messung der Leistungsstabilität des Verstärkers in einem dreißigminütigen Zeitintervall lieferte bei einer mittleren Leistung von 1005.6 W eine Standardabweichung von 3.49 W bzw. 0.35 %. Im selben Messzeitraum wurde eine Strahlrichtungsstabilität von 15  $\mu$ rad sowie eine Strahllagestabilität von 75  $\mu$ m ermittelt.

Bei einer Ausgangsleistung von  $P_{av} = 1018$  W wurde eine nicht-modulierbare Leistung von  $P_{Standby} = 2.1$  W gemessen, womit ein Modulationskontrast von  $K_M = 484 : 1$  ermittelt wurde.

## 4 Frequenzkonversion

### 4.1 Ultrafast Green Thin-Disk Laser Exceeding 1.4 kW of Average Power<sup>†</sup>

**Christoph Röcker<sup>1,\*</sup>, André Loescher<sup>1</sup>, Florian Bienert<sup>1</sup>, Philippe Villeval<sup>2</sup>, Dominique Lupinski<sup>2</sup>, Dominik Bauer<sup>3</sup>, Alexander Killi<sup>3</sup>, Thomas Graf<sup>1</sup>, Marwan Abdou Ahmed<sup>1</sup>**

\* Corresponding author: christoph.roecker@ifsw.uni-stuttgart.de

<sup>1</sup> Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 43, 70569 Stuttgart, Germany

<sup>2</sup> Cristal Laser, Parc d'Activités du Breuil, 32 Rue Robert Schuman, 54850 Messein, France

<sup>3</sup> TRUMPF Laser GmbH, Aichhalder Str. 39, 78713 Schramberg, Germany

#### Abstract

We present an ultrafast laser with a near-diffraction limited beam quality delivering more than 1.4 kW of average power in the visible spectral range. The laser is based on second harmonic generation in a lithium triborate crystal of a Yb:YAG thin-disk multipass amplifier emitting more than 2 kW of average power in the infrared.

Ultrafast laser sources in the visible spectral range offer attractive opportunities for many applications ranging from industrial materials processing to scientific investigations on light-matter interaction and fundamental research. The possibility to fabricate smaller structures, as well as the enhanced linear- and nonlinear absorption, can be beneficial for material processing applications such as surface structuring, drilling, micro-welding, and processing of transparent and ceramic materials [4.1.1–4.1.4]. High beam quality and high pulse energies are required to manufacture small-scale features or drill holes with a small diameter and high aspect ratios [4.1.5,4.1.6]. To boost the productivity of these processes to industrially relevant scales, high average power is required. Lasers in the visible spectral range with average powers in excess of 1 kW so far were demonstrated for the continuous-wave and in pulsed multimode operation with pulse durations in the order of a few tens or hundreds of nanoseconds [4.1.7–4.1.9]. Recently, a fiber-amplifier based

---

<sup>†</sup> Die Inhalte dieses Abschnitts wurden in [94] veröffentlicht. ©2020 Optica Publishing Group.

continuous-wave frequency-doubled laser system was reported to deliver 1 kW of average power at a wavelength of 532 nm with a close to diffraction-limited beam quality [4.1.10]. Up to 600 W of average power was reported for a frequency-doubled laser emitting pulses with a duration of a few hundred picoseconds at a wavelength of 520 nm and close to diffraction-limited beam quality [4.1.11]. For frequency-doubled ultrafast lasers with sub-ps pulses, average powers ranging from 100 W to 445 W were reported with close to diffraction-limited beam quality [4.1.12–4.1.14]. A system generating picosecond pulses at a wavelength of 515 nm with average powers as high as 820 W was reported in [4.1.15]. However, the measured beam quality factor was  $M_x^2 = 1.53$  and  $M_y^2 = 1.99$ . In this letter we report on an ultrafast laser system delivering picosecond pulses at a wavelength of 515 nm with more than 1.4 kW of average power at a repetition rate of 300 kHz and with a close to diffraction-limited beam quality of  $M^2 < 1.5$  in both axes. The experimental setup is depicted in Fig. 4.1.

The infrared laser consists of a seed laser and two thin-disk based multipass amplifier stages. The concept of the multipass scheme is described in [4.1.16]. The amplified infrared laser beam is then injected into a lithium-triborate (LBO) crystal for second harmonic generation. The seed laser is a modified TruMicro5000-series laser emitting linearly polarized laser pulses with an average power of 105 W, a pulse duration of 6.5 ps, and a repetition rate of 300 kHz. The beam quality factor of the seed laser was  $M^2 = 1.2$ . Both multipass amplifier stages were equipped with Yb:YAG thin-disks as the gain medium. To facilitate isolation of the seed laser, the beams were guided through the amplifiers only once (no bidirectional beam path as commonly realized with a quarterwave plate and a polarizing beam splitter to double the number of passes of the beam on the amplifying thin-disk laser crystals [4.1.16]). Each amplifier stage employed an array comprising 60 individually adjustable mirrors which allows for a total of 30 reflections of the beam at the HR coated rear side of the thin-disk laser crystal on its path through the amplifier. Both disks had a concave radius of curvature of approx. 20 m, were mounted on a diamond heat-sink and pumped on the zero-phonon line at a wavelength of 969 nm. The disk used in the first amplifier stage had a diameter of 15 mm, a specified thickness of 170  $\mu\text{m}$  and was doped with a Yb<sup>3+</sup> concentration of 11 at. %. It was pumped in a 24-pass pump cavity [4.1.17] on a pump spot with a diameter of 4.8 mm. The maximum available pump power was 1 kW. The second amplifier stage was equipped with a comparable disk with a diameter of 20 mm, and a thickness of approx. 0.1 mm, which was mounted in a 44-pass thin-disk pump cavity with a pump spot diameter of 10 mm. The maximum available pump power of this second amplifier was 5 kW. The beam of the seed laser was adapted to a beam diameter of approx. 3.6 mm ( $4\sigma$ )

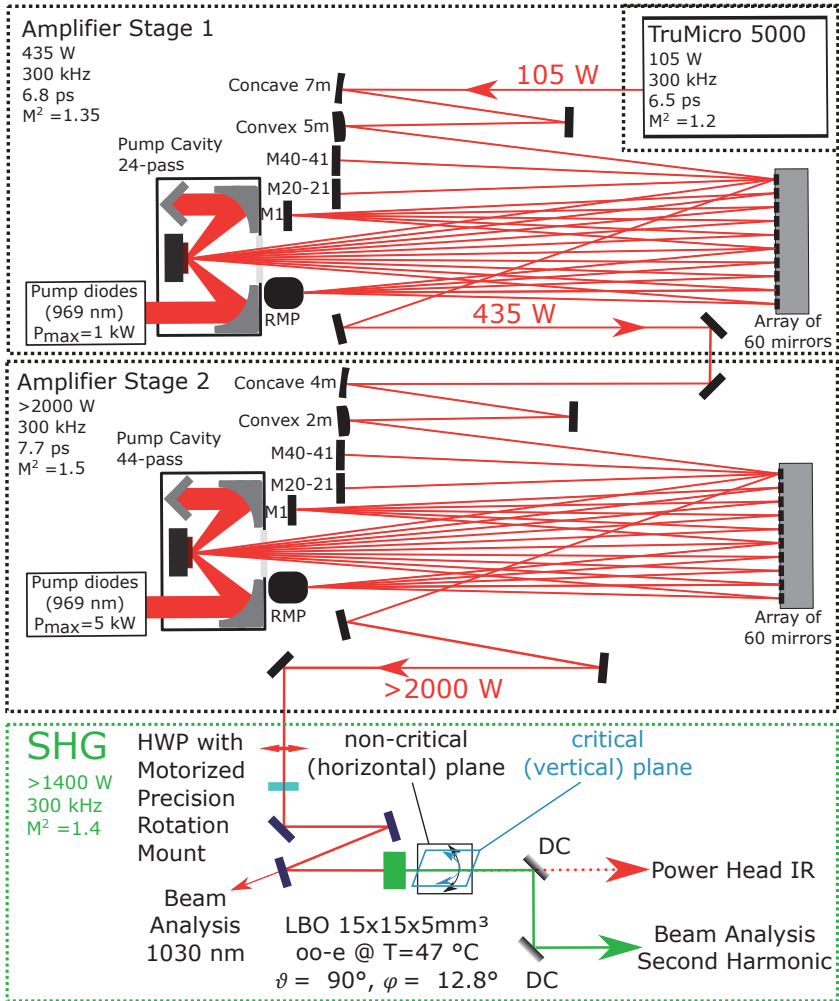


Fig. 4.1: Experimental setups: Two cascaded thin-disk multipass amplifiers deliver infrared pulses at a wavelength of 1030 nm, which are frequency-doubled in a LBO crystal. RMP: Retro-reflecting mirror pair, HWP: Half-wave plate, DC: Dichroic Mirror

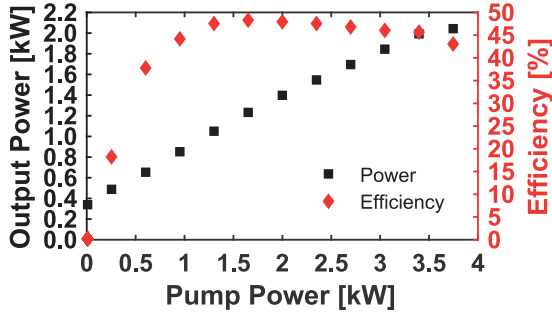


Fig. 4.2: Output power at a wavelength of 1030 nm and extraction efficiency of the second amplifier.

to enable a suitable beam propagation [4.1.15,4.1.16] within the first amplifier stage which was operated at a pump power of 700 W to guarantee reliable and long-time stable operation of the complete setup. At this pump power, the first amplification stage delivered 435 W of output power at an  $M^2$  of 1.35. Assuming a Gaussian temporal shape, a pulse duration of 6.8 ps FWHM was measured with a commercial autocorrelator. To avoid beam quality degradation in the second multipass amplifier, several measures were required. Thorough optimization of the mechanical mounts of all optical elements and especially the one of the thin-disk crystal were necessary to further reduce stress-induced deformation of the optical elements and maintain a high beam quality. The diameter of the injected beam had to be adapted to approx. 4.1 mm ( $4\sigma$ ), leading to a modulation of the beam diameter ranging from 2.9 mm to 4.3 mm along the propagation through the amplifier, to maintain the beam quality. To deplete the whole pumped area with these comparatively small beams, the individual beams were systematically distributed across the pumped area of the thin-disk crystal. By this, an output power of 2050 W was achieved at an incident pump power of 3750 W. At the repetition rate of 300 kHz, this corresponds to a pulse energy of 6.8 mJ. The output power and extraction efficiency (launched signal power of the first amplifier stage subtracted) are shown in Fig. 4.2 as a function of the incident pump power. Fig. 4.3 shows a measurement of the caustic at the maximum output power of 2050 W where the  $M^2$  was 1.57 and 1.36 in the horizontal and vertical axis, respectively. The degradation of the  $M^2$  in the horizontal axis is related to beam distortions which lead to a pedestal in the far-field intensity distribution and a low-intensity side peak at the beam waist as illustrated by the insets in Fig.

4.3. These beam distortions are caused by a slight misalignment of the amplifier due to a pump-power dependent mechanical deformation of the thin-disk mount and develop at output power above 1700 W, leading to noticeable degradation of the beam quality at an output power above 1850 W. This power-dependent change of the beam quality is summarized in Fig. 4.4. The pump power was not increased beyond 3750 W (output power of 2050 W) with the present setup to keep the beam quality at the desired value of  $M^2 < 1.5$ . An intensity autocorrelation of the pulses obtained at the maximum output power of 2050 W is shown in Fig. 4.5. Assuming a Gaussian temporal shape, a pulse duration of 7.7 ps (FWHM) was measured. The slight increase of the pulse duration of the amplified pulse is expected to be caused by the influences of dispersion, spectral broadening, and gain narrowing on the laser pulse. From this pulse duration, a pulse peak power of approx. 815 MW can be estimated. After the second amplifier stage the beam was directed to the nonlinear crystal, as indicated in the green box in Fig. 4.1. The half-wave plate was mounted in a motorized precision rotation mount to precisely adjust the angle of the polarization. Type (oo-e) phase matching [4.1.18] in an LBO crystal which was cut at  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 12.8^\circ$  and which was temperature stabilized to  $47^\circ\text{C}$  was used for second harmonic generation. The LBO crystal had an aperture of  $15 \times 15 \text{ mm}^2$  and was 5 mm long. Due to the mounting of the crystal in the temperature-stabilized furnace, the free aperture was reduced to  $13 \times 13 \text{ mm}^2$ . Both facets of the

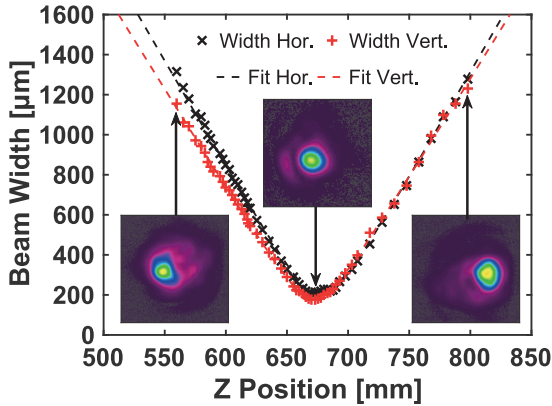


Fig. 4.3: Caustic in the horizontal and vertical direction and selected beam intensity profiles of the amplified beam at 2050 W of output power.

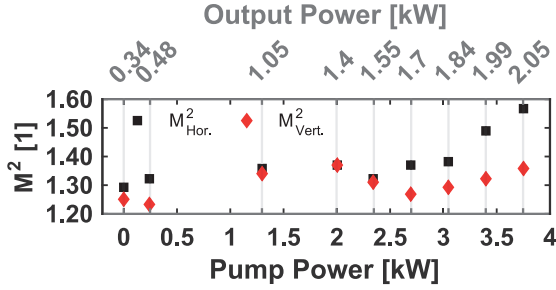


Fig. 4.4:  $M^2$  of the infrared beam in dependence of the pump and the output power.

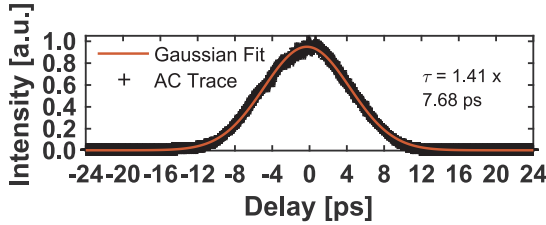


Fig. 4.5: Intensity autocorrelation trace of the amplified infrared laser pulses at the maximum average output power of 2050 W.

crystal were AR coated for the fundamental and the second-harmonic wavelengths. Exploiting the slight divergence of the beam coming from the amplifier, the  $4\sigma$  beam diameter on the SHG crystal was set to approx. 5.0 mm and 4.8 mm in the horizontal and vertical direction, respectively, by adjusting the propagation distance between the amplifier and the LBO crystal. By utilizing the polarization sensitivity of the nonlinear process, the power available for second harmonic generation was adjusted by adapting the direction of the linearly polarized IR beam by means of the half-wave plate. Polarizing the IR beam vertically (along the crystals' critical plane), the generation of the second harmonic was effectively suppressed ( $P_{515\text{nm}} < 1\text{ W}$ ) although the full infrared power of 2050 W passed the LBO crystal. By gradually adjusting the direction of the linear polarization of the IR beams, the available power for the nonlinear process was increased up to the maximum infrared power of 2050 W when the IR beam was polarized exactly in horizontal direction (along the crystals non-critical plane). It is worth mentioning that the full infrared power



always passed the nonlinear crystal, even when second-harmonic generation was suppressed. After the crystal, the second-harmonic and fundamental beam were separated by means of two dichroic mirrors. At the maximum infrared power of 2050 W, a second-harmonic power of 1460 W was measured, which corresponds to a conversion efficiency of 71 %. It is worth mentioning, that the crystals' critical axis was slightly readjusted to obtain maximum efficiency at this power level. Fig. 4.6 a) shows the measured (symbols) power of the frequency-doubled radiation and the conversion efficiency as a function of the power at the fundamental wavelength of 1030 nm together with theoretical predictions (lines). The model uses the FFT split-step beam propagation method 2 presented in [4.1.19] and was extended by the terms of birefringent and temporal walk-off, and diffraction as in [4.1.20]. For the simulation, we assumed an ideal temporal and spatial Gaussian pulse with  $M^2 = 1$ , a round and collimated beam with a diameter of 4.9 mm and a time-bandwidth limited pulse duration of 7.7 ps. The nonlinear crystal was assumed to be non-absorbing. We considered cases of perfect phase-matching with  $\Delta k = 0$  and a slight phase mismatch of  $\Delta k \approx 0.11/\text{mm}$ , by assuming a difference of the refractive index of  $\Delta n = 8\text{e-}6$ . As seen in Fig. 4.6 a), already small deviations from perfect phase-matching, as may be caused by slight temperature gradients, the finite spectral bandwidth of the pulses or slight phase distortions, result in a noticeably reduced conversion efficiency. Fig. 4.6 b) shows the temporal evolution of the power of the frequency-doubled beam during a nine minute time interval. The standard- and peak-to-valley power deviation were 7.8 W and 63 W, corresponding to 0.5 % and 4.3 % relative deviation (normalized to the mean power of 1462 W) and indicate a relatively high stability of the laser. The corresponding  $M^2$  values are shown in Fig. 4.7 a). The vertical axis here coincides with the crystals' critical axis. At the maximum power, an  $M^2$  of 1.38 in the horizontal and 1.43 in the vertical axis was measured for the frequency-doubled beam. The corresponding beam caustic is shown in Fig. 4.7 b). We attribute this improvement of the  $M^2$  to the nonlinear filtering of the frequency conversion process, which effectively suppressed the low-intensity side peak at the beam waist, as can be seen when comparing the insets at the beam waist in Fig. 4.7 b) and Fig. 4.3. The spectra of the seed, the fundamental infrared and the frequency-doubled pulses at maximum average power are shown in Fig. 4.8. The infrared spectrum exhibits a slight modulation originating from the spectrum of the seed laser pulses and the effects of gain and nonlinearity in the amplifiers. We expect that a similar modulation is present in the frequency-doubled beam, but could not be resolved by the available spectrometer. Additionally, the generation of long-wavelength spectral components above 515.5 nm is observed. The underlying physical mechanisms, however, could not yet clearly be determined. Thermographic

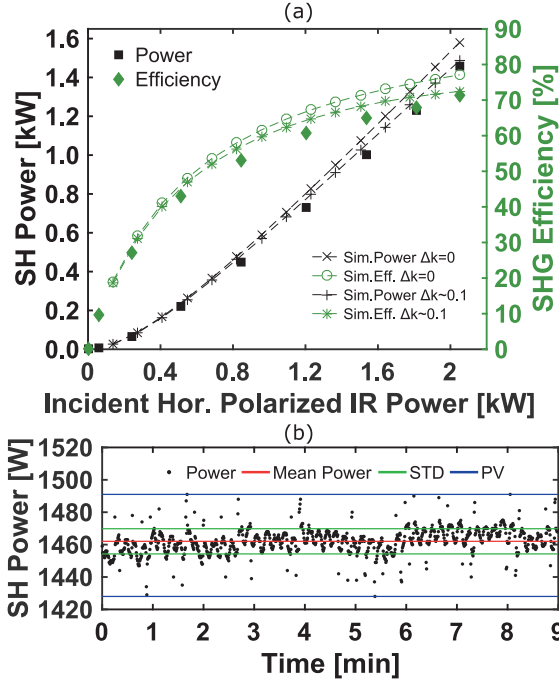


Fig. 4.6: a) Experimental and simulated frequency-doubled output power and conversion efficiency as a function of the incident infrared power with the phase-matched horizontal polarization. Perfect phase-matching ( $\Delta k = 0$ ) and a slight phase-mismatch of  $\Delta k = 9.76 \times 10^{-21}/\text{mm}$  were simulated. b) Temporal evolution of the frequency-doubled output power at the maximum incident IR Power. STD: standard deviation, PV: peak-to-valley.

measurements of the nonlinear crystals' exit surface indicate a moderate increase of the peak temperature by 1.6 K when only infrared power is present and by 5.5 K when the maximum second-harmonic power is generated. As the  $M^2$  of the frequency-doubled beam is lower than the one from the incident fundamental beam up to the maximum output power, we conclude that, although an increase of the peak temperature by approx. 4 K was measured, the nonlinear process is not yet limited by thermal effects. Therefore, and due to the still increasing conversion efficiency, we expect that further power scaling at high beam quality is still possible with the present setup by further increasing the infrared power. Further scaling of

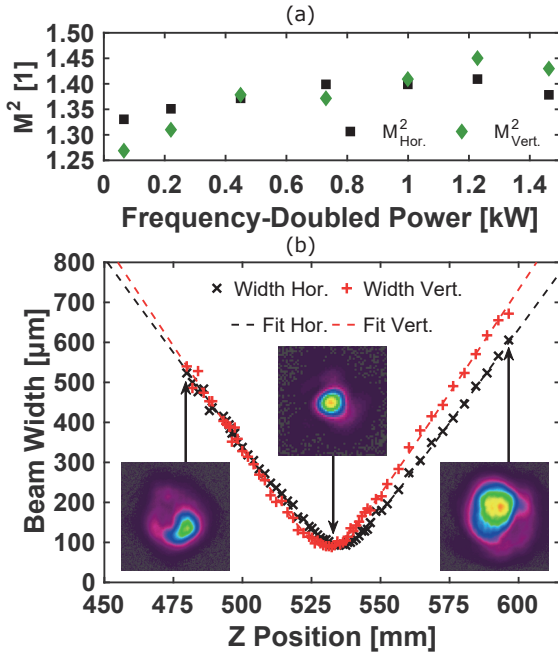


Fig. 4.7: a)  $M^2$  of the second-harmonic beam as a function of its power. b) Caustic of the second-harmonic beam measured at 1460 W.

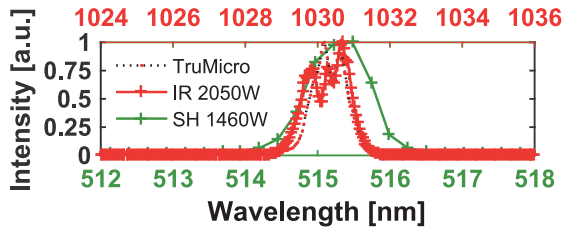


Fig. 4.8: Spectra of the seed as well as the fundamental and second-harmonic pulses measured at maximum output power.

the output power of the second amplifier stage is subject of current developments and requires an even improved opto-mechanical design of the mounting of the thin-disk to further reduce pump-power dependent misalignment by thermo-mechanical deformation.

**Disclosures.** The authors declare no conflicts of interest.

**Funding.** European Union Horizon 2020 Grant No. 687613.

## References

- [4.1.1] A. Feuer, C. Kunz, M. Kraus, V. Onuseit, R. Weber, T. Graf, D. Ingildeev, and F. Hermanutz, in Y. Nakata, X. Xu, S. Roth, and B. Neuenschwander, eds. (2014), p. 89670H.
- [4.1.2] J. Bonse, S. Höhm, S. V Kirner, A. Rosenfeld, and J. Krüger, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **23**, 1 (2017).
- [4.1.3] S. Döring, S. Richter, A. Tünnermann, and S. Nolte, in *CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest, OSA Technical Digest (CD)* (Optical Society of America, 2011), p. CM\_P17.
- [4.1.4] K. Cvecek, *J. Laser Micro/Nanoengineering* **12**, 115 (2017).
- [4.1.5] D. J. Förster, R. Weber, D. Holder, and T. Graf, *Opt. Express* **26**, 11546 (2018).
- [4.1.6] S. Faas, U. Bielke, R. Weber, and T. Graf, *Sci. Rep.* **9**, 1933 (2019).
- [4.1.7] C. Stolzenburg, W. Schüle, V. Angrick, M. Bouzid, and A. Killi, in *Solid State Lasers XXIII: Technology and Devices*, W. A. Clarkson and R. K. Shori, eds. (SPIE, 2014), **8959**, pp. 117–123.
- [4.1.8] T. Dietrich, S. Piehler, M. Rumpel, P. Villeval, D. Lupinski, M. Abdou-Ahmed, and T. Graf, *Opt. Express* **25**, 4917 (2017).
- [4.1.9] S. Pricking, E.-M. Dold, E. Kaiser, A. Killi, S. Bisch, S. Zaske, F. Baumann, and R. Brockmann, in *Solid State Lasers XXIX: Technology and Devices*, W. A. Clarkson and R. K. Shori, eds. (SPIE, 2020), **11259**, pp. 311–317.
- [4.1.10] P. Ahmadi, D. Creeden, D. Aschaffenburg, V. Mogan, M. Underwood, A. Caprara, Q.-Z. Shu, L. Spinelli, J. Minelly, and I. Nikolov, in *Proc.SPIE* (2020), **11264**.
- [4.1.11] K. Tsubakimoto, H. Yoshida, and N. Miyanaga, *Opt. Lett.* **42**, 3255 (2017).
- [4.1.12] J. Rothhardt, T. Eidam, S. Hädrich, F. Jansen, F. Stutzki, T. Gottschall, T. V. Andersen, J. Limpert, and A. Tünnermann, *Opt. Lett.* **36**, 316 (2011).

- 
- [4.1.13] B. Gronloh, P. Russbueldt, B. Jungbluth, and H.-D. Hoffmann, in W. A. Clarkson and R. K. Shori, eds. (International Society for Optics and Photonics, 2014), **8959**, p. 89590T.
  - [4.1.14] C. Röcker, A. Loescher, J. P. Negel, M. Delaigue, F. Morin, C. Hönninger, E. Mottay, P. Villeval, A. Holvoet, D. Lupinski, T. Graf, and M. Abdou Ahmed, *Opt. Commun.* **460**, (2020).
  - [4.1.15] J.-P. Negel, A. Loescher, A. Voss, D. Bauer, D. Sutter, A. Killi, M. A. Ahmed, and T. Graf, *Opt. Express* **23**, 21064 (2015).
  - [4.1.16] J.-P. Negel, A. Voss, M. A. Ahmed, D. Bauer, D. Sutter, A. Killi, and T. Graf, *Opt. Lett.* **38**, 5442 (2013).
  - [4.1.17] S. Erhard, M. Karszewski, C. Stewen, A. Giesen, K. Contag, and A. Voss, in *Advanced Solid State Lasers*, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 2000), p. MB16.
  - [4.1.18] W. Koechner, 6., rev. a, *Springer Series in Optical Sciences ; 1* (Springer, 2006).
  - [4.1.19] A. V Smith, R. J. Gehr, and M. S. Bowers, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 609 (1999).
  - [4.1.20] A. V Smith, W. J. Alford, T. D. Raymond, and M. S. Bowers, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 2253 (1995).

## 4.2 Nonlinear absorption in lithium triborate frequency converters for high-power ultrafast lasers<sup>†</sup>

Christoph Röcker<sup>1,\*</sup>, Pascal Weinert<sup>1</sup>, Philippe Villeval<sup>2</sup>, Dominique Lupinski<sup>2</sup>, Martin Delaigue<sup>3</sup>, Clemens Hönninger<sup>3</sup>, Rudolf Weber<sup>1</sup>, Thomas Graf<sup>1</sup>, and Marwan Abdou Ahmed<sup>1</sup>

\*christoph.roecker@ifsw.uni-stuttgart.de

<sup>1</sup> Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 43, 70569 Stuttgart, Germany

<sup>2</sup> Cristal Laser, Parc d'Activités du Breuil, 32 Rue Robert Schuman, 54850 Messein, France

<sup>3</sup> Amplitude Systemes, 11 avenue de Canteranne, 33600 Pessac, France

### Abstract

We report on an analysis of the nonlinear absorption in lithium triborate (LBO) used for second and third harmonic generation of ultrashort laser pulses at average powers in the order of kW and with sub-picosecond pulse duration. Thermographic imaging of the LBO crystals together with a simple analytical model revealed the presence of nonlinear absorption in both harmonic generation processes. Subsequent processing with a numerical model considering the nonlinear mixing, the absorption, and the heat conduction was used to estimate the absorption coefficients. Average powers exceeding 100 W in the ultraviolet and 400 W in the visible spectral range were obtained while maintaining a good beam quality by avoiding excessive nonlinear absorption.

### 1. Introduction

Ultrafast laser sources emitting in the visible and ultraviolet spectral region are promising for a wide range of applications, ranging from industrial material processing to scientific investigations of light-matter interaction. While material processing applications benefit from the possibility to fabricate high-quality microstructures with high efficiency and high productivity [4.2.1, 4.2.2], scientific applications such as high harmonic generation into the extreme ultraviolet (XUV) spectrum benefit from higher conversion efficiencies due to an enhanced single-atom response at shorter wavelengths [4.2.3, 4.2.4]. All of these applications benefit from a good beam quality, a high average power as well as high pulse energy and short pulse duration. The combination of these properties constitutes a highly demanding challenge on the design of the laser source. State of the art sub-ps near-infrared (NIR) lasers with average powers in the kilowatt range offer all of these features [4.2.5-4.2.8]. For this reason, subsequent frequency conversion utilizing nonlinear crystals is interesting to

---

<sup>†</sup> Die Inhalte dieses Abschnitts wurden in [95] veröffentlicht. ©2022 Optica Publishing Group under the terms of the Open Access Publishing Agreement.

reach the visible and UV spectral region while maintaining these properties.

Despite the recent significant advances of the NIR ultrafast lasers, only a few sub-ps lasers in the visible spectral range were reported to exceed an average power of a few hundred watts and a pulse energy of a few tens of microjoule [4.2.9-4.2.11]. To the best of our knowledge only one laser with sub-ps pulses and one with a pulse duration of a few ps were reported to reach or exceed an average power of 100 W in the UV [4.2.12, 4.2.13]. While strong thermal degradation of the beam profile was shown to occur already at a power of around 120 W [4.2.13] for the LBO-based picosecond UV laser, 100 W of average power in the UV with a nearly diffraction-limited beam quality and at a repetition rate of 3.5 MHz were achieved with sub-ps pulse durations using a BBO crystal [4.2.12]. This impressive result was enabled by reducing the thermal gradients in the thin BBO crystal by bonding it to transparent sapphire heat-spreaders, which is a well-known approach also used to minimize thermal lensing in rod lasers [4.2.12,4.2.14–4.2.16]. Severe threshold-like degradation of the beam quality was reported when standard crystals without heat spreaders were used instead of the described composite structure [4.2.12]. While a bonded sapphire-BBO structure was required in these experiments to maintain good beam quality at high average power, to our knowledge no comparable results were reported for commercially available nonlinear crystals. In [4.2.12] the excessive thermal load was assumed to be caused by an elevated absorption coefficient in the UV as compared to the ones in the visible and IR spectral ranges. The threshold-like behavior at the low average UV power of a few tens of Watts however suggests that further contributions must be present beyond the sole linear absorption commonly measured for the BBO and LBO crystals. At a wavelength of 355 nm the linear absorption coefficient of both crystals was reported to amount to less than  $5 \times 10^{-4} \text{ 1/cm}$  [4.2.17,4.2.18], which cannot explain the excessive heating reported in [4.2.12].

We therefore used thermographic measurements in combination with an analytical and numerical model to identify and further analyze the absorption processes in LBO crystals in a real-world experimental setup for second and third harmonic generation of a high-power ultrafast Yb:YAG laser.

Our investigation focused on LBO as it offers a range of excellent properties for high-power conversion into the visible and UV spectral range. Compared to BBO, which offers similarly low linear absorption in the spectral range of 343 nm to 1030 nm [4.2.18], the approx. 20 % larger bandgap of 7.78 eV [4.2.19] and the about twice as high thermal conductivity of approx.  $3.5 \text{ W/(m} \times \text{K)}$  (multidirectional average) [4.2.20] are especially interesting for applications involving high intensity and high average power. Depending on the crystal cut and nonlinear process these

advantages come at the cost of an approx. 2 to 5 times lower nonlinear coefficient compared to BBO. For THG we used type I rather than type II phase matching due to the 5 times higher temperature range, the 50 % higher nonlinear coefficient, and the 30 % increased spectral bandwidth [4.2.21].

For our experiments we used a thin-disk multipass amplifier which emitted sub-ps pulses at a wavelength of 1030 nm and delivered an average power of approx. 780 W. The laser systems' repetition rate and pulse energy were adjustable, which allowed for the analysis of a large range of average power and pulse peak power. From these experiments we identified the occurrence of nonlinear absorption in both frequency conversion processes, being especially critical for THG.

After a short introduction into the theory and the methods in section 2 the experimental results are presented in section 3 which is followed by a discussion of the limitations imposed by nonlinear absorptions and possible strategies to alleviate them in Section 4.

## 2. Theory and methods

### 2.1. Nonlinear absorption

Nonlinear absorption describes the phenomenon that two or more photons are absorbed at the same time which leads to an intensity-dependent absorption coefficient. This effect can occur when the sum of the photon energies is sufficient to overcome the energy gap between the valence and the conduction band of a material which otherwise would be transparent at the wavelength of interest. For LBO with an energy gap of 7.78 eV [4.2.19] between the valence and the conduction band at least three-photon absorption at a wavelength of 343 nm (10.84 eV) or four-photon absorption at a wavelength of 515 nm (9.63 eV) is required to cross the energy gap, as can be seen from Table 4.1. A phenomenological description of nonlinear

Table 4.1: Sum of the Photon Energies in eV (Bold When Larger Than the Band Gap of LBO) of Different Nonlinear Absorption Processes, Where „nPA“ Refers to the n-Photon Absorption at the Given Wavelength.

	Sum of Photon Energy [eV]		
Wavelength	2PA	3PA	4PA
515 nm	4.81	7.22	<b>9.63</b>
343.3 nm	7.22	<b>10.84</b>	<b>14.46</b>



absorption is provided by the generalized Beer-Lambert law [4.2.22]

$$\frac{dI}{dz} = - \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n I^n = -\psi(I)I, \quad (4.1)$$

where  $\alpha_n$  is the  $n$ -photon absorption coefficient (e.g. in  $(\text{cm})^{2n-3}/(\text{W})^{n-1}$ ),  $I$  is the intensity (e.g. in  $\text{W}/\text{cm}^2$ ), and  $\psi(I)$  the resulting total absorption coefficient.

To avoid confusion between different processes, in the following, we will consider absorption processes up to the four-photon absorption and use the notation  $\alpha, \beta, \gamma$  and  $\delta$  instead of  $\alpha_1$  (linear-),  $\alpha_2$  (two-photon-),  $\alpha_3$  (three-photon-), and  $\alpha_4$  (four-photon-absorption coefficient), respectively. When required a subscript denoting the vacuum wavelength in nanometers will be added (e.g.:  $\gamma_{343}$  for the three-photon absorption coefficient at a wavelength of 343 nm). The total absorption coefficient  $\psi$  therefore reads

$$\psi(I) = \alpha + \beta I + \gamma I^2 + \delta I^3. \quad (4.2)$$

The linear absorption coefficients of the LBO bulk material were reported to be  $\alpha_{1030} < 50 \times 10^{-6} \text{ 1/cm}$ ,  $\alpha_{515} < 150 \times 10^{-6} \text{ 1/cm}$  and  $\alpha_{343} < 500 \times 10^{-6} \text{ 1/cm}$  for the wavelength of 1030 nm, 515 nm and 343 nm, respectively [4.2.17, 4.2.18]. By using multimode nanosecond laser pulses at a wavelength of 355 nm the three-photon absorption coefficient was found to range between  $\gamma_{355} = 0.8 \times 10^{-3} \text{ cm}^3/\text{GW}^2$  and  $\gamma_{355} = 6 \times 10^{-3} \text{ cm}^3/\text{GW}^2$  [4.2.18].

## 2.2. Analytical model and measurement method

Fig. 4.9 schematically shows a nonlinear crystal in a temperature-controlled mount. In our experiments, the mount was made of copper and set to a constant temperature on its outer surface by means of a heater and a control loop. The inner surfaces are in thermal contact with the crystals' lateral surfaces (highlighted in light blue). Due to this lateral heat transfer, the heat conduction in the nonlinear crystal exhibits a certain similarity to the one in rod lasers.

As a first-order approximation we therefore used an analytical solution of the heat conduction equation for a radially cooled, rod-shaped crystal, which is homogeneously heated in a cylindrical volume around the axis of symmetry [4.2.23]. The analytical model was used to qualitatively identify the type of absorption processes from the temperature increase as well as for an approximate, qualitative estimation of the absorption coefficients. The analysis was then further detailed using the numerical model presented in section 2.3, which additionally takes into account the temporal evolution of the pulses and the spatial intensity distributions. In a

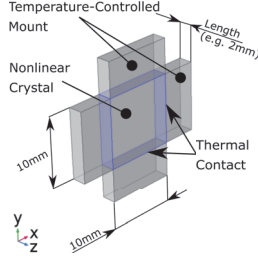


Fig. 4.9: Schematic illustration of a nonlinear crystal in the temperature-controlled mount. The surfaces of the nonlinear crystal that are in thermal contact with the temperature-controlled mount are highlighted in blue.

rod arrangement, the absolute temperature in the center of the cylinder is given by [4.2.23]

$$T_0 = T_C + \frac{P_H}{2\pi R_s L_p h} + \frac{P_H}{4\pi L_p \lambda_{th}} \left[ 1 - 2\ln \left( \frac{R_p}{R_s} \right) \right], \quad (4.3)$$

where  $T_C$  is the temperature of the heat sink at the jacket of the cylinder,  $P_H$  the deposited heating power,  $R_s$  and  $R_p$  the radius of the rod and the heated cylindrical volume, respectively,  $h$  the heat transfer coefficient between the crystal rod and the heat sink, and  $\lambda_{th}$  and  $L_p$  the thermal conductivity and the length of the rod, respectively.

Introducing  $\Delta T = T_0 - T_C$  and  $\xi = \left[ 1 - 2\ln \left( \frac{R_p}{R_s} \right) \right]$  in Eq. (4.3), one obtains the temperature difference

$$\Delta T = \frac{P_H}{L_p} \left( \frac{1}{2\pi R_s h} + \frac{\xi}{4\pi \lambda_{th}} \right) \quad (4.4)$$

between the center and the jacket of the cylindrical rod. Expressing the heating power  $P_H = \eta E_p f_{rep}$  by the pulse energy  $E_p$ , the repetition rate  $f_{rep}$ , and the fractional heat load  $\eta$ , Eq. (4.4) may be rewritten as

$$\Delta T = E_p f_{rep} \frac{\eta}{L_p} \left( \frac{1}{2\pi R_s h} + \frac{\xi}{4\pi \lambda_{th}} \right) \quad (4.5)$$

By identifying the fractional heat load per length  $\eta/L_p$  as the absorption coefficient  $\psi(I)$  allows reformulating Eq. (4.5) as

$$\Delta T = \psi(I) E_p f_{rep} \left( \frac{1}{2\pi R_s h} + \frac{\xi}{4\pi \lambda_{th}} \right). \quad (4.6)$$

Inserting Eq. (4.2) this reads

$$\Delta T = E_p f_{rep} \left( \frac{1}{2\pi R_s h} + \frac{\xi}{4\pi \lambda_{th}} \right) (\alpha + \beta I + \gamma I^2 + \delta I^3) \quad (4.7)$$

and hence

$$\frac{\Delta T}{E_p f_{\text{rep}} \left( \frac{1}{2\pi R_{\delta h}} + \frac{\xi}{4\pi\lambda_{\text{th}}} \right)} = \alpha + \beta I + \gamma I^2 + \delta I^3 = \psi(I), \quad (4.8)$$

which allows to calculate the absorption coefficients from the measured temperature increase. It is worth noting that this simple relation only requires a 2D heat flow and therefore is useful to identify nonlinear absorption for most transmissive optics. The experimental procedure described in section 2.4 involves the comparison of two experiments: one in which the average power was changed by varying only the repetition rate and keeping the intensity constant and one in which the average power was changed by changing the pulse energy but with constant repetition rate, constant pulse duration  $\tau$ , and unchanged beam diameter  $d_b$ . Under these specific conditions, and only then, the average power is proportional to the intensity and Eq. (4.7) can be changed to

$$\Delta T \propto \mu \left[ \alpha P + \beta P^2 + \gamma P^3 + \delta P^4 \right] \bigg|_{f_{\text{rep}}, \tau, \text{ and } d_b \text{ const.}}, \quad (4.9)$$

where  $\mu = \left( \frac{1}{2\pi R_{\delta h}} + \frac{\xi}{4\pi\lambda_{\text{th}}} \right) = \text{constant}$  and  $P = E_p f_{\text{rep}}$ .

When the average power  $P$  is varied by changing the repetition rate and the intensity is kept constant, Eq. (4.7) reduces to

$$\Delta T = P \mu \psi_{\text{const}} \big|_{I \text{ const.}}. \quad (4.10)$$

By measuring the surface temperature of the crystal's facet and using either Eq. (4.9) or Eq. (4.10), it is possible to determine which absorption mechanisms govern the absorption coefficient  $\psi(I)$ . For this purpose, we used a thermographic camera (InfraTec Variocam HD 900) which operates in the wavelength range of 7.5 to 14  $\mu\text{m}$  and has a measurement accuracy of  $\pm 1.0\text{K}$  in the investigated temperature interval. As LBO exhibits high absorption of radiation at a wavelength  $\lambda > 2.6\mu\text{m}$  [4.2.24, 4.2.25], we expect that the measured thermal radiation originates from the surface of the crystal and a thin layer underneath it. The measured surface temperature was corrected by the experimentally determined emissivity  $\epsilon_{\text{LBO}} = 0.75$ , which was measured to be constant for temperatures ranging from 45°C to 70°C by using the reference temperature technique [4.2.26].

### 2.3. Numerical model

As the analytical model assumes a constant, cylindrically shaped distribution of the heat density and does not consider the temporal and spatial distribution of the

intensities, a numerical model was used for a more precise quantitative investigation. The analytical model was used to qualitatively identify the dominant multiphoton absorption mechanism from experimental measurements of  $\Delta T$  as a function of  $P$  and  $I$ . The numerical model additionally considers the temporal and transverse spatial variation of the intensity and the resulting 3D distribution of the heat density in the crystal and therefore provides a more accurate quantitative determination of the absorption coefficients when fitting the model to experimental data. For this numerical simulation we used the commercial software MATLAB to model the frequency conversion processes and the finite-element software COMSOL to solve the heat conduction equation. The frequency conversion processes were modeled by numerically solving the 3D coupled differential equations that describe the three-wave mixing in the slowly varying envelope approximation. The model described in [4.2.27] was used and extended with the frequency domain treatment of phase-matching from [4.2.28] for precise modeling of dispersion effects. This results in the coupled differential equations

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = \frac{i}{2k_1} \nabla_T^2 A_1 - \frac{i2\pi f_t d_{\text{eff}}}{\text{cn}(f_t)} A_2^* A_3, \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = \frac{i}{2k_2} \nabla_T^2 A_2 - \frac{i2\pi f_t d_{\text{eff}}}{\text{cn}(f_t)} A_1^* A_3, \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} = \frac{i}{2k_3} \nabla_T^2 A_3 - \frac{i2\pi f_t d_{\text{eff}}}{\text{cn}(f_t)} A_1 A_2, \quad (4.13)$$

where  $A_j$  and  $A_j^*$  denote the complex and the complex conjugate amplitude of the optical electric field  $E_j = 1/2 \left( A_j \exp(-i(2\pi f_t t - k_j z)) + A_j^* \exp(i(2\pi f_t t - k_j z)) \right)$ ,  $\nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  is the transversal Laplace operator,  $k_j$  the wave vector,  $f_t$  the optical frequency,  $t$  the time,  $d_{\text{eff}}$  the effective nonlinearity,  $c$  the speed of light,  $n(f_t)$  the frequency-dependent refractive index, and  $j$  indexes the frequency component. The direction of the beam propagation coincides with the  $z$ -coordinate, the  $x$  and  $y$  coordinate denote the transversal coordinates.

The FFT split-step beam propagation method presented in Ref. [4.2.27] was implemented in MATLAB to solve the Eqs. (4.11)-(4.13). Dispersion effects such as phase mismatch, group delay and group delay dispersion etc. were accounted for by a frequency-dependent phase in the Fourier domain by using the Sellmeier equation from Ref. [4.2.29].

The infrared laser pulses incident on the nonlinear crystal were modeled by initializing the electric field in the frequency domain using the measured spectrum. The FWHM pulse duration of the modeled pulse was then adapted to fit the measured pulse duration by applying positive group delay dispersion. The transversal spatial

intensity distribution was assumed to be Gaussian.

The second harmonic generation was modeled as a degenerated sum-frequency generation process. A subsequent sum-frequency generation step was added for the third harmonic generation process, in which the output of the frequency-doubling simulation was used as an input. As in the experiments, the distribution of the energy between the frequency-doubled pulse and the infrared pulse was optimized for the highest conversion efficiency.

The distribution of the heat density within the nonlinear crystal was calculated by applying the nonlinear absorption coefficients to the intensity distribution of the interacting beams. For a first simulation run guessed values for the nonlinear absorption coefficients were used which were subsequently refined in iterative steps as explained below.

The calculated distribution of the heat density was then transferred to the finite-element model shown in Fig. 4.9 to compute the distribution of the temperature inside the nonlinear crystal. The nonlinear absorption coefficients were manually optimized by minimizing the difference of the computed and measured dependence of the temperature increase  $\Delta T$  on the crystal surface on the applied intensity and average power. The thermal contact coefficient was manually adapted at the same time to match the computed and measured temperatures on the crystal's surface. Since the contributions of convective and radiative heat transfer are negligible, only pure conductive heat transport was considered.

#### *2.4. Experimental procedure*

To identify and quantify nonlinear absorption in a real-world frequency conversion application, we used a typical frequency conversion setup and recorded the surface temperature of the nonlinear crystal for different pulse peak intensities and average powers. The identification of the contributions from the different nonlinear absorption coefficients was accomplished by varying the average power in two different ways while keeping the beam diameter and pulse duration constant. The first experiment serves as a benchmark (we will refer to it in the following as "benchmark") where the pulse intensity is held constant and the average power is increased by increasing the repetition rate of the injected pulse train. As the pulse intensity is constant in this case, the absorption is constant too and according to Eq. (4.10) the surface temperature increases linearly with increasing optical power. The second experiment probes the intensity dependence of the absorption (we will refer to it in the following as "probe") and is based on increasing the pulse intensity by increasing the pulse energy at a constant repetition rate, pulse duration, and beam diameter. In this configuration the temperature increases according to Eq. (4.9). For purely linear

absorption ( $\beta = \gamma = \delta = 0$ ), the two experiments result in an identical and linear increase of the surface temperature with the optical power. In contrast, a nonlinear increase of the surface temperature is expected for the probe experiment when nonlinear absorption is present.

To quantify the nonlinear absorption coefficients with the numerical model, we additionally conducted probe experiments (varying intensity) with different repetition rates and crystal lengths to generate a larger and more general database.

The LBO samples were manufactured and coated by Cristal Laser and are of commercially available high quality for high-power industrial and scientific applications.

### 2.5. Experimental setup

The thin-disk multipass amplifier (TDMPA) that was used for the experiments emitted sub-ps laser pulses at a wavelength of 1030 nm and was a modified version of the systems which are described in detail in [4.2.8,4.2.11]. Its output power was fixed to approx. 780 W for all experiments, the other laser parameters are listed in Table 4.2. As seen from the setups in Fig. 4.10, the pulse energy and average power incident on the frequency-doubling crystals were reduced by means of a half-wave plate (HWP) and a thin-film polarizer (TFP). The TDMPA is capable of emitting pulses with constant pulse energy at an integer divider of the base repetition rate.

Two curved mirrors were used to create a slightly divergent beam with a beam diameter of approx. 1.8 mm ( $D4\sigma$ ) on the SHG LBO crystal. The HWP in front of the SHG crystal was used to adjust the direction of polarization of the fundamental beam to the axis of the crystal.

The frequency-doubled and the fundamental beam were separated by a dichroic mirror behind the SHG crystal. All LBO crystals had an aperture of 10 mm x 10 mm and were cut for type I (oo-e) phase matching. The details are listed in Table 4.3. For the THG the frequency-doubled and the fundamental beam were both led through the THG crystal, as depicted in Fig. 4.10 b). The size of the fundamental beam on the THG LBO crystal was increased to approx. 2.3 mm ( $D4\sigma$ ) by the slight beam divergence. The frequency-tripled beam was separated from the

Table 4.2: Parameters of the Infrared Laser

Base Repetition rate [kHz]	FWHM (sech <sup>2</sup> -fit) Pulse Duration [fs]	Pulse Energy [ $\mu$ J]
500	825	1560
1000	600	780
2000	600	390

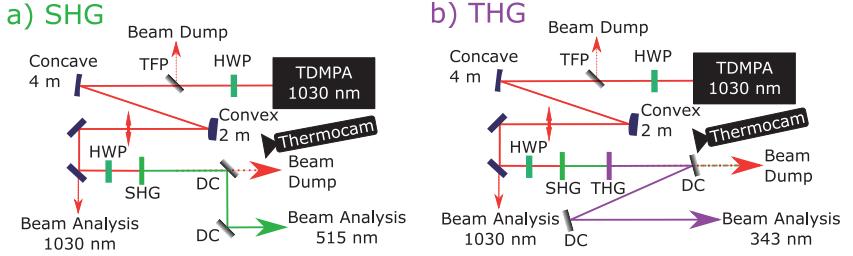


Fig. 4.10: Experimental SHG (a) and THG (b) setups. A thin-disk multipass amplifier (TDMPA) delivers infrared pulses at 1030 nm. HWP: Half-wave plate, TFP: Thin-film polarizer, DC: Dichroic Mirror

Table 4.3: Parameters of the Nonlinear LBO Crystals

Sample	Process	$\vartheta[^\circ]$	$\varphi[^\circ]$	Length [mm]	Operation Temperature [ $^\circ\text{C}$ ]	AR-Coated Wavelengths [nm] Entrance/Exit Facet
S1	SHG	90	13.6	1.5	37	1030+515 / 1030+515
S2	SHG	90	12.8	1.0	47	1030+515 / 1030+515
C1	THG	90	40.1	1.0	47	1030+515 / 1030+343
C2	THG	90	40.1	1.0	47	1030+515 / 1030+343
C3	THG	90	40.1	2.0	47	1030+515 / 1030+343

frequency-doubled and the fundamental beams by dichroic mirrors behind the THG crystal.

### 3. Results

The advent of nonlinear absorption in the frequency conversion processes was first verified by fitting the simple analytical model to the measured temperatures. The numerical model was used in a second step for a more precise determination of the value of the different absorption coefficients.

#### 3.1. Experimental verification of nonlinear absorption

#### 3.2. Second-harmonic generation

Fig. 4.11 shows the measured increase  $\Delta T$  of the peak temperature on the surface of a 1 mm long LBO crystal as a function of the generated second-harmonic power for the benchmark experiment (constant intensity) and the probe experiment (varying intensity). The experiments were conducted with a pulse energy of up to 1.52 mJ and a repetition rate of up to 500 kHz. At the maximum power, the intensity and power were identical for both experiments. The different curvatures clearly

indicate a nonlinear characteristic of the absorption. The solid lines represent a fit of the equations (4.10) (benchmark with constant intensity) and (4.9) (probe experiment with varying intensity but constant  $f_{\text{rep}}$ ,  $\tau$  and  $d_b$ ) to the measured data. For the latter, it was assumed that only linear- and four-photon absorption can occur ( $\beta = \gamma = 0$ ), as follows from the energy gap of LBO and the photon energies listed in table 4.1. The influence of possible absorption of the incident IR radiation was investigated by measuring the temperature of the crystal when no SHG process was taking place but the full IR power passed the crystal. This condition was implemented in two different ways. First, we used an IR beam with an orthogonal polarization to the one used for SHG to suppress the generation of the SH beam. Second, we used an IR beam with the correct polarization for SHG but significantly detuned the critical crystal axis. In both cases, no temperature increase was measured when injecting infrared average powers and pulse energy of up to 780 W and 780  $\mu\text{J}$ . Hence, we conclude that the absorption of the IR beam is negligibly small.

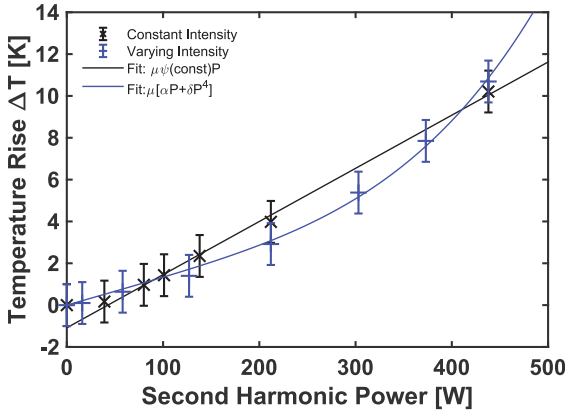


Fig. 4.11: Peak temperature increase on the exit facet of a 1 mm long SHG LBO crystal (sample S2, see table 4.3) as a function of the generated SH power for the benchmark and probe experiments. The benchmark experiment (constant intensity) used a fixed IR pulse energy of 1.52 mJ and varying repetition rates from 50 kHz to 500 kHz. The probe experiment (varying intensity) used a varying pulse energy of up to 1.52 mJ and a fixed repetition rate of 500 kHz as well as constant pulse duration and beam diameter. The error bars mark the measurement accuracy of  $\pm 1.0\text{K}$  of the thermographic camera.



### 3.3. Third harmonic generation

To measure only the influence of the nonlinear absorption from the frequency-tripled radiation, effects of nonlinear absorption of the incident frequency-doubled laser pulses in the THG crystal were avoided as described at the end of this subsection. The pulse energy was reduced in this experiment by operating the laser at a repetition rate of 2 MHz. In order to maintain a high SH conversion efficiency, a 1.5 mm long LBO crystal was used in the SHG stage to compensate for the reduced IR pulse intensity.

The THG experiment was conducted with a 1 mm long LBO crystal (sample C1, see table 4.3). The laser was operated at an infrared pulse energy of up to 284  $\mu$ J and a repetition rate of up to 2 MHz. The results of the THG benchmark- (constant intensity) and probe experiment (varying intensity but constant  $f_{\text{rep}}$ ,  $\tau$  and  $d_b$ ) are shown in Fig. 4.12. The clearly nonlinear characteristic of the probe experiment confirms the presence of nonlinear absorption. The solid lines represent fits of eq.(4.9) (probe experiment with varying intensity) and (4.10) (benchmark experiment with constant intensity) to the measured data. Only linear- and three-photon absorption were considered due to the band gap of LBO and the photon energies listed in table 4.1. In order to avoid nonlinear absorption of the incident frequency-doubled laser pulses, the intensity of the frequency-doubled pulses was significantly reduced compared to the experiments for the determination of the absorption at a wavelength of 515 nm. This was accomplished by increasing the beam diameter on the THG crystal from 1.8 to 2.3 mm (decreasing the intensity by 40 %) and by reducing the maximum IR pulse energy from 1.52 to 0.284 mJ (decreasing the maximum applied intensity by another factor of about 5). With  $\psi \propto I^3$  this leads to a significantly reduced nonlinear absorption of the frequency-doubled pulses. In fact, no temperature increase of the THG crystal was measured, when operating it out of phase-matching but injecting 421 W of infrared and 147 W of frequency-doubled power with a repetition rate of 2 MHz. As only negligible amount of UV light was generated ( $P \ll 1$  W) in this case, instead of 90 W for the case of optimized phase matching, we conclude that the absorption of the fundamental and second-harmonic pulses was negligibly small using these parameters.

### 3.4. Determination of the nonlinear absorption coefficients

A larger number of probe experiments was conducted in order to generate a broader data set which is suitable to quantify the nonlinear absorption coefficients by fitting the numerical model to the experimental data. For SHG we used crystals with a length of 1.0 mm and 1.5 mm and repetition rates ranging from 500 kHz to 2 MHz. The THG probe experiments were carried out with crystal lengths of 1.0 mm and

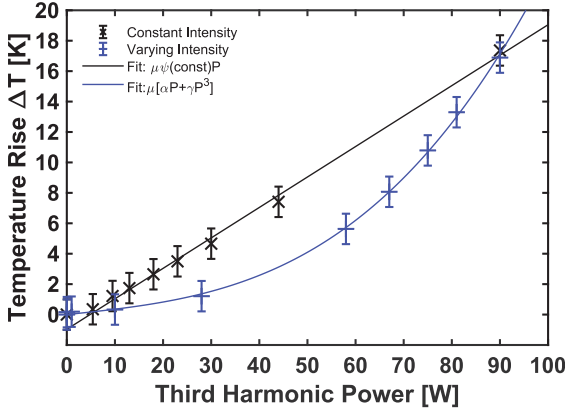


Fig. 4.12: Peak temperature increase on the exit surface of a 1 mm long THG crystal (sample C1, see table 4.3) for the benchmark and probe experiment as a function of the generated TH Power. The benchmark experiment (constant intensity) used a fixed IR pulse energy of  $284\mu\text{J}$  and varying repetition rates from 100 kHz to 2000 kHz. The probe experiment (varying intensity) used a varying IR pulse energy of up to  $284\mu\text{J}$  and a fixed repetition rate of 2000 kHz as well as constant pulse duration and beam diameter. The error bars mark the measurement accuracy of  $\pm 1.0\text{K}$  of the thermographic camera.

2 mm at a repetition rate of 2 MHz. The beam size on the crystal was kept constant for all experiments.

Fig. 4.13 and Fig. 4.14 show the measured temperature rise as a function of the average power (varying pulse energy but constant  $f_{\text{rep}}$ ,  $\tau$  and  $d_b$  for each of the curves) together with the results of the numerical model for SHG and THG, respectively. Table 4.4 summarizes the determined values of the absorption coefficients. The given uncertainties are discussed in the following. The performance of the frequency conversion is summarized in table 4.5 as a reference. The efficiency is given at the maximum of the generated harmonic power and refers to the incident infrared laser beam. Additional figures depicting the evolution of the conversion efficiency and output power as a function of the IR power as well as measurements of the  $M^2$  at maximum output power are located in the Supplement 1.

The fitted numerical model is in excellent agreement with the experiments, as seen in Fig. 4.13 and Fig. 4.14. Nonlinear absorption was identified in both the SHG and the THG processes, being more pronounced in the latter. Due to the dominance of

Table 4.4:  $\alpha$ ,  $\gamma$ , and  $\delta$  as Determined by Fitting the Numerical Simulation to the Measured Temperature Increase  $\Delta T$ .

Process	$\alpha^*$	$\beta$	$\gamma$	$\delta$
SHG	$\alpha_{515,S1}^* = (730 \pm 200) \times 10^{-6} \left[ \frac{1}{\text{cm}} \right]$ $\alpha_{515,S2}^* = (1000 \pm 200) \times 10^{-6} \left[ \frac{1}{\text{cm}} \right]$	-	-	$\delta_{515} = (6 \pm 0.6) \times 10^{-9} \left[ \frac{\text{cm}^5}{\text{GW}^3} \right]$
THG	$\alpha_{343}^* < 1500 \times 10^{-6} \left[ \frac{1}{\text{cm}} \right]$	-	$\gamma_{343} = (5.8 \pm 0.58) \times 10^{-4} \left[ \frac{\text{cm}^3}{\text{GW}^2} \right]$	-

\* during harmonic generation (s. section 4)

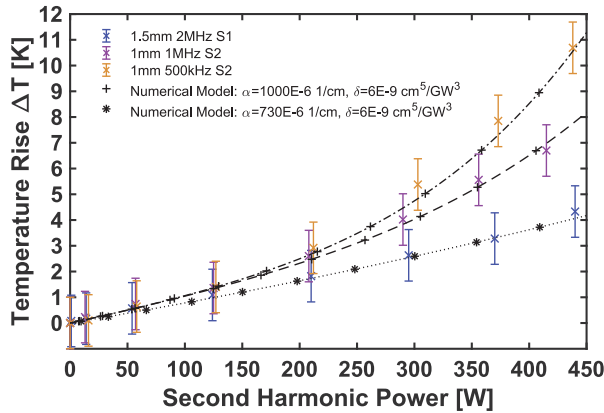


Fig. 4.13: Measured and computed temperature increase  $\Delta T$  on the exit surface of the SHG crystal as a function of the generated SH Power for crystals with a length of 1.0 and 1.5 mm. The repetition rate, pulse duration, and beam diameter remained constant, hence  $P \propto I$  holds. The lines were added to guide the eye. The specifications of the used crystal samples S1 and S2 are given in Table 4.3.

Table 4.5: Parameters of the Frequency-Converted Laser Pulses.

Process: Crystal	Power [W]	Pulse energy [ $\mu\text{J}$ ]	Efficiency [%]	$M_x^2/M_y^2$
SHG: S1	440	220	56.1	1.24/1.26
SHG: S2	370	740	47.3	1.42/1.39
THG: C2	100	50	18.0	1.60/1.47

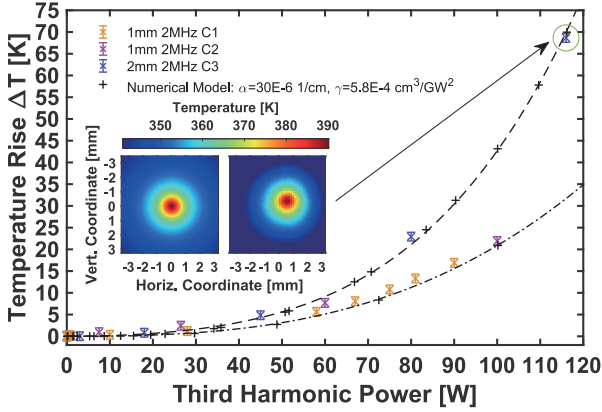


Fig. 4.14: Measured and computed temperature increase  $\Delta T$  on the exit surface of the THG crystal as a function of the generated TH Power for a set of different crystals with a length of 1.0 and 2 mm. The repetition rate, pulse duration, and beam diameter remained constant, hence  $P \propto I$  holds. The insets show the simulated (left) and measured (right) temperature distribution on the crystal's surface at an average power of 116 W. The lines were added to guide the eye. The specifications of the used crystal samples C1, C2, C3 are given in Table 4.3.

the nonlinear over the linear absorption and the comparatively low average power on the order of 100 W in the THG experiments, the simulations were very sensitive with respect to the nonlinear absorption coefficient but only little influenced by variation of the linear absorption coefficient over a large range. The shaded area illustrated in Fig. 4.15 allows to estimate the accuracy of the determined values of the absorption coefficients. Due to the smaller impact of the linear absorption, we can only state that  $\alpha_{343} < 1.5 \times 10^{-3} \text{ 1/cm}$  as seen from the gray shaded area resulting from a corresponding variation of  $\alpha_{343}$ . Varying  $\gamma_{343}$  around the value of  $\gamma_{343} = 5.8 \times 10^{-4} \text{ cm}^3/\text{GW}^2$  which corresponds to the best fit, one finds that it is most probably accurate to within about  $\pm 10\%$  (blue shaded area). Compared to the nonlinear absorption coefficients in Ref. [4.2.18], which were found to range between  $\gamma_{355} = 0.8 \times 10^{-3} \text{ cm}^3/\text{GW}^2$  and  $\gamma_{355} = 6 \times 10^{-3} \text{ cm}^3/\text{GW}^2$ , the value of the three-photon absorption coefficient resulting from our measurements is somewhat lower. This difference can be caused by the different experimental conditions, as the measurements in [4.2.18] were conducted with multimode nanosecond pulses, with a highly complex intensity profile of the beam, which complicates the evaluation.

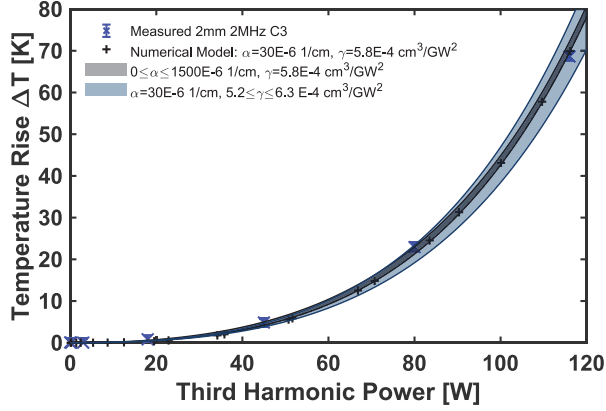


Fig. 4.15: Measured and computed temperature increase  $\Delta T$  on the exit surface of the THG crystal C3 as a function of the generated TH Power for a range of linear (gray) and nonlinear (blue) absorption coefficients.

Additionally, the more than three orders of magnitude differing pulse duration might lead to different dynamic effects influencing the nonlinear absorption coefficients. Furthermore, the accuracy is directly determined by the investigated maximum intensity, which was approx. one order of magnitude larger in our experiments. We therefore expect our results to provide a more robust database for ultrashort pulse durations. Compared to the result of a theoretical study of LBO [4.2.30], in which  $\gamma$  was calculated to range between  $\gamma = 0.4 \times 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{GW}^2$  and  $\gamma = 1 \times 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{GW}^2$ , the value determined from our measurements is one to two orders of magnitude larger. The contribution of nonlinear absorption to the heat load during SHG was weak compared to the one observed with THG and mainly became important for the combination of very high pulse intensities and average powers. As the theoretical probability of an  $n$ -photon process scales with  $W_n \propto (E_B/E_c)^{2n}$  [4.2.22,4.2.31], where  $E_B$  is the amplitude of the electric field of the laser beam, and  $E_c$  is a characteristic electric field of the crystal, we attribute this significantly reduced contribution to the lower likeliness  $W_4$  of four-photon absorption compared to three-photon absorption.

Due to this lower nonlinear contribution and a higher average power, the simulation was sensitive to both, the linear- and nonlinear absorption coefficients. The shaded area illustrated in Fig. 4.16 allows to estimate the accuracy of the determined values of the absorption coefficients. The linear absorption coefficient  $\alpha_{515}$  was

estimated to be accurate within about  $\pm 200 \times 10^{-6} \text{ 1/cm}$ , as seen from the gray shaded area resulting from a corresponding variation of  $\alpha_{515}$  around the value of  $1000 \times 10^{-6} \text{ 1/cm}$  (best fit). As indicated by the blue shaded area illustrating a variation of  $\delta$ , we estimated an accuracy of about  $\pm 10\%$  around the value of  $\delta_{515} = 6 \times 10^{-9} \text{ cm}^5/\text{GW}^3$  (best fit). The four-photon absorption coefficient of  $\delta_{515} = 6 \times 10^{-9} \text{ cm}^5/\text{GW}^3$  determined in our work is reasonably close to the theoretically predicted value of  $\delta \approx 1 \times 10^{-10} \text{ to } 5 \times 10^{-10} \text{ cm}^5/\text{GW}^3$  [4.2.30]. In contrast, the linear absorption coefficients of  $700 \times 10^{-6} < \alpha_{515} < 1000 \times 10^{-6} \text{ 1/cm}$  are significantly higher than the values of  $10 \times 10^{-6} < \alpha_{515} < 100 \times 10^{-6} \text{ 1/cm}$  reported previously [4.2.10, 4.2.18, 4.2.32].

These comparatively high linear absorption coefficients require further investigations and are suspected to be related to the nonlinear absorption as the temperature increase due to absorption of the infrared and second-harmonic radiation was not measurable for inhibited harmonic generation. Such a relation could possibly be explained by absorption from an excited state which is populated by a multi-photon process from the valence band (referred to as multi-photon assisted excited-state absorption in the following). Depending on the allowed radiative transitions from the excited state, the single-photon absorption of one-, two-, or even all of the involved frequencies may be increased [4.2.33, 4.2.34]. Due to the long lifetime on

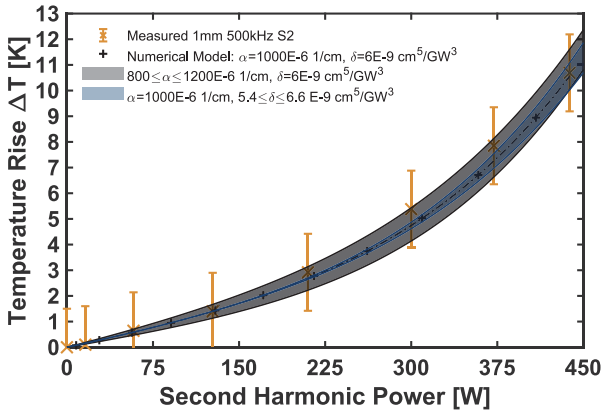


Fig. 4.16: Measured and computed temperature increase  $\Delta T$  on the exit surface of the SHG crystal S2 as a function of the generated SH Power for a range of linear (gray) and nonlinear (blue) absorption coefficients. The dash-dotted line was added to guide the eye.

the order of milliseconds [4.2.35] and the high applied pulse repetition rates on the order of one 1 MHz multiple subsequent laser pulses may be affected by a multiphoton-absorption induced increase of the linear absorption coefficient. The determined linear absorption coefficients listed in Table 4.4 therefore explicitly only apply as long as nonlinear absorption is present due to a harmonic generation process. Furthermore, the excited state again may allow for multi-photon processes to energetically even higher lying states. However, as the probabilities of multi-photon processes are low compared to single-photon processes, the contributions of multi-photon processes from the excited state were considered negligible in the presence of single-photon processes and high average power. As the current experimental setup and model did not allow further investigation of multi-photon assisted excited state absorption, future investigations should include additional measurements (e.g. pump-probe absorption- and spectroscopic measurements) and rate-equation-based modeling of excited-state absorption. Furthermore, it is worth pointing out that absorption in crystals, in general, depends on the orientation of the crystal with respect to the direction of propagation and polarization of the considered radiation. The values specified in Table 4.4 are therefore only valid for the crystal orientations specified in Table 4.3 and the associated polarization direction employed for type I (oo-e) phase matching.

While nonlinear absorption in the coating on the exit facet may also increase surface temperature, we expect that this was not a major contribution in our experiments. This expectation is based on the data of the two crystal lengths of 1 mm and 2 mm in Fig. 4.14, which both show high agreement to our model. As the length of the two crystals differed by a factor of 2, a deviation of one of the two datasets from the model would be expected if absorption in the coating was significant. Since we neither observed hotspots in any of our thermograms nor measurable temperature increase for inhibited harmonic generation, we expect that absorption related to the quality of the coatings was also not an issue in our experiments. Nonetheless, future investigations should include additional measurements of uncoated samples to enable direct separation of effects originating from the bulk and the coated surfaces.

#### 4. Discussion of limitations and strategies for power and energy scaling

As nonlinear absorption occurs in all materials, the results of our study are not limited to LBO. Possible thermal limitations therefore need to be considered for all harmonic generation processes and in transmissive optics at high average powers and high intensities. The impact of the effect obviously depends on the properties of the material (thermal conductivity, bandgap energy) and the laser parameters

(wavelength, intensity, and average power). As the probability of multiphoton absorption rapidly decays for higher-order processes, a larger energy gap is helpful to alleviate the heating by nonlinear absorption. E.g. comparing THG to a wavelength of 343 nm (3.61 eV) in BBO (6.43 eV [4.2.27]) and LBO (7.78 eV), LBO is expected to perform better than BBO, as three photons instead of two photons are needed to cross the energy gap. For our specific case of harmonic generation, where the encountered thermal limitations were caused by the nonlinear absorption of the frequency-converted radiation itself, only a decrease of its intensity reduces the absorption and therefore detrimental thermal effects for a given material. For fixed parameters of the laser pulse, the reduction of the intensity can only be achieved by an increase of the area of the injected beam(s), which effectively lowers both, the nonlinear absorption and the conversion efficiency. A decreased conversion efficiency can partly be compensated for by the use of longer crystals but is limited by temporal walk-off and spectral phase mismatch. A non-collinear phase-matching geometry which allows for improved or even perfect group-velocity matching and enables the use of longer crystals [4.2.36] might therefore prove beneficial. The crystal length and beam size however need to be well adapted to avoid detrimental effects due to the spatial walk-off inherent to non-collinear phase matching.

Alternatively, the well-established coherent beam combination technique could be used to distribute the average power and hence the heat load among several identical nonlinear crystals while using a simple collinear phase-matching geometry as proposed by Tsubakimoto et al. [4.2.37]. Although increasing the complexity and cost of the overall system, this approach provides straightforward power scalability as shown in recent years for ultrafast fiber amplifiers [4.2.6, 4.2.38]. Depending on the generated frequency, the problem might however only be shifted from the nonlinear crystal to the transmissive optical components of the beam combination stage.

The commonly used high-power capable nonlinear crystals exhibit a low thermal conductivity on the order of a few  $\text{W}/(\text{m} \times \text{K})$ , which causes a large temperature increase at already small heating powers. An improved thermal management concept as demonstrated in Ref. [4.2.12] can therefore be beneficial to reduce thermal gradients and the related degradation of the beam quality. Depending on the pulse parameters and the material of the transparent heat spreaders, the benefits and drawbacks of adding transmissive heat spreaders in the optical path need to be weighed carefully [4.2.39]. Alternatively, operation at cryogenic temperatures could be beneficial as an increase of the thermal conductivity by more than one order of magnitude was measured at temperatures below approx. 50 K for LBO [4.2.40], and a significant reduction of the absorption of deep-UV radiation was measured for BBO [4.2.41]. Cryogenic cooling could therefore push the boundaries of the



currently encountered power and energy scaling problems to a new level but requires extensive research as the optical properties at these temperatures are unknown.

## 5. Conclusion

In summary, we studied the nonlinear absorption of lithium triborate crystals under real-world application conditions for frequency doubling and frequency tripling of a sub-picosecond Yb:YAG laser with high average and high peak power. Nonlinear absorption of the generated harmonic radiation was observed for both harmonic generation processes. While being clearly the dominant heating mechanism during third-harmonic generation, the severity during second-harmonic generation strongly depends on the pulse parameters and was only significant when simultaneously applying high pulse peak intensity and high average power.

Four-photon absorption was found to be the main nonlinear absorption mechanism during second-harmonic generation. Three-photon absorption was found to be the dominant absorption process during third-harmonic generation. Although the absorption per pulse was found to be low ( $\leq 0.5\%$ ), significant thermal load was accumulated over many pulses due to the high average power. As a consequence, the simultaneous generation of high peak intensity and high average power is especially critical.

While nonlinear absorption is well-known in the field of deep-UV generation [4.2.42], to the best of our knowledge, this effect so far was not linked to the thermal distortions and limitations observed for frequency-doubling and -tripling of high-power ultrafast Ytterbium lasers [4.2.12,4.2.13,4.2.15]. Identifying this limitation enables the development of dedicated concepts to avoid excessive nonlinear absorption facilitating the scaling of average power and pulse peak power.

**Funding.** Horizon 2020 Framework Programme (687880)

**Disclosures.** The authors declare no conflicts of interest.

**Data availability.** Data underlying the results presented in this paper are not publicly available at this time but may be obtained from the authors upon reasonable request.

**Supplemental document.** See Supplement 1 for supporting content.

## References

- [4.2.1] A. Feuer, C. Kunz, M. Kraus, V. Onuseit, R. Weber, T. Graf, D. Ingildeev, and F. Hermanutz, "Influence of laser parameters on quality of microholes and process efficiency," in *Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XIX*, Y. Nakata, X. Xu, S. Roth, and B. Neuenschwander, eds. (SPIE, 2014), 8967, p. 89670H.
- [4.2.2] S. Döring, S. Richter, A. Tünnermann, and S. Nolte, "In-situ observation of ultrashort pulse deep drilling in silicon at 1030 nm and 515 nm," in *CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), p. CM\_P17.
- [4.2.3] H. Wang, Y. Xu, S. Ulonska, J. S. Robinson, P. Ranitovic, and R. A. Kaindl, "Bright high-repetition-rate source of narrowband extreme-ultraviolet harmonics beyond 22 eV," *Nat. Commun.* **6**(1), 7459–7465 (2015).
- [4.2.4] J. Rothhardt, S. Hädrich, S. Demmler, M. Tschernajew, R. Klas, J. Limpert, and A. Tünnermann, "mW average power narrowband high harmonic sources," in *Optics InfoBase Conference Papers (OSA - The Optical Society, 2016)*.
- [4.2.5] P. Krötz, C. Wandt, C. Grebing, C. Herkommer, R. Jung, S. Klingebiel, S. Prinz, C. Y. Teisset, K. Michel, and T. Metzger, "Towards 2 kW, 20 kHz ultrafast thin-disk based regenerative amplifiers," in *Laser Congress 2019 (ASSL, LAC, LS&C)* (Optical Society of America, 2019), p. AT1A.8.
- [4.2.6] M. Müller, C. Aleshire, A. Klenke, E. Haddad, F. Légaré, A. Tünnermann, and J. Limpert, "10.4 kW coherently combined ultrafast fiber laser," *Opt. Lett.* **45**(11), 3083–3086 (2020).
- [4.2.7] P. Russbueltdt, D. Hoffmann, M. Hofer, J. Lohring, J. Luttmann, A. Meissner, J. Weitenberg, M. Traub, T. Sartorius, D. Esser, R. Wester, P. Loosen, and R. Poprawe, "Innoslab Amplifiers," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **21**(1), 447–463 (2015).
- [4.2.8] C. Röcker, A. Loescher, M. Delaigue, C. Hönninger, E. Mottay, T. Graf, and M. A. Ahmed, "Flexible Sub-1 ps Ultrafast Laser Exceeding 1 kW of Output Power for High-Throughput Surface Structuring," in *Laser Congress 2019 (ASSL, LAC, LS&C)* (OSA, 2019), p. AM4A.2.
- [4.2.9] J. Rothhardt, T. Eidam, S. Hädrich, F. Jansen, F. Stutzki, T. Gottschall, T. V. Andersen, J. Limpert, and A. Tünnermann, "135 W average-power femtosecond pulses at 520 nm from a frequency-doubled fiber laser system," *Opt. Lett.* **36**(3), 316–318 (2011).

- 
- [4.2.10] B. Gronloh, P. Russbuehdt, B. Jungbluth, and H.-D. Hoffmann, "Green sub-ps laser exceeding 400 W of average power," in W. A. Clarkson and R. K. Shori, eds. (International Society for Optics and Photonics, 2014), 8959, p. 89590T.
  - [4.2.11] C. Röcker, A. Loescher, J. P. Negel, M. Delaigue, F. Morin, C. Hönninger, E. Mottay, P. Villeval, A. Holvoet, D. Lupinski, T. Graf, and M. Abdou Ahmed, "Direct amplification of sub-300 fs pulses in a versatile thin-disk multipass amplifier," *Opt. Commun.* **460**, 125159 (2020).
  - [4.2.12] J. Rothhardt, C. Rothhardt, M. Müller, A. Klenke, M. Kienel, S. Demmler, T. Elsmann, M. Rothhardt, J. Limpert, and A. Tünnermann, "100 W average power femtosecond laser at 343 nm," *Opt. Lett.* **41**(8), 1885-1888 (2016).
  - [4.2.13] J.-P. Negel, A. Loescher, A. Voss, D. Bauer, D. Sutter, A. Killi, M. A. Ahmed, and T. Graf, "Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier delivering 1.4 kW (4.7 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm," *Opt. Express* **23**(16), 21064-21077 (2015).
  - [4.2.14] R. Weber, B. Neuenschwander, M. Mac Donald, M. B. Roos, and H. P. Weber, "Cooling schemes for longitudinally diode laser-pumped Nd:YAG rods," *IEEE J. Quantum Electron.* **34**(6), 1046-1053 (1998).
  - [4.2.15] C. Rothhardt, J. Rothhardt, A. Klenke, T. Peschel, R. Eberhardt, J. Limpert, and A. Tünnermann, "BBO-sapphire sandwich structure for frequency conversion of high power lasers," *Opt. Mater. Express* **4**(5), 1092-1103 (2014).
  - [4.2.16] J. Rothhardt, S. Demmler, S. Hädrich, T. Peschel, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Thermal effects in high average power optical parametric amplifiers," *Opt. Lett.* **38**(5), 763-765 (2013).
  - [4.2.17] C. Mühlig and S. Bublitz, "Characterization of NLO crystal absorption for wavelengths  $1\omega$  to  $4\omega$ ," in *Proc.SPIE* (2016), 10014.
  - [4.2.18] C. Mühlig and S. Bublitz, "Characterization of nonlinear optical crystal absorption," *Opt. Eng.* **57**(12), 1-6 (2018).
  - [4.2.19] R. H. French, J. W. Ling, F. S. Ohuchi, and C. T. Chen, "Electronic structure of  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> and LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub> nonlinear optical crystals," *Phys. Rev. B* **44**(16), 8496-8502 (1991).
  - [4.2.20] J. D. Beasley, "Thermal conductivities of some novel nonlinear optical materials," *Appl. Opt.* **33**(6), 1000-1003 (1994).
  - [4.2.21] A. V. Smith, "SNLO nonlinear optics code," (n.d.).
  - [4.2.22] V. Nathan, A. H. Guenther, and S. S. Mitra, "Review of multiphoton absorption in crystalline solids," *J. Opt. Soc. Am. B* **2**(2), 294-316 (1985).

- [4.2.23] T. Graf, *Laser* (Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, 2015, pp. 219-224).
- [4.2.24] C. Chen, Y. Wu, A. Jiang, B. Wu, G. You, R. Li, and S. Lin, "New nonlinear-optical crystal:  $\text{LiB}_3\text{O}_5$ ," *J. Opt. Soc. Am. B* **6**(4), 616–621 (1989).
- [4.2.25] J. T. Lin and K. Kato, "Generation of deep-UV sources (160-250 nm) by frequency mixing in lithium-triborate crystal," in *Nonlinear Optics*, R. A. Fisher and J. F. Reintjes, eds. (SPIE, 1990), 1220, pp. 58–63.
- [4.2.26] R. P. Madding, "Emissivity measurement and temperature correction accuracy considerations," in *Proc.SPIE* (1999), 3700, 393-401.
- [4.2.27] A. V Smith, W. J. Alford, T. D. Raymond, and M. S. Bowers, "Comparison of a numerical model with measured performance of a seeded, nanosecond KTP optical parametric oscillator," *J. Opt. Soc. Am. B* **12**(11), 2253–2267 (1995).
- [4.2.28] T. Lang, A. Harth, J. Matyschok, T. Binhammer, M. Schultze, and U. Morgner, "Impact of temporal, spatial and cascaded effects on the pulse formation in ultra-broadband parametric amplifiers," *Opt. Express* **21**(1), 949–959 (2013).
- [4.2.29] K. Kato, "Temperature-tuned  $90^\circ$  phase-matching properties of  $\text{LiB}_3\text{O}_5$ ," *IEEE J. Quantum Electron.* **30**(12), 2950–2952 (1994).
- [4.2.30] D.-S. Wang, "Linear and nonlinear optical properties of borate crystals as calculated from the first principles," *Bull. Mater. Sci.* **26**(1), 159–163 (2003).
- [4.2.31] R. Loudon, "Theory of Non-linear Optical Processes in Semiconductors and Insulators," *80*(4), 952–961 (1962).
- [4.2.32] N. Waasem, S. Fieberg, J. Hauser, G. Gomes, D. Haertle, F. Kühnemann, and K. Buse, "Photoacoustic absorption spectrometer for highly transparent dielectrics with parts-per-million sensitivity," in *Rev. Sci. Instrum.* **84**(2), 023109 (2013).
- [4.2.33] A. F. Gibson, C. B. Hatch, P. N. D. Maggs, D. R. Tilley, and A. C. Walker, "Two-photon absorption in indium antimonide and germanium," *J. Phys. C: Solid State Phys.* **9**(17), 3259–3275 (1976).
- [4.2.34] R. L. Sutherland, "Handbook of Nonlinear Optics," 2nd ed., *Optical Science and Engineering* (Taylor and Francis, 2003, pp. 606–615).
- [4.2.35] M. P. Sripsick, X. H. Fang, G. J. Edwards, L. E. Halliburton, and J. K. Tyminski, "Point defects in lithium triborate ( $\text{LiB}_3\text{O}_5$ ) crystals," *J. Appl. Phys.* **73**(3), 1114–1118 (1993).
- [4.2.36] A. V Smith, "Group-velocity-matched three-wave mixing in birefringent crystals," *Opt. Lett.* **26**(10), 719–721 (2001).

- 
- [4.2.37] K. Tsubakimoto, H. Yoshida, and N. Miyanaga, “600 W green and 300 W UV light generated from an eight-beam, sub-nanosecond fiber laser system,” *Opt. Lett.* **42**(17), 3255–3258 (2017).
  - [4.2.38] A. Klenke, M. Müller, H. Stark, M. Kienel, C. Jauregui, A. Tünnermann, and J. Limpert, “Coherent Beam Combination of Ultrafast Fiber Lasers,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **24**(5), 1–9 (2018).
  - [4.2.39] M. Müller, A. Klenke, T. Gottschall, R. Klas, C. Rothhardt, S. Demmler, J. Rothhardt, J. Limpert, and A. Tünnermann, “High-average-power femtosecond laser at 258 nm,” *Opt. Lett.* **42**(14), 2826–2829 (2017).
  - [4.2.40] S. G. Grechin, A. V Zuev, A. E. Kokh, N. V Moiseev, P. A. Popov, A. A. Sidorov, and A. S. Fokin, “Thermophysical parameters of the LBO crystal,” *Quantum Electron.* **40**(6), 509–512 (2010).
  - [4.2.41] H. Kouta and Y. Kuwano, “Attaining 186-nm light generation in cooled  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> crystal,” *Opt. Lett.* **24**(17), 1230–1232 (1999).
  - [4.2.42] H. Turcicova, O. Novak, L. Roskot, M. Smrz, J. Muzik, M. Chyla, A. Endo, and T. Mocek, “New observations on DUV radiation at 257 nm and 206 nm produced by a picosecond diode pumped thin-disk laser,” *Opt. Express* **27**(17), 24286–24299 (2019).

# Nonlinear absorption in lithium triborate frequency converters for high-power ultrafast lasers: supplement

Christoph Röcker<sup>1,\*</sup>, Pascal Weinert<sup>1</sup>, Philippe Villeval<sup>2</sup>, Dominique Lupinski<sup>2</sup>, Martin Delaigue<sup>3</sup>, Clemens Hönninger<sup>3</sup>, Rudolf Weber<sup>1</sup>, Thomas Graf<sup>1</sup>, and Marwan Abdou Ahmed<sup>1</sup>

\*christoph.roecker@ifsw.uni-stuttgart.de

<sup>1</sup> Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 43, 70569 Stuttgart, Germany

<sup>2</sup> Cristal Laser, Parc d'Activités du Breuil, 32 Rue Robert Schuman, 54850 Messein, France

<sup>3</sup> Amplitude Systemes, 11 avenue de Canteranne, 33600 Pessac, France

This supplement published with Optica Publishing Group on 4 February 2022 by The Authors under the terms of the Creative Commons Attribution 4.0 License in the format provided by the authors and unedited. Further distribution of this work must maintain attribution to the author(s) and the published article's title, journal citation, and DOI.

Supplement DOI: <https://doi.org/10.6084/m9.figshare.18973007>

Parent Article DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.447255>

## 1. Characteristics of the harmonic generation process and frequency-converted beams

### 1.1 Second harmonic generation experiment SHG: S1

Figure 4.17 depicts the conversion efficiency and output power as a function of the incident infrared power for a fixed repetition rate of 2 MHz, corresponding to the dataset “SHG: S1” in table 4.5. The maximum conversion efficiency was 56.1% and was obtained at the maximum second harmonic power of 440 W. Figure 4.18 shows a measurement of the caustic of the second harmonic beam at this point of operation together with insets of the beam profile at the focus and the far fields. The  $M^2$  was 1.24 in the horizontal and 1.26 in the vertical direction.

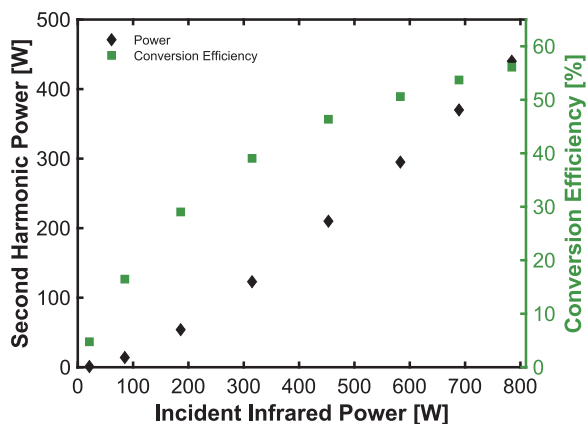


Fig. 4.17: Second harmonic power and conversion efficiency as a function of the incident IR power corresponding to the dataset “SHG: S1” in Table 4.5.

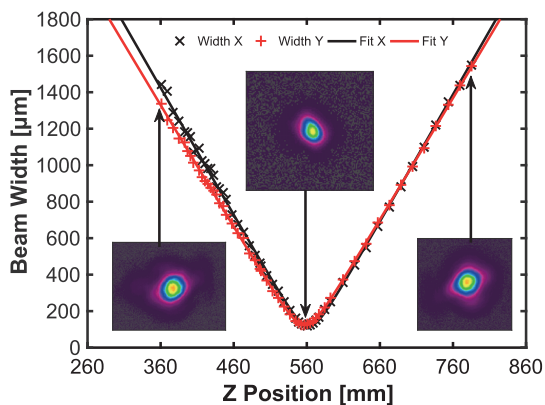


Fig. 4.18: Measurement of the caustic of the second harmonic beam at the maximum output power of 440 W corresponding to the dataset “SHG: S1” in Table 4.5. The  $M^2$  was 1.24 in the horizontal (X) and 1.26 in the vertical (Y) direction.

### 1.2 Second harmonic generation experiment SHG: S2

Figure 4.19 depicts the conversion efficiency and output power as a function of the incident infrared power for a fixed repetition rate of 500 kHz, corresponding to the dataset “SHG: S2” in table 4.5. The maximum conversion efficiency was 47.3% and was obtained at the maximum second harmonic power of 370 W, which corresponds to a pulse energy of 740  $\mu$ J. Figure 4.20 shows a measurement of the caustic of the second harmonic beam at this point of operation together with insets of the beam profile at the focus and the far fields. The  $M^2$  was 1.42 in the horizontal and 1.39 in the vertical direction.

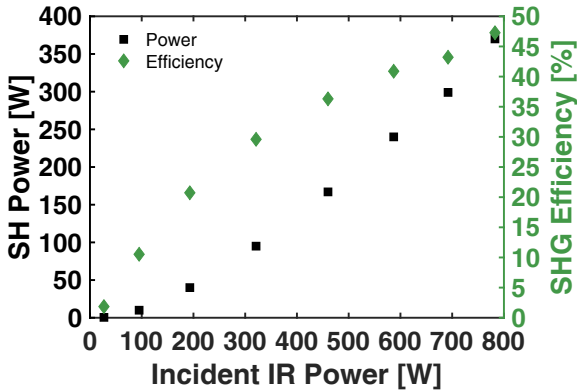


Fig. 4.19: Second harmonic power and conversion efficiency as a function of the incident IR Power corresponding to the dataset “SHG: S2” in Table 4.5.



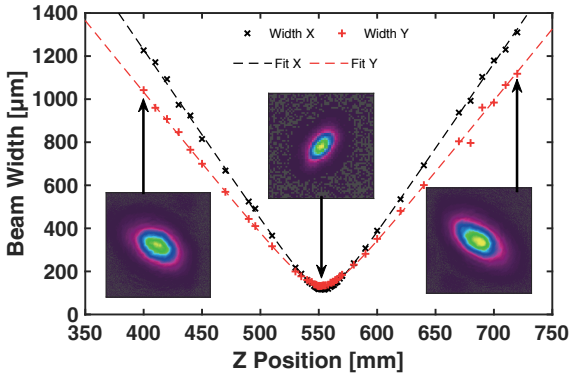


Fig. 4.20: Measurement of the caustic of the second harmonic beam at the maximum output power of 370 W corresponding to the dataset “SHG: S2” in Table 4.5. The  $M^2$  was 1.42 in the horizontal (X) and 1.39 in the vertical (Y) direction.

### 1.3 Third harmonic generation experiment C2

Figure 4.21 depicts the conversion efficiency and output power as a function of the incident infrared power for a fixed repetition rate of 2 MHz, corresponding to the dataset “THG: C2” in table 4.5. The maximum IR to UV conversion efficiency was 18.0% and was obtained at the maximum third harmonic power of 100 W, which corresponds to a pulse energy of 50  $\mu$ J. Figure 4.22 shows a measurement of the caustic of the third harmonic beam at this point of operation together with insets of the beam profile at the focus and the far fields. The insets show characteristics of slight degradation of the  $M^2$ , which was confirmed by the values of 1.60 in the horizontal and 1.47 in the vertical direction.

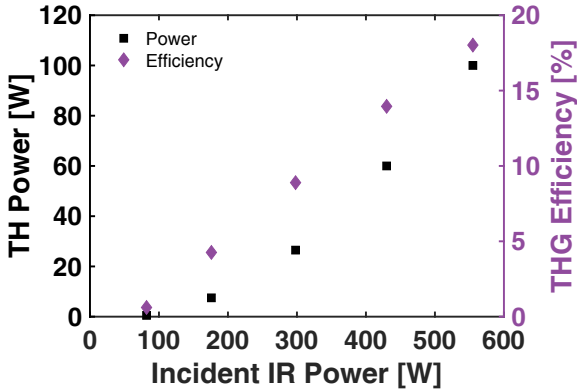


Fig. 4.21: Third harmonic power and conversion efficiency as a function of the incident IR Power corresponding to the dataset “THG: C2” in Table 4.5.

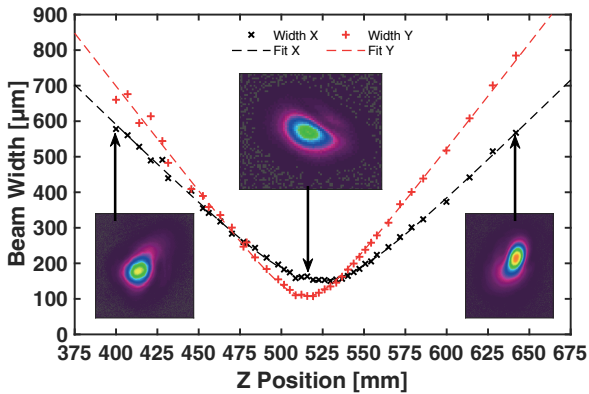


Fig. 4.22: Measurement of the caustic of the third harmonic beam at the maximum output power of 100 W corresponding to the dataset “THG: C2” in Table 4.5. The  $M^2$  was 1.60 in the horizontal (X) and 1.47 in the vertical (Y) direction.

## 4.3 Frequenzverdreifachung von Pikosekundenpulsen

Die in Abschnitt 4.2 vorgestellten Untersuchungen im Sub-Pikosekundenbereich zeigen insbesondere für die Frequenzverdreifachung eine starke Degradation der Beugungsmaßzahl durch thermische Effekte aufgrund nichtlinearer Absorption. In diesem Kapitel werden experimentelle Ergebnisse für die Frequenzverdreifachung von Laserpulsen mit Pulsdauern von mehreren Pikosekunden vorgestellt. Aufgrund der geringeren spektralen Bandbreite ist es möglich, längere Konversionskristalle zu nutzen, wodurch bereits mit geringerer Intensität die effiziente Konversion ermöglicht und so die nichtlineare Absorption reduziert wird.

Vorhergehende Untersuchungen im Pikosekundenbereich [54] zeigten ebenfalls eine starke Degradation des Strahlprofils. Die Beugungsmaßzahl des erzeugten UV-Strahls wurde in diesen Experimenten jedoch nicht gemessen. Bereits bei einer mittleren Leistung von 120 W wurden im Intensitätsprofil des konvertierten Strahls ausgeprägte Störungen beobachtet, welche sich in Strahlung um den zentralen Peak äußerte. Bei der maximalen Leistung von 234 W waren deutliche abgetrennte ringförmige Störungen um den zentralen Peak zu erkennen. Aufgrund der dort verwendeten experimentellen Parameter kann jedoch eine rein durch den nichtlinearen Prozess selbst bedingte Degradation der Strahlqualität durch ungünstige Parameterwahl nicht ausgeschlossen werden. Insbesondere die bei der Frequenzverdopplung als auch bei der Frequenzverdreifachung abnehmenden Konversionseffizienzen deuten auf Verschlechterung der Strahlqualität durch Rückkonversion hin. Zusätzlich wird aus numerischen Simulationen ersichtlich, dass bei effizienter Frequenzverdopplung und der für den Summenfrequenzprozess gewählten Typ II Phasenanpassung der infrarote Eingangsstrahl eine nachteilige Intensitätsverteilung aufweist, wodurch sowohl Konversionseffizienz als auch Strahlqualität sinken.

Aufgrund dieses gravierenden Nachteils der Typ II Phasenanpassung, wurde für die hier vorgestellten Experimente die Typ I Phasenanpassung verwendet.

### 4.3.1 Experimenteller Aufbau

Der verwendete Scheibenlaser-Multipassverstärker emittierte ca. 6.8 ps kurze Laserpulse bei einer Repetitionsrate von 300 kHz und einer Zentralwellenlänge von 1030 nm. Die mittlere Leistung betrug 915 W bei einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = \sqrt{1.21 \times 1.17} = 1.19$ . Eine Skizze des experimentellen Aufbaus ist in Abbildung 4.23 dargestellt. Der infrarote Laserstrahl passierte zunächst eine Halbwellenplatte zur Anpassung der Polarisierung. Anschließend wurde der Strahl mittels

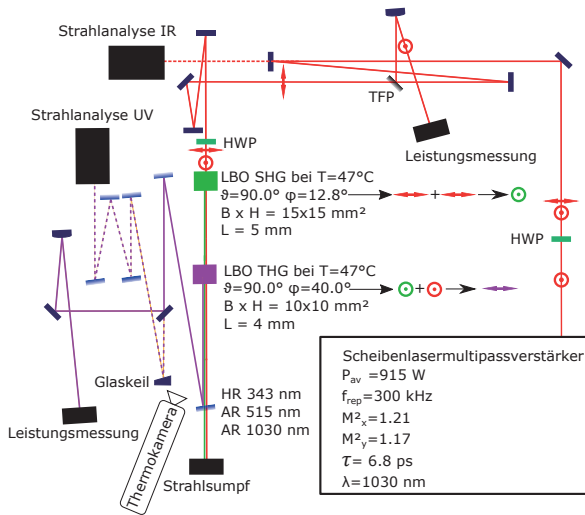


Abbildung 4.23: Experimenteller Aufbau zur Frequenzverdreifung.

Faltspiegeln über ein TFP gelenkt. Dieses wurde in Kombination mit dem Halbwellenplättchen zur Anpassung der in den experimentellen Aufbau eingestrahltene Leistung genutzt. Über weitere Faltspiegel wurde der Laserstrahl durch ein zweites Halbwellenplättchen gelenkt, welches in einem piezoelektrisch angetriebenen Halter befestigt war. Dieses Wellenplättchen diente der präzisen Anpassung der Polarisation vor den nichtlinearen Kristallen. Durch die Polarisations sensitivität der Phasenanpassung in den nichtlinearen Kristallen und die Manipulation der Polarisation des infraroten Laserstrahls ist der für die Frequenzverdopplung und Frequenzverdreifung genutzte Anteil der eingestrahltene Infrarotleistung einstellbar. Hierdurch lassen für jede eingestrahltene Infrarotleistung ideale Leistungsverhältnisse einstellen. Unter der Annahme gleicher Strahldurchmesser des Frequenzverdoppelten und des infraroten Laserstrahls läge für die hier angestrebte Frequenzverdreifung dieses Leistungsverhältnis bei  $V = P_{515\text{nm}}/P_{1030\text{nm}} = 2 : 1$ , wodurch eine identische Photonenanzahl in beiden Frequenzen gewährleistet wird [96].

Nach Passieren der Halbwellenplatte wurde der Laserstrahl durch den zur Frequenzverdopplung und anschließend durch den zur Frequenzverdreifung genutzten LBO-Kristall gelenkt. Diese befanden sich jeweils in temperaturstabilisierten Öfen mit einer Nenntemperatur von  $47^{\circ}\text{C}$ . Der infrarote Laserstrahl war nahezu kollimiert. Der Strahldurchmesser ( $4\sigma$ ) betrug ca. 2.6 mm in horizontaler und 3.7 mm in

vertikaler Richtung. Beide LBO-Kristalle waren für kritische Typ I (oo-e) Phasenanpassung bei 47°C geschnitten, wodurch sich ein Schnittwinkel von  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 12.8^\circ$  für den Frequenzverdopplungskristall und  $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 40.1^\circ$  für den Frequenzverdreifungskristall ergibt. Der Frequenzverdopplungskristall besaß eine Apertur von  $15 \times 15 \text{ mm}^2$ , eine Länge von 5 mm und war auf den Ein- und Austrittsfacetten antireflex beschichtet für die Wellenlängen 1030 nm und 515 nm. Der Frequenzverdreifungskristall wies eine Länge von 4 mm sowie eine Apertur von  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  auf. Die Eintrittsfacetten waren antireflex beschichtet für die Wellenlängen 1030 nm und 515 nm, die Austrittsfacetten für die Wellenlängen 1030 nm und 343.3 nm. Die erzeugte frequenzverdreifachte Strahlung wurde durch zwei dichroitische Spiegel von der Strahlung bei der fundamentalen- und der zweiten harmonischen Frequenz separiert. Anschließend wurde der frequenzverdreifachte Laserstrahl zu den Messgeräten für die Strahlcharakterisierung gelenkt.

### 4.3.2 Experimentelle Ergebnisse

Zunächst wurde die Frequenzverdopplung charakterisiert, da sie die Basis für die nachfolgende Frequenzverdreifung darstellt. Abbildung 4.24 zeigt die generierte Leistung bei 515 nm und die Konversionseffizienz in Abhängigkeit der eingestrahlten Infrarotleistung. Mit der maximal zur Verfügung stehenden Infrarotleistung von 915 W, wurde eine mittlere Leistung von 640 W bei der doppelten Frequenz

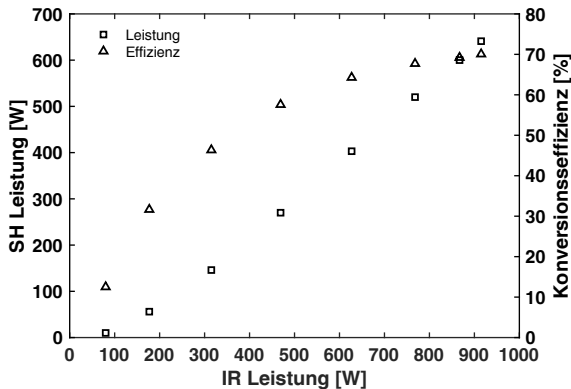


Abbildung 4.24: Ausgangsleistung und Konversionseffizienz des Frequenzverdopplungsprozesses. SH: Second Harmonic, IR: Infrarot.

erzeugt, was einer Konversionseffizienz von 70.0 % entspricht. Abbildung 4.25 zeigt die gemessene Beugungsmaßzahl des frequenzverdoppelten Strahls in horizontaler ( $M_x^2$ ) und vertikaler ( $M_y^2$ ) Achsrichtung in Abhängigkeit der erzeugten Leistung bei einer Wellenlänge von 515 nm. Die Intensitätsverteilungen des frequenzverdoppelten Strahls an der Strahltaile (NF) und im Fernfeld (FF) der Kaustik sind ebenfalls in Abbildung 4.25 für den Betrieb bei maximaler Leistung dargestellt. Bei der maximalen Ausgangsleistung wurde eine Beugungsmaßzahl von  $M^2 = \sqrt{1.19 \times 1.20} = 1.20$  gemessen. Eine Leistungsmessung des frequenzverdoppelten Laserstrahls über eine Dauer von 30 Minuten ergab eine relative Standardabweichung von 0.29 % sowie eine relative Peak-to-Valley-Abweichung von 1.63 %.

In einem weiteren Schritt wurde die Frequenzverdreifachung untersucht. Abbildung 4.26 zeigt die erzielte Leistung bei der dritten harmonischen Frequenz und die Konversionseffizienz in Abhängigkeit der in den experimentellen Aufbau eingestrahlten Infrarotleistung. Die Phasenanpassung und das Leistungsverhältnis  $V = P_{515\text{nm}}/P_{1030\text{nm}}$  wurden für jeden Betriebspunkt optimiert. Bei 824 W eingestrahelter Infrarotleistung konnten bis zu 264 W Ausgangsleistung bei einer Wellenlänge von 343 nm generiert werden, womit eine Konversionseffizienz von 32.0 % erzielt wurde. Die Ausgangsleistung von 264 W bei  $\lambda = 343\text{nm}$  übertrifft die bisher höchste für Ultrakurzpulslaser im UV-Bereich bekannte Ausgangsleistung von 234 W [54] um 30 W. An diesem Betriebspunkt war die Konversionseffizienz ca. 0.2 %

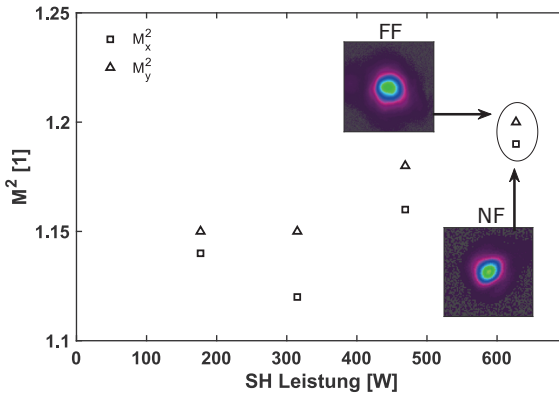


Abbildung 4.25: Beugungsmaßzahl des frequenzverdoppelten Laserstrahls in horizontaler ( $M_x^2$ ) und vertikaler ( $M_y^2$ ) Achsrichtung in Abhängigkeit der erzeugten Leistung. Das untere Bild zeigt das Intensitätsprofil an der Strahltaile (NF: Nahfeld), das obere das Intensitätsprofil im Fernfeld (FF) der Kaustik.

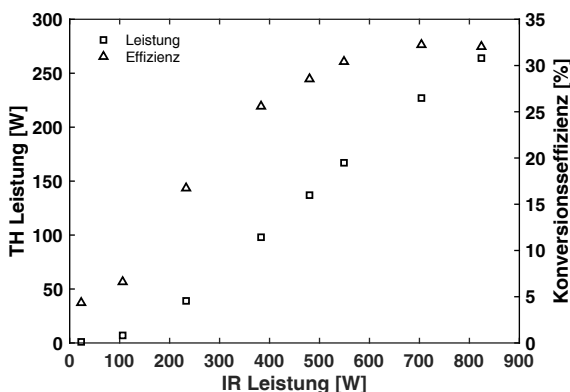


Abbildung 4.26: Ausgangsleistung und Konversionseffizienz bei der Frequenzverdreifung. TH: Third Harmonic, IR: Infrarot.

geringer als am vorherigen Datenpunkt, was das Einsetzen von Rückkonversion und die damit einhergehende Strahlqualitätsdegradation anzeigt. Eine Messung der Ausgangsleistung über einen Zeitraum von 5 Minuten ergab eine mittlere Leistung von 264.3 W. Die Standardabweichung betrug 0.7 W, was einer relativen Abweichung von 0.26 % entspricht. Die relative Peak-to-Valley-Abweichung betrug 3.71 %.

Abbildung 4.27 zeigt die gemessene Beugungsmaßzahl sowie die Entwicklung des Maximums der thermografisch gemessenen Oberflächentemperatur der Ausgangsfacetten des zur Summenfrequenzerzeugung genutzten Kristalls in Abhängigkeit der erzeugten UV-Leistung. Die Erhöhung der Ausgangsleistung des frequenzverdreiften Strahls wurde sowohl von einer Verschlechterung der Beugungsmaßzahl des Strahls als auch einer Zunahme der Oberflächentemperatur des THG-Kristalls begleitet. Ab einer UV-Leistung von ca. 100 W wurde ein starker Anstieg der Oberflächentemperatur gemessen. Gleichzeitig zeigten sich zunehmende Unterschiede zwischen den Beugungsmaßzahlen in horizontaler und vertikaler Achsrichtung des Laserstrahls. Durch starke Störungen des Intensitätsprofils sowie einsetzende Strahlfluktuationen war ab einer Ausgangsleistung von 227 W keine zuverlässige Messung der Beugungsmaßzahl möglich, weshalb die ermittelten Werte als Anhaltswerte zu verstehen sind. Der deutliche nichtlineare Verlauf der gemessenen Oberflächentemperatur weist, wie in Abschnitt 4.2 diskutiert, auf nichtlineare Absorption als Ursache hin. Aufgrund der starken Degradation des Strahlprofils und des hohen Risikos der thermo-mechanischen Zerstörung des nichtlinearen Kristalls, wurde von einer weiteren Erhöhung der Leistung abgesehen.

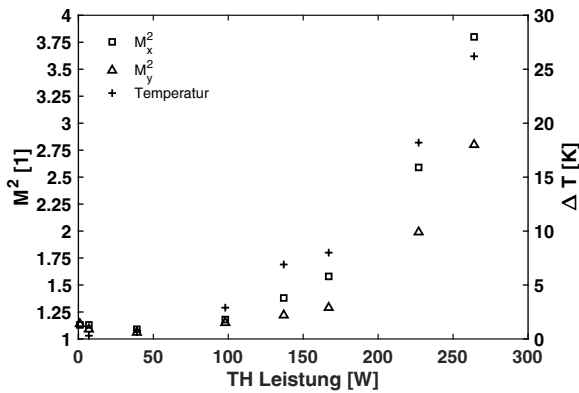


Abbildung 4.27: Beugungsmaßzahl des frequenzverdreifachten Laserstrahls und Temperaturanstieg der Ausgangsfacette des Kristalls in Abhängigkeit der erzeugten UV-Leistung.

Tabelle 4.7 zeigt die Intensitätsprofile des erzeugten UV-Strahls im vorderen- (1. Zeile) und hinteren (3. Zeile) Fernfeld der Laserstrahlkaustik sowie an der Strahl-  
taille (2. Zeile). Aufgrund der starken thermischen Linse war es mit dem verwendeten  
Aufbau nicht möglich das Intensitätsprofil im hinteren Fernfeld der Kaustik bei der  
maximalen Ausgangsleistung von 264 W aufzunehmen.

Bei einer mittleren Leistung von 98 W und einer moderaten Temperaturerhöhung von

Tabelle 4.7: Intensitätsprofile des erzeugten UV-Strahls im vorderen ( $z \ll z_0$ ) und  
hinteren ( $z \gg z_0$ ) Fernfeld der Kaustik sowie an der Strahl-  
taille ( $z = z_0$ ).

Leistung	7 W	98 W	137 W	167 W	227 W	264 W
$M^2_x/M^2_y$	1.13/1.09	1.18/1.15	1.38/1.22	1.58/1.29	$\approx 2.6/2.0$	$\approx 3.8/2.8$
Ort						
$z \ll z_0$						
$z = z_0$						
$z \gg z_0$						



3 K wurde eine Beugungsmaßzahl von  $M^2 = \sqrt{1.18 \times 1.15} = 1.16$  gemessen. Dies stellt, bezogen auf den eingestrahnten Infrarotlaser, eine geringfügige Verbesserung der Beugungsmaßzahl dar. Bis zu einer Ausgangsleistung von 137 W wurde nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität mit einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = \sqrt{1.38 \times 1.22} = 1.30$  gemessen. Die an diesem Betriebspunkt gemessene Kaustik ist in Abbildung 4.28 dargestellt. Trotz der unterschiedlichen Beugungsmaßzahlen in der horizontalen und vertikalen Strahlachse weist der generierte Strahl nur geringfügigen Astigmatismus auf. In den Fernfeldern äußern sich die unterschiedlichen Beugungsmaßzahlen in verschiedenen Divergenzen und folglich Strahldurchmessern.

Aus Tabelle 4.7 wird ferner ersichtlich, dass die Stärke der Störungen über die Propagation variiert. Die Aussagekraft eines einzelnen Intensitätsprofils in nur einer Ebene der Kaustik ist daher stark begrenzt. Dies ist exemplarisch für die in der Spalte „227 W“ dargestellten Strahlprofile zu sehen. Während an der Strahltaile deutliche Störungen im Strahlprofil vorliegen, wurde eine nahezu gaußförmige Intensitätsverteilung mit geringen ringförmigen Störungen in den Fernfeldern gemessen.

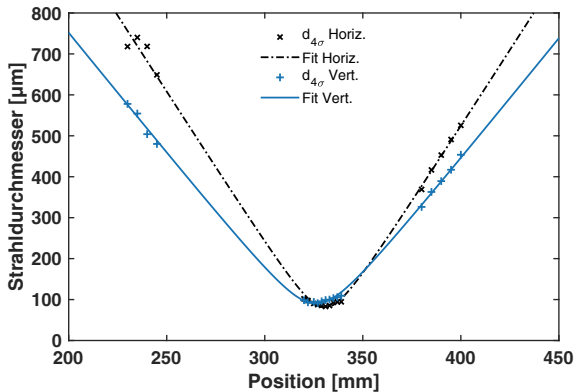


Abbildung 4.28: Gemessene Kaustik des UV-Strahls bei einer Leistung von 137 W. Die Beugungsmaßzahl betrug  $M^2 = \sqrt{1.38 \times 1.22} = 1.30$

### 4.3.3 Zusammenfassung

Im vorgestellten Experiment konnte durch geeignete Parameterwahl des nichtlinearen Kristalls und Laserstrahls bis zu einer mittleren Leistung von 140 W nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität im ultravioletten Spektralbereich erzielt werden. Die weitere Erhöhung der Ausgangsleistung auf bis zu 264 W führte aufgrund

nichtlinearer Absorption zu zunehmend thermischen Störungen, welche eine starke Degradation der Beugungsmaßzahl verursachen. Gleichzeitig führt der hohe Temperaturanstieg zu einem hohen Risiko thermo-mechanischen Versagens des Kristalls, weshalb die zur Verfügung stehende Infrarotleistung nicht vollständig ausgeschöpft und die maximale UV Leistung auf 264 W limitiert wurde. Trotz dieser negativen Effekte wurde in einer fünfminütigen Leistungsmessung bei der maximalen Ausgangsleistung eine geringe Standardabweichung von 0.7 W, bzw. 0.26 %, ermittelt. Während bei der Frequenzverdopplung Limitierungen aufgrund nichtlinearer Absorption nur bei der Konversion von Laserpulsen mit einer Pulsdauer unterhalb einer Pikosekunde und hohen Pulsspitzenintensitäten beobachtet wurden, war bei der Frequenzverdreifachung diese Limitierung für beide Pulsdauerbereiche beobachtet worden, jedoch die Konversion von kürzeren Laserpulsen stärker betroffen. Dies begründet sich in der für die Konversion von kurzen Laserpulsen höheren notwendigen Intensität: aufgrund der Dispersion des nichtlinearen Mediums ist die Phasenanpassung nur über einen schmalen Bereich des Spektrums möglich. Um die Akkumulation von Phasenunterschieden spektral weit entfernter Frequenzanteile über die Propagationsdistanz zu minimieren ist eine kürzere Kristalllänge notwendig. Um trotz der kürzeren Kristalllänge eine hohe Konversionseffizienz zu erzielen, muss der nichtlineare Prozess bei einer höheren Intensität betrieben werden. Gleichzeitig werden durch die höhere Intensität auch unerwünschte nichtlineare Prozesse, wie die nichtlineare Absorption oder der Kerr-Effekt, effizienter betrieben. Als direkte Konsequenz treten mit abnehmender Pulsdauer negative Effekte, wie etwa die Verschlechterung der Strahlqualität, bereits bei geringerer mittlerer Leistung auf. Während in diesem Experiment die Erzeugung nahezu beugungsbegrenzter ultravioletter Strahlung mit einer Ausgangsleistung oberhalb von 100 W ( $E_p = 333 \mu\text{J}$ ) ohne jegliche Verschlechterung der Strahlqualität möglich war, war dies bei einer Pulsdauer von ca. 600 fs nur noch bis zu einer Leistung von etwa 60 W ( $E_p = 30 \mu\text{J}$ ) möglich.

## **5 Zusammenfassung und Ausblick**

### **5.1 Zusammenfassung der Ergebnisse und Einordnung in den Stand der Technik**

Diese Arbeit baut auf den Vorarbeiten in Referenz [1] auf, welche die erstmalige Nutzung von Scheibenlaser-Multipassverstärkern zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse mit einer mittleren Leistung im kW-Bereich beschreibt. Die aus dem Stand der Technik und im speziellen aus Referenz [1] abgeleiteten Ziele sind in Abschnitt 1.3.1.5 definiert und bestanden einerseits in der Erweiterung der Nutzbarkeit von Scheibenlaser-Multipassverstärkern für die Lasermaterialbearbeitung, andererseits in der Erweiterung des Parameterraums. Dieser Abschnitt dient dazu, die wichtigsten Ergebnisse aus dem kumulativen Teil (Kapitel 2-4) der Arbeit zusammenzufassen und in den wissenschaftlichen Kontext einzuordnen. Zunächst werden die Ergebnisse zu den untersuchten Konzepten zur Reduktion des Bauraums, der Reduktion des Einflusses natürlicher Konvektion, der schnellen Puls-Modulation sowie der Verstärkung von Pulssalven dargestellt. Anschließend wird auf die Verkürzung der Pulsdauer und die Optimierung der Strahlqualität bei hoher mittlerer Leistung im infraroten Spektralbereich eingegangen. Eine grafische Einordnung der erzielten Ergebnisse in den Stand der Technik ist in der Abbildung 1.1 auf S.32 dargestellt. Die Ergebnisse zur Frequenzkonversion in den sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich schließen den Themenbereich ab. Eine grafische Einordnung der durch Frequenzkonversion erzielten Ergebnisse in den Stand der Technik ist in der Abbildung 1.2 (S.39) für die Frequenzverdopplung und in Abbildung 1.3 (S.40) für die Frequenzverdreifachung dargestellt. Ein Überblick über die Anwendungen der entwickelten Infrarotlasersysteme befindet sich im darauffolgenden Abschnitt 5.2. Der Ausblick auf den weiteren Forschungsbedarf schließt das Kapitel ab.

## **5.1.1 Erweiterung der Nutzbarkeit von Multipassverstärkern**

### **5.1.1.1 Untersuchungen zur Reduktion des Bauraums von Multipassverstärkern**

Kapitel 2 stellt ein Konzept für einen kompakten Vorstufenverstärker auf Basis des Multipassverstärker-Konzepts vor. Die Auslegung des experimentellen Verstärkers zielte darauf ab, in einem möglichst kompakten und kostengünstigen Verstärkeraufbau, Yb:YAG-basierte Ultrakurzpulslaser mit einer mittleren Leistung im Bereich von ca. 10 W in den Leistungsbereich von etwa 100 W zu verstärken, um so eine ausreichend hohe mittlere Leistung für die effiziente Verstärkung in nachfolgenden Verstärkerstufen zu ermöglichen.

Durch die Verwendung eines neuen geometrischen Faltungskonzepts konnte gezeigt werden, dass sich die charakteristischen Vorteile der Scheibenlaser-Multipassverstärker, wie etwa eine in weiten Bereichen variierbare Repetitionsrate sowie die CPA-freie Verstärkung hin zu hoher Pulsspitzenleistung, mit einem kompakten Bauraum von  $430 \times 430 \times 570 \text{ mm}^3$  vereinen lassen. Die erzielte mittlere Leistung betrug 92 W, was bei der verwendeten Repetitionsrate von 30 kHz einer Pulsenergie von 3.1 mJ entspricht. Bei der gemessenen Pulsdauer von 7.4 ps (FWHM), entspricht dies einer Pulsspitzenleistung von 0.39 GW. Die Beugungsmaßzahl des verstärkten Laserstrahls betrug bei diesem Betriebspunkt  $M^2 = \sqrt{1.4 \times 1.3} = 1.35$ , die des verwendeten Seedlasers betrug  $M^2 \leq 1.2$ .

Bei hoher Ausgangsleistung oberhalb von 100 W (Pumpleistung ca. 450 W) wurde eine durch thermomechanische Drifts der Komponenten verursachte langsame Dejustage des Strahlengangs im Verstärker beobachtet. Da sich dies auf den Strahlengang in nachfolgenden Verstärkerstufen auswirkt, ergeben sich hierdurch lange Thermalisierungszeiten für das Gesamtsystem, wodurch der experimentelle Prototyp nur bis Pumpleistungen im Bereich von ca. 300 W in Experimenten sinnvoll als Vorverstärker nutzbar war. Diese Problematik sollte durch Anpassungen der Mechanik und des Kühlkonzepts lösbar sein.

### **5.1.1.2 Untersuchungen zur Reduktion von Störeinflüssen aufgrund von natürlicher Konvektion an der Laserscheibe**

Im Rahmen des in Kapitel 2 vorgestellten kompakten Multipassverstärkers wurde zusätzlich ein Konzept zur Vermeidung des sogenannten „Air-wedge“ oder „Gas-wedge“ Effekts erarbeitet. Dieser Effekt bezeichnet die durch natürliche Konvektion an der heißen, ungekühlten Vorderseite der Laserscheibe induzierten Wellenfrontstörungen,

welche zu leistungsabhängiger Dejustage des Strahlengangs in Scheibenlasern führen, wodurch die Ausgangsleistung bei nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität limitiert ist.

Die für Resonatoren [97] und Multipassverstärker auf Basis eines anderen Faltungskonzepts [26] bereits existierenden Methoden zur passiven Kompensation dieses Effekts können in dem verwendeten Konzept zur kompakten geometrischen Faltung nicht angewendet werden. Neben den vorgestellten Kompensationsstrategien kann, wie von Diebold et al. [98] gezeigt, durch Betrieb im Vakuum oder in einem Umgebungsmedium mit geringerer thermischer Dispersion, wie etwa Helium, die Entstehung der Wellenfrontstörung vermieden bzw. deutlich reduziert werden. Die hierfür notwendigen technischen Maßnahmen erhöhen jedoch die Kosten und Komplexität erheblich, weshalb der Einsatz dieser Maßnahmen sorgfältig abzuwägen ist. Daher wurde ein neues Konzept ausgearbeitet, welches nicht auf die Kompensation, sondern auf die Vermeidung der Entstehung des Effekts abzielt und mit nur geringfügigen Modifikationen prinzipiell in allen Scheibenlasern einsetzbar ist. Dieses Konzept nutzt aus, dass der Oberflächennormalenvektor der Laserscheibe parallel zur Gravitationskraft ausgerichtet wird, wodurch der Temperaturgradient in der Luft hauptsächlich entlang dieser Achse liegt. Als Folge dessen weisen die verbleibenden Wellenfrontstörungen eine hohe Symmetrie bezogen auf die Laserstrahlpropagationsachse auf, wodurch die Dejustage der Laserstrahlen weitestgehend vermieden wird. Dieses Konzept wurde durch Finite-Elemente-Methode-Simulationen qualitativ modelliert und anschließend experimentell validiert. Im Vergleich zum Betrieb ohne jegliche Kompensation wurde bei nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität die Ausgangsleistung verdreifacht sowie die Leistungsstabilität verdoppelt und die Strahlagestabilität um 20% verbessert, wodurch die beschriebenen Laser- bzw. Pulsparameter erzielt wurden.

Es ist hervorzuheben, dass dieses Konzept durch Ergänzung eines Umlenkspiegels vor der Laserscheibe ebenfalls in Scheibenlaser-Oszillatoren und den bisher am IFSW eingesetzten Scheibenlaser-Multipassverstärker einsetzbar ist.

### 5.1.1.3 Verstärkung von Pulssalven

Zusätzlich zum Einzelpulsbetrieb wurde in Abschnitt 3.1 die Verstärkung von Pulssalven untersucht. Diese wiesen eine Intrasalvenrepetitionsrate von ca. 40 MHz und eine Intersalvenrepetitionsrate im Bereich von 1 MHz sowie eine flexibel einstellbare Anzahl von Pulsen innerhalb der Salve auf. Es wurde gezeigt, dass die eingestrahlten Pulssalven weitgehend linear verstärkt werden, wodurch die zeitliche Intensitätsverteilung nahezu erhalten wurde und somit keine weitere elektronische

Vorformung des Pulszugs notwendig war. Dieses Konzept wurde unter anderem in den in Abschnitt 5.2 beschriebenen Laserapplikationen zur Optimierung des Ablationsprozesses eingesetzt, wodurch sehr hohe Abtragsraten und Oberflächengüten erreicht wurden.

#### **5.1.1.4 Untersuchungen zur Langzeitstabilität**

Die Abschnitte 3.1 und 3.2.3 behandeln die Charakterisierung von Multipassverstärkern im Hinblick auf die Langzeitstabilität.

Zusätzlich zur Langzeitstabilität der Ausgangsleistung wurde die Strahlagestabilität von Multipassverstärkern (nach ISO 11670) bei einer mittleren Leistung oberhalb von 1 kW untersucht. Trotz der hohen mittleren Leistung wurde nur eine geringe Fluktuation der Ausgangsleistung (Standardabweichung 0.35 %) sowie eine hohe Strahlage- ( $\Delta < 75 \mu\text{m}$ ) und Strahlrichtungsstabilität ( $\delta\alpha < 15 \mu\text{rad}$ ) gemessen. Diese Kenngrößen verdeutlichen die hohe Stabilität des Lasersystems und folglich die Eignung für die Lasermaterialbearbeitung.

#### **5.1.1.5 Schnelle Modulation der Repetitionsrate und Pulsenergie**

Die schnelle und gezielte Modulation von Repetitionsrate und Pulsenergie ist von zentraler Bedeutung für die Nutzung eines Ultrakurzpulslasers mit einer Laserbearbeitungsstation zur hochpräzisen Materialbearbeitung. Die Modulation hoher Repetitionsraten oberhalb mehrerer hundert Kilohertz bei gleichzeitig hoher mittlerer Leistung im Bereich mehrerer hundert Watt und Pulsspitzenleistung im Gigawatt-Bereich ist aufgrund des transmissiven Aufbaus der Modulatoren herausfordernd. In Abschnitt 3.1 wurde ein auf Polarisationsmultiplexing basierendes Konzept demonstriert, welches die schnelle Modulation des leistungsschwächeren Seedlasers für die Modulation der verstärkten Laserpulse nutzt. Das in dieser Arbeit untersuchte Konzept ist prinzipiell auf alle polarisationsinsensitiven passiven Verstärkerarchitekturen übertragbar. Die maximal modulierbare Repetitionsrate ist durch den Modulator des Seedlasers, nicht jedoch durch die Parameter der verstärkten Laserpulse, vorgegeben. Diese Eigenschaft zeichnet das Konzept für die Nutzung bei sehr hoher mittlerer Leistung und Pulsspitzenleistung aus.

Abschnitt 3.2.4 beschreibt Experimente, in welchen durch die Nutzung dieses Konzepts die Modulation bei einer Repetitionsrate von einem Megahertz und einer mittleren Leistung von mehr als 1 kW bei einer Pulsspitzenleistung von mehr

als 1.5 GW demonstriert wurde. Bei einer mittleren Leistung von 1018 W wurde eine nicht-modulierbare Leistung von 2.1 W gemessen, womit ein Modulationskontrast von 484:1 ermittelt wurde. Für die angestrebten Anwendungen war der erzielte Kontrast ausreichend hoch. Für spezielle Anwendungen oder die weitere Leistungsskalierung kann die Erhöhung des Modulationskontrastes sinnvoll sein. Ein entsprechender Forschungsansatz, welcher die zusätzliche geometrische Trennung der Strahlengänge zur Verbesserung des Kontrasts nutzt, wurde ebenfalls in Abschnitt 3.2.4 vorgeschlagen.

Es ist hervorzuheben, dass durch dieses Konzept in Kombination mit den Verbesserungen der Langzeitstabilität und Strahlhülle der praktische Nutzen von Scheibenlaser-Multipassverstärkern für die präzise Materialbearbeitung bei hoher mittlerer Leistung deutlich verbessert wurde.

## 5.1.2 Parameterskalierung im infraroten Spektralbereich

### 5.1.2.1 Verkürzung der Pulsdauer

Für die Verkürzung der Laserpulsdauer von Scheibenlaser-Multipassverstärkern wurden zwei unterschiedliche Konzepte untersucht. Im ersten Abschnitt werden im Folgenden die Ergebnisse der direkten, CPA-freien Verstärkung von Laserpulsen mit einer Pulsdauer von weniger als 300 Femtosekunden aus Abschnitt 3.1 zusammengefasst. In einem weiteren Abschnitt werden die Ergebnisse aus Abschnitt 3.2.2 zusammengefasst, welche durch die Ausnutzung der spektralen Verbreiterung der Laserpulse durch den nichtlinearen Effekt der Selbstphasenmodulation im Verstärker und die nachfolgende Pulskompression erzielt wurden.

#### *Direkte Verstärkung kurzer Pulse*

Für die Erweiterung des Parameterraums der Scheibenlaser-Multipassverstärker im Sub-Pikosekundenbereich wurde in Abschnitt 3.1 die direkte (CPA-freie) Verstärkung von Laserpulsen mit einer Pulsdauer von 266 fs bei einer Repetitionsrate von 1278 kHz und einer mittleren Leistung von 50 W untersucht. Bei nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität ( $M^2 = 1.24$ ) konnte eine mittlere Leistung von 528 W erreicht werden, was einer Pulsenergie von 413  $\mu\text{J}$  entspricht. Die Pulsdauer der verstärkten Laserpulse betrug 294 fs (FWHM) und war damit nur unwesentlich länger als die der eingestrahnten Laserpulse. Für die mittels einer FROG-Messung festgestellte Pulsform wurde für diese Parameter eine Pulsspitzenleistung von 1.17 GW bestimmt. Nach bestem Wissen sind dies die derzeit kürzesten Laserpulse

die mit einem Yb:YAG-basierten Hochleistungsverstärker ohne zusätzliche nichtlineare Kompression erzielt wurden. Dieses Ergebnis verdeutlicht die herausragende Eignung Ytterbium-basierter Scheibenlaser-Multipassverstärker für die Erzeugung von Laserpulsen mit einer Pulsdauer von wenigen hundert Femtosekunden sowie einer gleichzeitig hohen Pulsspitzenleistung bei hoher mittlerer Leistung. Durch den Verzicht auf die CPA-Technik wurden die genannten Pulsparameter in einem vergleichsweise kostengünstigen Verstärkeraufbau realisiert.

### *Spektrale Verbreiterung*

Als Alternative zur Verstärkung bereits kurzer Laserpulse wurde in Abschnitt 3.2.2 die spektrale Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation im Verstärker bei mittleren Leistungen oberhalb von einem Kilowatt untersucht.

Zu diesem Zweck wurde ein leistungsstärkerer Seedlaser mit einer mittleren Leistung von 127 W, einer geringeren Repetitionsrate von 500 kHz und einer im Bereich von 450 fs bis 10 ps einstellbaren Pulsdauer genutzt. Durch die Optimierung der Pulsdauer der in den Verstärker eingestrahnten Laserpulse wurde die durch Selbstphasenmodulation induzierte Verbreiterung des Spektrums maximiert. Bei der maximal verfügbaren Pumpleistung von 2040 W wurden die Laserpulse auf eine mittlere Leistung von 1059 W verstärkt, was einer Pulsenergie von 2.12 mJ entspricht. Die vom Seedlaser emittierten, 470 fs kurzen Pulse unterstützten nach der Verstärkung und spektralen Verbreiterung eine Zeit-Bandbreite-limitierte Pulsdauer von 69 fs, wurden jedoch durch die Dispersion im Verstärker auf eine Pulsdauer von 700 fs verlängert. Die Beugungsmaßzahl wurde durch die Verstärkung von  $M^2 = 1.28$  (Seedlaser) auf  $M^2 = 1.43$  (1059 W) erhöht.

Mittels eines aus dispersiven Spiegeln bestehenden Pulscompressors wurde die Kompression der Laserpulse untersucht. Für die Untersuchung der Kompression wurde die mittlere Leistung zu Gunsten einer verbesserten Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.35$  auf 763 W reduziert. Aufgrund der Erwärmung der dispersiven Spiegel des Compressors, wurde eine leistungsabhängige Degradation der Beugungsmaßzahl festgestellt. Um eine übermäßige Degradation zu vermeiden, wurde die in den Pulscompressor eingestrahlte mittlere Leistung auf 306 W bei einer Pulsenergie von 1.22 mJ limitiert. Die Beugungsmaßzahl der komprimierten, 97 fs kurzen Laserpulse betrug nach Verlassen des Pulscompressors  $M^2 = 1.46$ . Im Vergleich zu den Vorarbeiten in Referenz [58] wurde eine etwa 30 % kürzere Pulsdauer erzielt. Dies wurde durch die Minimierung der Dispersion höherer Ordnung der verwendeten dispersiven Spiegel möglich. Während in Referenz [58] der Einfluss thermischer Effekte nicht untersucht wurde, zeigen die hier vorgestellten Experimente einen



klaren Zusammenhang zwischen eingestrahelter mittlerer Leistung und der Degradation der Strahlqualität. Daher wurde, um die Degradation der Strahlqualität gering zu halten, die mittlere Leistung auf einen etwa 25 % geringeren Wert als in [58] limitiert.

Die erzielten Ergebnisse zeigen, dass mittels Scheibenlaser-Multipassverstärkern auf einfache Weise energetische Pulse mit einer Pulsdauer unterhalb von 100 Femtosekunden bei hoher mittlerer Leistung erzeugt werden können. Die Umsetzung der vollen mittleren Leistung von einem Kilowatt sollte durch die Nutzung eines hochleistungstauglichen Pulskompressors in naher Zukunft möglich sein.

Bei der Nutzung von Yb:YAG als laseraktives Material erscheint die weitere Erhöhung des nichtlinearen Phasenschubs im Verstärker nur wenig sinnvoll, da bei hoher spektraler Verbreiterung die Extraktionseffizienz bereits merklich reduziert wurde. Die hohe Leistungsstabilität des Systems zeigt, dass die weitere Skalierung der Ausgangsleistung und Pulsenergie bei vergleichbarem nichtlinearem Phasenschub möglich ist. Die in dieser Arbeit verwendete Variation der Eingangspulsdauer ermöglicht die einfache und flexible Kontrolle über die Nichtlinearität im Verstärker, wodurch die gezielte Anpassung auf veränderte Eingangspulsparameter möglich ist.

### 5.1.2.2 Optimierung der Strahlqualität

Für die Erzeugung nahezu beugungsbegrenzter Strahlen bei einer mittleren Leistung oberhalb von 2 kW wurde ein zweistufiger Scheibenlaser-Multipassverstärker realisiert, welcher in Abschnitt 4.1 beschrieben ist. Beide Verstärkerstufen wurden im Einzeldurchgang genutzt und basierten auf einer Matrix mit 60 individuell justierbaren Spiegeln, wodurch 30 Reflexionen an der hochreflektiv (HR)-beschichteten Rückseite des Lasermediums ermöglicht wurden. Laserpulse mit einer Pulsdauer von 6.5 ps bei einer Repetitionsrate von 300 kHz und einer mittleren Leistung von 105 W ( $M^2 = 1.20$ ) wurden auf 435 W ( $M^2 = 1.35$ ) nach der ersten Verstärkerstufe, und 2050 W ( $M^2 = 1.47$ ) nach der zweiten Verstärkerstufe verstärkt.

Dieses Ergebnis wurde durch zwei zentrale Verbesserungen am optischen Aufbau der zweiten Verstärkerstufe ermöglicht. Die wichtigste Verbesserung bestand in der Reduktion spannungsinduzierter Deformationen der optischen Elemente, insbesondere der Laserscheibe, durch sorgfältige Optimierung der mechanischen Klemmungen. Zusätzlich war die Nutzung vergleichsweise kleiner Strahldurchmesser (Modulation:  $2.9 \text{ mm} \leq d_{4\sigma} \leq 4.3 \text{ mm}$ ) und die systematische Verteilung der einzelnen Laserstrahlen auf dem angeregten Bereich ( $d_{\text{pump}} = 10 \text{ mm}$ ) notwendig, um die Degradation der Strahlqualität bei hoher Ausgangsleistung gering zu halten.

Durch diese Verbesserungen konnte bis zu einer Ausgangsleistung von 1840 W

( $P_{\text{pump}} = 3050 \text{ W}$ ) die Strahlqualität des eingestrahnten Laserstrahls ( $M^2 = 1.35$ ) erhalten werden. Dieses Ergebnis zeigt, dass eine effiziente Extraktion von ca.  $1.4 \text{ kW}$  mittlerer Leistung (46.1 % Extraktionseffizienz bei  $P_{\text{av}} = 1840 \text{ W}$ ) bei gleichzeitiger Erhaltung der Beugungsmaßzahl möglich ist, wodurch die serielle Nutzung weiterer Verstärkerstufen zur Skalierung der Ausgangsleistung denkbar ist. Durch die pumpleistungsabhängige mechanische Verformung der Halterung der Laserscheibe, welche zu Dejustage des optischen Systems führte, wurde die Ausgangsleistung auf ca.  $2050 \text{ W}$  bei einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.47$  limitiert. Für die weitere Leistungsskalierung sollte die Halterung der Laserscheibe optimiert werden. Sowohl die passive Erhöhung der thermo-mechanischen Stabilität durch eine optimierte Konstruktion als auch eine aktive Kompensation des Winkelfehlers, beispielsweise durch eine justierbare Träger-Kinematik, sollte die weitere Leistungsskalierung bei nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität ermöglichen.

Es ist hervorzuheben, dass durch die beschriebenen Maßnahmen erstmals nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität bei einer Ausgangsleistung oberhalb von  $2 \text{ kW}$  für Scheibenlaser-Multipassverstärker ermöglicht wurde. Dieses Ergebnis stellt gleichzeitig die derzeit höchste bekannte Ausgangsleistung für einen einzelnen (nicht kohärent gekoppelten) Ultrakurzpulslaser mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität dar.

### 5.1.3 Frequenzkonversion

Im Zuge dieser Arbeit wurde die Frequenzverdopplung und -verdreifachung der von den entwickelten Yb:YAG-basierten Multipassverstärkern emittierten infraroten Laserpulse in Lithiumtriboratkristallen untersucht. Eine grafische Einordnung der erzielten Ergebnisse in den Stand der Technik befindet sich für die Frequenzverdopplung in Abbildung 1.2 auf S. 39 und für die Frequenzverdreifachung in Abbildung 1.3 auf S. 40.

In Abschnitt 3.1 wird ein Experiment zur Erzeugung von Pulsdauern unterhalb von  $500 \text{ fs}$  im grünen Spektralbereich beschrieben. Dieser Bereich wurde gewählt, da die Kombination aus kurzer Pulsdauer und erhöhter Absorption vieler Materialien im grünen Spektralbereich Vorteile für das Laserstrukturieren und Abtragen verspricht. Trotz der genannten Vorteile und der intensiven Forschungsaktivitäten im Bereich von Hochleistungs-Ultrakurzpulslasern im infraroten Spektralbereich gibt es nur sehr wenige Arbeiten zu Hochleistungs-Ultrakurzpulslasern im sichtbaren Spektralbereich. Insbesondere für Pulsdauern unterhalb von  $500 \text{ Femtosekunden}$  wurden bisher keine Arbeiten veröffentlicht, in welchen sichtbare Laserstrahlung mit einer

Leistung von mehr als 100 Watt und einer Pulsenergie von mehr als 50 Mikrojoule erzielt wurde. Für das in Abschnitt 3.1 beschriebene Experiment wurden ca. 300 fs kurze infrarote Laserpulse zur Erzeugung der zweiten Harmonischen genutzt. Die Pulsdauer der frequenzverdoppelten Laserpulse war ca. 309 fs. Bei einer eingestrahnten mittleren Leistung von 516 W, wurde eine mittlere Leistung von 282 W bei einer Wellenlänge von 515 nm gemessen. Dies entspricht der zum Zeitpunkt der Experimente höchsten Ausgangsleistung für einen frequenzverdoppelten Laser mit einer Pulsdauer von weniger als 500 Femtosekunden. Bei der Repetitionsrate von 1278 kHz entspricht dies einer Pulsenergie von 220  $\mu$ J. Die Beugungsmaßzahl des frequenzverdoppelten Laserstrahls betrug  $M^2 = 1.41$ .

In Abschnitt 4.1 wird die Erzeugung nahezu beugungsbegrenzter Strahlung ( $M^2 = 1.41$ ) bei einer Ausgangsleistung von 1460 W bei einer Wellenlänge von 515 nm beschrieben. Dies ist die derzeit höchste bekannte mittlere Leistung für frequenzverdoppelte Ytterbium oder Neodym basierte Laser mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität. Bei dieser Ausgangsleistung wurde eine maximale Temperaturerhöhung des nichtlinearen Kristalls von 5.5 K gemessen, jedoch keine signifikante Änderung der Strahlqualität mit der Leistung bzw. Temperatur festgestellt. Da sowohl eine steigende Konversionseffizienz als auch, bezogen auf den eingestrahnten Infrarotstrahl, eine Verbesserung der Beugungsmaßzahl des frequenzverdoppelten Strahls gemessen wurde, scheint die weitere Erhöhung der Ausgangsleistung derzeit allein durch die Leistung der Infrarotquelle begrenzt zu sein. Bei der Ausgangsleistung von 1460 W lag die Konversionseffizienz bei ca. 71 %. Die Pulsdauer betrug ca. 8 ps.

Der Abschnitt 4.2 behandelt thermische Limitierungen aufgrund nichtlinearer Absorption der erzeugten VIS und UV Laserstrahlung. Dieser Effekt wurde unter anderem bei der Frequenzverdopplung von Laserpulsen mit einer Pulsdauer unterhalb von einer Pikosekunde aufgrund gleichzeitig hoher Pulsspitzenleistung und mittlerer Leistung beobachtet. Trotz der hohen Intensitäten im Bereich von ca. 100 GW/cm<sup>2</sup> ist die absorbierte Energie eines einzelnen Laserpulses in den Lithiumtriboratkristallen sehr gering. Aufgrund der hohen Anzahl von Pulsen und damit mittleren Leistung wird dennoch merklich Energie im Kristall deponiert, wodurch sich dieser lokal erwärmt und die Strahlqualität des erzeugten Laserstrahls degradiert. Durch die Reduktion der Intensität wurde die nichtlineare Absorption auf Kosten der Konversionseffizienz minimiert, wodurch bei einer Pulsdauer von ca. 800 fs eine Pulsenergie von 740  $\mu$ J bei einer mittleren Leistung von 370 W und nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität ( $M^2 = 1.40$ ) erzielt wurde. Bei geringeren Pulsspitzenintensitäten war der Einfluss nichtlinearer Absorption signifikant reduziert, wodurch eine mittlere Leistung von 440 W bei einer Pulsenergie von 220  $\mu$ J

und einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.25$  erzielt werden konnte. Die Pulsdauer betrug in diesem Experiment ca. 600 fs. Die erzielten Ergebnisse erweitern den Stand der Technik für Pulsdauern im Bereich unterhalb einer Pikosekunde hin zu einer höheren mittleren Leistung und Pulsenergie. Im Vergleich zu Referenz [79], in welcher von einem Laser mit einer vergleichbaren mittleren Leistung von 445 W bei  $\lambda = 515$  nm,  $M^2 = 1.5$ ,  $\tau = 733$  fs und  $E_p = 22.25 \mu\text{J}$  berichtet wird, lagen die in dieser Arbeit erzielten Pulsenergien etwa um den Faktor 10 bzw. 33 höher. Im Vergleich zu Referenz [80], in welcher von einem Laser mit einer etwas kürzeren Pulsdauer von  $\tau < 470$  fs bei  $\lambda = 520$  nm,  $M^2 = 1.13$ ,  $P_{av} = 135$  W und  $E_p = 26.4 \mu\text{J}$  berichtet wird, stellt das in dieser Arbeit erzielte Ergebnis eine Steigerung der mittleren Leistung um etwa den Faktor 3 dar, während die Pulsenergie um etwa den Faktor 8 erhöht wurde.

Für die Erzeugung ultravioletter Strahlung durch Frequenzverdreifachung wurde die nichtlineare Absorption als limitierender Faktor identifiziert. Aufgrund der höheren Photonenenergie als bei der Frequenzverdopplung und der infolge geringeren Schwellintensität für das Einsetzen der nichtlinearen Absorption, führen bereits deutlich geringere Pulsspitzenintensitäten und mittlere Leistungen zu signifikanter Störung des Konversionsprozesses.

Durch die beschriebenen Untersuchungen wurde gezeigt, dass die für Hochleistungsultrakurzpulslaser beobachteten thermooptischen Effekte bei der Frequenzkonversion, insbesondere bei der Erzeugung von Strahlung im UV-Bereich, maßgeblich durch nichtlineare Absorption verursacht werden. Die nichtlineare Absorption stellt ein bereits bekanntes Problem für Strahlung im tiefen UV Bereich ( $\lambda \lesssim 280$  nm) dar, da hier bereits bei den meisten optischen Materialien Zwei-Photonen-Absorption auftreten kann. Dass nichtlineare Absorption höherer Ordnung, wie die Drei- oder Vier-Photonen-Absorption, eine maßgebliche Rolle spielen kann, wurde nach bestem Wissen bislang nicht in Zusammenhang mit thermooptischen Effekten bei der Frequenzkonversion von Laserpulsen von Hochleistungsultrakurzpulslasern gebracht. Diese Erkenntnis ermöglicht es zukünftige Experimente gezielt auf die Vermeidung dieses Effekts auszurichten, um so die weitere Skalierung der Laserparameter zu ermöglichen.

Die Abschnitte 4.2 und 4.3 behandeln die Erzeugung von nahezu beugungsbegrenzter Strahlung im UV bei einer Ausgangsleistung von 100 W und einer Pulsdauer von ca. 600 fs bzw. ca. 7 ps. Für die Pulsdauer von 7 ps wurde durch Optimierung der Laser- und Kristallparameter die Strahlqualität im Vergleich zum Stand der Technik maßgeblich verbessert, wodurch bis zu einer Ausgangsleistung von 137 W und einer Pulsenergie von  $457 \mu\text{J}$  eine Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.3$  erzielt wurde. Für frequenzverdreifachte Sub-Pikosekundenpulse wurden mit einer mittleren Leistung

von 100 W, einer Pulsenergie von 50  $\mu\text{J}$  und einer Beugungsmaßzahl von  $M^2 = 1.54$  vergleichbare Ergebnisse wie im Stand der Technik erzielt, wo allerdings eine Kompositstruktur mit gebondeten Wärmesenken eingesetzt wurde. Es ist hervorzuheben, dass die Resultate in dieser Arbeit ohne eine solche Kompositstruktur erzielt werden konnten.

## 5.2 Wissenschaftliche Anwendungen

Die im Zuge dieser Arbeit entwickelten Lasersysteme sind aufgrund der hohen mittleren Leistung bei gleichzeitig hohen Pulsenergien und kurzen Pulsdauern für eine Vielzahl wissenschaftlicher Anwendungen interessant. Insbesondere die Lasermaterialbearbeitung profitiert neben den genannten Eigenschaften von der hohen Flexibilität und schnellen Modulierbarkeit von Repetitionsrate und Pulsenergie. Am Beispiel der von Holder et al. [2] erzielten Ergebnisse für den Abtrag von Silizium, für welche das in Abschnitt 3.2.2 beschriebene Lasersystem genutzt wurde, lassen sich die hervorragende Eignung des entwickelten Lasersystems für die hochpräzise und effiziente Lasermaterialbearbeitung erkennen. Durch die Nutzung einer Intersalven-Repetitionsrate von 500 kHz, einer Intrasalven-Repetitionsrate von 41 MHz und 5 Pulsen pro Pulssalve, wurde bei einer mittleren Leistung von 1010 W (auf dem Werkstück) eine hohe Materialabtragsrate von  $230 \text{ mm}^3/\text{min}$  sowie eine hohe energiespezifische Abtragseffizienz von  $3.8 \mu\text{m}^3/\mu\text{J}$  bei einer gleichzeitig geringen Oberflächenrauheit von  $S_a \leq 0.6 \mu\text{m}$  erzielt. Dies stellt für den Abtrag von Silizium bei geringer Oberflächenrauheit eine Steigerung der Materialabtragsrate um mehr als den Faktor 400 im Vergleich zu dem Stand der Technik dar.

Darüber hinaus wurde derselbe Laserverstärker zur Politur polykristallinen Diamants eingesetzt [3]. Scalbert et al. demonstrierten durch die Nutzung von Pulsalven bei einer mittleren Leistung von 1 kW eine Produktivitätssteigerung um den Faktor 16 gegenüber dem Stand der Technik bei gleichzeitiger Reduktion der Oberflächenrauheit.

## 5.3 Ausblick

Die Ergebnisse dieser Arbeit verdeutlichen einerseits die hohe Flexibilität von Scheibenlaser-Multipassverstärkern sowie andererseits deren Potenzial zur Erzeugung hoher mittlerer Leistungen im Kilowatt-Bereich und der CPA-freien Erzeugung

von Pulsspitzenleistungen im Gigawatt-Bereich. Diese Charakteristiken und der passive Verstärkeraufbau ermöglichen eine kostengünstige und robuste Verstärkerstufe, welche für CW-betriebene Laser bis hin zu ultrakurzen Laserpulsen nutzbar ist. Unter diesem Gesichtspunkt erscheint die weitere Untersuchung der Scheibenlaser-Multipassverstärker insbesondere im Kontext einer flexiblen Strahlungsquelle für die flexible Fertigung im Bereich der Industrie 4.0 lohnenswert. Für diesen Einsatzzweck bietet sich die Nutzung eines hochflexiblen Seedlasers an. Dieser könnte etwa auf einer elektronisch ansteuerbaren Laserdiode basieren, welche die Erzeugung von Pulsen mit variablen Pulsdauern von wenigen Pikosekunden bis hin zu Nanosekunden [99, 100] aus einer Laserquelle ermöglicht und prinzipiell zur Erzeugung längerer Pulsdauern sowie von CW-Strahlung nutzbar ist.

Im Hinblick auf die Kompression spektral verbreiteter Laserpulse besteht noch Forschungsbedarf bei der Leistungstauglichkeit der Kompressorstufe. Bei der Nutzung dispersiver Spiegel ist die Untersuchung von Substraten mit höherer Wärmeleitfähigkeit und geringerer Wärmeausdehnung sinnvoll. Für sehr hohe mittlere Leistungen und hohe Dispersion ( $\gtrsim 5000\text{fs}^2$ ) könnte ein Gitterkompressor auf Basis hochleistungstauglicher Beugungsgitter eine sinnvolle Alternative zu dispersiven Spiegeln darstellen.

Die Leistungsskalierung des in den Experimenten verwendeten Scheibenlaser-Multipassverstärkers ist derzeit durch die thermo-mechanische Deformation der Halterung der Laserscheibe limitiert. Ausgehend von dieser Erkenntnis besteht Forschungsbedarf zur Verbesserung der Stabilität der Halterung der Laserscheibe sowie zur aktiven Kompensation durch eine justierbare Halterung.

Für die thermischen Limitierungen durch nichtlineare Absorption bei der Frequenzkonversion wurden Konzepte zur Reduktion der Wärmelast vorgeschlagen. Während die Nutzung der nicht-kollinearen Phasenanpassung vergleichsweise kostengünstig implementiert werden kann, erscheint die Nutzung kohärenter Kopplung einfacher skalierbar. Besonders vielversprechend ist die kryogenische Kühlung. Bei einer Temperatur von ca. 70 K wurde eine Verbesserung der Wärmeleitfähigkeit des LBO-Kristalls um eine Größenordnung gemessen [101]. In derselben Untersuchung wurde ebenfalls eine erheblich reduzierte Wärmeausdehnung und spezifische Wärmekapazität gemessen. Nach derzeitigem Kenntnisstand scheint dieser Ansatz das höchste Potenzial für die weitere Leistungsskalierung zu bieten. Gleichzeitig sind die Investitionskosten für die kryogenische Kühlung sehr hoch, wodurch diese Technologie insbesondere für Forschungszwecke oder Spezialanwendungen interessant scheint.

# Literaturverzeichnis

- [1] NEGEL, J.-P.: *Scheibenlaser-Multipassverstärker für ultrakurze Laserpulse mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich*. Herbert Utz Verlag, 2017. Universität Stuttgart, Dissertation.
- [2] HOLDER, D.; WEBER, R.; RÖCKER, C.; KUNZ, G.; BRUNEEL, D.; DELAIGUE, M.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *High-quality high-throughput silicon laser milling using a 1 kW sub-picosecond laser*. Opt. Lett. **46** (2021) Nr. 2, S. 384–387.
- [3] SCALBERT, W.; TANNER, D.; HOLDER, D.; RÖCKER, C.; ABDOU AHMED, M.; DELAIGUE, M.; HÖNNINGER, C.; BRUNEL, D.: *Development of high-power laser ablation process for polycrystalline diamond polishing: Part 3. Processing with an ultra-short-pulsed laser up to 1kW*. In: High-Power Laser Materials Processing: Applications, Diagnostics, and Systems X. SPIE, 2021, S. 37 – 47.
- [4] PHILLIPS, K. C.; GANDHI, H. H.; MAZUR, E.; SUNDARAM, S. K.: *Ultrafast laser processing of materials: a review*. Adv. Opt. Photon. **7** (2015) Nr. 4, S. 684–712.
- [5] MALINAUSKAS, M.; ŽUKAUSKAS, A.; HASEGAWA, S.; HAYASAKI, Y.; MIZEIKIS, V.; BUIVIDAS, R.; JUODKAZIS, S.: *Ultrafast laser processing of materials: from science to industry*. Light Sci. Appl. **5** (2016) Nr. 8, S. e16133.
- [6] WATANABE, W.; LI, Y.; ITOH, K.: *Ultrafast laser micro-processing of transparent material*. Opt. Laser Technol. **78** (2016), S. 52–61.
- [7] TAMAKI, T.; WATANABE, W.; NISHII, J.; ITOH, K.: *Welding of Transparent Materials Using Femtosecond Laser Pulses*. Jpn. J. Appl. Phys. **44** (2005) Nr. 22, S. L687–L689.
- [8] CHENG, Y.; SUGIOKA, K.; MIDORIKAWA, K.: *Freestanding optical fibers fabricated in a glass chip using femtosecond laser micromachining for lab-on-a-chip application*. Opt. Express **13** (2005) Nr. 18, S. 7225–7232.
- [9] SUGIOKA, K.; CHENG, Y.; MIDORIKAWA, K.: *Three-dimensional micromachining of glass using femtosecond laser for lab-on-a-chip device manufacture*. Appl. Phys. A **81** (2005) Nr. 1, S. 1–10.
- [10] BREITKOPF, S.; KIENEL, M.; HOFFMANN, A.; MÜLLER, M.; KLENKE, A.; EIDAM, T.; LIMPERT, J.: *GHz-bursts and ultrafast external modulation of*

- femtosecond fiber lasers with kW average power levels*. In: 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference. Optica Publishing Group, 2019, S. cm.7\_2.
- [11] KNAPPE, R.; HALOUI, H.; SEIFERT, A.; WEIS, A.; NEBEL, A.: *Scaling ablation rates for picosecond lasers using burst micromachining*. In: Laser-based Micro- and Nanopackaging and Assembly IV. SPIE, 2010, S. 150 – 155.
  - [12] ŽEMAITIS, A.; GEČYS, P.; BARKAUSKAS, M.; RAČIUKAITIS, G.; GEDVILAS, M.: *Highly-efficient laser ablation of copper by bursts of ultrashort tuneable (fs-ps) pulses*. Sci. Rep. **9** (2019) Nr. 1, S. 12280.
  - [13] DÖRING, S.; RICHTER, S.; TÜNNERMANN, A.; NOLTE, S.: *In-situ observation of ultrashort pulse deep drilling in silicon at 1030 nm and 515 nm*. In: CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest. Optical Society of America, 2011, S. CMLP17.
  - [14] FEUER, A.; KUNZ, C.; KRAUS, M.; ONUSEIT, V.; WEBER, R.; GRAF, T.; INGILDEEV, D.; HERMANUTZ, F.: *Influence of laser parameters on quality of microholes and process efficiency*. In: Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XIX. SPIE, 2014, S. 88 – 97.
  - [15] ENGLER, S.; RAMSAYER, R.; POPRAWIE, R.: *Process Studies on Laser Welding of Copper with Brilliant Green and Infrared Lasers*. Physics Procedia **12** (2011), S. 339–346.
  - [16] PALIK, E. D.: *Handbook of optical constants of solids*, Bd. 3. Burlington: Academic Press, 1997.
  - [17] CVECEK, K.: *Influence of Wavelength on Glass Welding by Ultra-Short Laser Pulses*. J. Laser Micro/Nanoeng. **12** (2017), S. 115–119.
  - [18] NATHAN, V.; GUENTHER, A. H.; MITRA, S. S.: *Review of multiphoton absorption in crystalline solids*. J. Opt. Soc. Am. B **2** (1985) Nr. 2, S. 294–316.
  - [19] KLAS, R.; DEMMLER, S.; TSCHERNAJEV, M.; HÄDRICH, S.; SHAMIR, Y.; TÜNNERMANN, A.; ROTHHARDT, J.; LIMPET, J.: *Table-top milliwatt-class extreme ultraviolet high harmonic light source*. Optica **3** (2016) Nr. 11, S. 1167–1170.
  - [20] ROTHHARDT, J.; HÄDRICH, S.; DEMMLER, S.; KREBS, M.; WINTERS, D. F. A.; KÜHL, T.; STÖHLKER, T.; LIMPET, J.; TÜNNERMANN, A.: *Prospects for laser spectroscopy of highly charged ions with high-harmonic XUV and soft x-ray sources*. Phys. Scr. **T166** (2015), S. 014030.
  - [21] RAVASIO, A.; GAUTHIER, D.; MAIA, F. R. N. C.; BILLON, M.; CAUMES, J.-P.; GARZELLA, D.; GÉLÉOC, M.; GOBERT, O.; HERGOTT, J.-F.; PENA, A.-M.; PEREZ, H.; CARRÉ, B.; BOURHIS, E.; GIERAK, J.; MADOURI,



- A.; MAILLY, D.; SCHIEDT, B.; FAJARDO, M.; GAUTIER, J.; ZEITOUN, P.; BUCKSBAUM, P. H.; HAJDU, J.; MERDJI, H.: *Single-Shot Diffractive Imaging with a Table-Top Femtosecond Soft X-Ray Laser-Harmonics Source*. Phys. Rev. Lett. **103** (2009) Nr. 2, S. 028104.
- [22] BAUER, D.; ZAWISCHA, I.; SUTTER, D. H.; KILLI, A.; DEKORSY, T.: *Mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator with 41  $\mu$ J pulse energy at 145 W average infrared power and high power frequency conversion*. Opt. Express **20** (2012) Nr. 9, S. 9698–9704.
- [23] BRONS, J.; PERVAK, V.; FEDULOVA, E.; BAUER, D.; SUTTER, D.; KALASHNIKOV, V.; APOLONSKIY, A.; PRONIN, O.; KRAUSZ, F.: *Energy scaling of Kerr-lens mode-locked thin-disk oscillators*. Opt. Lett. **39** (2014) Nr. 22, S. 6442–6445.
- [24] SALTARELLI, F.; GRAUMANN, I. J.; LANG, L.; BAUER, D.; PHILLIPS, C. R.; KELLER, U.: *Power scaling of ultrafast oscillators: 350-W average-power sub-picosecond thin-disk laser*. Opt. Express **27** (2019) Nr. 22, S. 31465–31474.
- [25] RUSSBUELDT, P.; MANS, T.; WEITENBERG, J.; HOFFMANN, H. D.; POPRAWA, R.: *Compact diode-pumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier*. Opt. Lett. **35** (2010) Nr. 24, S. 4169–4171.
- [26] NEGEL, J.-P.; VOSS, A.; ABDOU AHMED, M.; BAUER, D.; SUTTER, D.; KILLI, A.; GRAF, T.: *1.1 kW average output power from a thin-disk multipass amplifier for ultrashort laser pulses*. Opt. Lett. **38** (2013) Nr. 24, S. 5442–5445.
- [27] KLINGEBIEL, S.; SCHULTZE, M.; TEISSET, C. Y.; BESSING, R.; HÄFNER, M.; PRINZ, S.; GORJAN, M.; SUTTER, D.; MICHEL, K.; BARROS, H. G.; MAJOR, Z.; KRAUSZ, F.; METZGER, T.; KRAUSZ, F.; METZGER, T.: *220mJ Ultrafast Thin-Disk Regenerative Amplifier*. In: CLEO: 2015. OSA, 2015, S. STu4O.2.
- [28] NUBBEMEYER, T.; KAUMANN, M.; UEFFING, M.; GORJAN, M.; ALISMAIL, A.; FATTAHI, H.; BRONS, J.; PRONIN, O.; BARROS, H. G.; MAJOR, Z.; METZGER, T.; SUTTER, D.; KRAUSZ, F.: *1 kW, 200 mJ picosecond thin-disk laser system*. Opt. Lett. **42** (2017) Nr. 7, S. 1381–1384.
- [29] MÜLLER, M.; KIENEL, M.; KLENKE, A.; GOTTSCHALL, T.; SHESTAIEV, E.; PLÖTNER, M.; LIMPET, J.; TÜNNERMANN, A.: *1 kW 1 mJ eight-channel ultrafast fiber laser*. Opt. Lett. **41** (2016) Nr. 15, S. 3439–3442.
- [30] ZHAO, Z.; DUNHAM, B. M.; WISE, F. W.: *Generation of 167 W infrared and 124 W green power from a 1.3-GHz, 1-ps rod fiber amplifier*. Opt. Express **22** (2014) Nr. 21, S. 25065–25070.
- [31] LOESCHER, A.; NEGEL, J.-P.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *Radially*

- polarized emission with 635 W of average power and 2.1 mJ of pulse energy generated by an ultrafast thin-disk multipass amplifier. *Opt. Lett.* **40** (2015) Nr. 24, S. 5758–5761.
- [32] RICHARDSON, D. J.; NILSSON, J.; CLARKSON, W. A.: *High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited]*. *J. Opt. Soc. Am. B* **27** (2010) Nr. 11, S. B63–B92.
- [33] JAUREGUI, C.; LIMPET, J.; TÜNNERMANN, A.: *High-power fibre lasers*. *Nat. Photonics* **7** (2013) Nr. 11, S. 861–867.
- [34] MAINE, P.; STRICKLAND, D.; BADO, P.; PESSOT, M.; MOUROU, G.: *Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification*. *IEEE J. Quantum Electron.* **24** (1988) Nr. 2, S. 398–403.
- [35] SMITH, R. G.: *Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering*. *Appl. Optics* **11** (1972) Nr. 11, S. 2489–2494.
- [36] RÖSER, F.; ROTHARD, J.; ORTAC, B.; LIEM, A.; SCHMIDT, O.; SCHREIBER, T.; LIMPET, J.; TÜNNERMANN, A.: *131W 220fs fiber laser system*. *Opt. Lett.* **30** (2005) Nr. 20, S. 2754–2756.
- [37] JAUREGUI, C.; EIDAM, T.; OTTO, H.-J.; STUTZKI, F.; JANSEN, F.; LIMPET, J.; TÜNNERMANN, A.: *Physical origin of mode instabilities in high-power fiber laser systems*. *Opt. Express* **20** (2012) Nr. 12, S. 12912–12925.
- [38] EIDAM, T.; WIRTH, C.; JAUREGUI, C.; STUTZKI, F.; JANSEN, F.; OTTO, H.-J.; SCHMIDT, O.; SCHREIBER, T.; LIMPET, J.; TÜNNERMANN, A.: *Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers*. *Opt. Express* **19** (2011) Nr. 14, S. 13218–13224.
- [39] JAUREGUI, C.; EIDAM, T.; LIMPET, J.; TÜNNERMANN, A.: *Impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers*. *Opt. Express* **19** (2011) Nr. 4, S. 3258–3271.
- [40] SMITH, A. V.; SMITH, J. J.: *Mode instability in high power fiber amplifiers*. *Opt. Express* **19** (2011) Nr. 11, S. 10180–10192.
- [41] PASCHOTTA, R.: *Explanation for the Mode Instability in High-power Fiber Amplifiers with Few-mode Fibers*. [https://www.rp-photonics.com/spotlight-2011\\_05\\_28.html](https://www.rp-photonics.com/spotlight-2011_05_28.html), 2011, abgerufen am 04.10.2020.
- [42] KLENKE, A.; MÜLLER, M.; STARK, H.; KIENEL, M.; JAUREGUI, C.; TÜNNERMANN, A.; LIMPET, J.: *Coherent Beam Combination of Ultrafast Fiber Lasers*. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **24** (2018) Nr. 5, S. 1–9.
- [43] MÜLLER, M.; KLENKE, A.; STEINKOPFF, A.; STARK, H.; TÜNNERMANN, A.; LIMPET, J.: *3.5 kW coherently combined ultrafast fiber laser*. *Opt. Lett.* **43** (2018) Nr. 24, S. 6037–6040.

- 
- [44] MÜLLER, M.; ALESHIRE, C.; KLENKE, A.; HADDAD, E.; LÉGARÉ, F.; TÜNNERMANN, A.; LIMPERT, J.: *10.4 kW coherently combined ultrafast fiber laser*. Opt. Lett. **45** (2020) Nr. 11, S. 3083–3086.
  - [45] STARK, H.; BULDT, J.; MÜLLER, M.; KLENKE, A.; LIMPERT, J.: *1 kW, 10 mJ, 120 fs coherently combined fiber CPA laser system*. Opt. Lett. **46** (2021) Nr. 5, S. 969–972.
  - [46] ZHOU, S.; WISE, F. W.; OUZOUNOV, D. G.: *Divided-pulse amplification of ultrashort pulses*. Opt. Lett. **32** (2007) Nr. 7, S. 871–873.
  - [47] STARK, H.; BULDT, J.; MÜLLER, M.; KLENKE, A.; TÜNNERMANN, A.; LIMPERT, J.: *23 mJ high-power fiber CPA system using electro-optically controlled divided-pulse amplification*. Opt. Lett. **44** (2019) Nr. 22, S. 5529–5532.
  - [48] RUSSBUELDT, P.; HOFFMANN, D.; HOFER, M.; LOHRING, J.; LUTTMANN, J.; MEISSNER, A.; WEITENBERG, J.; TRAUB, M.; SARTORIUS, T.; ESSER, D.; WESTER, R.; LOOSEN, P.; POPRAWA, R.: *Innoslab Amplifiers*. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **21** (2015) Nr. 1, S. 447–463.
  - [49] RUSSBUELDT, P.; MANS, T.; HOFFMANN, D.; SCHIPPEL, S.: *High-Average Power Ultrafast Yb:Innoslab-Amplifier*. In: *Ultrashort Pulse Laser Technology: Laser Sources and Applications*, Heidelberg: Springer International Publishing, ISBN 978-3-319-17659-8, 2016, S. 117–134.
  - [50] SCHMIDT, B. E.; HAGE, A.; MANS, T.; LÉGARÉ, F.; WÖRNER, H. J.: *Highly stable, 54mJ Yb-InnoSlab laser platform at 0.5kW average power*. Opt. Express **25** (2017) Nr. 15, S. 17549–17555.
  - [51] SUTTER, D. H.; KLEINBAUER, J.; BAUER, D.; WOLF, M.; TAN, C.; GEBS, R.; BUDNICKI, A.; WAGENBLAST, P.; WEILER, S.: *Ultrafast disk lasers and amplifiers*. In: *Solid State Lasers XXI: Technology and Devices*. SPIE, 2012, S. 171 – 179.
  - [52] UEFFING, M.; LANGE, R.; PLEYER, T.; PERVAK, V.; METZGER, T.; SUTTER, D.; MAJOR, Z.; NUBBEMEYER, T.; KRAUSZ, F.: *Direct regenerative amplification of femtosecond pulses to the multimillijoule level*. Opt. Lett. **41** (2016) Nr. 16, S. 3840–3843.
  - [53] KRÖTZ, P.; WANDT, C.; GREBING, C.; HERKOMMER, C.; JUNG, R.; KLINGEBIEL, S.; PRINZ, S.; TEISSET, C. Y.; MICHEL, K.; METZGER, T.: *Towards 2 kW, 20 kHz ultrafast thin-disk based regenerative amplifiers*. In: *Laser Congress 2019 (ASSL, LAC, LS&C)*. Optical Society of America, 2019, S. AT1A.8.
  - [54] NEGEL, J.-P.; LOESCHER, A.; VOSS, A.; BAUER, D.; SUTTER, D.; KILLI, A.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *Ultrafast thin-disk multipass laser*

- amplifier delivering 1.4 kW (4.7 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm. *Opt. Express* **23** (2015) Nr. 16, S. 21064–21077.
- [55] NEGEL, J.-P.; LOESCHER, A.; BAUER, D.; SUTTER, D.; KILLI, A.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *Second Generation Thin-Disk Multipass Amplifier Delivering Picosecond Pulses with 2 kW of Average Output Power*. Lasers Congress 2016 (ASSL, LSC, LAC) (2016), S. ATu4A.5.
- [56] DIETZ, T.; JENNE, M.; BAUER, D.; SCHARUN, M.; SUTTER, D.; KILLI, A.: *Ultrafast thin-disk multi-pass amplifier system providing 1.9 kW of average output power and pulse energies in the 10 mJ range at 1 ps of pulse duration for glass-cleaving applications*. *Opt. Express* **28** (2020) Nr. 8, S. 11415–11423.
- [57] NEGEL, J. P.; LOESCHER, A.; DANNECKER, B.; OLDORF, P.; REICHEL, S.; PETERS, R.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *Thin-disk multipass amplifier for fs pulses delivering 400 W of average and 2.0 GW of peak power for linear polarization as well as 235 W and 1.2 GW for radial polarization*. *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **123** (2017) Nr. 5, S. 1–8.
- [58] DANNECKER, B.; NEGEL, J.-P.; LOESCHER, A.; OLDORF, P.; REICHEL, S.; PETERS, R.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *Exploiting nonlinear spectral broadening in a 400 W Yb:YAG thin-disk multipass amplifier to achieve 2 mJ pulses with sub-150 fs duration*. *Opt. Commun.* **429** (2018), S. 180–188.
- [59] SARTORIUS, T.; RUSSBUELDT, P.; BAUER, D.; SUTTER, D.; HOFFMANN, D.: *Innoslab and thin-disk amplifier system with 1.5 kW average power at 710 fs pulse duration*. *Proceedings of Lase 2016* (2016), S. 9726–9742.
- [60] TEISSET, C.; WANDT, C.; SCHULTZE, M.; KLINGEBIEL, S.; HÄFNER, M.; PRINZ, S.; STARK, S.; GREBING, C.; NEGEL, J.-P.; HÖCK, H.; SCHARUN, M.; DIETZ, T.; BAUER, D.; BUDNICKI, A.; STOLZENBURG, C.; SUTTER, D.; KILLI, A.; METZGER, T.: *Multi-kW Thin-Disk Amplifiers*. In: *High-Brightness Sources and Light-driven Interactions*. OSA, 2018, S. HT1A.6.
- [61] NAGEL, S.; METZGER, B.; BAUER, D.; DOMINIK, J.; GOTTWALD, T.; KUHN, V.; KILLI, A.; DEKORSY, T.; SCHAD, S.-S.: *Thin-disk laser system operating above 10 kW at near fundamental mode beam quality*. *Opt. Lett.* **46** (2021) Nr. 5, S. 965–968.
- [62] ANTOGNINI, A.; SCHUHMANN, K.; AMARO, F. D.; BIRABEN, F.; DAX, A.; GIESEN, A.; GRAF, T.; HÄNSCH, T. W.; INDELICATO, P.; JULIEN, L.; KAO, C. Y.; KNOWLES, P. E.; KOTTMANN, F.; LE BIGOT, E.; LIU, Y. W.; LUDHOVA, L.; MOSCHÜRING, N.; MULHAUSER, F.; NEBEL, T.; NEZ, F.; RABINOWITZ, P.; SCHWOB, C.; TAQUU, D.; POHL, R.: *Thin-disk Yb:YAG oscillator-amplifier laser, ASE and effective Yb: YAG lifetime*. *IEEE*

- J. Quantum Electron. **45** (2009) Nr. 8, S. 993–1005.
- [63] ANTOGNINI, A.; NEZ, F.; SCHUHMANN, K.; AMARO, F. D.; BIRABEN, F.; CARDOSO, J. M. R.; COVITA, D. S.; DAX, A.; DHAWAN, S.; DIEPOLD, M.; FERNANDES, L. M. P.; GIESEN, A.; GOUVEA, A. L.; GRAF, T.; HÄNSCH, T. W.; INDELICATO, P.; JULIEN, L.; KAO, C.-Y.; KNOWLES, P.; KOTTMANN, F.; LE BIGOT, E.-O.; LIU, Y.-W.; LOPES, J. A. M.; LUDHOVA, L.; MONTEIRO, C. M. B.; MULHAUSER, F.; NEBEL, T.; RABINOWITZ, P.; DOS SANTOS, J. M. F.; SCHALLER, L. A.; SCHWOB, C.; TAQUU, D.; VELOSO, J. F. C. A.; VOGELANG, J.; POHL, R.: *Proton Structure from the Measurement of 2S-2P Transition Frequencies of Muonic Hydrogen*. Science **339** (2013) Nr. 6118, S. 417–420.
- [64] SCHULZ, M.; RIEDEL, R.; WILLNER, A.; DÜSTERER, S.; PRANDOLINI, M. J.; FELDHAUS, J.; FAATZ, B.; ROSSBACH, J.; DRESCHER, M.; TAVELLA, F.: *Pulsed operation of a high average power Yb:YAG thin-disk multipass amplifier*. Opt. Express **20** (2012) Nr. 5, S. 5038–5043.
- [65] SCHULZ, M.: *High energy high repetition-rate thin-disk amplifier for OPCPA pumping*. 2013. Universität Hamburg, Dissertation.
- [66] SCHULZ, M.; HOEPFNER, H.; TEMME, M.; RIEDEL, R.; FAATZ, B.; PRANDOLINI, M. J.; DRESCHER, M.; TAVELLA I., REITZE, D., ALIC, N., AND HAGAN, D., F. E. D. K.: *kilowatt burst average power from 2-stage cascaded Yb:YAG thin-disk multipass amplifier*. In: Frontiers in Optics 2013. Optical Society of America, 2013, S. FTu4A.2.
- [67] HERKOMMER, C.; KRÖTZ, P.; JUNG, R.; KLINGEBIEL, S.; WANDT, C.; BESSING, R.; WALCH, P.; PRODUIT, T.; MICHEL, K.; BAUER, D.; KIENBERGER, R.; METZGER, T.: *Ultrafast thin-disk multipass amplifier with 720mJ operating at kilohertz repetition rate for applications in atmospheric research*. Opt. Express **28** (2020) Nr. 20, S. 30164–30173.
- [68] TREACY, E.: *Optical pulse compression with diffraction gratings*. IEEE J. Quantum Electron. **5** (1969) Nr. 9, S. 454–458.
- [69] BROWN, D. C.; CONE, R. L.; YONGCHEN SUN; EQUALL, R. W.: *Yb:YAG absorption at ambient and cryogenic temperatures*. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **11** (2005) Nr. 3, S. 604–612.
- [70] KLEIN, P. H.; CROFT, W. J.: *Thermal Conductivity, Diffusivity, and Expansion of  $Y_2O_3$ ,  $Y_3Al_5O_{12}$ , and  $LaF_3$  in the Range 77°–300° K*. J. Appl. Phys. **38** (1967) Nr. 4, S. 1603–1607.
- [71] FATTAHI, H.; BARROS, H. G.; GORJAN, M.; NUBBEMEYER, T.; ALSAIF, B.; TEISSET, C. Y.; SCHULTZE, M.; PRINZ, S.; HAEFNER, M.; UEFFING, M.; ALISMAIL, A.; VÁMOS, L.; SCHWARZ, A.; PRONIN, O.; BRONS, J.;

- GENG, X. T.; ARISHOLM, G.; CIAPPINA, M.; YAKOVLEV, V. S.; KIM, D.-E.; AZZEER, A. M.; KARPOWICZ, N.; SUTTER, D.; MAJOR, Z.; METZGER, T.; KRAUSZ, F.: *Third-generation femtosecond technology*. Optica **1** (2014) Nr. 1, S. 45–63.
- [72] PIEHLER, S.; DIETRICH, T.; RUMPEL, M.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *Highly efficient 400 W near-fundamental-mode green thin-disk laser*. Opt. Lett. **41** (2016) Nr. 1, S. 171–174.
- [73] GAPONTSEV, V.; AVDOKHIN, A.; KADWANI, P.; SAMARTSEV, I.; PLATONOV, N.; YAGODKIN, R.: *SM green fiber laser operating in CW and QCW regimes and producing over 550W of average output power*. In: Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials, Devices, and Applications XIII. SPIE, 2014, S. 36 – 44.
- [74] AHMADI, P.; CREEDEN, D.; ASCHAFFENBURG, D.; MOKAN, V.; UNDERWOOD, M.; CAPRARA, A.; SHU, Q.-Z.; SPINELLI, L.; MINELLY, J.; NIKOLOV, I.: *Generating kW laser light at 532 nm via second harmonic generation of a high power Yb-doped fiber amplifier*. In: Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials and Devices XIX. SPIE, 2020, S. 114 – 119.
- [75] PRICKING, S.; DOLD, E.-M.; KAISER, E.; KILLI, A.; BISCH, S.; ZASKE, S.; BAUMANN, F.; BROCKMANN, R.: *2 kW cw laser in the green wavelength regime for copper welding*. In: Solid State Lasers XXIX: Technology and Devices. SPIE, 2020, S. 311–317.
- [76] STOLZENBURG, C.; SCHÜLE, W.; ANGRICK, V.; BOUZID, M.; KILLI, A.: *Multi-kW IR and green nanosecond thin-disk lasers*. In: Solid State Lasers XXIII: Technology and Devices. SPIE, 2014, S. 117–123.
- [77] AVDOKHIN, A.; GAPONTSEV, V.; KADWANI, P.; VAUPEL, A.; SAMARTSEV, I.; PLATONOV, N.; YUSIM, A.; MYASNIKOV, D.: *High average power quasi-CW single-mode green and UV fiber lasers*. In: Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials, Devices, and Applications XIV. SPIE, 2015, S. 19 – 35.
- [78] TSUBAKIMOTO, K.; YOSHIDA, H.; MIYANAGA, N.: *600 W green and 300 W UV light generated from an eight-beam, sub-nanosecond fiber laser system*. Opt. Lett. **42** (2017) Nr. 17, S. 3255–3258.
- [79] GRONLOH, B.; RUSSBUELDT, P.; JUNGBLUTH, B.; HOFFMANN, H.-D.: *Green sub-ps laser exceeding 400 W of average power*. In: Solid State Lasers XXIII: Technology and Devices. SPIE, 2014, S. 146 – 155.
- [80] ROTHHARDT, J.; EIDAM, T.; HÄDRICH, S.; JANSEN, F.; STUTZKI, F.; GOTTSCHALL, T.; ANDERSEN, T. V.; LIMPET, J.; TÜNNERMANN, A.:

- 135 W average-power femtosecond pulses at 520 nm from a frequency-doubled fiber laser system.* Opt. Lett. **36** (2011) Nr. 3, S. 316–318.
- [81] SANGLA, D.; SABY, J.; COCQUELIN, B.; SALIN, F.: *High power picosecond fiber laser emitting 50 W at 343 nm at 80 MHz.* In: Fiber Lasers IX: Technology, Systems, and Applications. SPIE, 2012, S. 79 – 84.
- [82] ROTHHARDT, J.; ROTHHARDT, C.; MÜLLER, M.; KLENKE, A.; KIENEL, M.; DEMMLER, S.; ELSMANN, T.; ROTHHARDT, M.; LIMPET, J.; TÜNNERMANN, A.: *100 W average power femtosecond laser at 343 nm.* Opt. Lett. **41** (2016) Nr. 8, S. 1885–1888.
- [83] ROTHHARDT, C.; ROTHHARDT, J.; KLENKE, A.; PESCHEL, T.; EBERHARDT, R.; LIMPET, J.; TÜNNERMANN, A.: *BBO-sapphire sandwich structure for frequency conversion of high power lasers.* Opt. Mater. Express **4** (2014) Nr. 5, S. 1092–1103.
- [84] MÜHLIG, C.; BUBLITZ, S.: *Characterization of NLO crystal absorption for wavelengths 1 to 4.* In: Laser-Induced Damage in Optical Materials 2016. SPIE, 2016, S. 187 – 193.
- [85] MÜHLIG, C.; BUBLITZ, S.: *Characterization of nonlinear optical crystal absorption.* Opt. Eng. **57** (2018) Nr. 12, S. 1–6.
- [86] RÖCKER, C.; NEGEL, J.-P.; LOESCHER, A.; DIETRICH, T.; PIEHLER, S.; DANNECKER, B.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier scheme avoiding misalignment induced by natural convection of the ambient air.* Opt. Eng. **58** (2019) Nr. 9, S. 1 – 8.
- [87] RÖCKER, C.; LOESCHER, A.; NEGEL, J. P.; DELAIGUE, M.; MORIN, F.; HÖNNINGER, C.; MOTTAY, E.; VILLEVAL, P.; HOLVOET, A.; LUPINSKI, D.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *Direct amplification of sub-300 fs pulses in a versatile thin-disk multipass amplifier.* Opt. Commun. **460** (2020), S. 125159.
- [88] PIEHLER, S.: *Resonatorinterne Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontstörungen in hochbrillanten Scheibenlasern.* Herbert Utz Verlag, 2017. Universität Stuttgart, Dissertation.
- [89] GIRES, F.; TOURNOIS, P.: *Interferometre utilisable pour la compression d'impulsions lumineuses modulees en frequence.* C.R. Hebd. Seances Acad. Sci. **258** (1964) Nr. 25, S. 6112.
- [90] KUHLE, J.; HEPPNER, J.: *Compression of femtosecond optical pulses with dielectric multilayer interferometers.* IEEE J. Quantum Electron. **22** (1986) Nr. 1, S. 182–185.
- [91] SZIPÖCS, R.; FERENCZ, K.; SPIELMANN, C.; KRAUSZ, F.: *Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers.* Opt.

- Lett. **19** (1994) Nr. 3, S. 201–203.
- [92] SARACENO, C. J.; EMAURY, F.; HECKL, O. H.; BAER, C. R. E.; HOFFMANN, M.; SCHRIBER, C.; GOLLING, M.; SÜDMEYER, T.; KELLER, U.: *275 W average output power from a femtosecond thin disk oscillator operated in a vacuum environment*. Opt. Express **20** (2012) Nr. 21, S. 23535–23541.
  - [93] SARACENO, C. J.; EMAURY, F.; SCHRIBER, C.; DIEBOLD, A.; HOFFMANN, M.; GOLLING, M.; SÜDMEYER, T.; KELLER, U.: *Toward Millijoule-Level High-Power Ultrafast Thin-Disk Oscillators*. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **21** (2015) Nr. 1, S. 106–123.
  - [94] RÖCKER, C.; LOESCHER, A.; BIENERT, F.; VILLEVAL, P.; LUPINSKI, D.; BAUER, D.; KILLI, A.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *Ultrafast green thin-disk laser exceeding 1.4 kW of average power*. Opt. Lett. **45** (2020) Nr. 19, S. 5522–5525.
  - [95] RÖCKER, C.; WEINERT, P.; VILLEVAL, P.; LUPINSKI, D.; DELAIGUE, M.; HÖNNINGER, C.; WEBER, R.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *Nonlinear absorption in lithium triborate frequency converters for high-power ultrafast lasers*. Opt. Express **30** (2022) Nr. 4, S. 5423–5438.
  - [96] KOECHNER, W.: *Solid-state laser engineering*, 6. Aufl. New York, NY: Springer, 2006, S. 625–629.
  - [97] DIETRICH, T.; PIEHLER, S.; RÖCKER, C.; RUMPEL, M.; AHMED, M. A.; GRAF, T.: *Passive compensation of the misalignment instability caused by air convection in thin-disk lasers*. Opt. Lett. **42** (2017) Nr. 17, S. 3263–3266.
  - [98] DIEBOLD, A.; SALTARELLI, F.; GRAUMANN, I. J.; SARACENO, C. J.; PHILLIPS, C. R.; KELLER, U.: *Gas-lens effect in kW-class thin-disk lasers*. Opt. Express **26** (2018) Nr. 10, S. 12648–12659.
  - [99] PAULUS, P.; LANGENHORST, R.; JAGER, D.: *Generation and optimum control of picosecond optical pulses from gain-switched semiconductor lasers*. IEEE J. Quantum Electron. **24** (1988) Nr. 8, S. 1519–1523.
  - [100] SOGAWA, T.; ARAKAWA, Y.; TANAKA, M.; SAKAKI, H.: *Observation of a short optical pulse ( $<1.3$  ps) from a gain-switched quantum well laser*. Appl. Phys. Lett. **53** (1988) Nr. 17, S. 1580–1582.
  - [101] GRECHIN, S. G.; ZUEV, A. V.; KOKH, A. E.; MOISEEV, N. V.; POPOV, P. A.; SIDOROV, A. A.; FOKIN, A. S.: *Thermophysical parameters of the LBO crystal*. Quantum Electron. **40** (2010) Nr. 6, S. 509–512.



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützten.

Die Arbeiten an den Multipassverstärkern und zur Frequenzkonversion wurden durch die Europäische Union im Rahmen der Projekte H2020 HIPERDIAS (687880) und H2020 TresClean (687613) ermöglicht. Besonderer Dank gilt der Firma Trumpf, welche Sachmittel in großzügigem Umfang zur Verfügung stellte und damit einen entscheidenden Beitrag zu dieser Arbeit leistete. In gleichem Maße gilt mein Dank der Firma Cristal Laser für die jahrelange Unterstützung in allen Belangen rund um nichtlineare Kristalle und die stets gute Zusammenarbeit.

Ganz besonderer Dank gilt Prof. Dr. Thomas Graf für die Betreuung meiner Doktorarbeit und die Übernahme des Hauptberichts. Die zahlreichen Anmerkungen und Rückfragen haben sowohl die Qualität der Dissertation als auch die der beinhalteten Publikationen signifikant erhöht. Ebenso gilt mein Dank Prof. Dr.-Ing. Stephan Reichelt für das Interesse an dieser Arbeit und die Übernahme des Mitberichts. Ebenfalls gilt Dr. Marwan Abdou Ahmed mein besonderer Dank. Seine Arbeit in der Beantragung, Organisation und Leitung von Forschungsprojekten sowie die zahlreichen Verbindungen in die Industrie schaffen erst die Rahmenbedingungen für Dissertationen. Die enge Zusammenarbeit über die Jahre hat mich in vielen Aspekten geprägt.

Ich danke allen meinen Kolleginnen und Kollegen aus der Laserentwicklung, Systemtechnik, Verfahrensentwicklung, Technik und Verwaltung für die außergewöhnlich gute Arbeitsatmosphäre, die vielen Aktivitäten außerhalb des Instituts, das entgegengebrachte Vertrauen und die Unterstützung.

Mein ganz herzlicher Dank gilt den „Multipass-Jungs“: André Loescher, Florian Bienert und Jan-Philipp Negel. Die Zusammenarbeit, der Zusammenhalt und die Atmosphäre hätten nicht besser sein können. Herzlichen Dank für diese unvergessliche Zeit!

Besonderer Dank gilt auch meinen Kollegen Tom Dietrich, Frieder Beirow, Benjamin Dannecker, Christian Röhrer, Stefan Esser, Uwe Brauch, Pascal Weinert und

Stefan Piehler. Die Diskussionen mit euch haben mir häufig ganz neue Blickwinkel aufgezeigt.

Schließlich danke ich meinen Eltern Sonja, Jany, Gaby, Albrecht, Claudius und Jürgen, meinen Geschwistern und insbesondere meiner Frau Johanna. Vielen Dank für den Rückhalt, die Unterstützung, die Geduld und das Verständnis, wenn ich mich meiner Dissertation widmete.

# 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

### **Gorritz, Michael**

Adaptive Optik und Sensorik im Strahlführungssystem von Laserbearbeitungsanlagen

1992, vergriffen, ISBN 3-519-06206-2

### **Mohr, Ursula**

Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO<sub>2</sub>-Laserschneiden von Metallen

1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

### **Rudlaff, Thomas**

Arbeiten zur Optimierung des Umwandlungshärrens mit Laserstrahlen

1993, 152 Seiten, ISBN 3-519-06208-9

### **Borik, Stefan**

Einfluß optischer Komponenten auf die Strahlqualität von Hochleistungslasern

1993, 200 Seiten, ISBN 3-519-06209-7

### **Paul, Rüdiger**

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell längsgeströmte CO<sub>2</sub>-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

### **Grünwald, Karin M.**

Modellierung der Energietransferprozesse in längsgeströmten CO<sub>2</sub>-Lasern

1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

### **Shen, Jialin**

Optimierung von Verfahren der Laseroberflächenbehandlung mit gleichzeitiger Pulverzufuhr

1994, 160 Seiten, ISBN 3-519-06214-3

### **Arnold, Johannes M.**

Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit Excimerlasern

1994, 192 Seiten, ISBN 3-519-06215-1

### **Holzwarth, Achim**

Ausbreitung und Dämpfung von Stoßwellen in Excimerlasern

1994, 153 Seiten, ISBN 3-519-06216-X

### **Dausinger, Friedrich**

Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozesseffektivität

1995, 143 Seiten, ISBN 3-519-06217-8

### **Meiners, Eckhard**

Abtragende Bearbeitung von Keramiken und Metallen mit gepulstem Nd:YAG-Laser als zweistufiger Prozeß

1995, 120 Seiten, ISBN 3-519-06222-4

### **Beck, Markus**

Modellierung des Lasertiefschweißens

1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06218-6

### **Breining, Klaus**

Auslegung und Vermessung von Gasentladungsstrecken für CO<sub>2</sub>-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 CO<sub>2</sub>- 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**

Laserschweißignung von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Leichtbau

1996, 202 Seiten, ISBN 3-519-06226-7

**Wittig, Klaus**

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

**Grünenwald, Bernd**

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO<sub>2</sub>-Hochleistungslaser  
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

**Lee, Jae-Hoon**

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

**Albinus, Uwe N. W.**

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

**Wiedmaier, Matthias**

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

**Bloehs, Wolfgang**

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

**Bea, Martin**

Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO<sub>2</sub>-Laserstrahlung  
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06231-3

**Stöhr, Michael**

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

**Plaß, Wilfried**

Zerstörschwellen und Degradation von CO<sub>2</sub>-Laseroptiken  
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

**Schaller, Markus K. R.**

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

**Hack, Rüdiger**

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

**Krupka, René**

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

**Pfeiffer, Wolfgang**

Fluiddynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO<sub>2</sub>-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 CO<sub>2</sub>-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung  
1999, 121 Seiten, ISBN 3-519-06244-5

**Callies, Gert**

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

**Schubert, Michael E.**

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

**Kern, Markus**

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

**Raiber, Armin**

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

# Laser in der Materialbearbeitung

## Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

### Schittenhelm, Henrik

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas  
beim Abtragen und Schweißen

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

### Stewen, Christian

Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung

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

### Schmitz, Christian

Gaselektronische Analysemethoden zur Optimierung von Lasergasentladungen

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

### Karszewski, Martin

Scheibenlaser höchster Strahlqualität

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

### Chang, Chin-Lung

Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik

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

### Haag, Matthias

Systemtechnische Optimierungen der Strahlqualität von Hochleistungsdiodenlasern

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

### Bahn Müller, Jochen

Charakterisierung gepulster Laserstrahlung zur

Qualitätssteigerung beim Laserbohren

2000, 138 Seiten, ISBN 3-89675-851-9

### Schellhorn, Martin Carl Johannes

CO-Hochleistungslaser: Charakteristika und Einsatzmöglichkeiten beim Schweißen

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

### Angstenberger, Birgit

Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten

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

### Bachhofer, Andreas

Schneiden und Schweißen von Aluminiumwerkstoffen mit Festkörperlasern für den Karoseriebau

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

### Breitschwerdt, Sven

Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen

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

### Mochmann, Gunter

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

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

### Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung des Weichlötens mit Diodenlasern

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

### Mästle, Rüdiger

Bestimmung der Propagationseigenschaften von Laserstrahlung

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

### Voß, Andreas

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

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

### Müller, Matthias G.

Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung

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

### Abeln, Tobias

Grundlagen und Verfahrenstechnik des reaktiven 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 laserintegrierten Komplettbearbeitung in Werkzeugmaschinen

2002, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0176-3

### Staud, Jürgen

Sensitive Werkzeuge für ein neues Montagekonzept in der Mikrosystemtechnik

2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0175-5

### Schinzl, Cornelius M.

Nd:YAG-Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Automobilbau

2002, 177 Seiten, ISBN 3-8316-0201-8

### Sebastian, Michael

Grundlagenuntersuchungen zur Laser-Plasma-CVD Synthese von Diamant und amorphen Kohlenstoffen

2002, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0200-X

**Lücke, Bernd**

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

**Hohenberger, Bernd**

Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokus-  
technik – Steigerung von Prozeßsicherheit, Fle-  
xibilität und verfügbarer Strahlleistung  
2003, 128 Seiten, ISBN 3-8316-0223-9

**Jasper, Knut**

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

**Heimerdinger, Christoph**

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

**Christoph Fleig**

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

**Joachim Radtke**

Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in ke-  
ramischen Werkstoffen mittels repetierender  
Laserbearbeitung  
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0285-9

**Michael Brandner**

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

**Reinhard Winkler**

Porenbildung beim Laserstrahlschweißen von  
Aluminium-Druckguss  
2004, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0313-8

**Helmut Kindler**

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

**Andreas Ruf**

Modellierung des Perkussionsbohrens von Metal-  
len mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern  
2004, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0372-3

**Guido Hergenhan**

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

**Klaus Goth**

Schweißen von Mischverbindungen aus Alumi-  
numguß- und Knetlegierungen mit CO<sub>2</sub>-Laser  
unter besonderer Berücksichtigung der Nahtart  
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0427-4

**Armin Strauch**

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

**Thomas Wawra**

Verfahrensstrategien für Bohrungen hoher Präzi-  
sion mittels Laserstrahlung  
2004, 162 Seiten, ISBN 3-8316-0453-3

**Michael Honer**

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

**Thomas Herzinger**

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

**Reiner Heigl**

Herstellung von Randschichten auf Aluminium-  
gusslegierungen mittels Laserstrahlung  
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-6

# Laser in der Materialbearbeitung

## Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

### Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim Laserstrahltafischweifen  
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

Laserstrahl-schweifen 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 variabel-  
tem Laserstrahldurchmesser in modularen Ferti-  
gungssystemen

2006, 132 Seiten, ISBN 3-8316-0572-6

### Andreas Ruß

Schweifen mit dem Scheibenlaser-Potentiale der  
guten Fokussierbarkeit

2006, 142 Seiten, ISBN 3-8316-0580-7

### Gabriele Seibold

Absorption technischer Oberflächen in der La-  
sermaterialbearbeitung

2006, 156 Seiten, ISBN 3-8316-0618-8

### Dirk Lindenau

Magnetisch beeinflusstes Laserstrahl-schweifen  
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 Nahteig-  
enschaften beim Laserstrahl-schweifen von  
Aluminiumwerkstoffen

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

### Mikhail Larionov

Kontaktierung und Charakterisierung von Kristal-  
len für Scheibenlaser

2009, 186 Seiten, ISBN 978-3-8316-0855-3

### Jürgen Müller-Borhanian

Kamerabasierte In-Prozessüberwachung beim  
Laserstrahl-schweifen

2009, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-0890-4

### Andreas Letsch

Charakterisierung allgemein astigmatischer La-  
serstrahlung mit der Methode der zweiten Mo-  
mente

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

### Thomas Kübler

Modellierung und Simulation des Halbleiterschei-  
benlasers

2009, 152 Seiten, ISBN 978-3-8316-0918-5

### Günter Ambrosy

Nutzung elektromagnetischer Volumenkräfte  
beim Laserstrahl-schweifen

2009, 170 Seiten, ISBN 978-3-8316-0925-3

### Agnes Ott

Oberflächenmodifikation von Aluminiumlegierun-  
gen mit Laserstrahlung: Prozessverständnis und  
Schichtcharakterisierung

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

### Detlef Breitting

Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren  
mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung

2010, 200 Seiten, ISBN 978-3-8316-0960-4

### Dmitrij Walter

Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels  
ultrakurz gepulster Laserstrahlung

2010, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-0968-0

### Jan-Philipp Weberpals

Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim  
Laserstrahl-schweifen

2010, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-0995-6

### Angelika Beyertt

Yb:KYW regenerativer Verstärker für ultrakurze  
Pulse

2010, 166 Seiten, ISBN 978-3-8316-4002-7

**Christian Stolzenburg**

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

**Svent-Simon Beyertt**

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

**Sonja Kittel**

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

**Andrey Andreev**

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

**Christian Föhl**

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

**Andreas Josef Birnesser**

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

**Christoph Neugebauer**

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

**Andreas Dauner**

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

**Axel Heß**

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

**Christian Gehrke**

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

**David Schindhelm**

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

**Tilman Froschmeier-Hanss**

Festigkeitsverhalten laserstrahlgeschweißter belastungsangepasster Stahlwerkstoffverbindungen  
2014, 200 Seiten, ISBN 978-3-8316-4347-9

**Moritz Vogel**

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

**Andreas Michalowski**

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

**Georg Stöppler**

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

**Patrick Mucha**

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

**Claus-Dieter Reiniger**

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

**Andreas Leitz**

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

**Peter Stritt**

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

**Katrin Sarah Wentsch**

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

**Jan-Philipp Negel**

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

**Christian Freitag**

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

**Andreas Popp**

Faserlaser und Faserlaserverstärker als Brillanzkonverter für Scheibenlaserstrahlen  
2017, 242 Seiten, ISBN 978-3-8316-4643-2



**Karin Heller**

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

**Stefan Piehler**

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

**Felix Abt**

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

**Volker Rominger**

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

**Thomas Rataj**

Hochleistungstaugliche faserintegrierte Strahlweiche  
2018, 142 Seiten, ISBN 978-3-8316-4733-0

**Michael Diez**

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

**Andreas Heider**

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

**Marcel Schäfer**

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

## Laser in der Materialbearbeitung

### Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

Forschungsberichte des IFSW ab 2019 erschienen im utzverlag, München

**Tom Dietrich**

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

**Martin Rumpel**

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

**Michael Eckerle**

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

**Martin Stubenvoll**

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

**Christian Hagenlocher**

Die Kornstruktur und der Heißrisswiderstand von Laserstrahlschweißnähten in Aluminiumlegierungen  
2020, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4864-1

**Florian Fetzer**

Analyse der Geometrie und Stabilität der Kapillare beim Laserstrahl-tiefschweißen mittels reduzierter Modelle.  
2020, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-4874-0

**Michael Jarwitz**

Laserstrahlschweißen von Metallen mit unterschiedlichen thermophysikalischen Eigenschaften.  
2020, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-4882-5

**Christian Röhler**

Flexible Führung hochbrillanter Laserstrahlen mit optischen Fasern  
2020, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4888-7

**Martin Sommer**

Laserstrahlschweißen der Aluminiumlegierung  
AlMgSi mittels Strahloszillation  
2021, 110 Seiten, ISBN 978-3-8316-4898-6

**Birgit Weichelt**

Experimental Investigations on Power Scaling of  
High-Brightness cw Ytterbium-Doped Thin-Disk  
Lasers.  
2021, 166 Seiten, ISBN 978-3-8316-4914-3

**Sebastian Faas**

Oberflächenfunktionalisierung von Stahl mit UKP-  
Lasern mit mehreren Hundert Watt mittlerer La-  
serleistung.  
2021, 95 Seiten, ISBN 978-3-8316-4935-8

**Daniel Weller**

Erhöhung der Prozesssicherheit beim Remote-  
Laserstrahlfügen von Aluminiumwerkstoffen.  
2021, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4940-2

**Sebastian Hecker**

Verfahren zur Inline-Prozessüberwachung für  
das Schweißen von Glas mit Ultrakurzpulslasern  
2022, 132 Seiten, ISBN 978-3-8316-4955-6

**Frieder Beirow**

Leistungskalierung ultrakurz gepulster radial  
polarisierter Laserstrahlung.  
2022, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4970-9

**Meiko Boley**

Bestimmung und Regelung der Kapillar- und  
Nahttiefe beim Laserstrahlschweißen.  
2022, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-4986-0

**Christoph Röcker**

Flexible Verstärkung und Frequenzkonversion  
ultrakurzer Laserpulse mit Ausgangsleistungen  
im kW-Bereich  
2022, 182 Seiten, ISBN 978-3-8316-4987-7