

**Leistungsskalierung ultrakurz gepulster radial polarisierter
Laserstrahlung**

Powerscaling of radially polarized ultra-short pulsed laser radiation

Der Fakultät Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik der Universität
Stuttgart

zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
vorgelegte Abhandlung

von

Frieder Beirow

aus Bad Reichenhall

Hauptberichter:	Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf
Mitberichter:	Prof. Dr. rer. nat. Alois Herkommer

Tag der mündlichen Prüfung: 23.03.2022

Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart

2021

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

F. Beirow
Leistungsskalierung ultrakurz gepulster
radial polarisierter Laserstrahlung

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.

Leistungsskalierung ultrakurz gepulster radial polarisierter Laserstrahlung

von Dr.-Ing. Frieder Beirow
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. rer. nat. Alois Herkommer

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., 2021

D 93

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

Copyright © utzverlag GmbH 2022

ISBN 978-3-8316-4970-9

Printed in Germany

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

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	3
Liste der verwendeten Symbole	5
Kurzfassung	7
Extended abstract	11
1 Einleitung	14
1.1 Motivation	14
1.2 Stand der Technik	17
1.2.1 Verstärkung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen	17
1.2.2 Erzeugung radial polarisierter ultrakurz gepulster Strahlen .	22
1.2.2.1 Überblick über verschiedene Methoden zur Erzeugung radial polarisierter Strahlen	22
1.2.2.2 Erzeugung ultrakurzer Pulse mit Scheibenlaseroszillatoren	27
1.3 Forschungsbedarf und Zielsetzung	28
1.3.1 Zielsetzung zur Erzeugung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen mit einem Scheibenlaseroszillator	30
1.3.1.1 Untersuchungen zur Polarisationsformung	31
1.3.1.2 Geregelte Kompensation der thermischen Linsenwirkung des Scheibenlaserkristalls	35
1.3.2 Zielsetzung zur Verstärkung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen mit einem SCF-Verstärker	38
2 Untersuchungen zur Steigerung der optischen Effizienz modengekoppelter Scheibenlaser zur Erzeugung radial polarisierter Strahlen	39
2.1 Publikation	39
2.2 Einordnung der Ergebnisse	64

3	Leistungsskalierung eines modengekoppelten Scheibenlaseroszillators zur Erzeugung radial polarisierter Strahlen	65
3.1	Publikation	65
3.2	Einordnung des experimentellen Resultats	80
4	Untersuchungen zur Kompensation der thermischen Linsenwirkung in Scheibenlaserresonatoren	81
4.1	Publikation	82
4.2	Einordnung der Ergebnisse	93
5	Untersuchungen zur Verstärkung ultrakurz gepulster radial polarisierter Strahlen	94
5.1	Publikation	94
5.2	Einordnung der Ergebnisse	120
6	Zusammenfassung und Ausblick	122
	Literaturverzeichnis	125
	Danksagung	135

Liste der verwendeten Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
λ	Vakuum-Wellenlänge	nm
τ_p	Pulsdauer	ps
M^2	Beugungsmaßzahl	
R_{GWM}	Reflektivität des GWMs	
I_{GWM}	Die aus dem Resonator ausgekoppelte Intensität bei Verwendung eines GWMs als Faltelement	W/m ²
I_{GWOC}	Die aus dem Resonator ausgekoppelte Intensität bei Verwendung eines GWOCs als Auskoppellement	W/m ²
η_{GWM}	Optische Effizienz bei Verwendung eines GWMs als Faltspiegel	
η_{GWOC}	Optische Effizienz bei Verwendung eines GWOCs als Auskoppellement	
p	Pumpleistungsdichte	W/m ³
$p_{0,\text{GWM}}$	Schwellpumpleistungsdichte bei Verwendung eines GWMs als Faltelement	W/m ³
$p_{0,\text{GWOC}}$	Schwellpumpleistungsdichte bei Verwendung eines GWOCs als Auskoppellement	W/m ³
R_{OC}	Reflektivität des Auskoppellements	
η_{diff}	Beugungseffizienz des GWOCs in eine höhere Ordnung in Transmission	
σ_{ou}	Emissionsquerschnitt des Laserübergangs	m ²
τ_o	Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus	μs
L_L	Dicke des laseraktiven Mediums	μm
V	Resonatorverluste	
$h\nu_{\text{pump}}$	Photonenenergie der Pumpstrahlung	J
R_0	Ungesättigte Reflektivität eines sättigbaren Absorbers	%
ΔR	Modulationstiefe eines sättigbaren Absorbers	%
A_{ns}	Nicht-sättigbare Verluste eines sättigbaren Absorbers	%
F_{sat}	Sättigungsfluenz eines sättigbaren Absorbers	$\mu\text{J}/\text{cm}^2$

Abkürzung	Bedeutung
KLM	Engl.: Kerr-Lens Modelocking (Mechanismus zur Modenkopp- lung basierend auf dem Kerr-Linsen Effekt)
LM	Engl.: Leaky Mode (verlustbehaftete Wellenleitermode)
GWS	Engl.: Grating Waveguide Structure (Gitter Wellenleiter- struktur)
GWM	Engl.: Grating Waveguide Mirror (Gitter Wellenleiter Spiegel)
GWOC	Engl.: Grating Waveguide Output Coupler (Gitter Wellenleiter Auskoppler)
SESAM	Engl.: Semiconductor Saturable Absorber Mirror (sättigbarer Halbleiterspiegel)
SESOC	Engl.: Semiconductor Saturable Output Coupler (sättigbarer Halbleiter Auskoppler)
SDM	Engl.: Spherically Deformable Mirror (sphärisch deformierbarer Spiegel)
SPM	Engl.: Self Phase Modulation (Selbstphasenmodulation)
LG_{01}^*	Radial oder azimuthal polarisierte Lasermode mit ringförmiger Intensitätsverteilung
ML	Engl.: Mode-locked (modengekoppelt)
SHG	Engl.: Second Harmonic Generation (Erzeugung der zweiten Harmonischen)
LBO	Lithiumtriborat (LiB_3O_5)
Yb	Ytterbium
Nd	Neodym
YAG	Yttrium-Aluminium-Granat ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$)
LuAG	Lutetium-Aluminium-Granat ($\text{Lu}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$)
FWHM	Engl.: Full-Width at Half-Maximum (volle Halbwertsbreite)
TE	Transversal elektrisch
TM	Transversal magnetisch
HR	Engl.: Higly-reflective (hochreflektiv)
AR	Engl.: Anti-reflective (antirefektiv)
SCF	Engl.: Single-Crystal Fiber (einkristalline Faser)
CPA	Engl.: Chirped-Pulse Amplification (Verstärkung eines zeitlich gestreckten Pulses)
DBR	Engl.: Distributed Bragg Reflector (Bragg-Spiegel)
RoC	Engl.: Radius of Curvature (Krümmungsradius)
GTI	Gires-Tourniois Interferometer
IFSW	Institut für Strahlwerkzeuge

Kurzfassung

In der Lasermaterialbearbeitung spielt die gezielte Anpassung der Polarisation eine wichtige Rolle zur Steigerung der Effizienz und Qualität verschiedener Bearbeitungsprozesse. Radial und azimuthal polarisierte Laserstrahlen erwiesen sich als vorteilhaft beim Laserschneiden, Laserbohren und bei der Oberflächenstrukturierung. Um die Attraktivität radial und azimuthal polarisierter Strahlen für den Einsatz in der industriellen Fertigung zu steigern, werden Strahlquellen benötigt, die hohe mittlere Leistungen zur Verfügung stellen und gleichzeitig kompakt, kostengünstig und wartungsarm sind. Diese Arbeit befasst sich mit der Erzeugung und Verstärkung ultrakurz gepulster (Pulsdauer < 10 ps), radial polarisierter Strahlen. Im Vordergrund stand eine Steigerung der mittleren Leistung bei gleichzeitiger Reduzierung von Kosten, Dimensionen und Komplexität des Lasersystems.

Vor Beginn dieser Arbeit wurde die Verstärkung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen auf mittlere Leistungen von über 100 W ausschließlich mit Scheibenlaser-Multipassverstärkern demonstriert. Den herausragenden Eigenschaften dieser Laserarchitektur für die Verstärkung auf hohe mittlere Leistungen bis in den Kilowatt Bereich bei Pulsenergien im Millijoule Bereich stehen signifikante Nachteile wie hohe Anschaffungskosten, eine große räumliche Ausdehnung und eine hohe Systemkomplexität entgegen. Eine vielversprechende kompakte und kostengünstige Alternative zu Scheibenlaser-Multipassverstärkern für die Verstärkung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen auf einige hundert Watt bietet das „Single-Crystal-Fiber“ (SCF) Verstärkerkonzept. Ziel dieser Arbeit war eine Skalierung der mittleren Leistung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen auf über 200 W mit einem kompakten einstufigen SCF-Verstärker sowie eine Untersuchung der Limitierungen dieses Konzepts. Um mit einem einstufigen SCF-Verstärker eine hohe Extraktionseffizienz und eine hohe mittlere Ausgangsleistung zu erzielen, wird eine leistungsstarke Seedquelle benötigt, welche die Verstärkung des Laserkristalls ausreichend sättigt. Daher waren auch Untersuchungen zur Leistungsskalierung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen mit modengekoppelten Scheibenlaseroszillatoren Bestandteil dieser Arbeit.

Die höchste mittlere Leistung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen ohne Nachverstärkung betrug vor Beginn dieser Arbeit 13,3 W und wurde mit einem

modengekoppelten Scheibenlaseroszillator demonstriert [1]. Zur Stabilisierung des modengekoppelten Betriebs wurde ein sättigbarer Halbleiterspiegel (engl.: Semiconductor Saturable Absorber Mirror, SESAM) als Endspiegel des Resonators verwendet und zur Polarisationsformung kam eine teilreflektive Gitter-Wellenleiterstruktur (engl.: Grating Waveguide Structure, GWS) zum Einsatz, welche als Auskoppel-element des Resonators fungierte. Diese teilreflektive GWS wird im Folgenden als GWOC (engl.: Grating Waveguide Output Coupler, GWOC) bezeichnet. Der GWOC beugte in der in [1] beschriebenen Ausführung bis zu 45% der aus dem Resonator ausgekoppelten Leistung in eine höhere Beugungsordnung [2], was die erreichbare optische Effizienz stark einschränkte. Aus diesem Grund wurden in der Folge weitere Untersuchungen zur Steigerung der optischen Effizienz modengekoppelter Scheibenlaseroszillatoren zur Erzeugung radial polarisierter Strahlen durchgeführt. Ziel dieser Untersuchungen war, den GWOC durch eine hochreflektive GWS, welche im Folgenden als GWM (engl.: Grating Waveguide Mirror, GWM) bezeichnet wird, zu ersetzen, um besagte Beugungsverluste zu umgehen. Hierzu wurden zwei verschiedene Resonator-Konfigurationen untersucht, welche den Einsatz eines GWMs zur Polarisationsformung ermöglichten.

In einer dieser Konfigurationen wurde ein GWM als Endspiegel des Resonators eingesetzt und zur Stabilisierung des modengekoppelten Betriebs kam ein teilreflektiver sättigbarer Halbleiterspiegel (engl.: Semiconductor Saturable Output Coupler, SESOC) zum Einsatz, welcher als Auskoppel-element fungierte. Da ein SESOC im Gegensatz zu einem SESAM nicht rückflächig gekühlt werden kann, ist die erreichbare Strahlqualität aufgrund von thermischen Effekten limitiert. Mit einem numerischen Modell wurde die erreichbare Leistung bei guter Strahlqualität ($M^2 < 2,5$) auf 6-10 W abgeschätzt, was experimentell bestätigt wurde. Mit dem numerischen Modell konnte eine Strategie zur Reduzierung der thermisch induzierten Aberrationen identifiziert und bewertet werden. Durch das frontseitige Aufbringen eines einkristallinen Diamant-Wärmespreizers und einer Reduzierung der Substrat-Dicke sollte laut dem numerischen Modell mit einem optimierten SESOC eine mittlere Ausgangsleistung von bis zu 150 W bei guter Strahlqualität erreichbar sein.

In einer weiteren Resonator-Konfiguration wurde ein GWM zur Polarisationsformung als Faltelement eingesetzt, wodurch ein SESAM als Endspiegel des Resonators verwendet werden konnte. Mit einem GWM mit einer Reflektivität von 99,3% konnte im Dauerstrichbetrieb eine um 9 Prozentpunkte höhere Effizienz als mit einem GWOC als Auskoppel-element erzielt werden. Numerische Simulationen zeigten, dass mit einem GWM mit einer Reflektivität von 99,8% eine um etwa 20 Prozentpunkte höhere optische Effizienz als mit den derzeit verfügbaren verlustbehafteten

GWOCs [1] erreichbar sein sollte. Ferner wurde in dieser Konfiguration ein stabiler modengekoppelter Betrieb mit einer Ausgangsleistung von 15 W mit nahezu idealer Strahlqualität von $M^2 = 2,1$ demonstriert.

Die zum Zeitpunkt der Durchführung der experimentellen Arbeiten verfügbaren GWMs zur Erzeugung radial polarisierter Laserstrahlen wurden für einen senkrechten Einfall des Strahls ausgelegt [3]. Um für einen als Faltelement verwendeten GWM eine hohe Reflektivität zu gewährleisten, sollte dieser unter einem kleinen Einfallswinkel ($<0,5^\circ$) betrieben werden. Diese Anforderung bedingt, verglichen mit einem Resonator, in welchem zur Polarisationsformung ein GWOC als Auskoppelement eingesetzt wird, einen deutlich längeren Resonator. Da bei modengekoppelten Laseroszillatoren die Pulsrepetitionsrate durch die Umlaufdauer im Resonator bestimmt ist, nimmt mit der Resonatorlänge die Pulsrepetitionsrate ab. Folglich wird bei dem längeren Resonator bei gleicher mittlerer Leistung eine höhere Pulsenergie und Pulsspitzenleistung erreicht, sodass limitierende nichtlineare Effekte wie Selbstphasenmodulation bei geringerer mittlerer Leistung zum Tragen kommen. Da innerhalb dieser Arbeit eine Skalierung der mittleren Leistung im Vordergrund stand, wurde in dem entsprechenden Experiment ein GWOC als Auskoppelement verwendet um einen möglichst kompakten Resonator mit einer hohen Pulsrepetitionsrate zu realisieren. Somit konnte mit einem modengekoppelten Scheibenlaseroszillator radial polarisierte, ultrakurz gepulste Strahlung mit einer mittleren Leistung von 125 W bei einer Pulsenergie von $1,6 \mu\text{J}$ und einer Pulsspitzenleistung von 1,45 MW erzeugt werden. Dieser Leistungsbereich war vor Beginn dieser Arbeit ausschließlich mit Scheibenlaser-Multipassverstärkern erreichbar.

Eine weitere Erhöhung der Ausgangsleistung des modengekoppelten Scheibenlaseroszillators über 125 W war durch die thermische Linsenwirkung des Scheibenlaserkristalls limitiert. Als Lösungsansatz für diese Problematik wurde im Rahmen dieser Arbeit die Kompensation der thermischen Linsenwirkung des Scheibenlaserkristalls mit einem sphärisch deformierbaren Spiegel (engl.: Spherically Deformable Mirror, SDM) als Aktor in einem geschlossenen Regelkreis untersucht. Die grundlegende Untersuchung des Konzepts wurde an einem Grundmode-Scheibenlaserresonator im Dauerstrichbetrieb durchgeführt. Als Regelgröße wurde der Strahlradius auf der Laserscheibe gemessen. Experimentell konnte mit diesem Ansatz die thermische Linsenwirkung bis zu einer Pumpleistung von 1 kW kompensiert werden, was einen effizienten Laserbetrieb mit beugungsbegrenzter Strahlqualität bis zu einer Ausgangsleistung von 500 W ermöglichte. Nach dieser erfolgreichen Demonstration kann das Konzept in einem zukünftigen Experiment auf einen modengekoppelten Scheibenlaseroszillator zur Erzeugung radial polarisierter Strahlen übertragen werden.

Die übergeordnete Zielsetzung der Untersuchungen zur Leistungsskalierung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen mit Scheibenlaseroszillatoren war die Entwicklung einer leistungsstarken Seedquelle für eine effiziente Verstärkung in einem kompakten, einstufigen SCF-Verstärker. Mit einem auf Langzeitstabilität optimierten, modengekoppelten Scheibenlaseroszillator als Seedquelle, wurde radial polarisierte Strahlung mit einem einstufigen SCF-Verstärker auf eine mittlere Leistung von 290 W und eine Pulsenergie von $6 \mu\text{J}$ verstärkt. Im Vergleich zum Stand der Technik vor Beginn dieser Arbeit konnte die erreichbare Leistung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen mit einem SCF-Verstärker um mehr als einen Faktor drei gesteigert werden. Die Strahlqualität bei der maximalen Ausgangsleistung betrug $M^2 = 2,9$. Mit einem numerischen Modell wurde die maximal erzielbare Leistung mit guter Strahlqualität ($M^2 < 2,5$) auf etwa 240 W abgeschätzt. Ferner wurde das numerische Modell herangezogen, um die Limitierungen der SCF-Technologie bei einer Steigerung der Pump- und der Seedleistung abzuschätzen. Bei einer Pumpleistung von 2 kW und einer Seedleistung von 500 W sollte demnach eine mittlere Ausgangsleistung von über 1 kW bei einer Strahlqualität von $M^2 < 3,5$ erreichbar sein. Nichtlineare Effekte limitieren die erzielbare Pulsspitzenleistung auf etwa 8 MW.

Extended abstract

In laser material processing, the customization of the polarization plays an important role to increase the efficiency as well as the quality of various machining processes. Radially and azimuthally polarized beams have shown advantages for laser cutting, laser drilling and surface structuring. To increase the attractiveness of radially and azimuthally polarized beams for the use in industrial manufacturing, laser sources that provide high average output powers while being compact, providing low cost and low maintenance are required. This work addresses the generation and amplification of radially polarized ultra-short pulsed laser beams. The focus was on increasing the average power while reducing the costs, dimensions, and complexity of the laser system.

At the beginning of this work, radially polarized ultra-short pulsed laser beams with output powers exceeding 100 W could only be provided by thin-disk multipass amplifiers. The outstanding properties of thin-disk multipass amplifiers for the amplification to high average powers in the kilowatt range and high pulse energies in the millijoule range are contrasted by significant disadvantages like high costs of acquisition, large spatial dimensions and a high level of complexity. The „Single-Crystal-Fiber“(SCF) concept represents a promising, cost-efficient and compact alternative to the thin-disk multipass concept for the amplification of radially polarized ultra-short pulsed beams to average powers of a few hundred Watts. The aim of this work was to scale the average power of radially polarized ultra-short pulsed beams to average powers exceeding 200 W using a compact single-stage SCF amplifier as well as a theoretical investigation of the limitations of this concept. In order to reach high average powers and high extraction efficiencies with a single-stage SCF amplifier, a powerful seed source which saturates the gain sufficiently is needed. Investigations on scaling the average power of mode-locked thin-disk oscillators emitting radially polarized beams was therefore also part of this work.

Before the beginning of this work, the maximum average power of ultra-short pulsed radially polarized beams generated with laser oscillators was 13.3 W [1]. This result was achieved with a mode-locked thin-disk oscillator employing a Semiconductor Saturable Absorber Mirror (SESAM) as the resonator's end mirror to stabilize mode-locked operation. For polarization shaping, a partly-reflective Grating Waveguide

Structure (GWS) was implemented as output coupling element. In the following, this partly-reflective GWS is referred to as Grating Waveguide Output Coupler (GWOC). The GWOC diffracted up to 45% of the power coupled out of the resonator into a higher diffraction order [2], which significantly limited the achievable optical efficiency. Investigations to increase the optical efficiency of mode-locked thin-disk oscillators emitting radially polarized pulses were therefore conducted within further work. To avoid the aforementioned diffraction losses, the aim of these investigations was to replace the GWOC with a highly-reflective GWS, which is referred to as Grating Waveguide Mirror (GWM) in the following. To this end, two different resonator configurations which allowed to use a GWM instead of a GWOC for polarization shaping, were investigated. In one configuration, the GWM was used as the end mirror of the resonator and a Semiconductor Saturable Output Coupler (SESOC) was used as the output coupler to stabilize the mode-locked operation. In contrast to a SESAM, a SESOC cannot be cooled from the backside and therefore the transmitted beam suffers from aberrations reducing the beam quality. Using a numerical model, the maximum output power with good beam quality ($M^2 < 2.5$) was estimated to be limited to 6-10 W, which was confirmed experimentally. A strategy to reduce the thermally induced aberrations in the SESOC was therefore identified and evaluated with this model. By applying a single-crystal diamond heat spreader at the front side of the SESOC and by reducing the substrate thickness, an average output power of up to 150 W can be expected with a SESOC while maintaining good beam quality.

In another resonator configuration, a GWM with a reflectivity of 99.3% was used as a folding element for polarization shaping, allowing a SESAM to be used as the end mirror of the resonator. In continuous-wave operation, the optical efficiency in this configuration was 9 percentage points higher compared to the configuration incorporating a GWOC. Numerical simulations indicate that using a GWM with a reflectivity of 99.8% will enable an optical efficiency which is about 20 percentage points higher compared to the configuration using a GWOC. Experimentally, stable mode-locked operation with an output power of 15 W with close to ideal beam quality of $M^2 = 2.1$ was demonstrated in this configuration.

The GWMs available at the time the experimental work was carried out were designed to be used under normal incidence [3]. To ensure a high reflectivity of the GWM used as folding element, the angle of incidence has to be small ($< 0.5^\circ$). Consequently, a resonator with a GWM implemented as folding element is longer than a resonator using a GWOC as output coupling element, resulting in a lower pulse repetition rate. This resonator will therefore yield a higher pulse energy and a higher pulse peak power at a given average power. Therefore, in the case of the

longer resonator, limiting non-linear effects like self-phasemodulation will come into play at lower average powers. Since the aim of this work was scaling the average power, the corresponding experiment was conducted using a GWOC as output coupling element for polarization shaping to realize a thin-disk oscillator with a high pulse repetition rate. In this configuration, an average power of 125 W at a pulse energy of 1.6 μJ and a pulse peak power of 1.45 MW was obtained. Before this work, this range of average power was exclusively accessible with thin-disk multipass amplifiers.

A further increase of the output power above 125 W of the mode-locked thin-disk oscillator was limited by the thermal lensing effect of the thin-disk crystal. As an approach to solve this issue, the closed-loop controlled compensation of the thermal lensing effect by means of a Spherically Deformable Mirror (SDM) was investigated within further work. The fundamental investigation of this approach was conducted with a thin-disk resonator operated in fundamental-mode continuous-wave operation. The radius of the beam oscillating in the resonator at the position of the laser crystal was measured and an SDM was used as an actuator to control the beam radius at the laser crystal. The thermal lensing effect was compensated for up to a pump power of 1 kW which enabled the efficient generation of a diffraction limited beam up to an output power of 500 W. After the successful demonstration of the closed-loop controlled compensation of the thermal lensing effect, this concept can be applied to a mode-locked thin-disk oscillator delivering radially polarized ultra-short pulsed beams in a future experiment.

The overall objective of the experimental investigations on scaling the average power of radially polarized laser beams with mode-locked thin-disk oscillators was the development of a powerful seed source which can be efficiently amplified in a compact single-stage SCF amplifier. A SESAM mode-locked thin-disk oscillator optimized for long term stability delivering a radially polarized beam with an average power of 53 W was used as seed source. This beam was amplified to a maximum average output power of 290 W and a pulse energy of 6 μJ . The beam quality at this power was measured to be $M^2 = 2.9$. In order to estimate the obtainable output power and beam quality, a numerical model was developed. With this model, the achievable output power with good beam quality ($M^2 < 2.5$) was predicted to be 240 W. Furthermore, the numerical model was used to estimate the limitations of the SCF technology with regards to average power. With a pump power of 2 kW and a seed power of 500 W, the model suggests that an average output power of more than 1 kW with a beam quality of $M^2 < 3.5$ should be achievable. However, non-linear effects limit the obtainable pulse peak power to about 8 MW.

1 Einleitung

1.1 Motivation

Für die Umsetzung der von der deutschen Bundesregierung proklamierten „*Industrie 4.0*“ Strategie werden hochflexible Produktionsanlagen benötigt, welche eine Massenfertigung von individualisierten Produkten ermöglichen. Im Gegensatz zu konventionellen mechanischen Werkzeugmaschinen ist der Laser als Werkzeug in der Lage, aus jeder der in der DIN 8580 definierten Hauptgruppen (Urformen, Umformen, Trennen, Fügen, Beschichten sowie Ändern der Materialeigenschaften) mindestens einen Bearbeitungsprozess umzusetzen [4]. Durch die Kombination von generativen und subtraktiven Verfahren lässt sich mit dem Laser als Werkzeug eine „*digitale photonische Produktion*“ realisieren, mit welcher eine Unabhängigkeit der Bauteilkosten von der Losgröße sowie von der Bauteilkomplexität erreichbar ist [5]. Zur Steigerung der Effizienz und der Qualität der Bearbeitungsprozesse ist eine gezielte Anpassung der Eigenschaften der Laserstrahlung notwendig. Neben der Wellenlänge, der Pulsdauer und der räumlichen Intensitätsverteilung, spielt die Polarisation der Laserstrahlung für den Bearbeitungsprozess eine bedeutende Rolle. Der Vorteil radial polarisierter Laserstrahlen für die Lasermaterialbearbeitung wurde 1999 erstmals theoretisch untersucht [6]. Die Modellrechnungen für einen CO_2 Laser ergaben, dass durch den Einsatz eines radial polarisierten Laserstrahls die Prozesseffizienz beim Schneiden von Metallen um einen Faktor 1,5 bis 2 im Vergleich zum Einsatz eines linear und zirkular polarisierten Laserstrahls gesteigert werden kann. Grund hierfür ist die starke Polarisationsabhängigkeit des Absorptionsgrades von Metallen für Laserstrahlung. Mit zunehmendem Einfallswinkel des Laserstrahls steigt die Differenz der Absorption für senkrecht zur Einfallsebene (s-Polarisation) und für parallel zur Einfallsebene (p-Polarisation) polarisierte Strahlung zunächst an und nimmt für sehr große Einfallswinkel wieder ab, wobei die Absorption für p-polarisierte Strahlung durchgängig höher ist [7]. Da ein radial polarisierter Laserstrahl an allen Seitenwänden der Schnittfuge p-polarisiert ist, ist im Vergleich zu einem linear oder zirkular polarisierten Strahl die Energieeinkopplung in das Werkstück höher, was eine Steigerung der Prozesseffizienz zur Folge hat. Experimentell konnte durch den Einsatz eines von einem CO_2 Laser erzeugten radial polarisierten

Strahls eine Steigerung der Prozesseffizienz um 36% beim Schneiden von 2 mm dickem Edelstahlblech im Vergleich zum Einsatz eines zirkular polarisierten Strahls demonstriert werden [8]. Beim Schneiden von 15 mm dickem Edelstahlblech mit einem Festkörperlaser konnte durch den Einsatz eines radial polarisierten Strahls im Vergleich zu einem unpolarisierten Strahl eine Steigerung der Vorschubgeschwindigkeit um 43% bei einer gleichzeitigen Verbesserung der Prozessqualität erzielt werden [9]. Für das Lasertiefschweißen mit Festkörperlasern wird in [8] ein leichter prozesstechnischer Vorteil für azimuthal polarisierte Strahlung beschrieben. Im Vergleich zu unpolarisierter Strahlung führte der Einsatz azimuthal polarisierter Strahlung zu einer deutlichen Reduktion von Schmelze-Spritzern. Zudem konnte die Vorschubgeschwindigkeit, welche in einer hohen Oberflächenqualität der Schweißnaht resultierte, mit einem azimuthal polarisierten Strahl um 33% gesteigert werden [8].

Mit der Verleihung des Deutschen Zukunftspreises 2013 rückte die Lasermikromaterialbearbeitung mit Ultrakurzpuls-Lasern, welche Pulse mit einer Dauer von weniger als 10 ps liefern, stark in den Fokus der Öffentlichkeit [10]. Als zukunftsweisendes Anwendungsbeispiel wurde das Laserbohren von Mikrolöchern in Benzin-Einspritzdüsen in der seriellen Fertigung ausgezeichnet. Diese Einspritzdüsen ermöglichen eine gezielte Verteilung des Kraftstoffs im Brennraum, was durch die Vermeidung der Benetzung der Zylinderwand und des Kolbens zu einer Kraftstoffeinsparung von etwa 15% bis 20% führt [10]. Auch in der Mikromaterialbearbeitung mit Ultrakurzpuls- und Kurzpuls-Lasern konnten signifikante prozesstechnische Vorteile durch den Einsatz radial und azimuthal polarisierter Strahlen demonstriert werden. In [11] werden Untersuchungen der Prozesseffizienz für das Durchbohren von Baustahlblechen verschiedener Dicke (1,5 mm bis 2,5 mm) mit radial, azimuthal, linear und zirkular polarisiert gepulsten Strahlen mit einer Pulsdauer von ca. 100 ns und einer Pulsenergie von ca. 2,6 mJ beschrieben. Im Vergleich zu zirkular polarisierten Strahlen wurde mit azimuthal polarisierten Strahlen eine um einen Faktor 1,5 bis 4 höhere Effizienz erreicht. In [12] wird der Einsatz von radial und azimuthal polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlung mit einer Pulsdauer von 6 ps und einer Pulsenergie von 50 μ J für die Herstellung von Mikrolöchern in Stahl verglichen, wodurch der Einfluss der Polarisation auf den Bearbeitungsprozess verdeutlicht wird. Beim Perkussionsbohren wurde ab einer Bohrtiefe von 600 μ m eine signifikant höhere Bohrgeschwindigkeit für azimuthal polarisierte Strahlen im Vergleich zu radial polarisierten Strahlen beobachtet. Für das Durchbohren eines 980 μ m dicken Blechs konnte die Bearbeitungszeit unter Verwendung azimuthal polarisierter Strahlung im Vergleich zu radial polarisierter Strahlung halbiert werden. Zudem wiesen die mit

azimuthal polarisierten, ultrakurz gepulsten Strahlen gebohrten Löcher ein höheres Aspektverhältnis auf als die Löcher, die mit radial polarisierten Strahlen gebohrt wurden. Auch beim Wendelbohren konnten mit azimuthal polarisierter Strahlung schlankere Löcher mit einem deutlich runderen Austritt als mit radial polarisierter Strahlung produziert werden. Mit Hilfe eines numerischen Modells wird in [12] gezeigt, dass aufgrund der niedrigeren Absorption von s-polarisierter Strahlung an den Wänden des Bohrlochs ein azimuthal polarisierter Strahl einen effizienteren Energietransport zum Bohrgrund ermöglicht. Eine weitere vielversprechende Anwendung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen in der Materialbearbeitung ist das Strukturieren von Oberflächen. In [13] wird die Herstellung funktioneller Oberflächen mit radial und azimuthal polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlung mit einer Pulsdauer von 170 fs beschrieben. Die strukturierten Oberflächen imitierten beispielsweise die Morphologie von Lotusblättern, um ein superhydrophobes Verhalten zu erreichen.

Radial polarisierte Laserstrahlen weisen aufgrund der rotationssymmetrischen Polarisationsverteilung zahlreiche Eigenschaften auf, die neben der Materialbearbeitung auch in anderen Bereichen von Wissenschaft und Technik interessant sind [14]. Wird ein radial polarisierter Strahl mit einem optischen System, welches eine sehr hohe numerische Apertur aufweist, fokussiert, dominiert der in Propagationsrichtung schwingende (longitudinal polarisierte) Teil des elektrischen Feldes die Gesamtfeldverteilung in der Brennebene. Diese longitudinale Komponente des elektrischen Feldes lässt sich deutlich schärfer fokussieren als die transversalen Komponenten des elektrischen Feldes [15]. In [16] wurde unter Verwendung eines optischen Fokussiersystems mit einer numerischen Apertur von 0,9 experimentell gezeigt, dass ein radial polarisierter Strahl auf einen deutlich kleineren Fleck mit einer Ausdehnung von $0,161 \cdot \lambda^2$ fokussiert werden kann als ein linear polarisierter Strahl, der unter identischen Bedingungen eine Ausdehnung von $0,26 \cdot \lambda^2$ aufwies. Dieser Vorteil radial polarisierter Strahlen lässt sich beispielsweise in der Lithografie nutzen, um die Strukturgrößen zu verkleinern. In [17] wird die Verwendung eines polarisations-sensitiven Fotolacks beschrieben, der nur durch die longitudinale Komponente des elektrischen Feldes aushärtet. Im Vergleich zu einem isotropen Fotolack konnte somit die minimal herstellbare Strukturgröße um 56% reduziert werden. Auch in verschiedenen hochauflösenden Bildgebungsverfahren lassen sich die Fokussiereigenschaften radial polarisierter Strahlen nutzen, um die Auflösung zu verbessern [18–20]. Weitere Anwendungen, die von den Eigenschaften radial polarisierter Laserstrahlen profitieren, sind beispielsweise die Anregung von Oberflächenplasmonen [21] oder optische Pinzetten [22].

Um die prozesstechnischen Vorteile radial und azimuthal polarisierter, ultrakurz gepulster Laserstrahlung in der industriellen Fertigung produktiv nutzen zu können, werden Laserstrahlquellen benötigt, die eine ausreichend hohe mittlere Leistung zur Verfügung stellen. Des Weiteren ist eine Reduktion der Kosten, der Komplexität sowie der geometrischen Dimensionen des Lasersystems erstrebenswert, um die Attraktivität für den industriellen Einsatz zu steigern. Im Folgenden wird der Stand der Technik zur Erzeugung und Verstärkung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen beschrieben, um den Forschungsbedarf auf diesem Gebiet aufzuzeigen und die Zielsetzung dieser Arbeit zu definieren.

1.2 Stand der Technik

Im ersten Teil dieses Abschnitts wird der Stand der Technik zur Verstärkung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen beschrieben. Es wird aufgezeigt, dass die „Singel-Crystal-Fiber“ (SCF) Technologie eine vielversprechende, kompakte und kostengünstige Alternative zu Scheibenlaser-Multipassverstärkern darstellt, um Laserstrahlung auf mittlere Leistungen von über 200 W zu verstärken. Um mit einem einstufigen SCF-Verstärker eine möglichst hohe mittlere Leistung zu erreichen, wird eine leistungsstarke Seedquelle benötigt, um die Verstärkung ausreichend zu sättigen [23]. Daher wird im zweiten Teil dieses Abschnitts der Stand der Technik zur Erzeugung radial polarisierter Strahlen mit Laseroszillatoren erörtert. In Abschnitt 1.3 wird aus dem Stand der Technik zur Erzeugung sowie zur Verstärkung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen der Forschungsbedarf abgeleitet und es wird die Zielsetzung dieser Arbeit definiert.

1.2.1 Verstärkung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen

Für die Verstärkung ultrakurz gepulster, linear polarisierter Strahlen mit Ytterbium (Yb) basierten laseraktiven Materialien auf hohe mittlere Leistungen bis in den zweistelligen Kilowatt-Bereich haben sich aufgrund der guten Wärmeextraktionseigenschaften drei verschiedene Laserarchitekturen durchgesetzt: der Faserlaser, der Slablaser und der Scheibenlaser. Mit einem Faserlasersystem konnte linear polarisierte, ultrakurz gepulste Strahlung auf eine mittlere Leistung von bis zu 10,4 kW verstärkt werden [24]. Bei diesem Verstärkersystem wurden die Pulse vor der letzten

Verstärkerstufe räumlich in zwölf Replikas aufgeteilt, die in zwölf Einzelfasern parallel verstärkt wurden und nach der Verstärkung kohärent überlagert wurden [24]. Aufgrund der großen Interaktionslänge und der hohen Intensität im Faserkern ist die erreichbare Pulsspitzenleistung bei Faserlaserverstärkern durch nichtlineare Effekte wie stimulierter Raman-Streuung, stimulierter Brillouin-Streuung, Selbstfokussierung und Selbstphasenmodulation (SPM) limitiert [25]. Ein Ansatz zur Minimierung der nichtlinearen Effekte ist die sogenannte „Chirped-Pulse Amplification“ (CPA) Technologie [26]. Hier wird der Puls vor der Verstärkung zeitlich gestreckt, um die Pulsspitzenleistung innerhalb des Verstärkers zu verringern. Nach der Verstärkung wird der Puls wieder komprimiert, um die Pulsspitzenleistung zu maximieren. Für die Verstärkung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen auf hohe mittlere Leistungen und hohe Pulsspitzenleistungen ist die CPA-Technologie derzeit nicht anwendbar. Dies begründet sich in der Tatsache, dass die benötigte Dispersion für eine ausreichende zeitliche Puls-Streckung und Puls-Kompression nur mit Beugungsgittern oder mit Prismen erreichbar ist. Für hohe mittlere Leistungen ist der Prismen basierte Ansatz aufgrund von thermischen Effekten, hervorgerufen durch Restabsorption im Glasmaterial, ungeeignet. Ferner limitiert die nichtlineare Interaktion der gepulsten Strahlung mit dem Glasmaterial die erreichbare Pulsspitzenleistung. Die derzeit verfügbaren Beugungsgitter mit hoher Beugungseffizienz über einen hinreichend breiten Spektralbereich sind auf eine Polarisationsrichtung optimiert [27] und daher für die Streckung und Kompression radial polarisierter Pulse ungeeignet. Dieses Problem könnte in Zukunft durch die Entwicklung von Beugungsgittern mit hoher Beugungseffizienz für beide Polarisationsrichtungen umgangen werden. Die Pulsspitzenleistung des in [24] beschriebenen Faserlaserverstärkersystems, mit welchem für linear polarisierte, ultrakurz gepulste Strahlen das bisherige Rekordergebnis von 10,4 kW demonstriert wurde, betrug vor der Kompression lediglich 22,9 kW, was verdeutlicht, dass die Fasertechnologie ohne die CPA-Technologie keine Leistungsskalierung ultrakurzer Pulse auf Pulsspitzenleistungen von mehreren Megawatt ermöglicht. In [28] wird die Verstärkung radial polarisierter, gepulster Strahlen mit einer Pulsdauer von 110 ps mit einem Faserlaserverstärker auf eine maximale mittlere Leistung von 106 W und eine maximale Pulsspitzenleistung von 280 kW beschrieben. Laut den Autoren war eine weitere Skalierung der mittleren Leistung durch nichtlineare Effekte limitiert. Eine zusätzliche Herausforderung bei der Verstärkung radial polarisierter Strahlen in Fasern ist die Kopplung zwischen den vier entarteten Fasermode mit ringförmiger Intensitätsverteilung [29], die eine Degradation des radialen Polarisationsgrades zur Folge hat.

Im Gegensatz zu dem oben beschriebenen Faser basierten Konzept, wo der Seedstrahl im Faserkern mit einem Durchmesser von wenigen zehn Mikrometern propagiert, ermöglicht das Slabverstärker-Konzept deutlich größere Strahldurchmesser des Seedstrahls innerhalb des laseraktiven Mediums, sodass nichtlineare Effekte aufgrund der geringeren Intensität erst bei höheren Pulsspitzenleistungen zum Tragen kommen. Bei dieser Laserarchitektur hat das laseraktive Medium die Form eines dünnen Quaders mit einer Kantenlänge von 10 mm und einer Höhe von 1 mm [30]. Das quaderförmige laseraktive Medium wird zwischen zwei Wärmesenken montiert, so dass die Wärme entlang der kurzen Kante abfließt. Der zu verstärkende Laserstrahl propagiert entlang der langen Kante und wird über eine Spiegelanordnung mehrfach durch den Kristall gefaltet. Die höchste mittlere Leistung linear polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlung, die mit einem solchen Verstärkersystem mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität erzielt werden konnte, beträgt 620 W [31]. Durch das Hintereinanderschalten zweier solcher Verstärkersysteme konnte eine mittlere Leistung von 1,1 kW mit einer geringeren Strahlqualität ($M_x^2 = 1,5$ und $M_y^2 = 2,7$) erzielt werden [31]. Ohne den Einsatz der CPA-Technologie konnte mit diesem Verstärkerkonzept eine maximale Pulsspitzenleistung von 80 MW erreicht werden [31]. Somit ist dieses Verstärkerkonzept grundsätzlich für die Verstärkung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen auf Pulsspitzenleistungen von einigen Megawatt geeignet. Eine experimentelle Verifikation hierfür steht allerdings noch aus.

Das Scheibenlaser-Konzept [32] erlaubt im Vergleich zum Slablaser-Konzept eine weitere Reduzierung der Intensität des Seedstrahls innerhalb des laseraktiven Mediums, wodurch das Einsetzen nichtlinearer Effekte zu höheren Pulsspitzenleistungen verschoben wird. Mit einem Scheibenlaser-Multipassverstärker konnte ultrakurz gepulste, linear polarisierte Strahlung auf eine mittlere Leistung von 1,1 kW bei einer Pulsenergie von 1,38 mJ [33] mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität verstärkt werden. Bei einer geringeren Strahlqualität konnte die mittlere Ausgangsleistung auf 2 kW erhöht werden [34]. Durch das Hintereinanderschalten von zwei Scheibenlaser-Multipassverstärkern konnte eine mittlere Leistung von 2,05 kW und eine Pulsenergie von 6,8 mJ bei einer Strahlqualität von $M^2 < 1,6$ erzielt werden [35]. Die mit diesem Konzept ohne den Einsatz von CPA maximal erreichte Pulsspitzenleistung beträgt derzeit 3,2 GW [36]. Mit einem CPA basierten dreistufigen Lasersystem, bestehend aus einem Regenerativen-Scheibenlaserverstärker und zwei Scheibenlaser-Multipassverstärkern, konnte eine Pulsenergie von 720 mJ bei einer Pulsdauer von 920 fs erzielt werden, was einer Pulsspitzenleistung von 689 GW entspricht [37].

Die Tatsache, dass mit Scheibenlaser-Multipassverstärkern ohne den Einsatz der CPA-Technologie eine Verstärkung auf Pulsspitzenleistungen von einigen Gigawatt möglich ist [36], macht diesen Ansatz attraktiv für die Verstärkung radial und azimuthal polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen. Mit einem einstufigen Verstärkersystem konnte radial polarisierte, ultrakurz gepulste Strahlung mit einer Pulsdauer von etwa 7 ps auf eine mittlere Leistung von 635 W und eine Pulsenergie von 2,1 mJ [38] verstärkt werden und mit einem zweistufigen System konnte eine mittlere Leistung von 1 kW und eine Pulsenergie von 3,3 mJ erreicht werden [39]. In [40] wird beschrieben, wie mit einem einstufigen Scheibenlaser-Multipassverstärker radial polarisierte, ultrakurz gepulste Strahlung mit einer Pulsdauer von 885 fs auf eine Pulsspitzenleistung von 1,2 GW verstärkt wurde.

Den exzellenten Eigenschaften des Scheibenlaser-Multipassverstärkers für die Verstärkung auf hohe mittlere Leistungen und hohe Pulsspitzenleistungen stehen auch Nachteile wie hohe Anschaffungskosten, eine hohe Systemkomplexität sowie große räumliche Abmessungen gegenüber. Um eine ausreichend hohe Verstärkung zu erreichen, muss der Seedstrahl 30-50 mal über die Scheibe gefaltet werden [41]. Hierfür wird eine Spiegel-Matrix, bestehend aus 60-100 Einzelspiegeln, benötigt. Die lange Propagationsstrecke (beispielsweise 170 m in der in [41] beschriebenen Konfiguration) des Seedstrahls im Verstärker hat eine hohe Justageempfindlichkeit zur Folge, was eine präzise Kontrolle der Umwelteinflüsse, wie beispielsweise die Temperatur der mechanischen Komponenten, erfordert und demnach eine hohe Systemkomplexität nach sich zieht.

Eine kostengünstige und kompakte Alternative zum Scheibenlaser-Multipassverstärker stellt das sogenannte „Singel-Crystal Fiber“ (SCF) Konzept dar. Das laseraktive Medium hat hier die Form eines Stabs mit einer Länge von 30-40 mm und einem Durchmesser von 1 mm, der in eine Kupferwärmesenke eingebettet ist, sodass die Wärme radial nach außen abfließt. Der Seedstrahl propagiert mit einem Strahldurchmesser von einigen 100 μm frei durch diesen Stab, wohingegen die Pumpstrahlung durch Mehrfachreflektionen im laseraktiven Medium geführt wird. Diese Technologie wird von der französischen Firma *Fiber-Cryst* kommerziell vertrieben. Die höchste mittlere Leistung linear polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlung, die mit dem SCF-Konzept bisher demonstriert wurde, beträgt 160 W bei einer Pulsdauer von 800 fs und einer Pulsenergie von 1,9 μJ [42]. Bei der maximalen Ausgangsleistung von 160 W wurde eine Degradation der Strahlqualität auf $M^2 = 1,9$ beobachtet [42]. Mit einem CPA-basierten Ansatz konnte mit einem einstufigen SCF-Verstärker linear polarisierte Strahlung auf eine Pulsenergie von 1,3 mJ verstärkt werden [43]. Die Eingangspulse wurden hierzu auf eine Pulsdauer von 150 ps

gestreckt, sodass die Pulsspitzenleistung nach der Verstärkung 7,6 MW betrug. Nach Durchlaufen eines Gitterkompressors konnte so mit einem einstufigen SCF-Verstärker eine maximale Pulsspitzenleistung von 2,2 GW demonstriert werden. Eine weitere Skalierung der Pulsenergie und der Pulsspitzenleistung linear polarisierter Strahlen wurde mit einem aus zwei parallel geschalteten SCF-Modulen bestehenden Verstärker demonstriert [44]. Hierfür wurden die Eingangspulse auf eine Pulsdauer von 2 ns gestreckt und räumlich in zwei Replikas aufgeteilt, die in den einzelnen SCF-Modulen verstärkt wurden. Nach der Verstärkung wurden die beiden Pulse kohärent überlagert und anschließend auf eine Pulsdauer von 695 fs komprimiert, was in einer Pulsenergie von 3 mJ und einer Pulsspitzenleistung von 3,7 GW resultierte [44]. In [45] wird ein zweistufiges SCF-Verstärkersystem beschrieben, welches linear polarisierte, ultrakurz gepulste Strahlen mit einer Pulsenergie von 2 mJ und einer Pulsspitzenleistung von 320 MW lieferte. Um die Pulsspitzenleistung und die damit verbundenen nichtlinearen Effekte zu reduzieren, wurden die Pulse vor der zweiten Verstärkerstufe in acht zeitlich voneinander getrennte Replikas aufgeteilt. Zur Erzeugung der ersten beiden zeitlich separierten Replikas wurde der Strahl zunächst an einem Polarisator getrennt und nach einer Verzögerungsstrecke räumlich rekombiniert. Anschließend wurden diese beiden Replikas in zwei doppelbrechenden Kristallen mit entsprechender Ausrichtung der schnellen Achse in insgesamt acht zeitlich separierte Replikas aufgeteilt. Die Rekombination der einzelnen Replikas wurde auf eine passive Art realisiert, indem vor dem zweiten Durchgang durch den soeben beschriebene Aufbau die Polarisation gedreht wurde. So wurde gewährleistet, dass jedes einzelne Replika nach dem Doppeldurchgang durch die doppelbrechenden Kristalle und durch die Verzögerungsstrecke die gleiche optische Weglänge zurück legt [45].

Auch für die Verstärkung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen hat sich das SCF-Konzept bewährt. In [46] wird ein dreistufiges Verstärkersystem beschrieben, mit welchem radial und azimuthal polarisierte, ultrakurz gepulste Strahlen auf eine mittlere Leistung von 85 W verstärkt wurden. Der linear polarisierte Seedstrahl wurde in zwei hintereinandergeschalteten SCF-Vorverstärkern auf eine mittlere Leistung von 72 W verstärkt und anschließend mit einem Polarisationskonverter in einen radial- bzw. azimuthal polarisierten Strahl mit ringförmiger Intensitätsverteilung umgewandelt. Nach einer räumlichen Filterung betrug die Leistung des radial bzw. azimuthal polarisierten Strahls noch 55 W. In der dritten Verstärkerstufe wurde der radial bzw. azimuthal polarisierte Strahl letztendlich auf eine mittlere Leistung von 85 W und eine Pulsenergie von $4,3 \mu\text{J}$ verstärkt [46]. Mit einem einstufigen SCF-Verstärker konnte radial polarisierte, ultrakurz gepulste Strahlung

auf eine mittlere Leistung von 66,3 W und eine Pulsenergie von 1,6 μJ verstärkt werden [47]. Als Seedquelle kam hier ein modengekoppelter Scheibenlaseroszillator zum Einsatz, der einen radial polarisierten, ultrakurz gepulsten Strahl mit einer mittleren Leistung von 13,3 W emittierte.

1.2.2 Erzeugung radial polarisierter ultrakurz gepulster Strahlen

Im vorangegangenen Abschnitt wurde der Stand der Technik zur Verstärkung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen beschrieben. Die höchste mittlere Leistung von 1 kW wurden mit einem zweistufigen Scheibenlaser-Multipassverstärkersystem erzielt [39]. Die SCF-Technologie wurde als vielversprechende, kompakte und kostengünstige Alternative für die Verstärkung auf mittlere Leistungen von einigen hundert Watt identifiziert. Um mit einem einstufigen SCF-Verstärker eine möglichst hohe mittlere Leistung sowie eine möglichst hohe Extraktionseffizienz zu erreichen, wird eine leistungsstarke Seedquelle benötigt, welche die Verstärkung ausreichend sättigt [23]. Die höchsten mittleren Leistungen ultrakurz gepulster, linear und radial polarisierter Strahlen ohne Nachverstärkung wurden mit modengekoppelten Scheibenlaseroszillatoren erzielt [1, 48]. Folglich stellt ein modengekoppelter Scheibenlaseroszillator, der radial polarisierte Strahlen emittiert, eine ideale Seedquelle für einen einstufigen SCF-Verstärker dar.

Um den Forschungsbedarf aufzuzeigen und die Zielsetzung für die Skalierung der mittleren Leistung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen mit einem Scheibenlaseroszillator zu definieren, wird zunächst ein Überblick über verschiedene Ansätze zur Polarisationsformung gegeben. Anschließend wird der Stand der Technik zur Erzeugung ultrakurzer Pulse mit Scheibenlaseroszillatoren beschrieben.

1.2.2.1 Überblick über verschiedene Methoden zur Erzeugung radial polarisierter Strahlen

Eine Möglichkeit zur Erzeugung radial und azimuthal polarisierter Strahlen besteht in einer Polarisationskonversion von linear polarisierten Strahlen (resonatorexterne Methoden). Radial und azimuthal polarisierte Strahlen können durch geeignete Maßnahmen auch direkt in einem Laseroszillator erzeugt werden (resonatorinterne Methoden). Im Folgenden wird ein Überblick über verschiedene Methoden gegeben, um einen geeigneten Ansatz für die Zielsetzung dieser Arbeit zu definieren.

Resonatorexterne Methoden

Linear polarisierte Strahlen (mit z.B. gaußförmiger Intensitätsverteilung) können mit verschiedenen Methoden in radial oder azimuthal polarisierte Strahlen mit ringförmiger Intensitätsverteilung konvertiert werden. Hierzu existieren einige Ansätze, die jedoch nicht hochleistungstauglich sind [49–51]. Als hochleistungstaugliche Konversionsmethode hat sich der Einsatz von Polarisationskonvertern bewährt, welche lokal die Polarisationsrichtung des zu konvertierenden Strahls drehen. Ein solcher Konverter kann beispielsweise als Anordnung aus acht einzelnen polarisationsdrehenden Segmenten ($\lambda/2$ -Plättchen) bestehen [52]. Die einzelnen Segmente sind so angeordnet, dass bei entsprechender Ausrichtung des Konverters zur Polarisationsrichtung des einfallenden Strahls, die Polarisation lokal gedreht wird, sodass global ein radialer oder ein azimuthaler Polarisationszustand entsteht. An den Fügstellen der einzelnen Segmente entstehen Beugungs- und Streuverluste, wodurch die Konversionseffizienz auf ca. 90% beschränkt wird [52, 53]. Des Weiteren ist eine räumliche Strahlfilterung notwendig, um trotz der Beugung an den Fügstellen der einzelnen Segmente eine gute Strahlqualität zu erhalten. Die Hochleistungstauglichkeit eines solchen Konverters wurde am IFSW getestet. Bis zu einer mittleren Leistung von 7,9 kW aus einem fasergekoppelten Dauerstrich-Scheibenlaser (Trumpf TruDisk 8001) war keine Beschädigung des Konverters zu beobachten [54]. Auch für ultrakurz gepulste Strahlung mit einer Pulsdauer von weniger als 1 ps war bei einer Fluenz von $0,25 \text{ mJ/cm}^2$ keine Beschädigung des Konverters zu beobachten [2]. Bei experimentellen Untersuchungen zum Laserbohren mit azimuthal polarisierten, ultrakurz gepulsten Strahlen mit einer Pulsdauer von etwa 6 ps wurde am IFSW die Zerstörung eines solchen segmentierten Polarisationskonverters beobachtet. Die Fluenz, bei der die Zerstörung beobachtet wurde, betrug $28,3 \text{ mJ/cm}^2$. Kommerziell erhältlich sind auch Polarisationskonverter, die eine kontinuierliche Drehung der einfallenden Polarisation ermöglichen [55]. Das sogenannte S-Waveplate besteht aus einer Nano-Struktur, die mit Femtosekunden-Pulsen in ein Quarzglas-Substrat geschrieben wurde [56]. Diese Nano-Struktur erzeugt Formdoppelbrechung [57] mit örtlich variierender Achse, sodass an jedem Ort die Polarisationsrichtung des einfallenden Strahls in die gewünschte Richtung gedreht wird. Nach Herstellerangabe beträgt die Transmission dieses Konverters 99% und die Zerstörschwelle für eine Pulsdauer von 212 fs beträgt $2,1 \text{ J/cm}^2$ [55]. Auch bei diesem Konverter ist eine räumliche Strahlfilterung nötig, um eine hohe Strahlqualität zu gewährleisten. Die hierdurch verursachten Leistungsverluste sind in dem angegebenen Transmissionswert nicht enthalten.

Diese resonatorexternen Methoden zur Erzeugung radial und azimuthal polarisierter Strahlen bieten deutliche systemtechnische Vorteile: Sie lassen sich einfach in eine

bestehende Anlage zur Lasermaterialbearbeitung integrieren [12], und erlauben so das einfache Umschalten zwischen radial und azimuthal polarisierten Strahlen mit ringförmiger Intensitätsverteilung und linear polarisierten Strahlen mit gaußförmiger Intensitätsverteilung. Demgegenüber steht jedoch ein Leistungsverlust, sowie eine Degradation der Strahlqualität, wenn keine zusätzlichen systemtechnisch aufwendigen Maßnahmen zur Strahlbereinigung getroffen werden. Da die Polarisationskonverter in Transmission betrieben werden, ist bei hohen mittleren Leistungen aufgrund von thermooptischen Effekten auch mit einer Fokusverschiebung sowie mit thermisch induzierten Aberrationen zu rechnen.

Resonatorinterne Methoden

Um die genannten Nachteile der resonatorexternen Polarisationskonversion zu umgehen, wurden verschiedene Methoden entwickelt, die eine resonatorinterne Erzeugung radial und azimuthal polarisierter Laserstrahlen ermöglichen. Eine Möglichkeit hierfür ist die Ausnutzung der Doppelbrechung in uniaxialen Kristallen. Wird ein solcher Kristall so ausgerichtet, dass die Symmetrie-Achse (c-Achse) des Kristalls entlang der optischen Achse des Resonators ausgerichtet ist, erfahren radial und azimuthal polarisierte Strahlen unterschiedliche Brechungsindices, sodass sich die optischen Weglängen unterscheiden. Durch eine geeignete Resonatorauslegung kann erreicht werden, dass der Resonator nur für Strahlung mit radialem oder azimuthalem Polarisationszustand stabil ist [58]. Diese Methode wurde mit dotierten und undotierten Yttriumorthovanadat Kristallen [59, 60], mit Alpha-Bariumborat Kristallen [59] sowie mit Kalkspat-Kristallen [61] demonstriert. Durch Restabsorption hervorgerufene thermische Effekte in den doppelbrechenden Kristallen limitieren die erreichbare Ausgangsleistung bei dieser Methode. Die erzielten Ausgangsleistungen lagen bei allen experimentellen Demonstrationen deutlich unter einem Watt. Eine weitere Möglichkeit zur resonatorinternen Erzeugung radial und azimuthal polarisierter Strahlen besteht in der Ausnutzung von thermisch induzierter Bi-Fokussierung [23]. Hierzu werden in der Resonatorauslegung die unterschiedlichen thermisch induzierten Brechkräfte für Strahlung mit den jeweiligen Polarisationszustände berücksichtigt. Zur Erzeugung radial oder azimuthal polarisierter Strahlen kann der Resonator so ausgelegt werden, dass der Resonator nur für Strahlung mit dem erwünschten Polarisationszustand stabil ist [62]. Mit dieser Methode wurde ein aktiv modengekoppelter Nd:YAG Stablasers realisiert, der radial polarisierte, gepulste Strahlung mit einer Pulsdauer von 140 ps bei einer Repetitionsrate von 82 MHz mit einer mittleren Leistung von 3 W lieferte [63]. Mit dem selben Prinzip zur Erzeugung von Strahlung mit radialem Polarisationszustand wurde ein gütegeschalteter Nd:YAG Stablasers realisiert, der Pulse mit einer Pulsdauer von

80-120 ns bei einer Repetitionsrate von ca. 1,5 kHz und einer mittleren Leistung von 4,6 W emittierte [11]. Die thermisch induzierte Bi-Fokussierung kann auch dazu genutzt werden, Foki an verschiedenen Stellen im Resonator zu erzeugen. Mit einer entsprechend positionierten Blende innerhalb des Resonators können somit Verluste für Strahlung mit dem zu unterdrückenden Polarisationszustand erzeugt werden, um das Anschwingen dieser Strahlung zu verhindern [64, 65]. Im Dauerstrichbetrieb konnte so mit einem Nd:YAG Stablasers ein radial polarisierter Strahl mit einer mittleren Leistung von 70 W und nahezu idealer Strahlqualität ($M^2 = 2$) erzeugt werden [65]. Bei einer schlechteren Strahlqualität von $M^2 = 2,7$ konnte mit diesem Ansatz eine mittlere Leistung von 200 W erzielt werden [66]. Dieselbe Methode wurde in [67] angewendet, um mit einem passiv modengekoppelten Nd:YAG Keramik Stablasers radial polarisierte, gepulste Strahlung mit einer Pulsdauer von 75 ps bei einer Repetitionsrate von 45 MHz und einer mittleren Leistung von 10,6 W zu erzeugen. Ein Vorteil dieser Methode ist, dass keine besonderen Optiken zur Polarisationsformung benötigt werden. Als Nachteil ist jedoch zu sehen, dass die thermisch induzierte Bi-Fokussierung stark pumpleistungsabhängig ist, was den Betriebsbereich deutlich einschränkt. Bei höheren Pumpleistungen ist außerdem eine negative Beeinflussung der Strahlqualität durch thermooptische Effekte in dem bi-fokussierenden Kristall zu erwarten. Bei hoher Strahlqualität ($M^2 < 2,5$) war die experimentell erzielbare Leistung mit diesem Ansatz bisher auf 70 W beschränkt. In [68] wird zur Erzeugung radial polarisierter Strahlung in einem Nd:YAG Stablasers ein sogenanntes „konisches Brewster Prisma“ aus Quarzglas beschrieben. Dieses Element besteht aus einer Anordnung, welche aus einem konvexen und einem konkaven konischen Prisma besteht. Der Öffnungswinkel des Konus wurde so gewählt, dass die Brewster-Bedingung erfüllt ist, wodurch ein azimuthal polarisierter Strahl im Vergleich zu einem radial polarisierten Strahl in Transmission deutlich höhere Verluste erfährt. Zur Verstärkung der Diskriminierung wurde auf das konvexe konische Prisma eine dielektrische Beschichtung aufgebracht. Mit dieser Methode wurde ein radial polarisierter Strahl mit einer mittleren Ausgangsleistung von 90 mW erzeugt [68]. Auch bei diesem Ansatz limitieren thermische Effekte, hervorgerufen durch Restabsorption im Glasmaterial, die erzielbare Ausgangsleistung.

Ein weiterer Ansatz zur resonatorinternen Erzeugung radial und azimuthal polarisierter Strahlung ist der Einsatz eines sogenannten Tripel-Axikons [69] als Endspiegel des Resonators. Ein solches Tripel-Axikon besteht aus einer rotationssymmetrischen Anordnung von insgesamt sechs hoch-reflektiv beschichteten Flächen, die den einfallenden Strahl jeweils um 90° umlenken. Bevor der einfallende Strahl von dem Tripel-Axikon in sich selbst zurück reflektiert wird, erfährt er sechs Reflektionen an den einzelnen Flächen dieses Elements. Eine Diskriminierung zwischen Strahlen mit

radialem und azimutalem Polarisationszustand kommt durch eine geringe Differenz der Reflektivität für s- und p-Polarisation zustande. Mit diesem Ansatz konnte mit einem CO_2 Laser azimutal polarisierte Dauerstrich-Strahlung bei einer Wellenlänge von $10,6\text{ }\mu\text{m}$ mit einer mittleren Leistung von 2 kW erzeugt werden [70]. Dieser rein reflektive Ansatz stellt keine prinzipielle Limitierung der Ausgangsleistung dar. Als möglicher Nachteil ist die aufwändige Fertigung eines solchen Tripel-Axikons zu nennen.

Ein rein beugungsgitterbasierter Ansatz zur Erzeugung radial polarisierter Strahlung wird in [71] beschrieben. Als polarisations-selektives Element wurde ein antirefektiv beschichtetes GaAs Substrat, welches rückseitig mit zirkularen Gitterlinien strukturiert wurde, als Resonator Endspiegel in einem CO_2 Laser verbaut. Das Beugungsgitter wurde so ausgelegt, dass radial polarisierte Strahlung nahezu vollständig in die nullte Ordnung in Reflektion gebeugt wurde, wohingegen azimutal polarisierte Strahlung größtenteils in die nullte Ordnung in Transmission gebeugt wurde und demnach große Resonator-Umlaufverluste erfuhr. Das in [71] beschriebene Gitter wies eine Reflektivität von 94% für radial polarisierte Strahlung auf und es wurde eine mittlere Leistung von 45 W erzielt. Eine drastische Reduktion der verbleibenden Verluste für Strahlung mit dem zu erzeugenden Polarisationszustand konnte mit der Entwicklung von sogenannten Leaky-Mode (engl.: verlustbehaftete Wellenleitermode) Gitter-Wellenleiter-Strukturen (LM-GWS) erreicht werden [3, 72, 73]. Eine solche LM-GWS besteht aus einem hochreflektiven Schichtstapel und einem Beugungsgitter, welches entweder vor der Beschichtung in das Substrat oder nach der Beschichtung in die oberste Schicht des Schichtstapels geschrieben wird. Bei diesem Ansatz wird das Beugungsgitter so ausgelegt, dass Strahlung mit dem zu unterdrückenden Polarisationszustand an verlustbehaftete Wellenleitermoden des Schichtstapels koppelt, was zu einer Reduktion der Reflektivität für Strahlung mit diesem Polarisationszustand führt. In [72] wird eine solche LM-GWS für den Einsatz als Endspiegel in einem kommerziell erhältlichen CO_2 Laser beschrieben, welche eine Reflektivität von $99,6\%$ für Strahlung mit dem zu selektierenden radialen Polarisationszustand aufwies. Mit diesem Element konnte Dauerstrich-Strahlung mit einer Ausgangsleistung von 3 kW erzeugt werden, was die Leistungstauglichkeit dieses Ansatzes eindrucksvoll unterstreicht. Aufgrund der hohen Reflektivität der LM-GWS von bis zu $99,8\%$ und der damit verbundenen geringen Verluste [73, 74], eignen sich diese auch für den Einsatz zur Polarisationsformung im Scheibenlaser [3]. Mit einer LM-GWS mit einer Reflektivität von $99,8\%$ für Strahlung mit radialem Polarisationszustand, welche als Endspiegel in einem Yb:LuAG Scheibenlaserresonator verbaut wurde, konnte eine Ausgangsleistung von nahezu 1 kW im Dauerstrichbetrieb erzielt werden [74]. Für die Erzeugung ultrakurzer, radial

polarisierter Pulse in einem mittels SESAM (engl.: Semiconductor Saturable Absorber Mirror) modengekoppelten Scheibenlaser wurde eine teilreflektive LM-GWS entwickelt, welche als Auskoppellement des Resonators dient, sodass ein SESAM als Endspiegel eingesetzt werden kann [1]. Dieses Auskoppellement wird im Folgenden als GWOC (engl.: Grating Waveguide Output Coupler) bezeichnet. In dem in [1] beschriebenen Experiment konnte ultrakurz gepulste, radial polarisierte Strahlung mit einer Pulsdauer von 907 fs, einer Pulsenergie von 316 nJ und einer mittleren Leistung von 13,3 W erzeugt werden. In [2] wird auf den Nachteil des GWOCs hingewiesen, wonach bis zu 45% der durch dieses Element ausgekoppelten Strahlung in die ± 1 . Beugungsordnung gebeugt wird, was die erreichbare optische Effizienz deutlich einschränkt.

1.2.2.2 Erzeugung ultrakurzer Pulse mit Scheibenlaseroszillatoren

Im vorangegangenen Abschnitt wurden verschiedene Methoden zur resonatorinternen Polarisationsformung beschrieben, welche die Erzeugung radial polarisierter Strahlen in Laseroszillatoren ermöglichen. In diesem Abschnitt wird ein Überblick über den Stand der Technik zur Erzeugung ultrakurzer Pulse mit Scheibenlaseroszillatoren gegeben.

Es existieren verschiedene Ansätze zur Modenkopplung in Scheibenlaseroszillatoren. Bei Kerr-Linsen modengekoppelten (KLM) Laseroszillatoren wird die auf dem zeitlichen Kerr-Effekt beruhende intensitätsabhängige Fokussierung des im Resonator oszillierenden Strahls ausgenutzt. In Luftatmosphäre wurde mit dieser Technik linear polarisierte, ultrakurz gepulste Strahlung mit einer maximalen mittleren Leistung von 270 W bei einer Pulsdauer von 330 fs und einer Pulsenergie von $14,4 \mu\text{J}$ erzeugt [75]. Aufgrund der ringförmigen Intensitätsverteilung von radial und azimuthal polarisierten Strahlen führt der Kerr-Effekt bei diesen Strahlen nicht zu einer Fokussierung. Aus diesem Grund ist dieser Mechanismus zur Erzeugung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen ungeeignet. Weitere Mechanismen zur Modenkopplung, welche in Yb:YAG Scheibenlaseroszillatoren die Erzeugung ultrakurzer Pulse mit Pulsdauern von weniger als 500 fs ermöglichen, basieren auf einer nichtlinearen Drehung der Polarisation [76] oder Frequenzverdopplung [77]. Aufgrund der Polarisations sensitivität sind auch diese beiden Mechanismen für die Modenkopplung radial polarisierter Strahlen ungeeignet.

Die Modenkopplung mit sättigbaren Halbleiterspiegeln (engl.: Semiconductor Saturable Absorber Mirror, SESAM) ist auch auf radial polarisierte Strahlen anwendbar [1].

Mit einem mittels SESAM modengekoppelten Scheibenlaseroszillator konnte ohne Nachverstärkung die bislang höchste mittlere Leistung ultrakurz gepulster, linear polarisierter Strahlung in Höhe von 350 W erzielt werden [48]. Auch die bislang höchste Pulsenergie von 80 μJ wurde mit einem mittels SESAM modengekoppelten Scheibenlaseroszillator erzeugt [78]. Zur Verringerung der Selbstphasenmodulation (SPM), welche der im Resonator umlaufende Puls aufgrund der nichtlinearen Interaktion mit der Luftatmosphäre und dem laseraktiven Medium erfährt [79], wurden diese beiden Laseroszillatoren [48, 78] in einer Niedrigdruck-Kammer mit einem Umgebungsdruck von 0,5 mBar betrieben. Die höchste mittlere Leistung linear polarisierter Strahlung, die bislang mit einem SESAM modengekoppelten Scheibenlaseroszillator in Luftatmosphäre erzielt wurde, beträgt 210 W bei einer Pulsenergie von 19 μJ [80]. Zur Kompensation der SPM wurde in diesem Fall ein phasenfehlangepasster nichtlinearer Kristall eingesetzt. Aufgrund der Polarisations sensitivität ist dieser Kompensationsmechanismus nicht auf radial polarisierte Strahlen übertragbar. Ein weiterer Ansatz zur Minimierung der SPM besteht in einer Reduktion der resonatorinternen Leistung durch eine Erhöhung des Auskoppelgrades. Um die somit erhöhten Resonatorverluste auszugleichen, muss der Strahl mehrfach über den Scheibenlaserkristall gefaltet werden. Mit 22 Reflektionen an dem Scheibenlaserkristall pro Resonatorumlauf und einem Auskoppelgrad von 72%, wurde in Luftatmosphäre linear polarisierte, ultrakurz gepulste Strahlung mit einer mittleren Leistung von 145 W bei einer Pulsenergie von 41 μJ erzeugt [81]. Ohne spezielle Maßnahmen zur Reduktion der SPM wurde mit einem modengekoppelten Scheibenlaseroszillator linear polarisierte Strahlung mit einer maximalen mittleren Leistung von 141 W und einer Pulsenergie von 2,4 μJ erzeugt [82]. Mit einem in Luftatmosphäre betriebenen SESAM modengekoppelten Scheibenlaseroszillator wurde vor Beginn dieser Arbeit radial polarisierte, ultrakurz gepulste Strahlung mit einer maximalen mittleren Leistung von 13,3 W und einer Pulsenergie von 316 nJ erzeugt [1].

1.3 Forschungsbedarf und Zielsetzung

Abbildung 1.1 fasst den in Abschnitt 1.2 beschriebenen Stand der Technik zur Erzeugung und Verstärkung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen zusammen. Die höchste mittlere Leistung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen von 1 kW wurde mit einem mehrstufigen Scheibenlaser-Multipassverstärkersystem erzielt [39]. Den exzellenten Eigenschaften der Scheibenlaser-Multipassverstärker zur Skalierung sowohl der mittleren Leistung als auch der Pulsspitzenleistung stehen

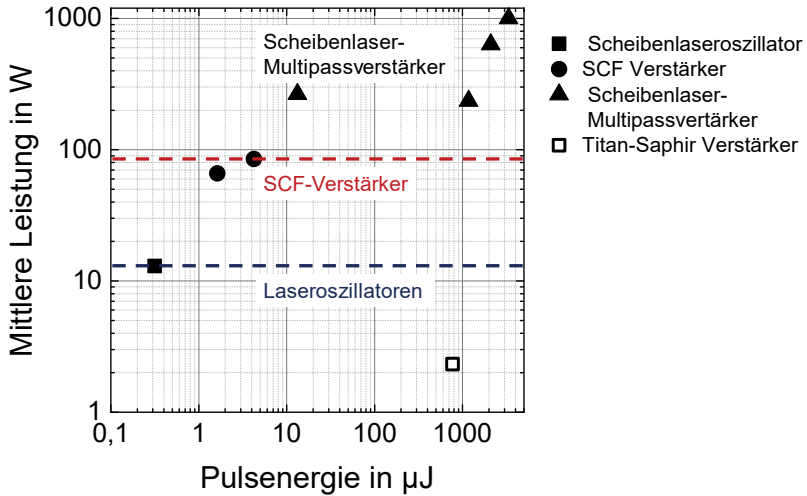


Abbildung 1.1: Übersicht über den Stand der Technik (zu Beginn der vorliegenden Arbeit im Jahr 2016) zur Erzeugung und Verstärkung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen. Als blau gestrichelte Linie ist die mit Laseroszillatoren maximal erreichte Leistung markiert. Die rot gestrichelte Linie markiert die mit SCF-Verstärkern maximal erzielte mittlere Leistung.

hohe Anschaffungskosten, große räumliche Abmessungen von etwa 1,5 m x 1 m und eine hohe Systemkomplexität entgegen.

Eine vielversprechende, kompakte und kostengünstige Alternative zu Scheibenlaser-Multipassverstärkern für die Verstärkung auf mittlere Leistungen von einigen hundert Watt stellt das SCF-Konzept dar. Die mit diesem Konzept erzielte maximale mittlere Leistung von radial polarisierten, ultrakurz gepulsten Strahlen betrug vor Beginn dieser Arbeit 85 W [83] (rot gestrichelte Linie in Abbildung 1.1). Die maximale mittlere Leistung von ultrakurz gepulsten, radial polarisierten Strahlen ohne Nachverstärkung betrug vor Beginn dieser Arbeit 13,3 W und wurde mit einem modengekoppelten Scheibenlaseroszillator erzielt [1] (blau gestrichelte Linie in Abbildung 1.1).

Das übergeordnete Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Leistungsskalierung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen mit einem möglichst kompakten und kostengünstigen Lasersystem, bestehend aus einem modengekoppelten Scheibenlaseroszillator und einem einstufigen SCF-Verstärker. Im Folgenden wird

zunächst der Forschungsbedarf im Hinblick auf die Erzeugung radial polarisierter Strahlen mit modengekoppelten Scheibenlaseroszillatoren aufgezeigt, um daraus ein erstes Teilziel für diese Arbeit zu definieren. Im Anschluss wird die wissenschaftliche Fragestellung zur Verstärkung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlung mit einem SCF-Verstärker erörtert, um daraus die entsprechende Zielsetzung abzuleiten.

1.3.1 Zielsetzung zur Erzeugung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen mit einem Scheibenlaseroszillator

Um mit einem einstufigen SCF-Verstärker eine möglichst hohe Ausgangsleistung sowie eine möglichst hohe Extraktionseffizienz zu erzielen, muss die Intensität des Seedstrahls die Sättigungsintensität des laseraktiven Mediums übersteigen [23]. Die Sättigungsintensität von Yb:YAG beträgt $9,7 \text{ kW/cm}^2$ [84]. Nimmt man einen Strahldurchmesser des Seedstrahls von $0,8 \text{ mm}$ (80% des Durchmessers der SCF) und eine homogenen Intensitätsverteilung an, wird die Sättigungsintensität des laseraktiven Mediums bei einer mittleren Leistung von etwa 49 W erreicht.

Abbildung 1.2 gibt einen Überblick über den Stand der Wissenschaft zur Erzeugung radial polarisierter und gepulster Strahlen mit Laseroszillatoren ohne nachgeschaltete Verstärkung. Sowohl die höchste mittlere Leistung von $13,3 \text{ W}$ als auch die höchste Pulsspitzenleistung von $0,36 \text{ MW}$ [1] wurde mit einem mittels SESAM modengekoppelten Scheibenlaseroszillator erzielt. Wie in Abschnitt 1.2.2 beschrieben, konnte mit einem mittels SESAM modengekoppelten Scheibenlaseroszillator ohne spezielle Maßnahmen zur Reduktion der SPM linear polarisierte Strahlung mit einer mittleren Ausgangsleistung von 141 W bei einer Pulsspitzenleistung von $2,8 \text{ MW}$ erzielt werden [82]. Diese Diskrepanz macht deutlich, dass Forschungsbedarf bei der Skalierung der mittleren Leistung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen mit modengekoppelten Scheibenlaseroszillatoren besteht. Ein Teilziel dieser Arbeit war deshalb, auch radial polarisierte, ultrakurz gepulste Strahlung mit einer mittleren Leistung von über 100 W und einer Pulsspitzenleistung von über einem Megawatt mit einem mittels SESAM modengekoppelten Scheibenlaseroszillator ohne Nachverstärkung zu erzeugen (schraffierter Bereich in Abbildung 1.2). Einen limitierenden Faktor, der das Erreichen dieses Teilziels erschwert, stellt der teilreflektive GWOC dar, welcher zur Polarisationsformung in dem vor dieser Arbeit publizierten modengekoppelten Scheibenlaseroszillator [1] zum Einsatz kam und in der dort verwendeten Ausführung bis zu 45% der aus dem Resonator ausgekoppelten Strahlung in eine höhere Ordnung beugt [2]. Ein weiterer Faktor, der die Skalierung der mittleren Ausgangsleistung limitiert, ist durch die thermische

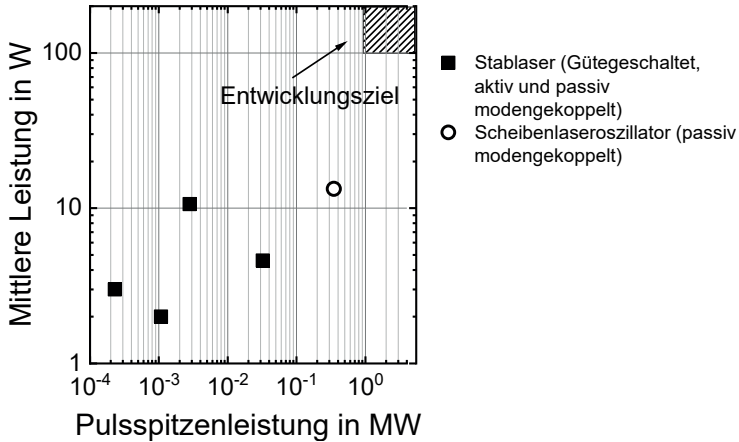


Abbildung 1.2: Überblick über den Stand der Wissenschaft vor Beginn der vorliegenden Arbeit (Stand 2016) zur Erzeugung radial und azimuthal polarisierter, gepulster Strahlen mit Laseroszillatoren. Als schraffierte Fläche ist der Parameterbereich markiert, der als Teilziel dieser Arbeit mit einem modengekoppelten Scheibenlaseroszillator erreicht werden sollte.

Linsenwirkung des Scheibenlaserkristalls gegeben. Eine Minderung dieser beiden limitierenden Faktoren war Gegenstand dieser Arbeit. Im Folgenden werden die korrespondierenden Forschungsfragen und Zielsetzungen definiert.

1.3.1.1 Untersuchungen zur Polarisationsformung

Die derzeit verfügbaren teilreflektiven GWOCs weisen Beugungsverluste von bis zu 45% für die aus dem Resonator ausgekoppelte Strahlung auf [1, 2] und limitieren somit die erreichbare optische Effizienz und Ausgangsleistung modengekoppelter Scheibenlaseroszillatoren mit radial polarisierter Ausgangsstrahlung. Hochreflektive LM-GWS zur resonatorinternen Polarisationsformung hingegen weisen diesen Verlustmechanismus nicht auf und wurden bereits mit einer Reflektivität von bis zu 99,8% hergestellt [74]. Im Folgenden werden diese hochreflektiven LM-GWS als GWM (engl.: Grating-Waveguide-Mirror) bezeichnet. Zur Steigerung der optischen Effizienz modengekoppelter Scheibenlaseroszillatoren zur Erzeugung radial polarisierter Strahlen besteht demnach Forschungsbedarf zur Verwendung eines GWMs anstatt eines GWOCs zur Polarisationsformung. Hierzu wurden im Rahmen dieser

Arbeit zwei Ansätze untersucht, in welchen der teilreflektive GWOC durch einen hochreflektiven GWM ersetzt wurde. Diese Ansätze werden im Folgenden erläutert und es werden Forschungsfragen für experimentelle Untersuchungen definiert.

1. Ansatz: Sättigbarer Auskoppelspiegel in Kombination mit einem GWM als Resonatorendspiegel

In diesem Ansatz wird ein GWM als Resonatorendspiegel verwendet und zur Stabilisierung des modengekoppelten Betriebs wird anstatt eines SESAMs ein sättigbarer Auskoppelspiegel (engl.: Semiconductor Saturable Output Coupler, SESOC) verwendet. Da ein SESOC im Gegensatz zu einem SESAM nicht rückflächig gekühlt werden kann, ist mit thermo-optischen Effekten zu rechnen, welche eine Degradation der Strahlqualität des aus dem Resonator ausgekoppelten Strahls nach sich ziehen. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen dienen der Beantwortung folgender Forschungsfragen:

- Wie hoch ist die mit einem SESOC erzielbare Leistung bei guter Strahlqualität?
- Welche Maßnahmen ermöglichen eine Verschiebung der thermisch induzierten Limitierungen zu höheren Ausgangsleistungen?
- Kann mit diesem Ansatz eine höhere Ausgangsleistung als mit einem GWOC erzielt werden?

2. Ansatz: SESAM als Resonatorendspiegel in Kombination mit einem GWM als Faltspiegel

In diesem Ansatz wird ein GWM als Faltelement verwendet, sodass ein SESAM als Resonatorendspiegel eingesetzt werden kann. In dieser Konfiguration ist zu berücksichtigen, dass der im Resonator umlaufende Strahl den GWM zweimal pro Umlauf passiert. Verglichen mit einer Resonator-Konfiguration, in welcher der GWM als Endspiegel eingesetzt wird, wirken sich verbleibende Verluste des GWMs bei Verwendung als Faltelement daher deutlich stärker auf die optische Effizienz η_{GWM} des Lasers aus. Um die Anforderungen an die Reflektivität des GWMs (R_{GWM}) abzuschätzen, die benötigt wird, um im Vergleich zu einem GWOC mit Beugungsverlusten in Höhe von η_{diff} eine höhere optische Effizienz zu erzielen, kann der in [23] hergeleitete analytische Ausdruck herangezogen werden. Dieser Ausdruck ermöglicht eine Berechnung der aus dem Resonator ausgekoppelten Intensität unter Verwendung eines GWMs als Faltelement (I_{GWM}) beziehungsweise unter Verwendung eines GWOCs als Auskoppellelement (I_{GWOC}) in Abhängigkeit der Reflektivität R_{OC} des Auskoppellelements, der Pumpleistungsdichte p und weiterer Resonatorverluste V . Bei dieser Abschätzung wurde angenommen, dass die

Reflektivität des dielektrischen Auskoppellements und des GWOCs identisch sind (R_{OC}). Unter Vernachlässigung des Beitrags der Spontanemission zur ausgekoppelten Intensität, lässt sich der in [23] hergeleitete Ausdruck für die beiden Konfigurationen wie folgt darstellen:

$$I_{GWM} = I_s \frac{1 - R_{OC}}{1 + R_{OC}} \left(\frac{p}{p_{0,GWM}} - 1 \right) \quad (1.1)$$

$$I_{GWOC} = I_s \frac{1 - R_{OC}}{1 + R_{OC}} (1 - \eta_{diff}) \left(\frac{p}{p_{0,GWOC}} - 1 \right). \quad (1.2)$$

Die Schwellpumpleistungsdichte $p_{0,GWM}$ für die Resonator-Konfiguration mit einem GWM als Faltelement, sowie $p_{0,GWOC}$ für die Resonator-Konfiguration mit einem GWOC als Auskoppellement, ist nach [23] durch

$$p_{0,GWM} = \frac{-\ln(R_{OC} R_{GWM}^2 V)}{\sigma_{ou} \tau_o L_L} h\nu_{pump} \quad (1.3)$$

$$p_{0,GWOC} = \frac{-\ln(R_{OC} V)}{\sigma_{ou} \tau_o L_L} h\nu_{pump} \quad (1.4)$$

gegeben. Tabelle 1.1 zeigt eine Übersicht aller weiteren Größen, welche in Gl. (1.1) - Gl. (1.4) eingehen.

Mit Gl. (1.1) - Gl. (1.4) kann die optische Effizienz η_{GWM} des Lasers für die Resonator-Konfiguration mit einem GWM als Faltelement, beziehungsweise η_{GWOC}

Tabelle 1.1: Übersicht über die in Gl. (1.1) - Gl. (1.4) benötigten Größen.

Symbol	Bezeichnung	Wert	Quelle
I_s	Sättigungsintensität Yb:YAG	$9,65 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$	[85]
η_{diff}	Beugungsverluste des GWOCs	42%	
V	Produkt der Reflektivität der dielektrischen Faltspiegel	0,998	
σ_{ou}	Emissionsquerschnitt	$2,1 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$	[85]
τ_o	Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus	$951 \mu s$	[85]
L_L	Dicke des Laseraktivenmediums	$215 \mu m$	
$h\nu_{pump}$	Photonenenergie der Pumpstrahlung (940 nm)	$2,1 \cdot 10^{-19} \text{ J}$	

mit einem GWOC als Auskoppellement, in Abhängigkeit der Reflektivität R_{OC} des Auskoppellements (dielektrische Spiegel bzw. GWOC), sowie der Reflektivität R_{GWM} des GWMs, abgeschätzt werden. Hierfür wurde eine Pumpintensität von $2,5 \text{ kW/cm}^2$ und ein Überlapp zwischen dem Durchmesser des gepumpten Bereichs auf der Scheibe und dem Durchmesser des Laserstrahls von 85% angenommen. Um zusätzliche Resonatorverluste zu berücksichtigen, wurde die Verwendung von vier dielektrischen Faltspiegeln mit einer Reflektivität von 99,95% angenommen. Abbildung 1.3 zeigt die berechnete Differenz der optischen Effizienzen $\eta_{GWM} - \eta_{GWOC}$ in Abhängigkeit der Reflektivität des Auskoppellements und des GWMs. Für Parameter, die links von der roten Isolinie mit dem Wert Null liegen, ist in der Konfiguration mit dem GWM als Faltelement eine höhere optische Effizienz als in der Konfiguration mit dem GWOC als Auskoppellement zu erwarten. Nimmt man beispielsweise für das Auskoppellement eine Reflektivität von 95% an, so ist mit dem GWM als Faltspiegel eine höhere optische Effizienz zu erreichen, falls dessen Reflektivität 98% übersteigt. Weist das GWM hingegen eine Reflektivität von über 99,6% auf, ist in der Konfiguration mit GWM als Faltelement eine um mehr als 20 Prozentpunkte höhere optische Effizienz des Lasers als in der Konfiguration mit dem GWOC als Auskoppellement zu erwarten. Ein Teilziel dieser Arbeit war, die vorangegangenen Überlegungen experimentell zu verifizieren und durch das Anpassen eines numerischen Modells an Messdaten zu präzisieren. Ferner sollte erstmals ein stabiler modengekoppelter Betrieb mit einem GWM als Polarisationsformendes Faltelement in einem modengekoppelten Scheibenlaseroszillator demonstriert werden.

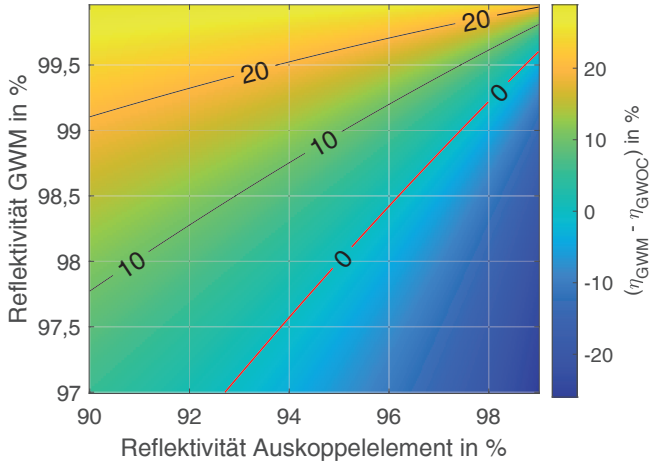


Abbildung 1.3: Berechnete Differenz der optischen Effizienzen $\eta_{\text{GWM}} - \eta_{\text{GWOC}}$ für die Konfiguration mit GWM als Faltspiegel und die Konfiguration mit GWOC (mit Beugungsverlusten von 42%) als Auskoppelement. Für beide Konfigurationen wurde eine identische Reflektivität des Auskoppelements R_{OC} (dielektrischer Spiegel bzw. GWOC) angenommen. Für alle Parameter links der Isolnie mit dem Wert Null ist für die Konfiguration mit GWM als Faltelement eine höhere optische Effizienz zu erwarten. Die angenommene Pumpintensität betrug $2,5 \text{ kW/cm}^2$.

1.3.1.2 Geregelte Kompensation der thermischen Linsenwirkung des Scheibenlaserkristalls

Thermisch induzierte Wellenfrontstörungen am Scheibenlaserkristall stellen eine Limitierung für die Skalierung der mittleren Leistung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen mit modengekoppelten Scheibenlaseroszillatoren dar. Diese Wellenfrontstörungen lassen sich in zwei Anteile separieren: Einen sphärischen Anteil und einen asphärischen Anteil [86]. Der sphärische Anteil der Wellenfrontstörungen kommt durch eine konvexe Durchbiegung des Verbunds aus Laserkristall und Wärmesenke zustande, welche eine Folge der thermischen Ausdehnung des Laserkristalls ist. Die Auswirkungen dieser Wellenfrontstörungen gleichen denen einer sphärischen Linse, weshalb dieser Effekt auch als *thermische Linsenwirkung* bezeichnet wird. Die thermische Linsenwirkung hat zur Folge, dass sich mit zunehmender Pumpleistungsdichte sowohl der Strahldurchmesser der Grundmode des Resona-

tors (und folglich auch der Strahldurchmesser der radial polarisierten ringförmigen LG_{01}^* -Mode) als auch die Stabilitätseigenschaften des Resonators ändern [23]. Für einen stabilen modengekoppelten Betrieb ist es essenziell, das Anschwingen höherer Transversalmoden zu verhindern. Hierfür muss der Durchmesser der LG_{01}^* -Mode auf dem Laserkristall so eingestellt werden, dass nur diese Mode einen hinreichend großen Überlapp mit dem gepumpten Bereich aufweist und Moden höherer Ordnung aufgrund von Reabsorptionsverlusten im ungepumpten Bereich des Laserkristalls unterdrückt werden. Für einen effizienten Laserbetrieb mit idealer Strahlqualität von $M^2 = 2$ ist ferner sicherzustellen, dass der Durchmesser der LG_{01}^* -Mode auf dem Laserkristall nicht zu groß ist, um Reabsorption im ungepumpten Bereich und Beugung am Rand des gepumpten Bereichs zu verhindern. Die durch die thermische Linsenwirkung verursachte Änderung der Stabilitätseigenschaften des Resonators kann dazu führen, dass der Laserbetrieb zum Erliegen kommt, was aufgrund der Erhöhung der thermischen Last des Laserkristalls im ungünstigsten Fall zu dessen Zerstörung führen kann. Die thermische Linsenwirkung des Scheibenlaserkristalls hat zur Folge, dass ein Scheibenlaserresonator, in welchem nur eine Transversalmode oszilliert, auf einen bestimmten Pumpleistungsbereich optimiert werden muss. Dies gilt sowohl für die Erzeugung von Grundmodestrahlung mit gaußförmiger Intensitätsverteilung als auch für die Erzeugung radial polarisierter Strahlung mit ringförmiger Intensitätsverteilung. In [87] wird ein Scheibenlaseroszillator beschrieben, der nahezu beugungsbegrenzte Dauerstrichstrahlung mit gaußförmiger Intensitätsverteilung bei einer mittleren Leistung von 4 kW lieferte. Aufgrund der thermischen Linsenwirkung erzeugte der Laser bei Ausgangsleistungen unterhalb von 3 kW keine beugungsbegrenzte Strahlqualität. In [88] wird ein Scheibenlaseroszillator beschrieben, der radial polarisierte Dauerstrichstrahlung mit ringförmiger Intensitätsverteilung mit einer maximalen mittleren Leistung von 980 W emittierte. Für höhere Ausgangsleistungen wurde aufgrund der thermischen Linsenwirkung des Scheibenlaserkristall eine Degradation der Strahlqualität beobachtet.

Der asphärische Anteil der Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall wird durch die axiale thermische Ausdehnung des Kristalls und durch die thermisch induzierte Brechungsindexänderung verursacht. Das Profil der asphärischen Wellenfrontstörungen gleicht qualitativ dem Profil der Pumpintensität [86]. Diese asphärischen Wellenfrontstörungen verursachen Beugungseffekte für den im Resonator oszillierenden Strahl, was zum einen zu Leistungsverlusten und zum anderen zu einer Degradation der Strahlqualität führt [86, 89].

Es existieren verschiedene Konzepte zur Realisierung von Spiegeln, deren Oberfläche lokal deformiert werden kann [90–96]. Zur Kompensation der sphärischen und

asphärischen Wellenfrontstörungen in Scheibenlaserresonatoren haben sich pneumatisch aktuierte deformierbare Spiegel bewährt, welche auf dem Flächenlastprinzip beruhen [86, 89, 97]. Durch eine Erhöhung der Flächenlast über den pneumatischen Druck wird lediglich die Amplitude der Oberflächendeformation geändert, das Profil bleibt jedoch unverändert. Dies hat den Vorteil, dass zur Kompensation der Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserresonator nur der pneumatische Druck eingestellt werden muss. Ferner sind solche deformierbaren Spiegel vergleichsweise einfach zu fertigen. Ein pneumatisch aktuierter sphärisch deformierbarer Spiegel (engl.: Spherically Deformable Mirror, SDM), welcher auf dem Flächenlastprinzip beruht, kann aus einem hochleistungstauglichen Standardspiegel hergestellt werden. Hierzu wird mittels Ultraschall-Läppen in die unbeschichtete Rückseite des Spiegelsubstrats eine Senkung eingebracht, sodass eine Spiegelmembran entsteht [86]. Der so bearbeitete Spiegel wird anschließend auf einen Metallträger mit einem Druckluftanschluss geklebt. Durch das Anlegen eines pneumatischen Überdrucks lässt sich die Spiegelmembran konvex verformen und durch Anlegen eines Unterdrucks kann eine konkave Verformung der Membran erzielt werden. In [86, 97] ist eine ausführliche Beschreibung der Auslegung dieser SDMs zu finden. In [97] werden experimentelle Untersuchungen zur Variation der Strahlqualität zwischen $M^2 = 1$ und $M^2 = 3$ mit einem SDM in einem Scheibenlaserresonator bei einer Ausgangsleistung von 1,1 kW im Dauerstrichbetrieb beschrieben. In [98] wird ein Scheibenlaseroszillator beschrieben, der nahezu beugungsbegrenzte Dauerstrichstrahlung ($M^2 < 1,2$) bis zu einer Ausgangsleistung von 4 kW lieferte. Die thermische Linsenwirkung des Scheibenlaserkristalls wurde in diesem Experiment mit einem SDM kompensiert. Hierzu wurde der am SDM anliegende Druck manuell an die Pumpleistung angepasst.

Die in [97, 98] veröffentlichten Resultate unterstreichen die Eignung pneumatisch aktuierter SDMs für die Kompensation der thermischen Linsenwirkung in Hochleistungs-Scheibenlaserresonatoren. In allen Publikationen zur Kompensation der thermischen Linsenwirkung in Scheibenlaserresonatoren mittels SDMs [89, 97, 98] wurde der pneumatische Druck manuell an die Pumpleistung angepasst. Insbesondere im Hinblick auf eine Kompensation der thermischen Linsenwirkung in einem modengekoppelten Scheibenlaseroszillator ist die manuelle Anpassung problematisch. Ändert sich der Durchmesser der im Resonator oszillierenden Transversalmode kurzzeitig in Folge einer Erhöhung der Pumpleistung, kann dies entweder zum Anschwinnen einer höheren Transversalmode führen, oder zu einer Abnahme der optischen Effizienz. In beiden Fällen kann es zu Güteschaltungs-Instabilitäten kommen [99], was aufgrund der Modulation der resonatorinternen Pulsenergie eine Zerstörung von optischen Komponenten nach sich ziehen kann. Des Weiteren kann mit einer

manuellen Anpassung der Kompensation nicht auf dynamische Effekte reagiert werden. Daher besteht Forschungsbedarf zur geregelten Kompensation der thermischen Linsenwirkung des Scheibenlaserkristalls. Durch eine Messung des Durchmessers des im Resonator oszillierenden Strahls am Ort des Scheibenlaserkristalls kann ein geschlossener Regelkreis mit einem SDM als Aktor realisiert werden. Ein Teilziel dieser Arbeit war eine erste experimentelle Demonstration der geregelten Kompensation der thermischen Linsenwirkung des Scheibenlaserkristalls. Diese grundlegende Validierung des Konzepts wurde an einem Grundmode-Scheibenlaseroszillator im Dauerstrichbetrieb durchgeführt werden. Das Konzept zur geregelten Kompensation der thermischen Linsenwirkung lässt sich nach erfolgreicher Validierung auf die Erzeugung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen mit modengekoppelten Scheibenlaseroszillatoren anwenden. Somit stellt die experimentelle Validierung des Konzepts einen Baustein zur Leistungsskalierung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen mit Scheibenlaseroszillatoren dar.

1.3.2 Zielsetzung zur Verstärkung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen mit einem SCF-Verstärker

Die im vorangegangenen Abschnitt definierten Zielsetzungen dienen der Skalierung der mittleren Leistung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen mit modengekoppelten Scheibenlaseroszillatoren, da diese eine kompakte, kostengünstige und leistungsstarke Seedquelle für einen einstufigen SCF-Verstärker darstellen. Radial polarisierte, ultrakurz gepulste Strahlen mit Ausgangsleistungen von über 85 W wurden vor Beginn dieser Arbeit ausschließlich mit Scheibenlaser-Multipassverstärkern erreicht. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, mit einem einstufigen SCF-Verstärker eine mittlere Leistung von über 200 W bei einer Pulsenergie von einigen μJ zu demonstrieren. Ferner sollten mit einem numerischen Modell die Limitierungen der SCF-Technologie untersucht werden. Dieses Modell sollte folgende Fragestellungen beantworten:

- Wie hoch ist die maximal erzielbare mittlere Leistung bei nahezu idealer Strahlqualität ($M^2 < 2,5$)?
- Wie hoch ist die maximal erzielbare Leistung in Abhängigkeit der Seedleistung?
- Wie hoch ist die maximal erzielbare Pulsspitzenleistung bei nahezu idealer Strahlqualität?

2 Untersuchungen zur Steigerung der optischen Effizienz modengekoppelter Scheibenlaser zur Erzeugung radial polarisierter Strahlen

In Abschnitt 1.3.1.1 wurde ein Forschungsbedarf zur Steigerung der optischen Effizienz modengekoppelter Scheibenlaseroszillatoren zur Erzeugung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen aufgezeigt. Ziel der in [100] beschriebenen experimentellen und numerischen Untersuchungen war der Vergleich verschiedener Resonator-Konfigurationen, in welchen zur Polarisationsformung der verlustbehaftete GWOC durch einen hochreflektiven GWM ersetzt wird. Diese Untersuchungen wurden bei moderaten Ausgangsleistungen von einigen 10 W durchgeführt, um eine geeignete Resonator-Konfiguration für die Leistungsskalierung radial polarisierter Strahlen mit einem mittels SESAM modengekoppelten Scheibenlaseroszillator auf über 100 W zu definieren.

2.1 Publikation

Dieser Abschnitt enthält eine Kopie des publizierten Artikels [100]. Die in der folgenden Publikation beschriebenen experimentellen Untersuchungen zum Einsatz eines GWMs als Faltelement wurden von Herrn Johannes Wahl im Rahmen einer Masterarbeit durchgeführt [101].

Fachzeitschrift: OSA Continuum

Datum der Veröffentlichung: 15.02.2021

DOI: <https://doi.org/10.1364/OSAC.414100>

Copyright: © The Optical Society of America

Increasing the efficiency of the intra-cavity generation of ultra-short radially polarized pulses in thin-disk resonators with grating waveguide structures

Frieder Beirow^{1,*}, Johannes Wahl¹, Rico Hohmuth², Andreas Richter², Christof Pruß³, Cherry-May Mateo³, Thomas Graf¹ and Marwan Abdou Ahmed¹

¹*Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), Pfaffenwaldring 43, 70569 Stuttgart, Germany*

²*Batop GmbH, Stockholmer Str.14, 07747 Jena*

³*Institut für Technische Optik (University of Stuttgart), Pfaffenwaldring 9, 70569 Stuttgart*

**Frieder.beirow@ifsw.uni-stuttgart.de*

Abstract

In this paper, we report on the investigation of two different approaches based on grating waveguide structures (GWS) to generate radially polarized ultra-short pulses in thin-disk laser resonators. In previously reported mode-locked thin-disk oscillators emitting radially polarized pulses, a partly reflective GWS was employed as an outcoupling element for polarization shaping. This partly reflective GWS introduced significant losses for the outcoupled radiation, resulting in a reduced optical efficiency. The aim of the investigations presented here is to explore the possibility of improving the optical efficiency by using a highly reflective GWS in different resonator configurations, which circumvents the loss port present for the partly reflective GWS. The investigations show that using a highly reflective GWS as a folding mirror of the resonator enables a significant improvement of the optical efficiency compared to the previously reported configurations.

1. Introduction

Various scientific and industrial applications benefit from the unique properties of axiallysymmetric polarized (e.g. radially and azimuthally polarized) laser beams [2.1–2.5]. Intra-cavity generation of radially and azimuthally polarized emission was achieved e.g. by using triple-axicon retroreflectors [2.6,2.7], exploiting thermally induced birefringence in the laser crystal [2.8] and by using different grating based optical elements [2.9–2.13]. Especially for laser material processing with axially-symmetric polarized laser beams, high average power is required to scale the

throughput to an industrially relevant level. In continuous wave (cw) operation, radially polarized radiation with an output power of either 3 kW or 1 kW was obtained from a CO_2 [2.14] laser and from an Yb:YAG thin-disk laser [2.15], respectively. In both cases, a circular Grating Waveguide Mirror (GWM) was implemented as the end mirror of the resonator to select the radially polarized ring-shaped LG_{01}^* mode [2.16]. With regard to ultra-short (<10 ps) radially polarized pulses, the highest average power of 1 kW was demonstrated with a two-stage thin-disk multipass amplifier (TDMPA) [2.17]. However, the excellent power scaling capability of the TDMPA technology comes at the cost of complexity, size of the footprint and costs of the overall laser system. Therefore, scaling the output power of mode-locked thin-disk laser oscillators emitting radially polarized pulses is still of major interest. So far, the maximum output power achieved with a mode-locked thin-disk oscillator emitting radially polarized pulses was 125 W [2.18] using an approach where a semiconductor saturable absorber mirror (SESAM) [2.19] was implemented as the resonator's end mirror to stabilize soliton mode locking. To select the radially polarized LG_{01}^* mode, a partly transmissive Grating Waveguide Output Coupler (GWOC) was used as output coupling element. A significant disadvantage of the GWOCs as used in [2.18,2.20] compared to the highly reflective GWMs is the diffraction of a significant amount of the outcoupled power into a higher diffraction order, reducing the power available in the generated output beam. Transmission measurements indicated that about 40% of the outcoupled power is diffracted into a higher diffraction order [2.18] as illustrated in Fig. 2.1.

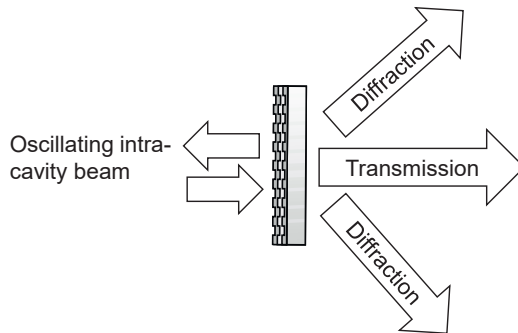


Fig. 2.1. Illustration of the losses introduced by additional diffraction orders of a GWOC.

As an alternative, two different approaches that enable the generation of radially polarized pulses in a thin-disk resonator without utilizing a GWOC have been investigated and are reported on in the following. In the first approach, a highly reflective GWM was implemented as the end mirror of the cavity and a semiconductor saturable output coupler (SESOC) was used as the output coupling mirror. A numerical model was employed to assess the potential of the SESOC with regard to scaling of the average power. In the second approach, a standard SESAM was used as cavity's end mirror and a highly reflective GWM was implemented as folding mirror. The numerical model described in [2.21] was used to investigate the obtainable laser performance in this configuration taking into account the residual losses of the GWM.

2. Motivation

To investigate the impact of the losses on the laser performance, a thin-disk resonator that allowed for a direct comparison between the implementation of a GWOC or a GWM for polarization shaping was set up. In the first configuration, the GWM with a reflectivity of 99.3% served as the end mirror of the resonator and the beam was coupled out through a dielectric output coupler with a reflectivity of approximately 96%. In the second configuration, the GWM was replaced with a GWOC that exhibits a reflectivity of 95.2% for radial polarization and the dielectric output coupler was replaced with a highly reflective mirror. As can be seen in Fig. 2.2, (a) much higher optical efficiency can be obtained by using a GWM instead of a GWOC for polarization shaping. In this configuration, the slope efficiency was almost 20 percentage points higher as compared to the configuration with the GWOC as the polarization selective element. In the following, we therefore report on the investigation of two different approaches that allow the use of a GWM instead of a GWOC for polarization shaping in a passively mode-locked thin-disk oscillator emitting radially polarized pulses

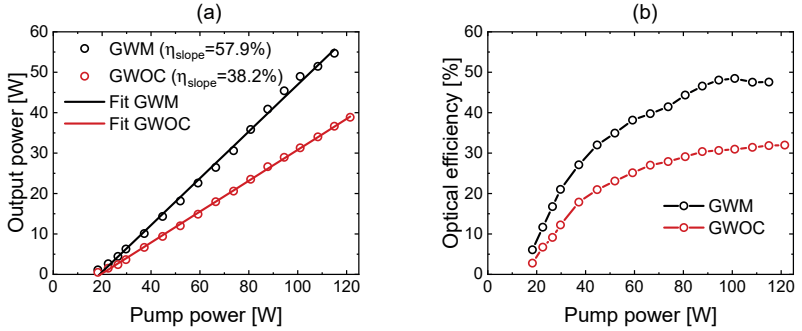


Fig. 2.2. Comparison between the obtained performance using either a GWM or a GWOC in the same thin-disk resonator. (a) Laser output power versus pump power and (b) optical efficiency versus pump power obtained in cw operation.

3. Approach 1: semiconductor saturable output coupler combined with a GWM as the end mirror of the resonator

In order to increase the efficiency of mode-locked thin-disk oscillators emitting radially polarized pulses, the approach described in this section aims at replacing the GWOC with a highly reflective GWM as the resonator's end mirror. Starting and stabilizing of soliton mode locking was enabled by a Semiconductor Saturable Output Coupler (SESOC). The operating principle of a SESOC is similar to that of a SESAM. The sole difference is that the Distributed Bragg Reflector (DBR) of the SESOC is designed to be only partly reflective in order to couple out a part of the incident radiation. Figure 3 shows the principal structure of a SESOC. Since the SESOC cannot be cooled from the backside, the heat is dissipated through the edges of the element. Hence, a strong thermal gradient is expected inside the SESOC leading to thermal lensing and higher-order aberrations for the beam transmitted through the SESOC. In order to estimate the limitations of the SESOC for its use in thin-disk laser resonators, we developed a model which is able to predict the beam quality of the outcoupled radiation as a function of the incident power. In the first part of this section, we describe the numerical model together with the therewith calculated results. In the second part of this section, we present first experimental results using a saturable output coupler in a thin-disk laser resonator. The characteristics of the SESOC used for the experiments are listed in Table 2.1.

Table 2.1. Parameters of the SESOC used in the experiment.

Parameter	Symbol	Value
Unsaturated reflectivity	R_0	96.4%
Modulation depth	ΔR	0.26%
Non-saturable losses	A_{ns}	0.32%
Saturation fluence	F_{sat}	$51.4 \mu\text{J}/\text{cm}^2$

3.1 Simulations

There are two different effects leading to a heating of the SESOC. On the one hand, each semiconductor saturable absorber device (SESAM or SESOC) exhibits residual non-saturable losses. The state-of-the-art SESAMs used for the latest records in terms of average output power were reported to have non-saturable losses of 0.1% [2.22]. On the other hand, in the case of the SESOC, the outcoupled part of the beam propagates through the GaAs substrate, where it experiences linear and non-linear absorption. This effect presents an additional heat source that is not present in the case of the SESAM, where almost 100% of the power is reflected at the DBR.

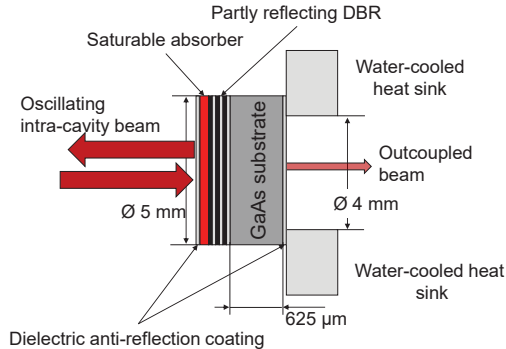


Fig. 2.3. Principal structure of a semiconductor saturable output coupler (SESOC).

The temperature field inside the SESOC was calculated by means of a Finite Element Model (FEM) implemented in Comsol Multiphysics (see Fig. 2.4).

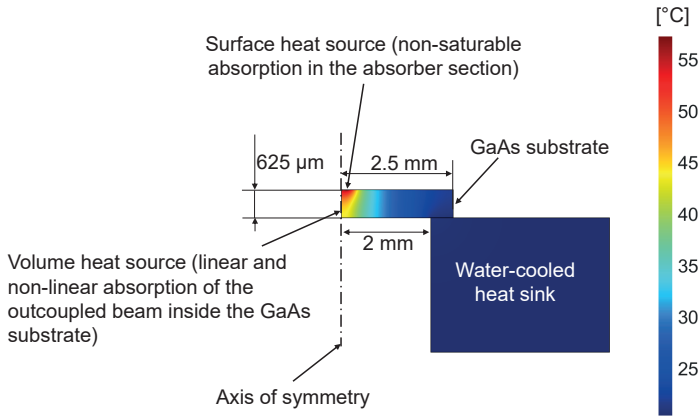


Fig. 2.4. Arrangement considered for the FEM simulation employed to calculate the temperature field inside the SESOC.

The heat source representing the non-saturable losses occurring within the layer structure comprising the SESOC was implemented as a surface heat source on top of the GaAs substrate by taking into account the ring-shaped intensity distribution of the beam oscillating within the resonator as well as the non-saturable losses of the SESOC. The DBR was approximated as a thin layer with a thickness of $1.6 \mu\text{m}$ (corresponding to 10 alternating layers of GaAs/AlAs) and a heat conductivity of $45 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ [2.23]. Furthermore, the heat generated by linear and non-linear absorption of the outcoupled beam inside the GaAs substrate was implemented as a volume heat source. The supplier of the SESOCs (Batop GmbH) measured a linear absorption coefficient of $\alpha = 1.22 \text{ cm}^{-1}$ and a non-linear absorption coefficient of $\beta = (31 \pm 9.3) \text{ cm/GW}$. The thickness and the diameter of the GaAs substrate was $625 \mu\text{m}$ and 5 mm, respectively. In order to calculate the beam quality of the beam transmitted through the SESOC, the optical path difference (OPD) induced by the heated SESOC was calculated as shown in [2.24]. Subsequently, the electric field of an ideal LG_{01}^* [2.16] mode was multiplied with the calculated OPD as a phase modulation. Finally, the modulated electric field was propagated by means of Fourier optics [2.25] to different planes to calculate the intensity distribution as well as the beam radius, which, in turn, allowed the calculation of the beam quality factor of the transmitted beam. In order to estimate the influence of the SESOC on the beam quality of the outcoupled beam, the fluence was fixed to

2500 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ by adapting the beam radius for each power level accordingly. For a saturation fluence of 50 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ (as measured for the available SESOC samples), this fluence corresponds to a typical saturation level used in previous experiments utilizing SESAMs in Yb:YAG thin-disk oscillators [2.18–2.20]. The pulse duration was assumed to be 800 fs, which corresponds to a typical pulse duration obtained with SESAM mode-locked thin-disk oscillators. The results of this simulations assuming different values for the non-saturable losses are shown in Fig. 2.5. For SESOCs with a very low amount of non-saturable losses of 0.1%, a maximum average output power of approximately 13 W with good beam quality ($M^2 < 2.5$) can be expected. However, for higher non-saturable losses of 0.5%, the average output power with good beam quality is limited to around 7 W. It is important to note that the maximum achievable power with good beam quality calculated with the numerical model represent an upper limit. Small deviations from the idealized thermal behavior assumed in the simulations will result in a reduced beam quality.

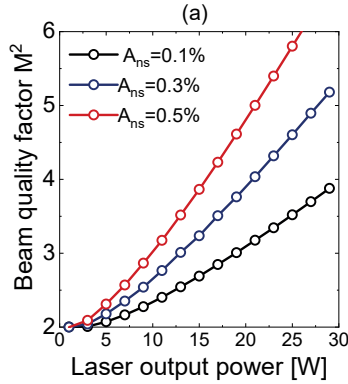


Fig. 2.5. Beam quality factor of the beam transmitted through the SESOC versus output power calculated for a fluence of 2500 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ at the SESOC and a pulse duration of 800 fs. The beam radius was adapted for each power level to maintain the same fluence.

A further limitation of the SESOC for the laser performance is absorption of the outcoupled beam inside the GaAs substrate. Even the linear part of the absorption amounts to approximately 7% for a substrate thickness of 625 μm . At the desired fluence of 2500 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$, the calculated non-linear absorption leads to an increased absorption of 11.8%. Figure 2.6 shows the overall absorption of the outcoupled

beam inside the SESOC as a function of the pulse peak power for a beam radius of $225\text{ }\mu\text{m}$. The upper abscissa in Fig. 2.6 shows the corresponding average power assuming a pulse duration of 800 fs and a repetition rate of 52.2 MHz, as obtained in the experiment.

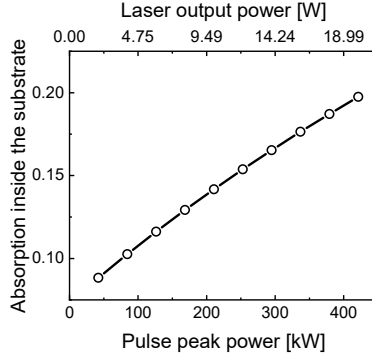


Fig. 2.6. Calculated overall absorption of the outcoupled beam inside the GaAs substrate as a function of peak power for a beam radius of $225\text{ }\mu\text{m}$ at the SESOC. The upper abscissa shows the laser output power calculated from the pulse peak power for a pulse duration of 800 fs and a repetition rate of 52.2 MHz.

3.2. Experimental results

In order to test the SESOC in laser operation with a radially polarized output, the resonator was set up as shown in Fig. 2.7. The thin-disk crystal with a thickness of $215\text{ }\mu\text{m}$ and a doping concentration of 7 at. % was glued on a diamond heat sink and mounted in a pumping module allowing for 12 reflections of the pump radiation (940 nm) at the crystal. The diameter of the pumped area was set to 2.4 mm and the resonator was designed such that the beam radius at the SESOC and at the thin-disk crystal was $225\text{ }\mu\text{m}$ and $950\text{ }\mu\text{m}$, respectively. A Grating Waveguide Mirror (GWM) was implemented as the end mirror of the cavity to favor the radially polarized LG_{01}^* mode. The reflectivity of this GWM was measured to $99.3 \pm 0.2\%$ for a radially polarized beam. In cw operation with a standard dielectric output coupler with a reflectivity of 96%, a maximum output power of 56.4 W at an optical efficiency of 46.5% and a beam quality factor of $M^2 < 2.3$ was obtained.

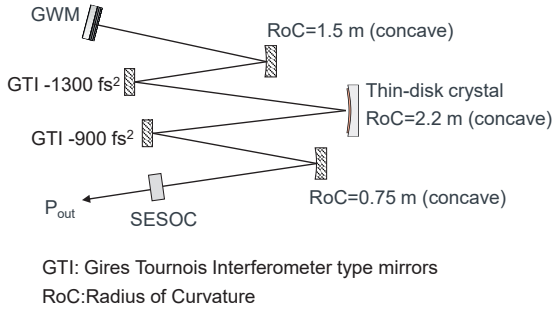


Fig. 2.7. Setup of the laser resonator employing a GWM as the end mirror of the resonator and a SESOC as the output coupler.

With the SESOC implemented as the output coupler, self-starting mode locking was observed for output powers exceeding 8 W. Figure 2.8 shows the output power and optical efficiency versus incident pump power. The maximum optical efficiency of 19.5% was observed at an output power of around 10 W. With increasing output power, the optical efficiency dropped by roughly 4 percentage points. This drop of the optical efficiency can be attributed to an increased absorption caused by non-linear absorption of the outcoupled beam inside the GaAs substrate.

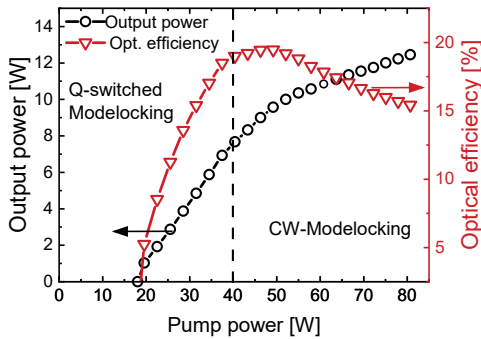


Fig. 2.8. Output power and optical efficiency as a function of pump power obtained in mode-locked operation.

Figure 2.9 (a) shows the beam quality factor measured for different output powers and the far-field intensity distributions as insets. The measurement uncertainty of the beam profiling system (DataRay WinCam) used for this experiment is specified to be $\pm 10\%$, illustrated by the error bars in Fig. 2.9 (a). At an output power of around 2 W (cw operation), the beam quality was close to diffraction limited and the far-field intensity distribution was ring-shaped. At the threshold to stable cw mode locking (8 W of output power), the beam quality degraded to $M^2 = 2.65$ and the far-field intensity distribution showed noticeable distortions. At the highest output power of 12.2 W, a highly degraded beam quality of around $M^2 = 4.5$ was measured as the far-field intensity distribution exhibited multiple diffraction rings. Furthermore, Fig. 2.9 (a) shows the beam quality factor calculated with the numerical model assuming a constant beam radius of $225\text{ }\mu\text{m}$ at the SESOC. At the maximum output power of 12.2 W, the discrepancy between the measured beam quality factor and the calculated beam quality factor was approximately 25%. This discrepancy can be attributed to slightly higher non-saturable losses than specified for this SESOC and worse thermal properties than assumed in the numerical model. The polarization was analyzed qualitatively by inserting a rotatable polarizer into the beam path. Despite the distorted intensity profiles observed at higher powers, well separated lobes aligned along the transmission axis of the polarizer can be observed in Fig. 2.9 (c) and Fig. 2.9 (d), indicating a high degree of radial polarization.

It is important to note that, as shown in Fig. 2.9 (e), the intra-cavity beam (observed behind a folding mirror) did not show any signs of aberrations for all power levels. This fact shows that the degradation of the beam quality is introduced by the transmission through the SESOC and should be mitigated by an improved design of this element as discussed further below.

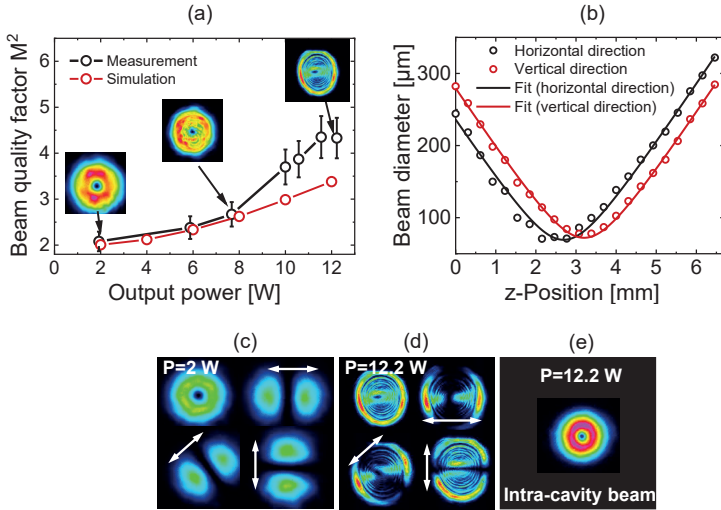


Fig. 2.9. (a) Beam quality factor M^2 versus output power and far-field intensity distributions as insets obtained in mode-locked operation (black symbols). The red symbols show the beam quality factor calculated with the numerical model. (b) Beam caustic measured at the maximum output power of 12.2 W. (c) Qualitative polarization analysis at an output power of 2 W and (d) qualitative polarization analysis at the maximum output power (the orientation of the transmission axis of the polarizer is indicated by the arrows). (e) Intensity distribution of the intra-cavity beam measured behind a folding mirror.

Figure 2.10 summarizes the properties of the pulses at the maximum output power of 12.2 W. Close to transform-limited pulses with a duration of 786 fs and a spectral bandwidth of 1.94 nm were obtained at a repetition rate of 52.2 MHz. The corresponding pulse energy and pulse peak power was 238 nJ and 257 kW, respectively.

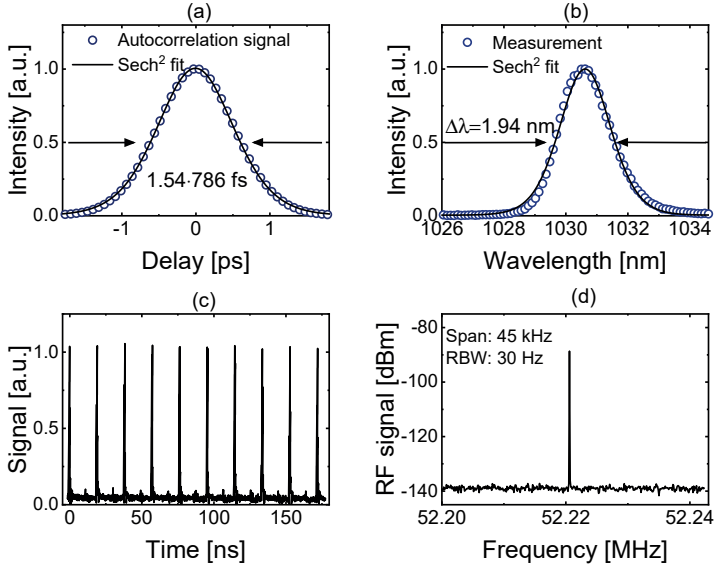


Fig. 2.10. Pulse diagnostics at 12.2 W of output power. (a) Autocorrelation trace, (b) spectral intensity, (c) pulse train and (d) radio frequency signal measured with a span of 45 kHz and a resolution bandwidth (RBW) of 30 Hz.

To summarize, the numerical model indicates that the output power with good beam quality ($M^2 < 2.5$) that can be obtained with the presently available SESOCs in a thin-disk resonator is limited to approximately 6-10 W, depending on the non-saturable losses. A first experimental test of a SESOC as the output coupler confirmed these limitations. In fact, stable soliton mode locking with a beam quality of $M^2 = 2.65$ was demonstrated at an output power of 8 W. For higher output powers, the beam quality degraded significantly. To scale the output power of radially polarized thin-disk lasers with a SESOC, the thermal management of this element therefore requires further improvements.

3.3. Outlook: improvement of the thermo-optical properties of the SESOCs

The experiments showed that the outcoupled beam transmitted through the SESOC suffers from aberrations, leading to a significant degradation of the beam quality. However, the simulations show that two measures may be followed to significantly

improve the thermo-optical properties of the SESOCs. First, the heat generated in the absorber section at the intra-cavity surface of the SESOC should be removed by a heat spreader. Second, the overall absorption of the outcoupled beam inside the GaAs substrate should be reduced by reducing the thickness of the substrate. The influence of both measures was theoretically investigated by means of the aforementioned model. A single-crystal diamond heat spreader with a thickness of $500\text{ }\mu\text{m}$ was assumed at the intra-cavity side of the SESOC as shown by Fig. 2.11.

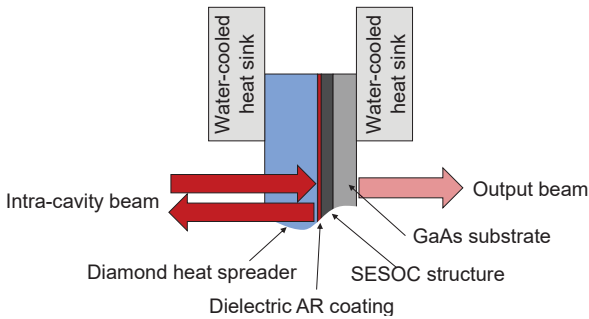


Fig. 2.11. SESOC with the suggested $500\text{ }\mu\text{m}$ thick single-crystal diamond heat spreader at the intracavity side and a reduced thickness of the GaAs substrate.

At the same time, the thickness of the GaAs substrate was assumed to be reduced to $200\text{ }\mu\text{m}$. To take into account the heat barrier between the diamond heat spreader and the SESOC caused by the dielectric anti-reflection coatings, a thin layer with a thickness of $1\text{ }\mu\text{m}$ and a heat conductivity of 1.4 W/m-K was implemented in the FEM model.

The beam quality calculated for a beam transmitted through this optimized SESOC is shown in Fig. 2.12. Compared to the standard SESOC, the beam quality can be significantly improved. Assuming a non-saturable absorption of 0.3% , the model predicts an output power as high as 150 W with good beam quality ($M^2 < 2.5$). Furthermore, the overall absorption calculated for this improved SESOC at a fluence of $2500\text{ }\mu\text{J/cm}^2$ was reduced to 4% .

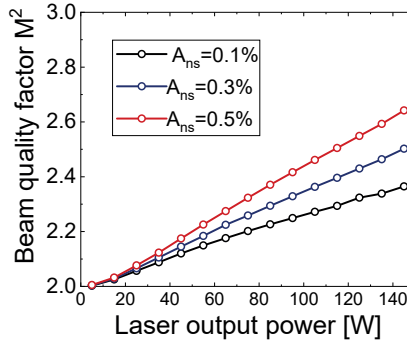


Fig. 2.12. Calculated beam quality versus laser output power calculated for an optimized SESOC with a diamond heat spreader on top and a thinner GaAs substrate with a thickness of 200 μm . The fluence on the SESOC was fixed to 2500 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ and the pulse duration was assumed to be 800 fs.

To summarize, one promising approach to improve the thermal management of the SESOC was analyzed using the numerical model. In this approach, a diamond heat spreader is proposed to be mounted at the intra-cavity side of the SESOC to dissipate the heat generated in the absorber section and a reduction of the thickness of the substrate is proposed to reduce the absorption of the outcoupled beam inside the substrate. The numerical model predicts that with such an optimized SESOC an output power in excess of 100 W with good beam quality is feasible. An alternative approach is presented in the following section.

4. Approach 2: grating waveguide mirror as folding element

Another approach that allows the generation of radially polarized pulses in a thin-disk resonator without using a GWOC is presented in this section. To start and stabilize soliton mode locking, a standard SESAM was implemented as the end mirror of the resonator. Polarization shaping was achieved by implementing the same GWM used for the experiment presented in the previous section as a folding mirror of the resonator. The reflectivity of the GWM was measured to be $99.2 \pm 0.2\%$ for a radially polarized beam and an angle of incidence (AOI) of 0.75° , which is slightly lower than for normal incidence ($99.3 \pm 0.2\%$). This difference of the measured reflectivities is within the measurement uncertainty. To minimize the losses and to avoid polarization distortions, the resonator was therefore designed to allow for an AOI of $< 0.5^\circ$ for the beam incident on the GWM. Furthermore, the

oscillating beam experiences the residual losses of the GWM twice per resonator round trip. Consequently, the residual losses of the GWM are more critical when it is operated as a folding element of the resonator. In order to assess the benefits of this configuration with regard to the optical efficiency of the laser, a resonator that allowed a direct comparison of different configurations in cw operation was set up as shown in Fig. 2.13.

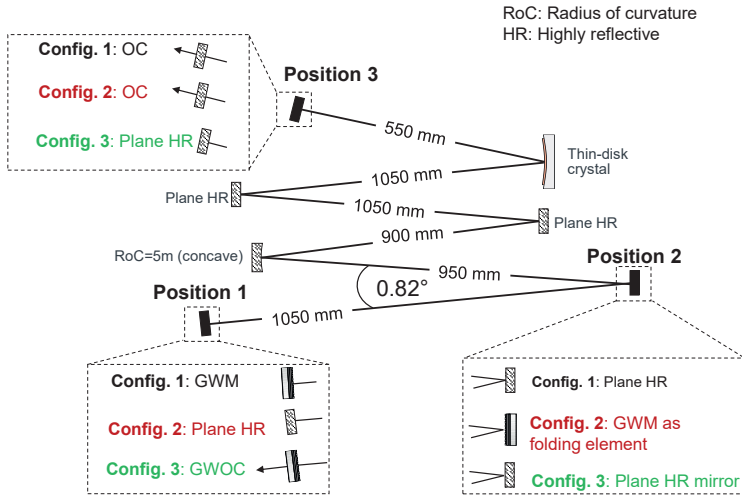


Fig. 2.13. Resonator used to compare the performance of different configurations in cw operation.

In configuration 1, which was analyzed as a reference, the GWM served as the resonator's end mirror at position 1. The beam was coupled out by a standard dielectric output coupler (OC) with a reflectivity of 96% at position 3. In configuration 2, the optical elements at position 1 (GWM) and position 2 (HR mirror) were swapped to test the GWM as a folding mirror. Finally, in configuration 3 both the output coupling and the polarization shaping was performed with a GWOC at position 1. In this configuration, plane HR mirrors were placed at the positions 2 and 3. The reflectivity of the GWOC was measured to be 95.2% for radial polarization.

The performances of the three setups are compared in Fig. 2.14. The best performance with a slope efficiency of 58% was obtained with the GWM as the resonator's

end mirror. With the GWM used as a folding mirror, the slope efficiency dropped to 47%. Using a GWOC (configuration 3) resulted in a slope efficiency of only 38%. These experiments showed that using this GWM as a folding element enables a significantly more efficient laser operation as compared to the configuration using a GWOC. However, the residual losses of the GWM implemented as a folding mirror have a significantly larger impact on the laser performance compared the configuration where the GWM is used as the end mirror of the resonator. To assess this approach from a more general point of view, it is important to know how the laser performance obtainable in this configuration depends on the residual losses of the GWM. This was investigated using a numerical model [2.21] capable of calculating the output power and the optical efficiency of the oscillating LG_{01}^* mode to fit the experimental results.

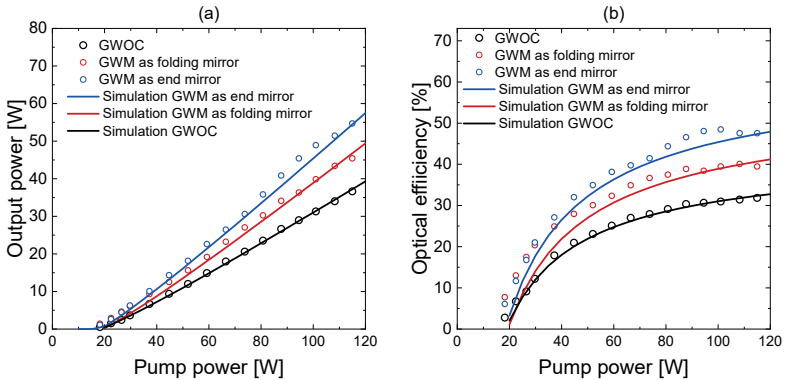


Fig. 2.14. Output power (a) and optical efficiency (b) versus incident pump power for three different configurations in cw operation. The round symbols and the solid lines represent the measured values and the calculated values, respectively.

The pump light absorption as well as the reflectivity of the folding mirrors were adjusted in the simulation in order to match the calculated values of the output power to the ones measured with the GWM as the end mirror. A pump light absorption of 99% and a reflectivity of the resonator's folding mirrors of 99.95% yielded a good agreement between the measured and the calculated output power (blue line in Fig. 2.14). These values of the two fitting parameters (pump light

absorption and reflectivity of the resonator's folding mirrors) were fixed for all further simulations. In configuration 2, where the GWM was implemented as a folding mirror, the AOI of the oscillating beam at the GWM was approximately 0.4° and therefore the reflectivity of this element was slightly reduced. Assuming a reflectivity of 99.2% for the simulation yielded a good agreement between measured and calculated output power (red solid line in Fig. 2.14). To fit the simulation to the measurement with the GWOC as the output coupler, the diffraction losses experienced by the outcoupled beam were set to 42% (black solid line in Fig. 2.14). Table 2.2 lists all the parameters used for the simulations.

Table 2.2. Parameters used for the simulations.

Parameter	Value
Number of folding mirrors	4
Reflectivity of the folding mirrors (fitted to the experimental data)	99.95%
Wavelength of the pump source	940 nm
Pump light absorption (fitted to the experimental data)	99%
Diameter of the pumped area on the thin-disk crystal	2.2 mm
Thickness of the thin-disk crystal	215 μm
Doping concentration of the thin-disk crystal	7 at. %
Reflectivity of the GWM under normal incidence (config. 1)	99.3%
Reflectivity of the dielectric output coupler	96%
Reflectivity of the GWM under a small AOI of approx. 0.4° (config. 2)	99.2%
Reflectivity GWOC (conFig. 3)	95.2%
Diffraction losses experienced by the beam coupled out through the GWOC (conFig. 3, fitted to the experimental data)	42%

The impact of the residual losses of the GWM on the laser performance was investigated by varying the reflectivity of the GWM in the numerical model with the aforementioned values of the fitting parameters. Figure 15 shows the calculated slope efficiency as a function of the reflectivity of the GWM used as the resonator's end mirror or as a folding mirror, respectively. Using a GWM with a reflectivity of 99.8% (as reported in [2.15,2.26]) as a folding mirror enables a slope efficiency $>60\%$. With this reflectivity, the difference to the configuration where the GWM is used as the resonator's end mirror is minor (2.6 percentage points). With decreasing

reflectivity of the GWM, however, the difference of the slope efficiency obtainable with the two configurations increases. For a reflectivity $<98.4\%$, the slope efficiency obtainable with the GWM as folding mirror is $<40\%$, which is comparable to the slope efficiency of 38% obtainable with the currently available GWOCs. To summarize, for the outcoupling rate of the dielectric output coupler (4%) and of the GWOC (4.8%) used in the experiment and in the simulations, the laser performance can be significantly increased by using a GWM as a folding mirror compared to a GWOC, provided that the reflectivity of the GWM is $>98.4\%$. For reflectivities of the GWM of $<98.4\%$, the GWOC yields a better laser performance.

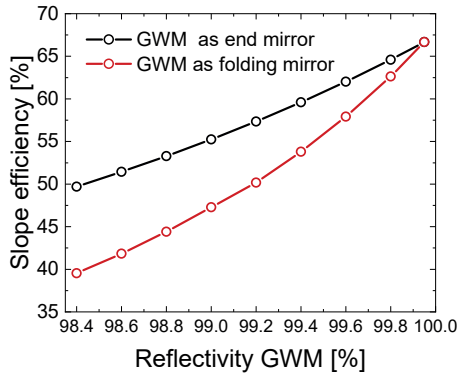


Fig. 2.15. Slope efficiency calculated for GWM as folding mirror and GWM as end mirror for different reflectivities of the GWM.

To demonstrate mode-locked operation in the configuration with the GWM as a folding mirror, the resonator setup that was previously used for the cw experiments was adapted slightly (see Fig. 2.16). The plane dielectric end mirror at position 1 (Fig. 2.13) was replaced with a concave mirror to focus the beam onto the SESAM which served as the resonator's end mirror. The nominal beam radius on the SESAM was $307\text{ }\mu\text{m}$. To compensate for the non-linear phase shift accumulated by the pulse oscillating in the cavity, three dispersive Gires Tournois Interferometer (GTI) type mirrors introducing a total negative group delay dispersion of -5400 fs^2 per roundtrip were implemented as folding mirrors. The SESAM had a modulation depth of 0.64% , a saturation fluence of $60\text{ }\mu\text{J}/\text{cm}^2$ and non-saturable losses of approximately 1.4% .

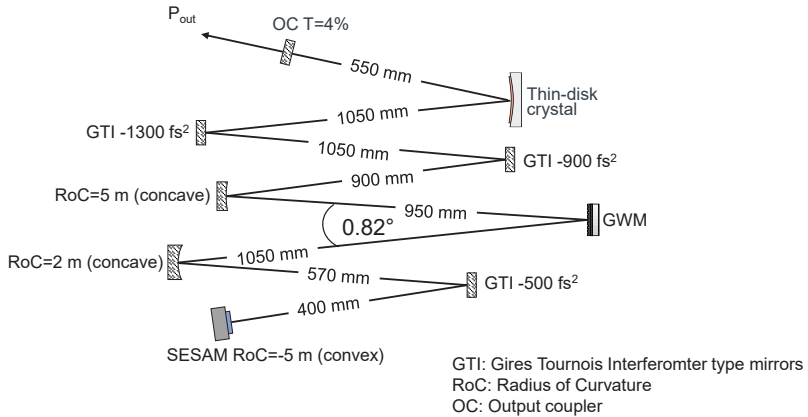


Fig. 2.16. Resonator employed to demonstrated mode-locked operation with a GWM as folding mirror.

Figure 2.17 shows the output power and optical efficiency versus pump power. Self-starting soliton mode locking was observed above an output power of around 7 W and a maximum output power of 14.8 W was attained. The optical efficiency measured at the maximum output power was 23% and the slope efficiency was 32.5%.

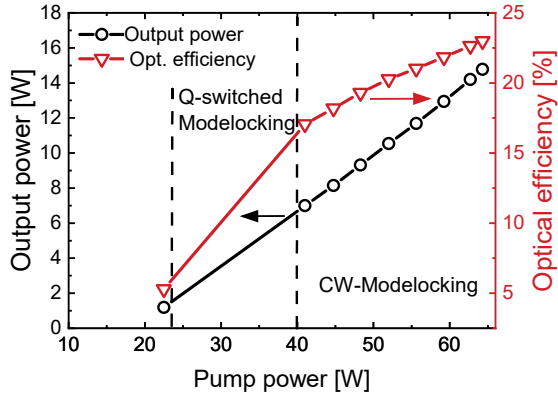


Fig. 2.17. Output power and optical efficiency obtained in mode-locked operation with the GWM implemented as folding mirror.

The pulse duration at maximum power was 755 fs and the spectral bandwidth was 1.6 nm, indicating almost transform limited pulses (Fig. 2.18 (a) and (b)) with a time-bandwidth product of 0.34. Figure 2.18 shows the pulse diagnostics measured at the maximum output power. The beam quality at the maximum power was close to diffraction limited ($M^2 = 2.1$ along the horizontal and vertical direction) and the intensity distribution showed no signs of aberrations, as can be seen in Fig. 2.19 (a). The qualitative polarization analysis shown in Fig. 2.19 (b)-(d) revealed well separated intensity lobes aligned along the transmission axis of a polarizer, indicating a high polarization purity.

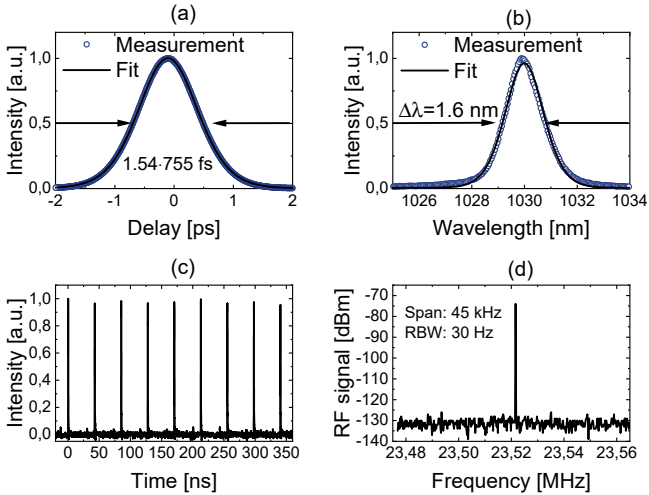


Fig. 2.18. Pulse diagnostic measured at maximum output power. (a) Intensity autocorrelation, (b) spectral intensity, (c) pulse train recorded with a fast photodiode and an oscilloscope and (c) radio frequency signal measured with a span of 45 kHz and a resolution bandwidth (RBW) of 30 Hz.

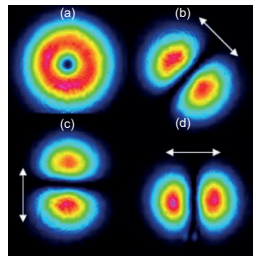


Fig. 2.19. (a) Far-field intensity distribution and (b)-(d) far-field intensity distribution recorded behind a polarizer with the transmission axis indicated by the white arrows obtained in mode-locked operation.

5. Conclusion

In this paper, two different approaches to generate radially polarized ultra-short pulses in a thin-disk laser resonator were investigated. The aim of these investigations was to optimize the optical efficiency of the laser by replacing the GWOC, which was implemented in the previously reported thin-disk oscillators to generate radially polarized pulses. The first approach used a saturable output coupler and a highly reflective GWM as the resonator's end mirror. Simulations and experiments showed that thermo-optical effects inside the substrate of the SESOC limit the output power to a few Watts. However, according to our numerical investigations, the thermal properties of the SESOCs can be significantly improved by adding a diamond heat spreader and by utilizing a thinner substrate. The numerical model predicts output powers in excess of 100 W with good beam quality for the improved SESOCs.

The second approach employed a standard SESAM as resonator end mirror and a highly reflective GWM as folding element. In this configuration, residual losses of the GWMs have a significantly stronger effect on the laser performance. However, the corresponding simulations predict an improved laser performance, provided that the GWM's reflectivity is $>98.4\%$. With the available GWM and GWOC, an increase of the optical slope efficiency of 9 percentage points was demonstrated in cw operation using the GWM as folding mirror. However, an improved GWM with a reflectivity $>99.8\%$ used as folding mirror will enable an optical slope efficiency larger by >20 percentage points compared to the configuration using a GWOC. In a first proof-of-principle experiment, radially polarized pulses with an average power of 14.8 W were obtained from a thin-disk oscillator using a GWM as folding mirror. The beam quality obtained in this configuration was close to diffraction limited.

Further investigations will be devoted to the development of more efficient GWMs, i.e. with a reflectivity as high as 99.8% and the implementation of the single crystal diamond heat spreader to the SOC for further power scaling of radially polarized mode-locked thin-disk oscillators.

Funding. Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie.

Acknowledgments. This work was part of the research project Ripple (ZF4592401DF8) which was funded by the BMWi (Bundesministerium für Wirtschaft und Energie) within the ZIM (Zentrales Innovationsprogramm Mittelstand) framework.

Disclosures. The authors declare no conflicts of interest.

References

- [2.1] Q. Zhan, “Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications,” *Adv. Opt. Photonics* **1**(1), 1(2009).
- [2.2] M. Kraus, M. A. Ahmed, A. Michalowski, A. Voss, R. Weber, and T. Graf, “Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beams with radial and azimuthal polarization,” *Opt. Express* **18**(21), 22305 (2010).
- [2.3] R. Weber, A. Michalowski, M. Abdou-Ahmed, V. Onuseit, V. Rominger, M. Kraus, and T. Graf, “Effects of Radial and Tangential Polarization in Laser Material Processing,” *Phys. Procedia* **12**, 21–30 (2011).
- [2.4] V. G. Niziev and A. V. Nesterov, “Influence of beam polarization on laser cutting efficiency,” *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32**(13), 1455–1461 (1999).
- [2.5] E. Skoulas, A. Manousaki, C. Fotakis, and E. Stratakis, “Biomimetic surface structuring using cylindrical vector femtosecond laser beams,” *Sci. Rep.* **7**(1), 45114–11 (2017).
- [2.6] M. Endo, “Azimuthally polarized 1 kW CO₂ laser with a triple-axicon retroreflector optical resonator,” *Opt. Lett.* **33**(15), 1771 (2008).
- [2.7] B. Li, Y. Hu, Y. Hu, and J. Zhao, “1.5 kW radially polarized beam irradiated from a FAF CO₂ laser based on an intracavity triple-axicon retroreflector and quarter wave phase retarders,” *Appl. Opt.* **56**(12), 3383 (2017).
- [2.8] I. Moshe, S. Jackel, and A. Meir, “Production of radially or azimuthally polarized beams in solid-state lasers and the elimination of thermally induced birefringence effects,” *Opt. Lett.* **28**(10), 807–809 (2003).
- [2.9] T. Kämpfe, S. Tonchev, A. V. Tishchenko, D. Gergov, and O. Parriaux, “Azimuthally polarized laser mode generation by multilayer mirror with wideband grating-induced TM leakage in the TE stopband,” *Opt. Express* **20**(5), 5392 (2012).
- [2.10] T. Moser, J. Balmer, D. Delbeke, P. Muys, S. Verstuyft, and R. Baets, “Intracavity generation of radially polarized CO₂ laser beams based on a simple binary dielectric diffraction grating,” *Appl. Opt.* **45**(33), 8517–8522 (2006).
- [2.11] M. Rumpel, M. Haefner, T. Schoder, C. Pruss, A. Voss, W. Osten, M. A. Ahmed, and T. Graf, “Circular grating waveguide structures for intracavity generation of azimuthal polarization in a thin-disk laser,” *Opt. Lett.* **37**(10), 1763 (2012).

- [2.12] M. A. Ahmed, A. Voss, M. M. Vogel, and T. Graf, "Multilayer polarizing grating mirror used for the generation of radial polarization in Yb:YAG thin-disk lasers," *Opt. Lett.* **32**(22), 3272 (2007).
- [2.13] D. Lin, J. M. O. Daniel, M. Gecevičius, M. Beresna, P. G. Kazansky, and W. A. Clarkson, "Cladding-pumped ytterbium-doped fiber laser with radially polarized output," *Opt. Lett.* **39**(18), 5359 (2014).
- [2.14] M. A. Ahmed, J. Schulz, A. Voss, O. Parriaux, J.-C. Pommier, and T. Graf, "Radially polarized 3 kW beam from a CO₂ laser with an intracavity resonant grating mirror," *Opt. Lett.* **32**(13), 1824 (2007).
- [2.15] T. Dietrich, M. Rumpel, F. Beirow, C. M. Mateo, C. Pruss, W. Osten, M. Abdou Ahmed, and T. Graf, "Thin-disk oscillator delivering radially polarized beams with up to 980 W of CW output power," *Opt. Lett.* **43**(6), 1371 (2018).
- [2.16] W. Koehner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer, 2006).
- [2.17] A. Loeschner, J. Negel, C. Röcker, F. Beirow, and T. Graf, "Thin-disk multipass amplifier delivering radially polarized ultrafast pulses with an average output power of 1 kW," in *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)* (2019), paper ca-5-5.
- [2.18] F. Beirow, M. Eckerle, B. Dannecker, T. Dietrich, M. A. Ahmed, and T. Graf, "Radially polarized passively mode-locked thin-disk laser oscillator emitting sub-picosecond pulses with an average output power exceeding the 100 W level," *Opt. Express* **26**(4), 4401 (2018).
- [2.19] C. J. Saraceno, C. Schriber, M. Mangold, M. Hoffmann, O. H. Heckl, C. R. Baer, M. Golling, T. Südmeier, and U. Keller, "SESAMs for High-Power Oscillators: Design Guidelines and Damage Thresholds," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **18**(1), 29–41 (2012).
- [2.20] M. Eckerle, T. Dietrich, F. Schaal, C. Pruss, W. Osten, M. A. Ahmed, and T. Graf, "Novel thin-disk oscillator concept for the generation of radially polarized femtosecond laser pulses," *Opt. Lett.* **41**(7), 1680 (2016).
- [2.21] P. Wittmuess, S. Piehler, T. Dietrich, M. A. Ahmed, T. Graf, and O. Sawodny, "Numerical modeling of multimode laser resonators," *J. Opt. Soc. Am. B* **33**(11), 2278 (2016).
- [2.22] F. Saltarelli, I. J. Graumann, L. Lang, D. Bauer, C. R. Phillips, and U. Keller, "Power scaling of ultrafast oscillators: 350 W average-power sub-picosecond thin-disk laser," *Opt. Express* **27**(22), 31465 (2019).
- [2.23] P. Zhang, M. Jiang, R. Zhue, D. Zhang, and Y. Song, "Thermal conductivity of GaAs/AlAs distributed Bragg reflectors in semiconductor disk laser: com-

- parison of molecular dynamics simulation and analytic methods,” Appl. Opt. **56**(15), 4537 (2017).
- [2.24] S. Piehler, C. Thiel, A. Voss, M. Abdou Ahmed, and T. Graf, “Self-compensation of thermal lensing in optics for high-brightness solid-state lasers,” in High Power Laser Materials Processing: Lasers, Beam Delivery, Diagnostics, and Applications, E. Beyer and T. Morris, eds. (SPIE, 2012), 8239, p. 82390Z.
- [2.25] A. E. Siegman, Lasers (University Science Books, 1986).
- [2.26] M. A. Ahmed, M. Haefner, M. Vogel, C. Pruss, A. Voss, W. Osten, and T. Graf, “High-power radially polarized Yb:YAG thin-disk laser with high efficiency,” Opt. Express **19**(6), 5093 (2011).

2.2 Einordnung der Ergebnisse

Die numerischen und experimentellen Untersuchungen des SESOCs zeigten, dass thermische Effekte innerhalb dieses Elements die erreichbare Ausgangsleistung mit guter Strahlqualität auf wenige Watt limitieren. Die numerischen Modellierungen ergaben, dass durch eine Reduzierung der Dicke des Substrats des SESOCs sowie durch den Einsatz eines Wärmespreizers aus einkristallinem Diamant die Limitierungen zu deutlich höheren Leistungen verschoben werden können. Solch ein optimiertes SESOC ermöglicht laut dem numerischen Modell eine Ausgangsleistung von über 100 W bei guter Strahlqualität ($M^2 < 2,5$).

Die experimentellen Untersuchungen zum Einsatz eines GWMs als Faltelement zeigten, dass im Vergleich zu den aktuell verfügbaren GWOCs mit diesem Ansatz eine signifikante Steigerung der optischen Effizienz erreichbar ist. Im Dauerstrichbetrieb konnte mit einem GWM als Faltelement eine um 9 Prozentpunkte höhere optische Effizienz als mit einem GWOC als Auskoppellement erreicht werden. Mit einem GWM mit einer Reflektivität von $>99,8\%$ ist mit diesem Ansatz eine Steigerung der optischen Effizienz von mehr als 20 Prozentpunkten zu erwarten.

3 Leistungsskalierung eines modengekoppelten Scheibenlaseroszillators zur Erzeugung radial polarisierter Strahlen

In Abschnitt 1.3.1 wurde als Teilziel dieser Arbeit die Skalierung der mittleren Leistung radial polarisierter Strahlen mit einem modengekoppelten Scheibenlaseroszillator auf über 100 W definiert, da ein solcher Scheibenlaseroszillator eine ideale Seedquelle für einen einstufigen SCF-Verstärker darstellt. Die im vorigen Abschnitt beschriebenen Untersuchungen zur Polarisationsformung in modengekoppelten Scheibenlaseroszillatoren zeigten, dass die Nutzung eines GWM als Faltelement eine höhere optische Effizienz als der Einsatz eines GWOC in der derzeitigen Ausführung [1] ermöglicht. Die Verwendung eines GWMs als Faltelement setzt jedoch einen langen Resonator voraus, um den Einfallswinkel auf dem GWM so klein wie möglich zu halten, um so einer Abnahme der Reflektivität und einer Degradation der Polarisationsreinheit entgegenzuwirken. Im Vergleich zu einem Resonator, in welchem ein GWOC zur Polarisationsformung eingesetzt wird, weist ein Resonator, in welchem ein GWM als Faltelement verbaut ist, folglich eine geringere Repetitionsrate und somit bei gegebener Ausgangsleistung eine höhere Pulsenergie auf. Folglich setzt eine Limitierung durch SPM bei einem Resonator, in welchem ein GWM als Faltelement verwendet wird, bei geringeren Ausgangsleistungen ein als bei einem Resonator, in welchem ein GWOC verwendet wird. Um eine möglichst hohe mittlere Ausgangsleistung zu erzielen, wurde in dem in folgender Publikation beschriebenen Experiment daher trotz der höheren Beugungsverluste ein GWOC zur Polarisationsformung eingesetzt.

3.1 Publikation

Dieser Abschnitt enthält eine Kopie des publizierten Artikels [102].

Fachzeitschrift: Optics Express

Datum der Veröffentlichung: 19.02.2018

Radially polarized passively mode-locked thin-disk laser oscillator emitting sub-picosecond pulses with an average output power exceeding the 100 W level

Frieder Beirow,* Michael Eckerle, Benjamin Dannecker, Tom Dietrich, Marwan Abdou Ahmed, and Thomas Graf

Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), Pfaffenwaldring 43, 70569 Stuttgart, Germany

**frieder.beirow@ifsw.uni-stuttgart.de*

Abstract

We report on a high-power passively mode-locked radially polarized Yb:YAG thin-disk oscillator providing 125 W of average output power. To the best of our knowledge, this is the highest average power ever reported from a mode-locked radially polarized oscillator without subsequent amplification stages. Mode-locking was achieved by implementing a SESAM as the cavity end mirror and the radial polarization of the LG_{01}^* mode was obtained by means of a circular Grating Waveguide Output Coupler. The repetition rate was 78 MHz. A pulse duration of 0.97 ps and a spectral bandwidth of 1.4 nm (FWHM) were measured at the maximum output power. This corresponds to a pulse energy of 1.6 μ J and a pulse peak power of 1.45 MW. A high degree of radial polarization of $97.3 \pm 1\%$ and an M^2 -value of 2.16 which is close to the theoretical value for the LG_{01}^* doughnut mode were measured.

1. Introduction

Radially and azimuthally polarized laser beams have attracted a great interest within different fields of scientific applications such as optical trapping, imaging or plasmon excitation [3.1]. In laser material processing, the advantages of radially and azimuthally polarized beams over circularly or linearly polarized beams have been theoretically outlined for cutting with CO₂ lasers in [3.2]. An increase of the cutting speed of up to a factor of 2 for radially polarized beams in comparison to circularly or linearly polarized beams was predicted. Experimentally an increase of the cutting speed of 37.5% by using a radially polarized rather than a circularly polarized CO₂ laser was demonstrated [3.3]. Using a wavelength of 1.03 μ m an increase of the cutting speed of 42.9% for a radially polarized beam in comparison to an unpolarized beam was shown [3.4]. For deep-penetration welding with low speeds at a wavelength

of 1 μm a significant reduction of spattering could be realized using azimuthally polarized beams. The aforementioned results were obtained using continuous wave beams. In [3.5] it was shown that the use of azimuthally polarized picosecond laser pulses is beneficial for the production of holes with high aspect ratios in steel. Moreover, a better quality of micro holes in fused silica and silicon was obtained using femtosecond laser beams with radial polarization [3.6]. Recently, biomimetic structures giving rise to e.g. the water repellent lotus-leaf effect on metallic surfaces were fabricated with radially and azimuthally polarized femtosecond laser pulses [3.7].

There are two approaches to generate radially and azimuthally polarized beams. In the extra-cavity approach a linearly polarized fundamental mode is converted to a radially polarized LG_{01}^* mode using a transmissive or reflective optical component. This component locally rotates the polarization of the incoming beam such that it corresponds to the desired polarization state. One example of such a polarization converter consists of e.g. eight half-wave plate segments with different orientations of the fast axis [3.3, 3.8, 3.9]. The conversion efficiency of such a converter is however limited to approx. 90% and further beam clean-up is required to obtain good beam quality. Irrespective of the beam quality, a high degree of radial polarization of up to 98% was shown [3.9]. The intra-cavity approach generates the LG_{01}^* mode directly inside the laser cavity by a proper resonator design. For solid-state bulk lasers birefringence effects can be used to select a radially or azimuthally polarized LG_{01}^* mode [3.10–3.14]. Another possibility is to introduce an optical element into the laser cavity that introduces losses to the unwanted polarization states as for instance a triple axicon retroreflector [3.15] or a conical Brewster prism [3.16]. Especially at high powers sub-wavelength gratings proved to be very suitable devices to generate radially and azimuthally polarized LG_{01}^* modes inside of solid-state bulk [3.17], thin-disk [3.18], fiber [3.19] or CO₂ laser cavities [3.20].

In fundamental Gaussian transverse mode operation an average output power of 275 W [3.21] and a pulse energy of 80 μJ [3.22] was demonstrated with a SESAM mode-locked thin-disk oscillator operated in low-pressure atmosphere enclosure. The highest average output power obtained from a SESAM mode-locked thin-disk oscillator operated in ambient atmospheric air was 145 W [3.23]. An average output power of 270 W was demonstrated with a Kerr-Lens mode-locked thin-disk oscillator operated in ambient atmospheric air [3.24]. The highest average output power in radial polarization achieved from ultrafast lasers so far was achieved by converting a linearly polarized Gaussian seed beam into a radially polarized LG_{01}^* beam by means of an extra-cavity segmented half-wave plate converter and subsequent amplification by a thin-disk multipass amplifier. An average output power of 635 W with a pulse

duration of around 8 ps [3.25] and an average output power of 265 W with a pulse duration of 782 fs [3.26] were demonstrated with this approach. To inject a radially polarized seed beam with sufficient average power to efficiently operate the thin-disk multipass amplifier either a commercial laser system (TRUMPF TruMicro 5050 in [3.25]) or a complex customized setup consisting of a multi-stage single-crystal fiber (SCF) pre-amplifier [3.26] was used. The segmented wave plate used to convert the polarization further introduces a power loss of $> 10\%$ and causes diffraction at the edges of the individual segments, which requires a beam clean-up to ensure a high beam quality behind the polarization converter. These issues can be avoided by generating the radially polarized beam directly inside the laser cavity. Recently, the first SESAM mode-locked radially polarized Yb:YAG thin-disk oscillator providing 13.3 W of average output power with sub-picosecond pulses was demonstrated [3.27]. To be suitable as a seed for a multipass thin-disk laser amplifier, such a laser should however provide an average power of at least in the order of 100 W [3.28].

In the present paper we therefore report on a laser oscillator with improved power capability, which resulted in a record average output power of 125 W at a pulse repetition rate of 78 MHz. Compared to the previous report, this corresponds to an increase of the average output power by almost one order of magnitude and also outperforms the average powers of previously reported and more complex setups with the SCF amplifiers [3.29]. Hence, the oscillator presented in the following is a very promising seed source especially for thin-disk multipass amplifiers that should reach kW-level average output powers without complex and expensive pre-amplification stages.

In terms of pulse energy, amplifier based systems such as presented in [3.29] are still superior. But for the application of the so called ablation cooling regime which at the lower end begins at repetition rates of somewhere between 27 MHz and 108 MHz for copper [3.30] moderate pulse energies of a few μJ are sufficient. In this regime the authors of [3.30] observed an increase of the ablation efficiency by one order of magnitude as compared to the traditional ablation regime [3.31]. Consequently the presented oscillator might also contribute to increase the productivity in the field of material processing.

2. Experimental setup

An Yb:YAG thin-disk with a thickness of 215 μm and a doping concentration of 7 at. % was used for the experiments. It was mounted on a diamond heat sink in order to ensure an optimum heat extraction from the pumped region. The disk was integrated into a standard pumping module allowing for 24 passes of the pump beam through the disk. The pump spot on the disk was set to a diameter of 3.6 mm.

A laser diode with a wavelength of 969 nm was used to pump the crystal into the zero phonon line [3.32], which leads to a significant reduction of the thermal load on the disk compared to the pumping at 941 nm as applied in [3.27]. As a further improvement the oscillator was housed to shield it from air turbulences which destabilize the transversal mode as was observed with the setup reported in [3.27]. The cavity was designed such that the ratio between the diameter of the LG_{01}^* mode on the disk and the pump spot diameter corresponded to about 75%. The setup of the laser oscillator is sketched in Fig. 3.1(a) together with the radius of the oscillating laser mode at the positions along the propagation within the cavity in Fig. 3.1(b). In order to generate a radially polarized mode inside the cavity, a circular Grating Waveguide Output Coupler (GWOC) similar to the one used in [3.27] but with slightly different parameters, i.e. a grating period, depth and duty-Cycle of 900 nm, 24 nm, and 50% respectively, was implemented as the output coupler. The spectral reflectivity measured with a radially and an azimuthally polarized probe beam is shown in Fig. 3.2(a). This GWOC exhibited a reflectivity of 95.2% for the radially polarized mode and a lower reflectivity of only 69.8% for the azimuthally polarized mode. This discrimination was sufficient to suppress the oscillation of azimuthally polarized radiation. The spectral reflectivity measured with a radially and an azimuthally polarized probe beam is shown in Fig. 3.2(a). A transmission of the GWOC of 2.7% for a radially polarized beam was measured indicating a power loss of 43.8% of the outcoupled power into the $\pm 1^{st}$ diffraction order. Figure 3.2(b) illustrates this loss mechanism schematically. Minimizing the diffraction losses of the GWOCs is part of our ongoing work and will potentially lead to even higher obtainable average output powers. Soliton modelocking was achieved by implementing a Semiconductor Saturable Absorber Mirror (SESAM) as the cavity end mirror. The parameters of this SESAM were specified by the supplier (Batop GmbH) as follows: modulation depth ΔR of 0.57%, saturation fluence F_{sat} of $26.65 \mu J/cm^2$, recovery time of 1 ps and non-saturable losses ΔR_{ns} of 0.06%. For a given intra-cavity pulse energy there is a tradeoff between the adaptation of the radius of the oscillating mode on the SESAM to meet the saturation fluence of this element and the fact that a larger beam on the SESAM leads to a stronger influence of thermal lensing on the resonator stability. Moreover, the different radii of curvature in the sagittal and in the tangential plane of the used SESAM (-5.6 m and -6.5 m, respectively) result in an increased astigmatism of the output beam for a larger radius of the oscillating mode. This issue can be mitigated by optimized SESAMs with significantly larger radii of curvature as it was suggested in [3.33].

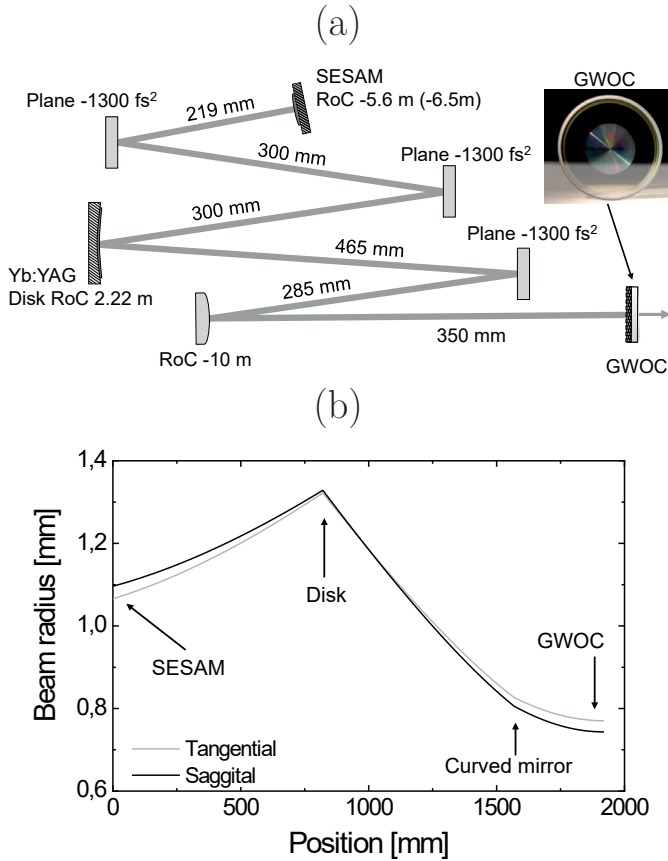


Fig. 3.1 (a) Sketch of the cavity consisting of the thin-disk laser crystal, the SESAM, curved mirrors with the radius of curvature (RoC, positive values correspond to concave curvatures and negative values to convex curvatures) as specified in the sketch, plane dispersive mirrors, and the GWOC (Inset: Photo of the GWOC). The distances between the cavity elements are given in mm. (b) Mode size in the cavity with position of key elements indicated by the arrows.

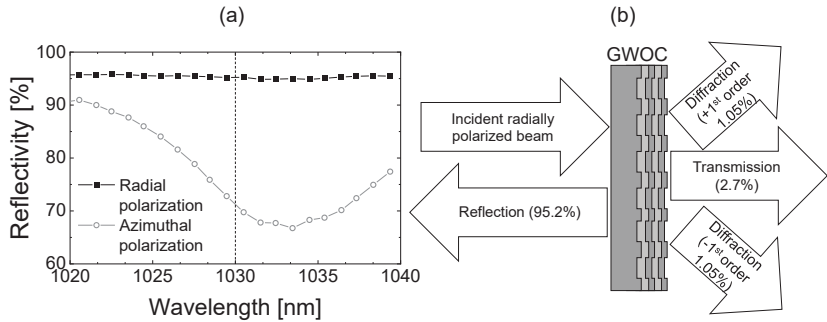


Fig. 3.2 (a) Spectral reflectivity of the GWOC measured with a radially and azimuthally polarized probe beam. (b) Sketch of the possible channels (reflection, transmission and diffraction) for a radially polarized beam incident on the GWOC. The out-coupled radiation is separated into the useful beam and a residual diffraction into the $\pm 1^{st}$ diffraction order.

3.Experimental results

Figure 3.3 shows the measured output power and the optical efficiency that were achieved with the oscillator presented in the previous section. The laser started in cw operation at a threshold pump power of around 55.2 W and continued in this operation mode up to an output power of around 22 W. In the output power range between 22 W and 93 W the laser oscillated in Q-switched mode-locking (QML) operation. Stable self-starting continuouswave (cw) mode-locked operation was observed at output powers exceeding 93 W. The maximum output power of 125 W was reached at a pump power of 431 W. This corresponds to an optical efficiency of 28.9%. The pump power was not increased further since a roll-over of the output power was observed which can most likely be attributed to a thermally induced drift of the resonator axis due to heating of a mirror holder by scattered laser radiation. This issue will be addressed in future developments. The noticeable step of the measured optical efficiency at a pump power of 350 W can be attributed to the manual adaption of the resonator axis for each power level. We found heated air in front of the pumped thin-disk to be the reason for the small pump power dependent misalignment of the cavity [3.34].

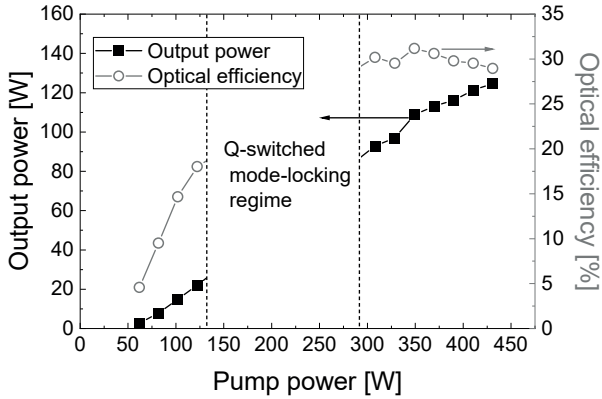


Fig. 3.3 Measured average output power and optical efficiency as a function of the pumping power.

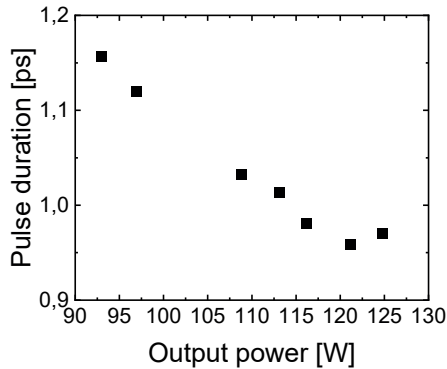


Fig. 3.4 Measured pulse duration over output power.

At the maximum output power of 125 W an intra-cavity average power of 4.7 kW incident on the GWOC and on the SESAM was calculated by taking into account the measured transmission of 2.7% of the GWOC. Taking into account the beam diameters in the cavity, the GWOC and the SESAM withstood average power densities of approx. 259 kW/cm² and approx. 124 kW/cm², respectively, without observation of damage. The measured pulse durations ranged between 1.16 ps at an

average output power of 93 W and 0.97 ps at the maximum average output power of 125 W, as can be seen in Fig. 3.4.

The autocorrelation trace of the pulses at the maximum power is shown in Fig. 3.5(a). The corresponding spectrum is shown in Fig. 3.5(b). It is centered at a wavelength of 1030.6 nm and exhibits a width of 1.39 nm (FWHM). This results in a time bandwidth product of 0.381 which is close to the time-bandwidth limited value of 0.315 of an ideal unchirped sech^2 pulse. Taking into account the repetition rate of the laser, the pulse energy and the pulse peak power at the maximum output power are 1.6 μJ and 1.45 MW, respectively. The saturation of the SESAM can be calculated by implementing the intensity distribution of the ring-shaped LG_{01}^* mode to the formula given in [3.35] which describes the reflectivity of the SESAM as a function of the incident pulse fluence. With this it can be shown that the saturation behavior of the SESAM is almost identical for a fundamental Gaussian mode and a LG_{01}^* mode. Taking into account the transmission of the GWOC and the pulse energy of 1.6 μJ observed at the maximum output power, the fluence on the SESAM was 1582 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ which is approximately 63-times higher than the saturation fluence. It is worth mentioning that the peak intensity of the LG_{01}^* mode only amounts to 0.74 of the one of a fundamental Gaussian mode with the same beam diameter. Consequently, a roll-over of the reflectivity of the SESAM caused by two photon absorption is expected to be shifted to higher pulse energies for the LG_{01}^* mode as compared to fundamental Gaussian mode.

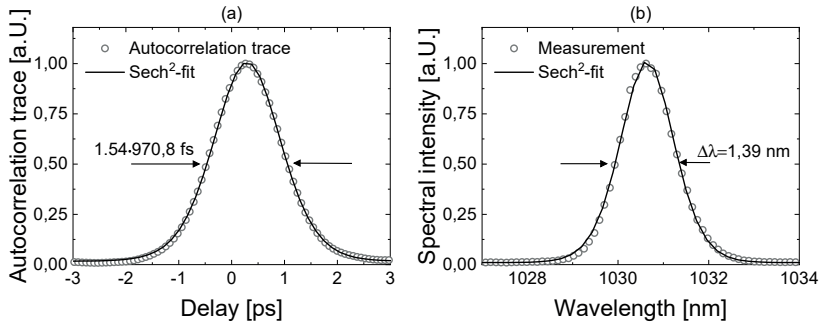


Fig. 3.5 (a) Second harmonic intensity autocorrelation trace and sech^2 fit of the pulses at maximum output power of 125 W. (b) Corresponding spectral intensity at maximum output power.

A pulse train recorded with a photodiode with rise time of about 200 ps on an oscilloscope with a sampling rate of 5 GS/s and a bandwidth of 1 GHz is shown in Fig. 3.6. The pulses are separated by the cavity roundtrip time of 12.8 ns. Thus, satellite pulses with a temporal distance of more than 600 ps can be excluded from this measurement.

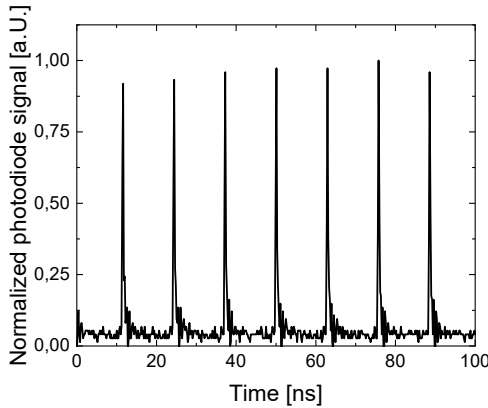


Fig. 3.6 Pulse train measured with a fast photodiode on an oscilloscope

The radio frequency spectrum measured at the maximum output power is shown in Fig. 3.7. The absence of side peaks further confirms the stable mode-locked operation. Despite the low signal-to-noise ratio of this measurement no relaxation oscillations were observed in the RF spectra at pump powers above 300 W, indicating fundamental mode-locking. Side peaks were clearly visible on the RF analyzer only when the oscillator was operated in the QML regime at pump powers from around 130 W to 300 W (see Fig. 3.3). Using a more suitable photodiode will enable improved measurements in future works. An additional long range autocorrelation measurement with a range of ± 75 ps to each side of the pulse confirmed single-pulse modelocked operation in this temporal window. Nevertheless, there is a temporal window from 75 ps to 600 ps where satellite pulses cannot be excluded with certainty. However, the decreasing pulse duration for higher output powers (see Fig. 3.4) indicate single pulse operation over the complete range of output power.

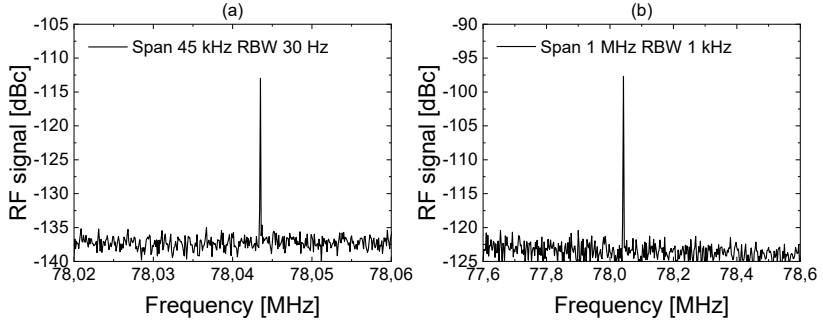


Fig. 3.7 (a) Radio frequency signal measured with a span of 45 kHz and a Resolution Bandwidth (RBW) of 30 Hz. (b) Radio frequency signal measured with a span of 1 MHz and a RBW of 1 kHz.

The far-field beam profile recorded at the maximum output power is shown by the upper left image in Fig. 3.8. The intensity distribution is not perfectly symmetric, which is a result of a shift of the oscillating mode on the GWOC, caused by the abovementioned thermal drift of the resonator axis. Nevertheless, the M^2 -values of 2.15 and 2.16 in the tangential and sagittal plane, respectively, measured at the maximum output power are close to the theoretical value of 2.0 expected for the LG_{01}^* mode. The polarization purity was qualitatively analyzed by a rotating polarization analyzer in the beam path as shown by the images with the white arrows in Fig. 3.8. The white arrows indicate the polarization of the radiation transmitted through the polarizer. The well separated lobes indicate a high radial polarization purity. This was confirmed by a measurement with a 2D Stokes-polarimeter [3.36] which yielded a degree of radial polarization of $97.3 \pm 1\%$.

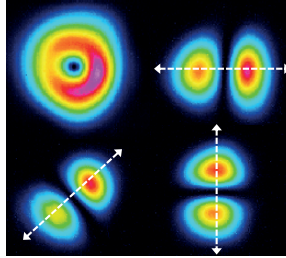


Fig. 3.8 Far-field intensity distribution and intensity distribution transmitted through a rotatable polarization analyzer. The white arrows indicate the direction of the polarization.

4. Conclusion

In summary, we have demonstrated a radially polarized Yb:YAG passively mode-locked thin-disk laser oscillator providing an average output power exceeding the 100 W power level. An average output power of 125 W was achieved at a pump power of 431 W. To the best of our knowledge this is the highest average output power of a radially polarized mode-locked laser oscillator reported to date and corresponds to an improvement of almost one order of magnitude as compared to previous reports. With a pulse repetition rate of 78 MHz and the measured pulse duration of 0.97 ps this corresponds to a pulse energy of 1.6 μJ and a peak power of 1.45 MW, respectively. Thanks to the achieved power level this oscillator is a promising seed for further power scaling into the kW power range by means of thin-disk multipass amplifiers and significantly reduced the overall complexity of the system as compared to the previous state of the art.

Funding

European Union Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013, 619237); IGF-Projekt 18728 N.

Acknowledgment

We would like to thank the ITO (Institut für Technische Optik) for the production

of the GWOC.

References and links

- [3.1] Q. Zhan, “Cylindrical vector beams: From mathematical concepts to applications,” *Adv. Opt. Photonics* **1**(1), 1–57 (2009).
- [3.2] V. G. Niziev and A. V. Nesterov, “Influence of beam polarization on laser cutting efficiency,” *J. Phys. D* **32**(13), 1455–1461 (1999).
- [3.3] R. Weber, A. Michalowski, M. Abdou Ahmed, V. Onuseit, V. Rominger, M. Kraus, and T. Graf, “Effects of Radial and Tangential Polarization in Laser Material Processing,” *Phys. Procedia* **12**, 21–30 (2011).
- [3.4] T. Häcker, “Adapted polarization for sheet metal cutting,” in *AKL International Laser Technology Congress* (2016).
- [3.5] M. Kraus, M. A. Ahmed, A. Michalowski, A. Voss, R. Weber, and T. Graf, “Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beams with radial and azimuthal polarization,” *Opt. Express* **18**(21), 22305–22313 (2010).
- [3.6] C. Hnatovsky, V. G. Shvedov, and W. Krolikowski, “The role of light-induced nanostructures in femtosecond laser micromachining with vector and scalar pulses,” *Opt. Express* **21**(10), 12651–12656 (2013).
- [3.7] E. Skoulas, A. Manousaki, C. Fotakis, and E. Stratakis, “Biomimetic surface structuring using cylindrical vector femtosecond laser beams,” *Sci. Rep.* **7**(45114), 45114 (2017).
- [3.8] S. Quabis, R. Dorn, and G. Leuchs, “Generation of a radially polarized doughnut mode of high quality,” *Appl. Phys. B* **81**(5), 597–600 (2005).
- [3.9] G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe, A. Meir, and S. Jackel, “Efficient extracavity generation of radially and azimuthally polarized beams,” *Opt. Lett.* **32**(11), 1468–1470 (2007).
- [3.10] I. Moshe, S. Jackel, and A. Meir, “Production of radially or azimuthally polarized beams in solid-state lasers and the elimination of thermally induced birefringence effects,” *Opt. Lett.* **28**(10), 807–809 (2003).
- [3.11] G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe, A. Meir, S. Jackel, and N. Davidson, “Birefringence-induced bifocusing for selection of radially or azimuthally polarized laser modes,” *Appl. Opt.* **46**(16), 3304–3310 (2007).
- [3.12] A. Ito, Y. Kozawa, and S. Sato, “Selective oscillation of radially and azimuthally polarized laser beam induced by thermal birefringence and lensing,” *J. Opt. Soc. Am. B* **26**(4), 708–712 (2009).

- [3.13] M. P. Thirugnanasambandam, Y. Senatsky, and K. Ueda, "Generation of radially and azimuthally polarized beams in Yb:YAG laser with intra-cavity lens and birefringent crystal," *Opt. Express* **19**(3), 1905–1914 (2011).
- [3.14] S. Vyas, Y. Kozawa, and S. Sato, "Generation of radially polarized Bessel-Gaussian beams from c-cut Nd:YVO4 laser," *Opt. Lett.* **39**(4), 1101–1104 (2014).
- [3.15] M. Endo, "Azimuthally polarized 1 kW CO2 laser with a triple-axicon retroreflector optical resonator," *Opt. Lett.* **33**(15), 1771–1773 (2008).
- [3.16] Y. Kozawa and S. Sato, "Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism," *Opt. Lett.* **30**(22), 3063–3065 (2005).
- [3.17] T. Kämpfe, S. Tonchev, A. V. Tishchenko, D. Gergov, and O. Parriaux, "Azimuthally polarized laser mode generation by multilayer mirror with wide-band grating-induced TM leakage in the TE stopband," *Opt. Express* **20**(5), 5392–5401 (2012).
- [3.18] M. A. Ahmed, A. Voss, M. M. Vogel, and T. Graf, "Multilayer polarizing grating mirror used for the generation of radial polarization in Yb:YAG thin-disk lasers," *Opt. Lett.* **32**(22), 3272–3274 (2007).
- [3.19] D. Lin, J. M. O. Daniel, M. Gecevičius, M. Beresna, P. G. Kazansky, and W. A. Clarkson, "Cladding-pumped ytterbium-doped fiber laser with radially polarized output," *Opt. Lett.* **39**(18), 5359–5361 (2014).
- [3.20] M. A. Ahmed, J. Schulz, A. Voss, O. Parriaux, J.-C. Pommier, and T. Graf, "Radially polarized 3 kW beam from a CO2 laser with an intracavity resonant grating mirror," *Opt. Lett.* **32**(13), 1824–1826 (2007).
- [3.21] C. J. Saraceno, F. Emaury, O. H. Heckl, C. R. E. Baer, M. Hoffmann, C. Schriber, M. Golling, T. Südmeyer, and U. Keller, "275 W average output power from a femtosecond thin disk oscillator operated in a vacuum environment," *Opt. Express* **20**(21), 23535–23541 (2012).
- [3.22] C. J. Saraceno, F. Emaury, C. Schriber, M. Hoffmann, M. Golling, T. Südmeyer, and U. Keller, "Ultrafast thindisk laser with 80 μ J pulse energy and 242 W of average power," *Opt. Lett.* **39**(1), 9–12 (2014).
- [3.23] D. Bauer, I. Zawischa, D. H. Sutter, A. Killi, and T. Dekorsy, "Mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator with 41 μ J pulse energy at 145 W average infrared power and high power frequency conversion," *Opt. Express* **20**(9), 9698–9704 (2012).
- [3.24] J. Brons, V. Pervak, E. Fedulova, D. Bauer, D. Sutter, V. Kalashnikov, A. Apolonskiy, O. Pronin, and F. Krausz, "Energy scaling of Kerr-lens mode-locked thin-disk oscillators," *Opt. Lett.* **39**(22), 6442–6445 (2014).

- [3.25] A. Loescher, J.-P. Negel, T. Graf, and M. Abdou Ahmed, “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**(24), 5758–5761 (2015).
- [3.26] A. Loescher, J.-P. Negel, T. Graf, W. Pallmann, B. Resan, I. Martial, J. Didierjean, F. Lesparre, J.-T. Gomes, X. Delen, F. P. Druon, F. Balembois, P. Georges, and M. Abdou Ahmed, “A 265W and 782 fs amplified radially polarized beam emitted by a thin-disk multipass amplifier,” in *Advanced Solid State Lasers*, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2015), paper ATh3A.3.
- [3.27] M. Eckerle, T. Dietrich, F. Schaal, C. Pruss, W. Osten, M. A. Ahmed, and T. Graf, “Novel thin-disk oscillator concept for the generation of radially polarized femtosecond laser pulses,” *Opt. Lett.* **41**(7), 1680–1683 (2016).
- [3.28] J.-P. Negel, A. Voss, M. Abdou Ahmed, D. Bauer, D. Sutter, A. Killi, and T. Graf, “1.1 kW average output power from a thin-disk multipass amplifier for ultrashort laser pulses,” *Opt. Lett.* **38**(24), 5442–5445 (2013).
- [3.29] F. Lesparre, J. T. Gomes, X. Délen, I. Martial, J. Didierjean, W. Pallmann, B. Resan, M. Eckerle, T. Graf, M. Abdou Ahmed, F. Druon, F. Balembois, and P. Georges, “High-power Yb:YAG single-crystal fiber amplifiers for femtosecond lasers in cylindrical polarization,” *Opt. Lett.* **40**(11), 2517–2520 (2015).
- [3.30] C. Kerse, H. Kalaycıoğlu, P. Elahi, B. Çetin, D. K. Kesim, Ö. Akçaalan, S. Yavaş, M. D. Aşık, B. Öktem, H. Hoogland, R. Holzwarth, and F. O. Ilday, “Ablation-cooled material removal with ultrafast bursts of pulses,” *Nature* **537**(7618), 84–88 (2016).
- [3.31] A. Ancona, F. Röser, K. Rademaker, J. Limpert, S. Nolte, and A. Tünnermann, “High speed laser drilling of metals using a high repetition rate, high average power ultrafast fiber CPA system,” *Opt. Express* **16**(12), 8958–8968 (2008).
- [3.32] B. Weichelt, A. Voss, M. Abdou Ahmed, and T. Graf, “Enhanced performance of thin-disk lasers by pumping into the zero-phonon line,” *Opt. Lett.* **37**(15), 3045–3047 (2012).
- [3.33] C. J. Saraceno, F. Emaury, C. Schriber, A. Diebold, M. Hoffmann, M. Golling, T. Sudmeyer, and U. Keller, “Toward Millijoule-Level High-Power Ultrafast Thin-Disk Oscillators,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **21**(1), 106–123 (2015).
- [3.34] T. Dietrich, S. Piehler, C. Röcker, M. Rumpel, M. Abdou Ahmed, and T. Graf, “Passive compensation of the misalignment instability caused by air convection in thin-disk lasers,” *Opt. Lett.* **42**(17), 3263–3266 (2017).

- [3.35] M. Haiml, R. Grange, and U. Keller, “Optical characterization of semiconductor saturable absorbers,” *Appl. Phys. B* **79**(3), 331–339 (2004).
- [3.36] T. Liebig, M. Abdou Ahmed, A. Voss, and T. Graf, “Novel multi-sensor polarimeter for the characterization of inhomogenously polarized laser beams,” in *SPIE LASE Photonics West* (2010).

3.2 Einordnung des experimentellen Resultats

Abbildung 3.2 zeigt das im Rahmen dieser Arbeit erzielte Resultat im Vergleich zum Stand der Technik zur Erzeugung gepulster radial polarisierter Strahlen mit Laseroszillatoren. Die maximale Leistung ohne Nachverstärkung betrug vor Beginn dieser Arbeit 13,3 W [1] und konnte innerhalb dieser Arbeit um mehr als einen Faktor 9 auf 125 W gesteigert werden. Dieser Leistungsbereich war vor Beginn dieser Arbeit nur mit Scheibenlaser-Multipassverstärkern zugänglich.

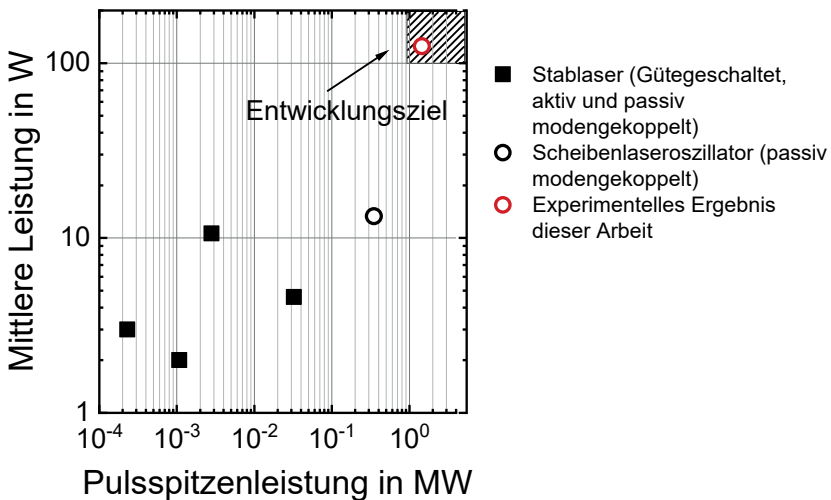


Abbildung 3.2: Einordnung des erzielten Resultats in den Stand der Technik zur Erzeugung radial polarisierter, gepulster Strahlen mit Laseroszillatoren.

4 Untersuchungen zur Kompensation der thermischen Linsenwirkung in Scheibenlaserresonatoren

Ein limitierender Faktor zur Steigerung der mittleren Ausgangsleistung des in Kapitel 3 beschriebenen Scheibenlaseroszillators war die thermische Linsenwirkung des Scheibenlaserkristalls. Aufgrund der pumpleistungsabhängigen Brechkraft der Laserscheibe nahm der Strahlradius des im Resonator oszillierenden Laserstrahls am Ort der Laserscheibe mit zunehmender Pumpleistung zu. Folglich änderte sich auch der Überlapp zwischen dem oszillierenden Strahl und dem optisch angeregten Bereich auf der Laserscheibe. Die maximale Ausgangsleistung bei guter Strahlqualität wurde bei einer Pumpleistung von 430 W erreicht. Eine weitere Erhöhung der Pumpleistung führte infolge des geänderten Überlapps zwischen Laserstrahl und angeregtem Bereich auf der Scheibe zu einer Deformation der Intensitätsverteilung des Ausgangsstrahls sowie zu einer Abnahme der optischen Effizienz. Diese Beobachtungen können auf Beugung des oszillierenden Strahls am Rand des gepumpten Bereichs sowie auf Reabsorption im ungepumpten Bereich der Laserscheibe zurückgeführt werden. Wie in Abschnitt 1.3.1.2 dargelegt, stellt die thermische Linsenwirkung des Laserkristalls ein allgemeines Problem bei der Leistungsskalierung von Scheibenlaseroszillatoren mit beugungsbegrenzter Strahlqualität dar. Durch den Einsatz von pneumatisch aktuierten SDMs lässt sich diese Problematik minimieren [97]. Ziel der in folgender Publikation beschriebenen Untersuchungen war eine erste Demonstration der geregelten Kompensation der thermischen Linsenwirkung des Scheibenlaserkristalls. Diese erste Demonstration wurde an einem Scheibenlaseroszillator durchgeführt, der beugungsbegrenzte Dauerstrichstrahlung mit gaußförmiger Intensitätsverteilung emittierte. Nach erfolgreicher Demonstration lässt sich dieses Konzept auf einen modengekoppelten Scheibenlaseroszillator zur Erzeugung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen übertragen.

4.1 Publikation

Dieser Abschnitt enthält eine Kopie des publizierten Artikels [103].

Fachzeitschrift: Laser Physics Letters

Datum der Veröffentlichung: 13.01.2021

DOI: <https://doi.org/10.1088/1612-202X/abd3fa>

Copyright: © Astro Ltd. Reproduced with permission

Closed-loop controlled compensation of thermal lensing in high-power thin-disk lasers using spherically deformable mirrors

Frieder Beirow¹, Kevin Schmidt², Oliver Sawodny², Thomas Graf¹ and Marwan Abdou Ahmed¹

¹*Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), University of Stuttgart, Pfaffenwaldring 43, 70569 Stuttgart, Germany*

²*Institut für Systemdynamik (ISYS), University of Stuttgart, Waldburgstr. 17/19, 70563 Stuttgart, Germany*

Abstract

We present the closed-loop controlled compensation of the thermally induced lens in a highpower thin-disk oscillator to obtain fundamental-mode operation over a wide range of pump powers. The radius of the oscillating beam was measured in real time at the position of the thin-disk crystal. This signal was used by the control system to adapt the curvature of a spherically deformable mirror to maintain a constant radius of the oscillating laser beam.

1. Introduction

As a result of the thermally induced lens in thin-disk laser crystals, the beam radius of the oscillating beam inside the resonator changes with increasing pump power density. The changed overlap between the oscillating laser beam and the pumped area on the laser crystal strongly affects the beam quality of the generated laser beam. Therefore, fundamentalmode operation of thin-disk lasers is limited to a certain range of output powers. Pumping into the zero-phonon line of Yb:YAG and Yb:LuAG at 969 nm [4.1] reduces the thermal load and the corresponding effects that are responsible for thermal lensing at the laser crystal, but the principle limitation

remains when scaling the power further. Fundamental-mode laser operation with an average power of up to 4.1 kW with close to diffraction limited beam quality ($M^2 < 1.38$) was reported on in [4.2]. For output powers below 3 kW, however, the beam quality was not diffraction limited. In the past, different concepts to compensate for thermally induced spherical and aspherical wavefront distortions have been proposed [4.3–4.6]. Spherically deformable mirrors (SDM) based on a glass membrane which can be deformed by applying a pneumatic pressure from the backside proved to be a promising approach to compensate for spherical aberrations in high-power thin-disk lasers [4.7]. With an SDM [4.7] implemented in the resonator to compensate for the thermally induced lens at the laser crystal and the use of helium atmosphere, up to 4 kW of output power with diffractionlimited beam quality was presented in [4.8]. In this experiment, the pneumatic pressure, which controlled the curvature of the SDM, was adapted manually at each power level. In the present paper, we now present investigations with a closedloop control system that automatically adapts the curvature of an SDM to maintain a constant beam radius at the thin-disk crystal. As a proof of principle, we demonstrate efficient fundamental-mode operation up to an output power of 500 W with diffraction limited beam quality ($M^2 < 1.2$) without the need to manually adapt the curvature of the SDM. By adapting the resonator design and the diameter of the pump spot, this concept is applicable to higher output powers in the multi-kW range.

2. Experimental setup

With thin-disk lasers, the beam quality of the generated beam is related to the ratio between the radius of the fundamental-mode w_0 and the radius of the pumped area on the thin-disk crystal w_{pump} and is given by

$$M^2 \approx \left(\frac{w_{pump}}{w_0} \right)^2.$$

This follows from the simple assumption that at the location of the pumped disk, the generated beam has a radius that corresponds to the one of the pumped area. With increasing pump power density, the thermally induced lens inside the thin-disk crystal leads to a change of the radius of the fundamental mode at the thin-disk crystal. Depending on the resonator design, this can cause the excitation of higher-order transverse modes (when w_0 decreases with increasing pump power) or diffraction at the edge of the pump spot (when w_0 increases with increasing pump power). Therefore, efficient fundamental-mode operation is limited to a certain range of pump powers. The aim of our experiment was to demonstrate the implementation

of a closed-loop control system that is capable of maintaining a constant beam radius w_0 at the laser crystal for a large range of pump powers by using an adjustable pressure-driven SDM. The resonator illustrated in Fig. 4.1 was set up for the experimental demonstration of the closed-loop controlled compensation of the thermally induced lens at the thin-disk crystal. The Yb:LuAG thin-disk crystal with a radius of curvature (RoC) of 3.95 m was pumped at a wavelength of 940 nm and the diameter of the pump spot was set to 7 mm. To adapt the beam radius at the laser crystal, a SDM as described in [4.7] was implemented as a folding mirror.

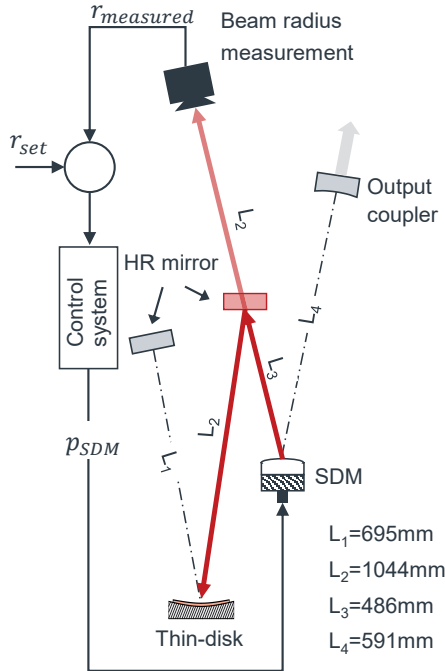


Figure 4.1. Thin-disk resonator employed for the experimental demonstration of the closed-loop controlled optimization of the beam quality. The CCD-camera was placed at such a position that it recorded the same intensity distribution as also reaches the thin-disk laser crystal (see red arrows).

By applying a positive pneumatic pressure on the backside of the SDM, the RoC could be tuned from -3 m (corresponding to a stroke of $10.7 \mu\text{m}$) to approximately -50 m, as shown in Fig. 4.2. Further details on the dynamic behaviour of the SDM can be found in [4.9,4.10]. A CCD-camera recorded the beam leaked through the plane HR folding mirror as shown in red in Fig. 4.1. By setting the distance of the CCD-camera to this folding mirror equal to the distance of the folding mirror to the thin-disk crystal, the intensity distribution (and consequently the beam radius) at the thin-disk and at the camera chip are identical. The red arrows in Fig. 4.1 illustrate this arrangement which enabled the measurement of the intensity distribution present at the thin-disk crystal. From the measured intensity distribution the beam radius was computed by means of the second moments according to ISO 11146 with a measurement frequency of about 20 Hz. The aim was to maintain a constant beam radius at the thin-disk crystal and hence a fundamental-mode operation over a wide range of pump powers. To this end, the beam radius measured at the plane of the thin disk (r_{measured}) was fed to the control system to calculate the difference between the setpoint (desired beam radius at the thin disk, r_{set}) and the actual beam radius. The control system [4.10] minimized this error by adjusting the pressure applied to the SDM, to change its RoC.

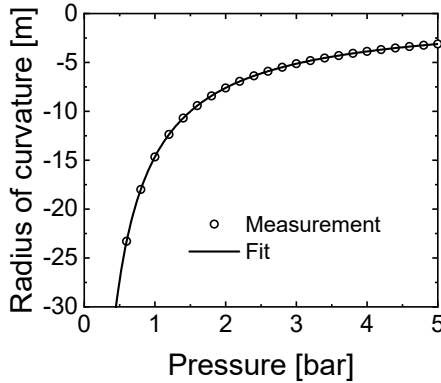


Figure 4.2. Measured radius of curvature of the SDM as a function of the applied pneumatic pressure.

Figure 4.3 shows the beam radius of the fundamental mode at the thin-disk in color-code as calculated by means of the ray transfer matrix formalism [4.11] for the resonator shown in Fig. 4.1. The abscissa shows the thermally induced focal

power of the thin disk whereas the ordinate shows the RoC of the SDM. The red isoline indicates a constant beam radius of 2.9 mm which corresponds to an overlap of around 80% between pump and oscillating laser beams. A beam radius of 2.9 mm was experimentally verified (as explained in the next section) to yield good optical efficiency as well as a diffraction limited beam quality. The black isoline in Fig. 4.3 corresponds to a radius of the fundamental mode allowing the oscillation of a higher-order transverse mode, whereas the white isoline corresponds to the radius of the pump beam. At a constant curvature of the SDM of -5 m, the beam radius at the thin-disk increases with increasing pump power, reaching the value of the pump beam diameter at approximately -8 mdpt. As a result, the oscillating beam experiences diffraction at the edge of the pumped area which results in a reduced optical efficiency and a degradation of the beam quality. To avoid this, the closed-loop-control systems has to increase the RoC (by decreasing the pneumatic pressure) of the SDM to maintain the beam radius of 2.9 mm (red isoline in Fig. 4.3). The asymptotic shape of the red isoline indicates that a maximum focal power of about -25 mdpt can be compensated for with the chosen resonator design.

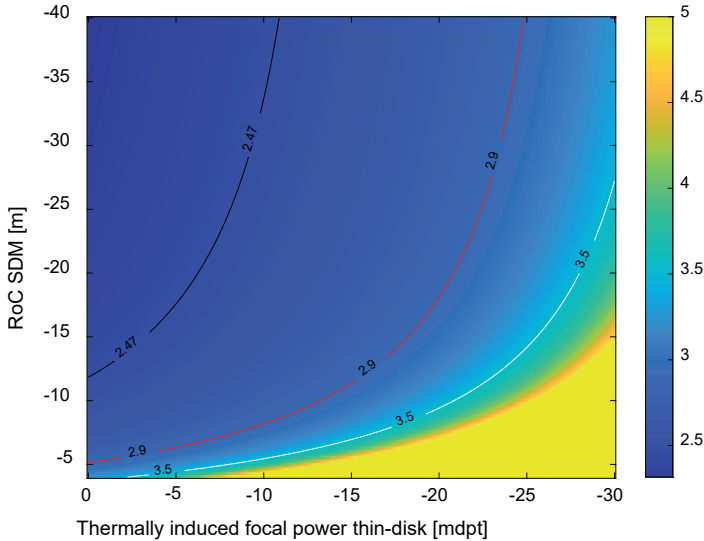


Figure 4.3. Calculated beam radius in mm at the thin-disk crystal as a function of the thermally induced focal power of the thin-disk and the curvature of the SDM. The red isoline indicates the desired beam radius of 2.9 mm.

3. Experimental results

In a first step, the beam radius at the thin-disk crystal was optimized manually at low pump power by adapting the curvature of the SDM. A beam radius of 2.9 mm, which corresponds to an overlap between the diameters of the laser beam and the pump spot of approximately 80%, resulted in a good beam quality and good optical slope efficiency of 51% for pump powers up to 500 W. Therefore, this value was chosen as set point for the closed-loop control system. At low pump power, the corresponding RoC and pressure of the SDM was -4.1 m and 3.8 bar, respectively.

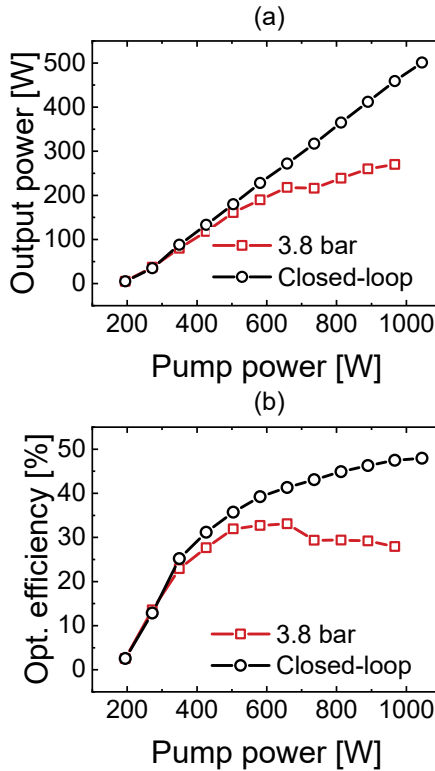


Figure 4.4. Output power and optical efficiency versus pump power with and without closed-loop control of the beam radius.

Figure 4.4 shows the power and the optical efficiency obtained with a constant pressure of 3.8 bar supplied to the SDM (red curves, closed-loop control system switched off) and with the closed-loop control of the pressure at the SDM (black curves) to maintain a constant beam radius at the thin-disk laser crystal. As can be seen from Fig. 4.4, in the case of a constant pressure supplied the SDM, the output power was limited to 300 W and the optical efficiency was $<35\%$ and even dropped to 28% at the maximum pump power of 970 W. In contrast, switching on the closed-loop control system enabled a significantly higher efficiency and output power of 48% and 500 W, respectively. The measured beam radius at the thin disk is shown in Fig. 4.5 (a). In the uncontrolled case, the beam radius increased up to 3.85 mm, which is larger than the radius of the pump beam (3.5 mm). Consequently, the low optical efficiency observed in the case without closed-loop control can be explained by diffraction of the oscillating laser beam at the edge of the pumped area and by re-absorption in the unpumped region of the Yb:LuAG laser crystal. It is interesting to note that the beam radius did not increase further for pump powers in excess of 700 W in the case without closed-loop control. We suspect that two different effects are responsible for this behaviour. First, the pump spot acts as a aperture, preventing a further increase of the oscillating beam. Second, the decreased extraction efficiency measured for pump powers exceeding 700 W with the closed-loop control switched off indicates a reduced absorption of the pump radiation. As a result, the thermally induced focal power of the thin-disk increases less with increasing incident pump power.

In contrast, as can be seen by the black symbols in Fig. 4.5(a), the closed-loop control system was able to maintain a constant beam radius of 2.9 mm. Figure 4.5(b) shows the pneumatic pressure set by the closed-loop control system as a function of the pump power as well as the resulting RoC of the SDM.

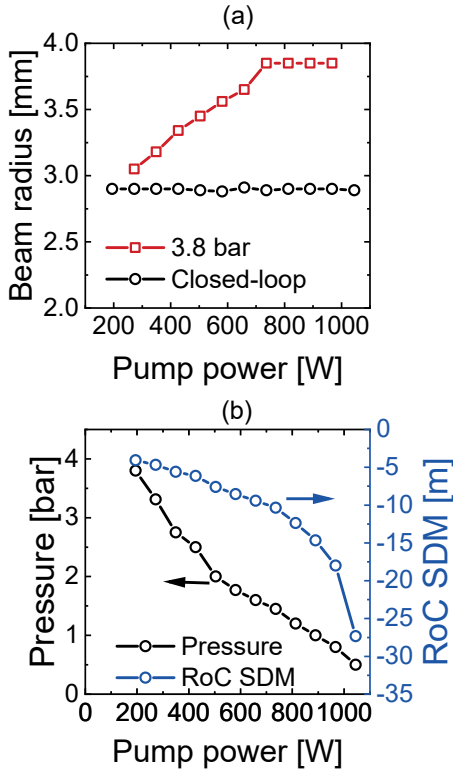


Figure 4.5. (a) Measured beam radius at the position of the thin-disk crystal as a function of the incident pump power with (black curves) or without (red symbols) closed-loop control. (b) Pneumatic pressure and RoC of the SDM set by the closed-loop control system to maintain a constant beam radius.

Figure 4.6 shows the beam quality factor M^2 measured with a constant pressure supplied to the SDM (red symbols) and with the closed-loop control system controlling the RoC of the SDM to maintain a constant beam radius at the thin disk. The slightly higher M^2 values measured for the closed-loop controlled case for pump powers from 600 W to 700 W can be attributed to a slight misalignment of the

resonator axis caused by convection of heated ambient air in front of the thin disk [4.12] that was manually compensated for at pump powers in excess of 800 W. The far-field intensity distribution recorded at the maximum power is shown as inset in Fig. 4.6. Without closed-loop control, the beam profile that was recorded at the maximum output power shows clear signs of aberrations.

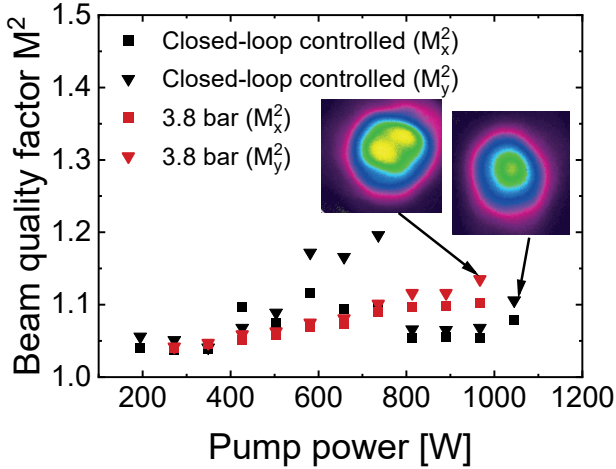


Figure 4.6. Beam quality factor versus laser output power with (black symbols) and without (red symbols) closed-loop control of the beam radius.

A periodic fluctuation of the beam radius over time was observed at high pump powers. We suspect that the gas-lens effect [4.13,4.14] caused by heated ambient air in front of the thindisk crystal was responsible for these fluctuations. However, the closed-loop control system was able to significantly reduce the amplitude of these fluctuations too by adapting the curvature of the SDM, as can be seen in Fig. 4.7.

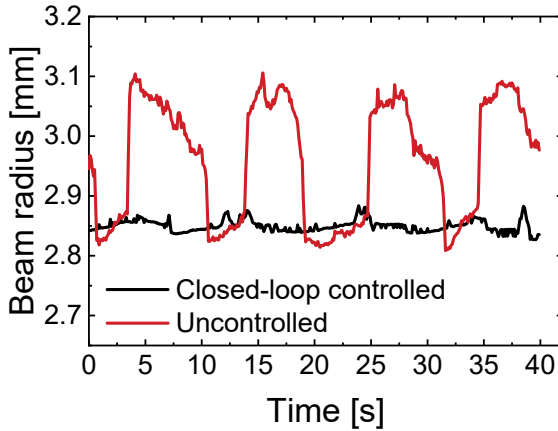


Figure 4.7. Beam radius fluctuations at a pump power of 900 W for the with (black line) and without (red line) closed-loop control.

4. Conclusion

In conclusion, we have demonstrated the effectiveness of a closed-loop control system in a high-power thin-disk laser to compensate for thermal lensing. The control system was able to maintain a constant beam radius of the oscillating laser beam at the thin-disk crystal. Compared to the case without closed-loop control, this enabled efficient fundamental-mode operation over a significantly larger range of output powers. In future experiments, the output power will be scaled to the multi-kW level by increasing the pump beam diameter and by adapting the resonator design. Furthermore, an aspherically deformable mirror [4.15] will be integrated into the control system to additionally compensate for the apsespherical part of the wavefront distortion induced by the pumped laser crystal.

Acknowledgements

The authors declare no conflicts of interest. This work was supported by German Research Foundation (Deutsche Forschungsgemeinschaft, DFG) under the grant number GR 3172/15-2 and SA 847/19-2.

References

- [4.1] Weichelt B, Voss A, Ahmed M A and Graf T 2012 Enhanced performance of thin-disk lasers by pumping into the zero-phonon line *Opt. Lett.* **37** 3045
- [4.2] Schad S-S, Kuhn V, Gottwald T, Negoita V, Killi A and Wallmeroth K 2014 Near fundamental mode high-power thin-disk laser *Solid State Lasers XXIII Technol. Devices* **8959** 89590U
- [4.3] Cherezova T Y, Chesnokov S S, Kaptsov L N, Samarkin V V and Kudryashov A V 2001 Active laser resonator performance: formation of a specified intensity output *Appl. Opt.* **40** 6026
- [4.4] Gerber M, Graf T and Kudryashov A 2006 Generation of custom modes in a Nd:YAG laser with a semipassive bimorph adaptive mirror *Appl. Phys. B* **83** 43–50
- [4.5] Lubeigt W, Valentine G, Girkin J, Bente E and Burns D 2002 Active transverse mode control and optimisation of an all-solid-state laser using an intracavity adaptive-optic mirror *Opt. Express* **10** 550
- [4.6] Vdovin G and Kiyko V 2001 Intracavity control of a 200-W continuous-wave Nd:YAG laser by a micromachined deformable mirror *Opt. Lett.* **26** 798
- [4.7] Piehler S, Dietrich T, Wittmüss P, Sawodny O, Ahmed M A and Graf T 2017 Deformable mirrors for intra-cavity use in high-power thin-disk lasers *Opt. Express* **25** 4254
- [4.8] Nagel S, Metzger B, Gottwald T, Kuhn V, Killi A and Schad S S 2019 Thin disk laser operating in fundamental mode up to a power of 4kW *Opt. InfoBase Conf. Pap. Part F140* 78713
- [4.9] Schmidt K, Piehler S, Dannecker B, Dietrich T, Raisch A, Graf T, Abdou Ahmed M and Sawodny O 2019 Design of intra-cavity deformable mirrors for high-power lasers *Tech. Mess.* **86** 121–30
- [4.10] Schmidt K, Beirow F, Böhm M, Graf T, Abdou Ahmed M and Sawodny O 2020 Towards adaptive high-power lasers: model-based control and disturbance compensation using moving horizon estimators *Mechatronics* **71** 102441
- [4.11] Koechner W 2006 *Solid-State Laser Engineering* (New York, NY: Springer New York)
- [4.12] Dietrich T, Piehler S, Röcker C, Rumpel M, Abdou Ahmed M and Graf T 2017 Passive compensation of the misalignment instability caused by air convection in thin-disk lasers *Opt. Lett.* **42** 3263
- [4.13] Diebold A, Saltarelli F, Graumann I J, Saraceno C J, Phillips C R and Keller U 2018 Gas-lens effect in kW-class thin-disk lasers *Opt. Express* **26** 12648

- [4.14] Dietrich T, Röcker C, Graf T and Abdou Ahmed M 2020 Modelling of natural convection in thin-disk lasers *Appl. Phys.* **B** 126 47
- [4.15] Piehler S, Weichelt B, Voss A, Ahmed M A and Graf T 2012 Power scaling of fundamental-mode thin-disk lasers using intracavity deformable mirrors *Opt. Lett.* **37** 5033

4.2 Einordnung der Ergebnisse

Mit den experimentellen Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass sich die thermische Linsenwirkung des Laserkristalls mit einem SDM als Aktor innerhalb eines geschlossenen Regelkreises automatisiert kompensieren lässt. Die grundlegende Untersuchung der Methodik wurde an einem Scheibenlaserresonator erfolgreich durchgeführt, der beugungsbegrenzte Dauerstrichstrahlung mit gaußförmiger Intensitätsverteilung emittierte. In einem zukünftigen Experiment kann dieser Ansatz auf einen modengekoppelten Scheibenlaseroszillator übertragen werden, der radial polarisierte Strahlen emittiert.

5 Untersuchungen zur Verstärkung ultrakurz gepulster radial polarisierter Strahlen

Das übergeordnete Ziel dieser Arbeit war die Skalierung der mittleren Leistung ultrakurz gepulster, radial polarisierter Strahlen mit einem kompakten und kostengünstigen SCF-Verstärker auf eine mittlere Leistung von über 200 W bei einer Pulsenergie von einigen μJ . Die Zielsetzung und die wissenschaftlichen Fragestellungen wurden in Abschnitt 1.3.2 definiert.

5.1 Publikation

Dieser Abschnitt enthält eine Kopie des publizierten Artikels [104]. Dieser Artikel unterliegt der „CC BY 4.0 Creative Commons“ Lizenz (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

Fachzeitschrift: Applied Physics B: Lasers and Optics

Datum der Veröffentlichung: 14.08.2020

DOI: <https://doi.org/10.1007/s00340-020-07502-8>

Copyright: © Springer

Amplification of radially polarized ultra-short pulsed radiation to average output powers exceeding 250 W in a compact single-stage Yb:YAG single-crystal fiber amplifier

Frieder Beirrow¹, Michael Eckerle¹, Thomas Graf¹, and Marwan Abdou Ahmed¹

¹*Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), Pfaffenwaldring 43, 70569 Stuttgart, Germany*

Abstract A simple and compact single-stage Yb:YAG single-crystal fiber amplifier was setup to amplify 784 fs long seed pulses to an output energy of 6 μ J and an average output power of 290 W. The experimental results are verified by numerical models in order to estimate the limitations of the SCF technology with regards to beam quality and average output power.

1 Introduction

Radially and azimuthally polarized beams exhibit various advantages for scientific [5.1] and industrial applications [5.2-5.4]. For laser cutting at a wavelength of 1.0 μ m, it was shown that the feed rate can be increased by 43% using radially polarized beams in comparison to unpolarized beams [5.2]. Azimuthally polarized ultra-short pulses also proved to be beneficial for the production of micro holes with high aspect ratio, where the machining time was reduced by 50% compared to the application of circularly polarized pulses [5.3]. The symmetry of the electric field of radially and azimuthally polarized femtosecond pulses furthermore was exploited to manufacture complex biomimetic structures [5.4]. The potential benefit of radially or azimuthally polarized laser beams led to several scientific reports on different techniques for the generation of these polarization states [5.5-5.10]. Figure 5.1 gives an overview of the state-of-the-art laser systems that generate radially polarized ultra-short pulses (< 10 ps) with average output powers of more than 50 W [5.11-5.16].

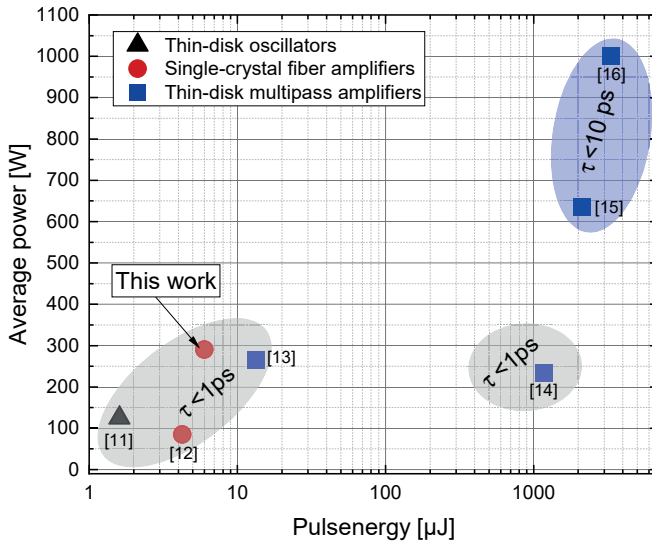


Fig. 5.1 State-of-the-art ultrafast lasers with radially polarized output.

So far, the highest average power of radially polarized ultra-short pulses was achieved with the thin-disk laser technology [5.16]. Up to 125 W of average output power was demonstrated with a passively modelocked thin-disk oscillator [5.11] and up to 1 kW was shown with a two-stage thin-disk multipass amplifier (TDMPA) [5.16]. The low gain of the thin-disk crystal requires a comparatively large number of passes of the seed beam over the thin-disk laser crystal for efficient amplification. This leads to long propagation of the beam inside the amplifier and can affect its stability if no special measures are taken. In contrast, the single-crystal fiber (SCF) technology enables a very compact and simple amplifier setup [5.17]. With this technology, radially polarized ultra-short pulses were amplified to 85 W [5.12] and linearly polarized pulses were amplified to 160 W [5.18]. The aim of the present study was to investigate the capability of this amplifier architecture to scale the average power of beams with radial or azimuthal polarization. A numerical model that allowed us to estimate the output power as well as the beam quality by taking into account thermal effects inside the SCF was developed for this purpose. To experimentally

investigate the limitations of power scaling, we used a setup similar to the one described in [5.19], comprised of a mode-locked thin-disk oscillator and a single SCF amplification stage. Compared to [5.19], we increased the average seed power by a factor of about 4 to 53 W and used an SCF with a doping concentration of 1 at.% instead of 0.5 at%. As a result this led to an average output power of 290 W, which demonstrates that the SCF technology can be an interesting alternative to TDMPAs for the amplification of radially (and also linearly) polarized pulses to a power level of 300 W at significantly reduced system costs and complexity.

The paper is structured as follows: section 2 describes the numerical model to estimate the output power and beam quality that can be expected with the available pump power (1 kW) and seed power (53 W). The experimental setup as well as the experimental results are described in section 3 and section 4, respectively. Finally, the experimental results are compared to the simulations in section 5 in order to predict the possible output power and beam quality that can be obtained by using a more powerful pump and seed source.

2 Numerical model

A numerical model that takes into account the distribution of the pump light within the SCF and thermal effects such as the temperature dependence of gain, absorption and refractive index was developed to calculate the output power and beam quality of the amplified beam. The model also considers the dependence of the refractive index on the optical intensity (Kerr lens self-focusing). The temperature dependence of the refractive index leads to thermal lensing as well as to aberrations of higher order. Due to the ring-shaped intensity distribution of the radially polarized LG_{01}^* mode [5.20], the Kerr-effect leads to aberrations of higher order and does not contribute to the lensing effect as in the case of a Gaussian beam. A similar model is described in [5.21] to analyze wavefront distortions of linearly polarized fundamental-mode beams in SCFs but neglecting the temperature dependence of the gain and absorption coefficients as well as the non-linear part of the refractive index. The electric field of an ideal LG_{01}^* mode with parameters as used in the experiment (waist diameter 0.208 mm located 33 mm in front of the SCF's entrance facet) was used for the calculations. The distribution of the pump light within the SCF as given by our pumping optics was modeled by means of raytracing (Zemax). For the computation the SCF with a length of 40 mm was split into discrete planes along the longitudinal direction z with a distance Δz . For the plane located at z_j , the amplitude and phase modulation caused by gain and temperature variations was calculated according to [5.21]

$$E'_j(r) = E_j(r) \cdot e^{-i\varphi_j(r,T,I)} \cdot e^{\frac{g_j(r)}{2} \cdot \Delta z} \quad (1)$$

Here, $E'_j(r)$ denotes the distribution of the modulated electric field, $\varphi_j(r, T, I)$ denotes the effective phase modulation, $g_j(r, z_j)$ denotes the gain coefficient and r denotes the radial coordinate. The formulas employed to calculate the effective phase modulation and the gain coefficient are given in the appendix. Due to the temperature dependence of the absorption and emission cross sections [5.22, 5.23], the gain and absorption coefficients too depend on temperature. To account for this effect, the measured absorption and emission cross sections presented in [5.22] were fitted as proposed in [5.23] by taking into account the spectral properties of the pump diode (more details are given in the appendix). After the computation of the effective amplitude and phase modulation in the plane located at z_j , the modulated electric field $E'_j(r)$ of the seed beam is propagated to the next plane located at z_{j+1} by means of Fourier optics with the Fresnel approximation [5.24, 5.25]. After one propagation of the seed beam through the SCF, the heat source $P_{heat}(r, z)$ inside the SCF is calculated from the absorbed pump power $P_{abs}(r, z)$ by taking into account the fractional thermal load η_{th} [5.26], which describes the part of absorbed pump light which is converted into heat (for more details see appendix). In addition to the extraction efficiency and the quantum defect, the fractional thermal load depends on the non-radiative quantum efficiency η_r , which represents the amount of excited ions that decay by emission of fluorescence radiation. In [5.27] the measured non-radiative quantum efficiency was reported to be between 0.898 and 0.932. The spatially varying heat source $P_{heat}(r, z)$ is transferred to a finite element analysis (FEA) model using COMSOL Multiphysics to calculate the temperature field $T(r, z)$ inside the SCF. The calculation of phase and amplitude modulation as well as the beam propagation is repeated, taking into account the previously calculated temperature field $T(r, z)$. Due to thermal lensing, the beam diameter inside the SCF changes with each iteration. Consequently, this again leads to a change of the heat source $P_{heat}(r, z)$ which, in turn, results in a different temperature field $T(r, z)$. The numerical model repeats these iterations until convergence was reached. The beam diameter at the exit facet of the SCF was monitored as a convergence criterion. After typically eight iterations the change of the beam diameter was <0.01 %.

Table 5.1 Parameters used for the simulations.

Parameter	Value
Seed power	53 W
Pulse repetition rate	48.5 MHz
Pulse duration	830 fs
Max. pump power	1000 W
Pump wavelength	969 nm
Beam waist diameter of the pump beam	600 μm
Focal position of the seed beam with regard to the SCF's entrance facet	33 mm
Beam waist diameter of the seed beam	208 μm
Doping concentration	1 at.%

To estimate the expected output power and beam quality based on the described model the parameters were set according to the experimental setup, see Table 5.1. The focal position and waist diameter of the seed beam were varied to find the best performance at maximum pump power. These values were finally used in the experiment.

Since the radiative quantum efficiency η_r and the heat resistance between crystal and heat sink R_s were not precisely known, a best-case scenario and a worst-case scenario were simulated. In the best-case scenario, the highest quantum efficiency reported in [5.27] and a perfect thermal contact of crystal and heat sink were assumed ($\eta_r = 0.932$ and $R_s = 0 \frac{\text{m}^2\text{K}}{\text{W}}$). For the worst-case scenario the lowest quantum efficiency $\eta_r = 0.898$ reported in [5.27] and a thermal resistance of $R_s = 10^{-4} \frac{\text{m}^2\text{K}}{\text{W}}$ between crystal and heat sink were assumed. The thermal resistance between the Yb:YAG laser crystal and the copper heat sink R_s was discussed in [5.28] for different contacting techniques, where values ranging between $R_s = 0.5 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m}^2\text{K}}{\text{W}}$ (thermal contact with heat sink grease) and $R_s = 4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m}^2\text{K}}{\text{W}}$ (bare contact with copper heat sink) were reported. The supplier of the used SCF modules specifies the thermal resistance to be $R_s = 0.2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m}^2\text{K}}{\text{W}}$ for the latest generation of the modules. Since we were not working with the latest generation, we chose a value of $R_s = 10^{-4} \frac{\text{m}^2\text{K}}{\text{W}}$ for the worst-case scenario. Figure 5.2 shows the calculated output power, optical efficiency and beam quality factor M^2 for the best-case scenario (black symbols) and the worst-case scenario (red symbols), respectively. Consequently, an output power in the range of 240 W to 360 W can be expected. However, as can be seen

in Figure 5.2c), the beam quality decreases significantly with increasing output power. A good beam quality ($M^2 < 2.5$) can be expected for output powers of up to 240 W, assuming the best-case scenario and 200 W, assuming the worst-case scenario. The highly degraded beam quality calculated for low pump powers can be attributed to diffraction of the diverging seed beam at the crystal's exit aperture. Due to thermal lensing, the seed beam becomes smaller at the exit aperture with increasing pump power, resulting in a higher beam quality.

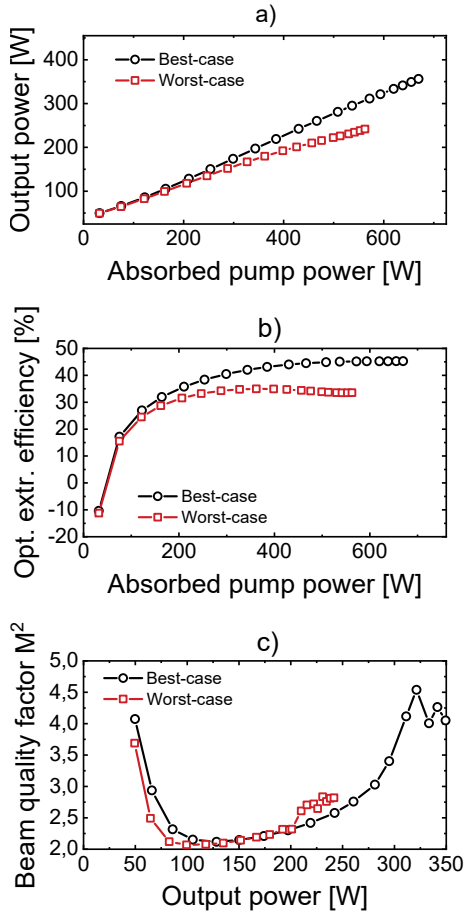


Fig. 5.2 a) Calculated output power versus absorbed pump power, b) calculated optical extraction efficiency versus absorbed pump power and c) calculated beam quality factor M^2 versus output power for the best-case scenario ($\eta_r = 0.932$ and $R_s = 0 \frac{m^2 K}{W}$) and for the worst-case scenario ($\eta_r = 0.898$ and $R_s = 10^{-4} \frac{m^2 K}{W}$), respectively.

3 Experimental Setup

3.1 Seed laser

A passively mode-locked thin-disk oscillator similar to the one presented in [5.11] was used to seed the SCF with radially polarized ultra-short pulses. A Semiconductor Saturable Absorber Mirror (SESAM) was implemented as cavity end-mirror to stabilize soliton mode-locking and a Grating Waveguide Output coupler was used to select the radially polarized LG_{01}^* mode. In contrast to [5.11], this oscillator was pumped at a wavelength of 940 nm. To reduce thermal effects, a thinner Yb:YAG crystal with a higher doping concentration than in [5.11] was used (thickness of 110 μm and 11 at.% doping). The oscillator delivered an average power of 53 W at a repetition rate of 48.5 MHz. The pulse duration of the seed pulses was 784 fs and the spectral bandwidth amounted to 1.56 nm, resulting in a close to transform limited time-bandwidth product of 0.345. The measured autocorrelation trace, spectral intensity and the pulse train are shown in Fig. 5.3.

The beam quality factor M^2 of the seed beam was measured to be < 2.3 and the polarization purity was analyzed qualitatively by a rotating polarizer in front of a camera. Figure 5.4 shows the intensity distribution recorded behind the polarizer for different orientation angles (indicated by the white arrows). The well separated lobes indicate a high degree of radial polarization (which is typically $> 95\%$).

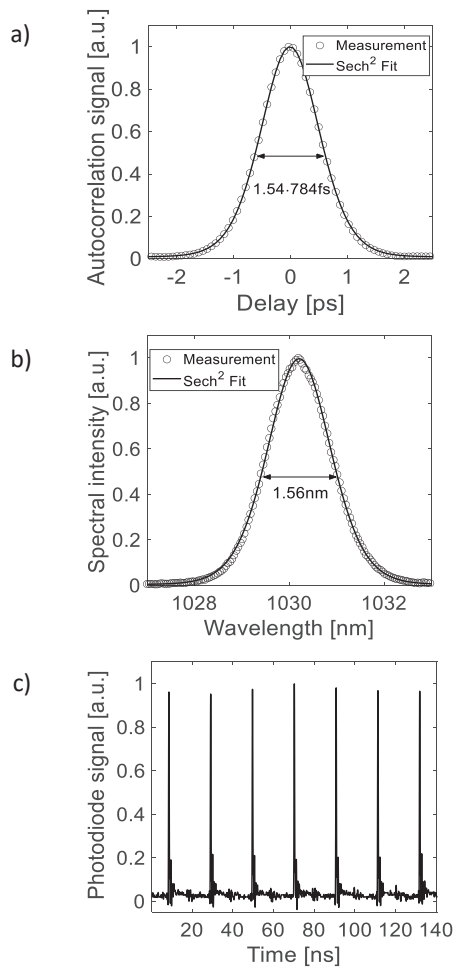


Fig. 5.3 a) Measured autocorrelation trace, b) measured spectral intensity and c) pulse train of the seed laser.

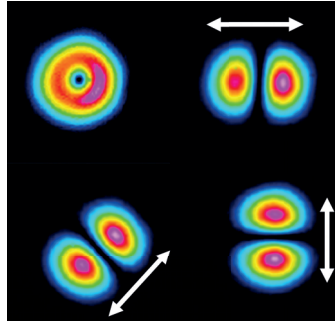


Fig. 5.4 Qualitative polarization analysis.

3.2 Single-crystal fiber amplifier

The SCF used in this experiment had a length of 40 mm, a diameter of 1 mm and the doping concentration was 1 at.%. Significant thermal lensing of SCFs was observed in previous experiments [5.19]. The seed beam was therefore injected with a slight divergence into the SCF to avoid a tight focus at the exit facet and to maximize the overlap with the pump beam (Fig. 5.5).

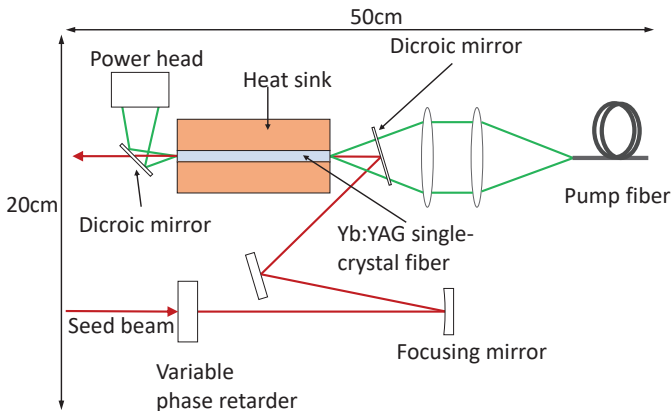


Fig. 5.5 Experimental setup for the amplification in a Yb:YAG single-crystal fiber.

A spherical mirror with a radius of curvature of 750 mm was used to focus the seed beam to a location approximately 33 mm in front of the SCF. The focal diameter

was measured to be 208 μm and the beam diameter at the entrance facet of the SCF was measured to be 465 μm . In order to reduce the pump-induced heat load, the SCF was pumped at the zero-phonon line [5.29] of Yb:YAG by a fiber-coupled laser diode emitting at a wavelength of 969 nm. The beam leaving the pump fiber with a diameter of 600 μm was imaged to plane at 1 mm in front of the SCF's entrance facet by two aspheric lenses with a focal length of 80 mm. The seed beam and the pump beam were first combined and then separated by a pair of dichroic mirrors. The pump radiation that was not absorbed in the single pass through the SCF was dumped on a power head. To preserve the radial polarization of the seed laser, it was necessary to implement a variable phase retarder in the beam path in front of the SCF to pre-compensate for a power-dependent linear phase shift between s- and p-polarization inside of the amplifier crystal. This phase shift can be attributed to stress induced birefringence inside the crystal which increases with the thermal load. The retardation between s- and p-polarization had to be adapted for each power level to ensure pure radial polarization of the amplified beam.

4 Experimental results

Figure 5.6a) shows the extracted output power and the optical extraction efficiency versus absorbed pump power, and Fig. 5.6b) depicts the absorption of the pump power as a function of the incident pump power. At an incident pump power of 1 kW, an average output power of 290 W was obtained. The corresponding pulse energy and pulse peak power was 6 μJ and 6.4 MW, respectively. The maximum extraction efficiency of 33.2% with respect to the absorbed pump power was reached at an output power of 274 W (666 W of absorbed pump power). At the maximum output power of 290 W, the extraction efficiency dropped to 30.9%. The absorption of the pump power in the SCF decreased from 86.5% at 37 W of incident pump power to 77.5% at 1 kW of incident pump power.

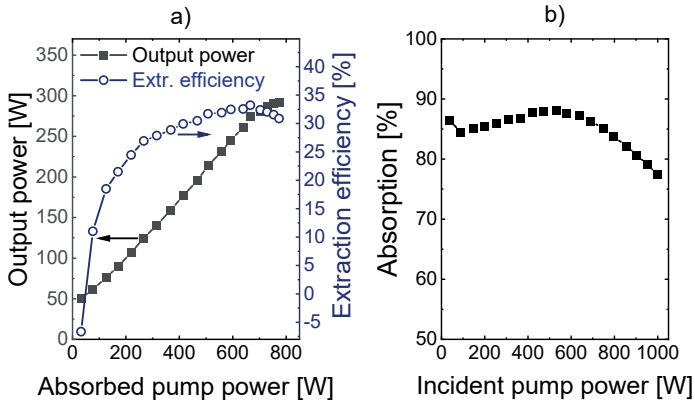


Fig. 5.6 a) Output power and extraction efficiency versus absorbed pump power. b) Absorption of pump power versus incident pump power.

Figure 5.7a) shows the beam quality factor M^2 measured according to ISO 11145 as a function of the output power. As can be seen from Fig. 5.7a) the beam quality is less affected along the vertical direction. In fact, the stronger degradation of the beam quality along the horizontal axis can be attributed to a higher temperature gradient along this direction, as can be seen in the thermography image of the SCF's entrance facet shown in Fig. 5.8.

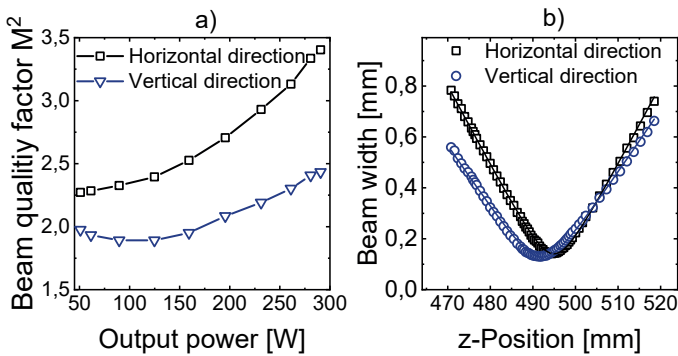


Fig. 5.7 a) Beam quality factor M^2 over output power. b) Beam caustic at 290 W of output power.

At the maximum output power of 290 W, a beam quality factor of 2.4 and 3.4 was measured along the vertical and horizontal direction, respectively. Figure 5.7b) shows the measured caustic (beam width measured with the second moment method) at the maximum output power. The far-field intensity distribution is shown in Fig. 5.9a).

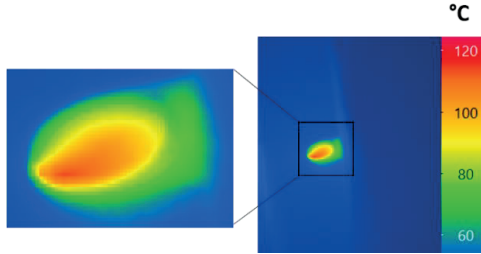


Fig. 5.8 Thermography image of the SCF's entrance facet at 1 kW of incident pump power

The polarization purity of the amplified beam was analyzed qualitatively by implementing a rotatable polarizer into the diagnostic beam path. Figure 5.9b)-d) show the recorded intensity distribution for different angles of the polarizer, indicated by white arrows. The clearly separated intensity lobes aligned along the transmission axis of the polarizer indicate a high radial polarization purity.

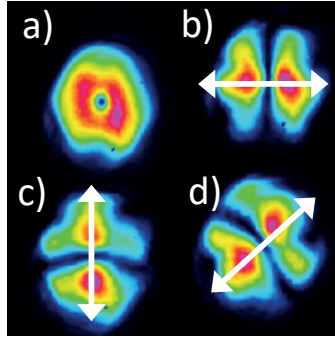


Fig. 5.9 a) Far-field intensity distribution. b)-d) Far-field intensity distribution behind polarization analyzer at different angles indicated by white arrows.

Figure 5.10a) and b) show the measured autocorrelation trace and spectral intensity at 290 W of output power. The measured pulse duration was 829 fs and the spectral full-width bandwidth at half maximum was 1.43 nm, resulting in a time-bandwidth-product of 0.326 and indicating almost transform-limited pulses.

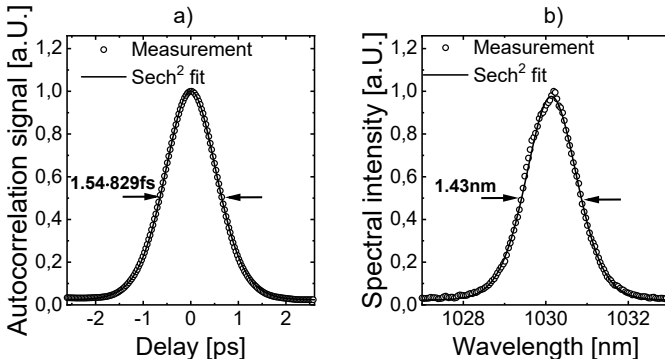


Fig. 5.10 a) Normalized autocorrelation signal and b) normalized spectral intensity at 290 W of output power.

To summarize, we amplified ultra-short radially polarized pulses to an average output power of 290 W with a beam quality factor of 2.4 and 3.4 along the vertical and horizontal direction, respectively. Significantly higher beam quality could be

obtained with laser amplifier systems based on the thin-disk technology [5.13,5.15] for even higher average powers of up to 635 W. However, this improvement comes at the cost of complexity, footprint size and overall costs of the laser system.

5 Discussion

To fit the simulation more precisely to the experimental results, rather than just using the two scenarios mentioned in section 2, both the radiative quantum efficiency η_r and the thermal resistance R_s between crystal and heat sink were adapted and used as fitting parameters.

The best agreement between the numerical model and the experimental data was obtained by setting the radiative quantum efficiency to $\eta_r = 0.932$ and the heat resistance between crystal and heatsink to $R_s = 10^{-4} \frac{\text{m}^2\text{K}}{\text{W}}$. Figure 11 shows a comparison of the experimental data and the data obtained from the numerical model with the abovementioned parameters. As can be seen from Fig. 5.11 a) and Fig. 5.11 b), both the calculated output power and the calculated optical extraction efficiency are slightly higher than the measured values. This can be explained by additional losses due to imperfections in the crystal. The slightly increasing extraction efficiency calculated for absorbed pump powers in excess of 600 W can be attributed to an increased overlap between seed and pump beams. Experimentally, this behavior was not observed, indicating a slightly different thermally induce lens inside the crystal. The calculated absorption at 1 kW of incident pump power is 17% lower than the measured absorption, most likely due to a higher actual doping concentration of the SCF than the specified value of 1 at.%.

Figure 5.12a) and b) show the calculated and the measured maximum temperature of the SCF's entrance and exit facet. The calculated temperature of the entrance facet is significantly lower than the measured one, whereas the calculated and measured temperature of the exit facet are in good agreement. As observed with the absorption, the difference of the higher measured temperature indicates a higher than specified doping of the SCF. A higher doping concentration of the crystal results in a higher amount of absorbed pump power at the entrance facet and a lower amount of absorbed pump power at the exit facet. As a result, an increased doping concentration leads to a higher temperature at the entrance facet and a lower temperature at the exit facet. Figure 5.12c) shows the measured as well as the calculated beam quality factor (mean value of horizontal and vertical direction of the values shown in Figure 5.7b)) as a function of the output power. For output powers <100 W, the model predicts a highly degraded beam quality as a result of diffraction of the seed beam at the SCF's exit facet. However, no

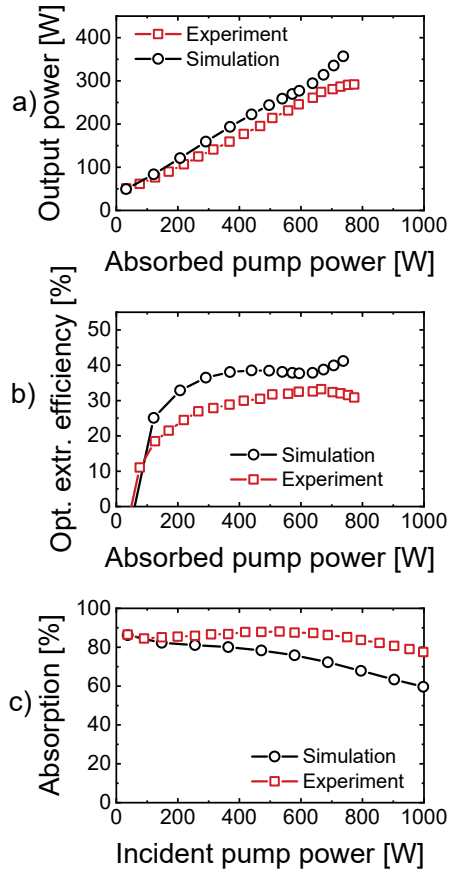


Fig. 5.11 Comparison between simulation ($\eta_r = 0.932$, $R_s = 10^{-4} \frac{m^2 K}{W}$ and doping concentration 1 at.%) and experiment. a) Output power versus absorbed pump power, b) optical extraction efficiency versus absorbed pump power and c) absorption versus incident pump power.

beam quality degradation at low output power was observed in the experiment. We therefore conclude that the thermal lensing inside the SCF, which reduces the beam diameter at the SCF's exit facet, was stronger in the experiment compared to the one considered in the numerical model. This effect can again be attributed to a higher doping concentration of the SCF.

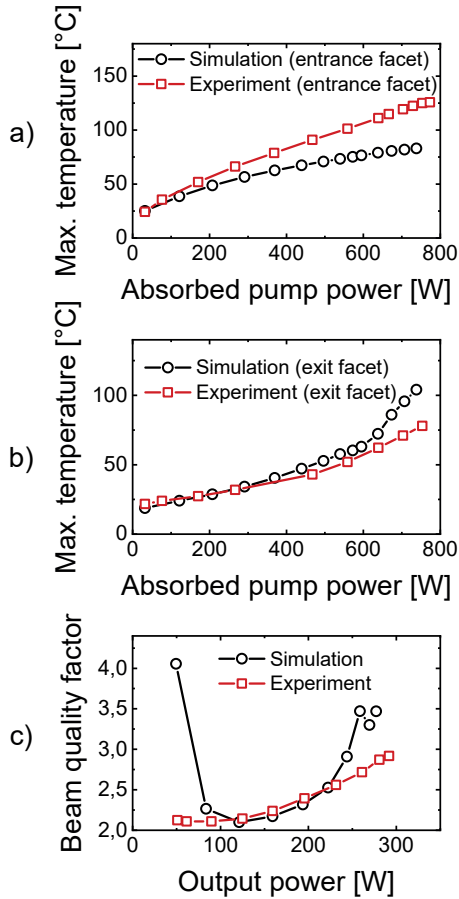


Fig. 5.12 Comparison between simulation ($\eta_r = 0.932$, $R_s = 10^{-4} \frac{m^2 K}{W}$) and experiment. a) Beam quality factor M^2 , b) maximum temperature of the entrance facet and c) maximum temperature of the exit facet.

Based on the numerical model, the potential of further average and peak power scaling using the SCF technology is discussed in the following. The parameters that led to the best agreement between simulation and experiment ($\eta_r = 0.932$ and $R_s = 10^{-4} \frac{m^2 K}{W}$) were used for this purpose. In order to estimate the potential performance of the SCF technology for the scaling of the average power, a continuous-wave seed beam with different powers of up to 500 W was considered. Consequently, the degradation of the beam quality caused by the non-linear contribution to the refractive index was neglected. Figure 5.13 shows the results calculated for incident pump powers of up to 2 kW. At an incident pump power of 2 kW and a seed power of 53 W, the model predicts an output power of 375 W with a beam quality factor of 3.84. The calculated absorption of the pump power significantly drops to about 40% at this power level. Consequently, a higher seed power is required to increase the absorption of the pump light and the output power for incident pump powers in excess of 1 kW. Assuming a seed power of 500 W (which might be available from a mode locked thin-disk oscillator in the near future [5.30]), the numerical model predicts an output power exceeding 1 kW at an incident pump power of 2 kW. The beam quality calculated at this power level amounts to 3.63 and the calculated absorption of the pump radiation is 54%.

To investigate the potential with respect to the pulse peak power imposed by the non-linear contribution to the refractive index (Kerr-lens self-focusing), the pulse repetition rate was varied at a fixed incident pump power and seed power. The black symbols in Fig. 5.14 show the evolution of the beam quality with increasing peak power of the pulses at an average power of 120 W (250 W incident pump power and 53 W seed power). At pulse peak powers exceeding 10 MW, the beam quality starts to degrade rapidly. The red symbols in Fig. 5.14 show the evolution of the beam quality at an average output power of 280 W (1 kW incident pump power and 53 W seed power). Due to the tighter focus inside the SCF caused by the thermal lens at this power level, the degradation of the beam quality caused by the non-linear contribution to the refractive index starts at slightly lower peak powers of the pulse of around 8 MW. Consequently, the numerical model indicates that the obtainable pulse peak power is limited to approximately 8 MW. At this peak power, the energy density at the SCF's exit facet is significantly below the damage threshold of about 1.1 J/cm^2 [5.17] for pulses with a duration of around 1 ps.

To summarize, the numerical model clearly shows that the average output power with good beam quality ($M^2 < 2.5$) is limited to 240 W assuming a seed power of 53 W. Furthermore, the numerical model suggests that further power scaling towards the kW-level is feasible at the cost of a reduced beam quality ($M^2 > 3.5$)

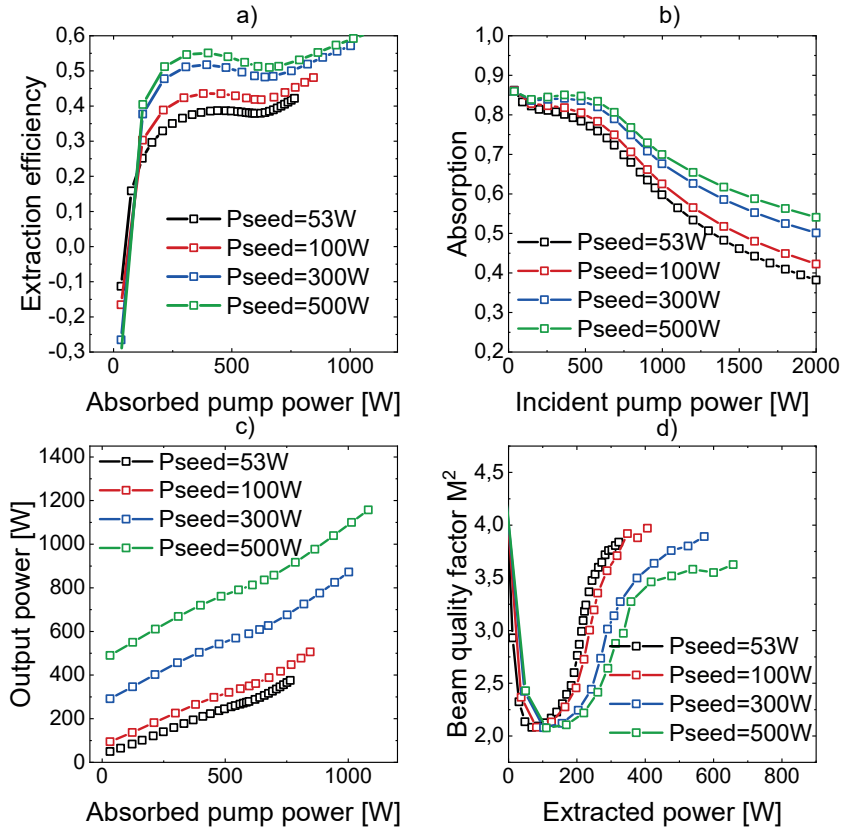


Fig. 5.13 Investigation of the scaling of the average power using the numerical model with $\eta_r = 0.932$ and $R_s = 10^{-4} \frac{\text{m}^2 \text{K}}{\text{W}}$ for incident pump powers up to 2 kW and different seed powers (continuous wave) up to 500 W. a) Output power vs. absorbed pump power, b) pump light absorption vs. incident pump power, c) optical extraction efficiency vs. absorbed pump power and d) beam quality factor as a function of extracted optical power.

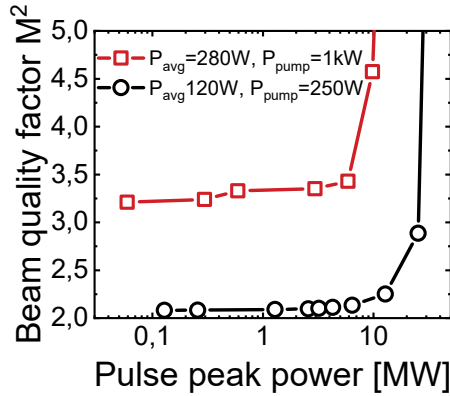


Fig. 5.14 Variation of the pulse peak power at two fixed pump and seed power levels.

when higher seed powers and pulse peak powers below 8 MW are applied. Hence, for applications that tolerate a degraded beam quality (up to $M^2 = 4$), the SCF technology might be an interesting approach to amplify radially polarized pulses at GHz repetition rates towards the kW power level for efficient material removal [5.31].

6 Conclusion

In conclusion, we demonstrated for the first time, to the best of our knowledge, the amplification of sub-picosecond pulses up to an average output power of 290 W with a compact single-stage SCF amplifier. The experimental results indicate that there is still room for improvement concerning the mounting technology of the SCF to achieve a symmetric heat flow, which will result in a more symmetric output beam.

The numerical model that was developed to investigate the potential for further power scaling of radially polarized beams with the SCF technology predicts that the output power from a single-stage SCF amplifier with good beam quality ($M^2 < 2.5$) is limited to 240 W assuming a seed power of 53 W. The numerical model suggests that power scaling towards the kW-level is possible by injecting a significantly higher seed power of 500 W with a pulse peak power < 8 MW when a reduced beam quality ($M^2 > 3.5$) can be accepted. To sum up, our experimental investigations showed that the SCF technology represents a simple, compact and cost efficient

alternative to the thin-disk multipass technology for output powers up to 250 W. Moreover, a single-stage SCF amplifier can be used as pre-amplifier in front of a thin-disk multipass amplifier to scale the average power toward 2 kW or even more.

Acknowledgements The authors thank the company Fibercryst, Xavier Del  n, Philipp Albrod, Francois Balembois and Patrick Georges from the Laboratoire Charles Fabry Intitut d’Otiq   for the fruitful discussions.

Appendix

Calculation of the effective phase modulation

As a result of thermal dispersion and the non-linear response of the medium to high optical intensities, the refractive index of the SCF crystal depends on the temperature field $T(r, z)$ as well as on the optical intensity $I(r, z)$. The resulting phase modulation experienced by the electric field after propagation from one plane located at z_j to the next plane located at a distance of Δz was calculated as follows [5.23,5.32]:

$$\varphi_j(r, T, I) = \frac{2\pi}{\lambda_L} \cdot \left(\left(\frac{dn}{dT} + (n_0 - 1) \cdot \alpha_{th} \right) \cdot T(r, z_j) + \Delta n_r \right) \cdot \Delta z + \frac{2\pi}{\lambda_L} n_2 \cdot I(r, z_j) \cdot \Delta z. \quad (2)$$

Here, λ_L , $\frac{dn}{dT}$, n_0 , α_{th} , Δn_r and n_2 denote the laser wavelength, the thermal dispersion coefficient, the initial refractive index, the thermal expansion coefficient, the stress induced change of the refractive in radial direction and the second order non-linear refractive index, respectively.

Calculation of gain and absorption coefficients

The steady-state absorption coefficient for the pump beam $\alpha_p(r, z_j)$ and the gain coefficient for the seed beam $g_l(r, z_j)$ in the plane located at z_j were calculated according to [5.32]

$$\alpha_p(r, z_j) = \frac{I_l(r, z_j) \cdot N \cdot \tau [\alpha_{abs}(\lambda_p, T) \sigma_{em}(\lambda_l, T) - \sigma_{abs}(\lambda_l, T) \sigma_{em}(\lambda_p, T)] + \sigma_{abs}(\lambda_p, T) \cdot N}{\left(1 + \frac{I_p(r, z_j)}{I_{p,sat}} + \frac{I_l(r, z_j)}{I_{l,sat}} \right)} \quad (3)$$

$$g_l(r, z_j) = \frac{I_p(r, z_j) \cdot N \cdot \tau [\alpha_{abs}(\lambda_p, T) \sigma_{em}(\lambda_l, T) - \sigma_{abs}(\lambda_l, T) \sigma_{em}(\lambda_p, T)] - \sigma_{abs}(\lambda_l, T) \cdot N}{\left(1 + \frac{I_p(r, z_j)}{I_{p,sat}} + \frac{I_l(r, z_j)}{I_{l,sat}} \right)} \quad (4)$$

Here, $I_l(r, z_j), I_p(r, z_j), I_l(l, sat), I_p(p, sat), \sigma_{abs}(\lambda_p, T), \sigma_{em}(\lambda_p, T), \sigma_{abs}(\lambda_l, T), \sigma_{em}(\lambda_l, T)$ and N denote the laser intensity, the pump intensity, the laser saturation intensity, the pump saturation intensity, the absorption cross section for the pump beam, the emission cross section for the pump beam, the absorption cross section of the seed beam, the emission cross section of the seed beam and the density of laser active ions, respectively. To take into account the temperature dependence of the absorption and emission cross sections, the measurement values given in [5.22] were fitted as proposed in [5.23]. Furthermore, the power-dependent spectral properties of the pump source were taken into account for the calculation of the absorption and emission cross section for the pump radiation. Table 5.2 shows the parameters used to calculate the absorption and gain coefficients.

Table 5.2 Material parameters of Yb:YAG used to calculate the absorption and gain coefficient.

Parameter	Symbol	Value	Reference
Pump wavelength	λ_p	969 nm	
Laser wavelength	λ_l	1030 nm	
Absorption cross section pump beam	$\sigma_{abs}(\lambda_p, T)$	$e^{-0.005K^{-1} \cdot T} (79.68 - 0.27 \cdot T + 4.01 \cdot 10^{-4} \cdot T^2) \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$	[5.22, 5.23]
Emission cross section pump beam	$\sigma_{em}(\lambda_p, T)$	$e^{-0.005K^{-1} \cdot T} (87.59 - 0.33 \cdot T + 4.84 \cdot 10^{-4} \cdot T^2) \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$	[5.22, 5.23]
Absorption cross section seed beam	$\sigma_{abs}(\lambda_l, T)$	$e^{-0.005K^{-1} \cdot T} (6.67 - 0.05 \cdot T + 1.65 \cdot 10^{-4} \cdot T^2) \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$	[5.22, 5.23]
Emission cross section seed beam	$\sigma_{em}(\lambda_l, T)$	$e^{-0.005K^{-1} \cdot T} (207.81 - 0.67 \cdot T + 9.9 \cdot 10^{-4} \cdot T^2) \cdot 10^{-25} \text{ m}^2$	[5.22, 5.23]
Lifetime of excited level	τ	951 μs	[5.20]
Active laser ion density	N	$1.38 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$	[5.20]

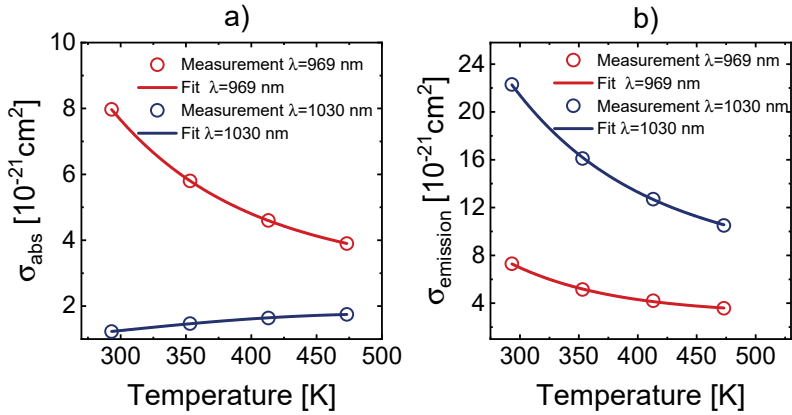


Fig. 5.15 a) Temperature dependent absorption cross section for pump and seed beam. b) Temperature dependent emission cross section for pump and seed beam. The measured values are taken from [5.22].

Calculation of the fractional thermal load

According to [5.26], the fractional thermal load which describes the part of the absorbed power that is converted into heat is calculated as follows:

$$\eta_{th} = 1 - \eta_P \left[(1 - \eta_l) \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_f} + \eta_l \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right]. \quad (5)$$

Here, λ_p , λ_f , λ_l denote the pump wavelength (969 nm), the average fluorescence wavelength (1008 nm) and the laser wavelength (1030 nm), respectively. Furthermore, η_P denotes the pump quantum efficiency, which describes the part of pump photons that contribute to inversion. In the simulations, we assumed a pump quantum efficiency of unity. η_l denotes the laser extraction efficiency which is the ratio of extracted laser power to absorbed pump power. Finally, η_r denotes the radiative quantum efficiency for the upper manifold, which describes the part of excited ions that decay by emission fluorescence radiation.

References

- [5.1] Q. Zhan, *Ad. Opt. Photon.* **1**, 1 (2009)
- [5.2] T. Häcker, In *AKL International Laser Technology Congress* (2016)

- [5.3] M. Kraus, M.A. Ahmed, A. Michalowski, A. Voss, R. Weber, T. Graf, *Opt. Express* **18**, 21 (2010)
- [5.4] E. Skoulas, A. Manousaki, C. Fotakis, E. Stratakis, *Sci. Rep.* **7**, 20 (2017)
- [5.5] M.A. Ahmed, A. Voss, M.M. Vogel, T. Graf, *Opt. Lett.* **32**, 22 (2007)
- [5.6] G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe, A. Meir, S. Jackel, N. Davidson, *Appl. Opt.* **46**, 16 (2007)
- [5.7] I. Moshe, S. Jackel, A. Meir, *Opt. Lett.* **28**, 10 (2003)
- [5.8] A. Ito, Y. Kozawa, S. Sato, *J. Opt. Soc. Am. B* **26**, 4 (2009)
- [5.9] S. Quabis, R. Dorn, G. Leuchs, *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **81**, 5 (2005)
- [5.10] M. Beresna, M. Gecevičius, P.G. Kazansky, T. Gertus, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 20 (2011)
- [5.11] F. Beirrow, M. Eckerle, B. Dannecker, T. Dietrich, M.A. Ahmed, T. Graf, *Opt. Express* **26**, 4 (2018)
- [5.12] F. Lesparre, J.T. Gomes, X. Délen, I. Martial, J. Didierjean, W. Pallmann, B. Resan, M. Eckerle, T. Graf, M.A. Ahmed, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, *Opt. Lett.* **40**, 11 (2015)
- [5.13] A. Loescher, J.-P. Negel, T. Graf, W. Pallmann, B. Resan, I. Martial, J. Didierjean, F. Lesparre, J.-T. Gomes, X. Délen, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, M.A. Ahmed, M.A. Ahmed, *Adv. Solid State Lasers* **20**, ATH3A.3.OSA (2015)
- [5.14] J.-P. Negel, A. Loescher, B. Dannecker, P. Oldorf, S. Reichel, R. Peters, M.A. Ahmed, T. Graf, *Appl. Phys. B* **123**, 5 (2017)
- [5.15] A. Loescher, J.-P. Negel, T. Graf, M.A. Ahmed, *Opt. Lett.* **40**, 24 (2015)
- [5.16] A. Loescher, J.-p. Negel, . Röcker, F. Beirrow, T. Graf, *Thin-disk multipass amplifier delivering radially polarized ultrafast pulses with an average output power of 1 kW.* volume 2016, p. 7281 (2019)
- [5.17] X. Délen, Y. Zaouter, I. Martial, N. Aubry, J. Didierjean, C. Hönninger, E. Mottay, F. Balembois, P. Georges, *Opt. Lett.* **38**, 2 (2013)
- [5.18] V. Markovic, A. Rohrbacher, P. Hofmann, W. Pallmann, S. Pierrot, B. Resan, *Opt. Express* **23**, 20 (2015)
- [5.19] M. Eckerle, F. Beirrow, T. Dietrich, F. Schaal, C. Pruss, W. Osten, N. Aubry, M. Perrier, J. Didierjean, X. Délen, F. Balembois, P. Georges, M.A. Ahmed, T. Graf, *Appl. Phys. B* **123**, 5 (2017)
- [5.20] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer, New York, 2006)
- [5.21] P. Albrodt, X. Delen, M. Besbes, F. Lesparre, P. Georges, *J. Opt. Soc. Am. B* **35**, 12 (2018)
- [5.22] J. Koerner, C. Vorholt, H. Liebetrau, M. Kahle, D. Kloepfel, R. Seifert, J. Hein, M.C. Kaluza, *J. Opt. Soc. Am. B* **29**, 9 (2012)

- [5.23] K. Contag, Modellierung und Numerische Auslegung des Yb:YAG- Scheibenlasers. PhD thesis, University of Stuttgart (2002)
- [5.24] J.D. Schmidt, SPIE (2010) 25. A.E.
- [5.25] Siegman, Lasers (University Science Books, California, 1986)
- [5.26] T.Y. Fan, IEEE J. Quant. Electron. **29**, 6 (1993)
- [5.27] N. Barnes, B.M. Walsh, Adv. Solid State Lasers 68, 20 (2002)
- [5.28] S. Chénais, F. Druon, S. Forget, F. Balembois, P. Georges, Progress Quant. Electron. **30**, 4 (2006)
- [5.29] B. Weichelt, A. Voss, M.A. Ahmed, T. Graf, Opt. Lett. **37**, 15 (2012)
- [5.30] F. Saltarelli, I.J. Graumann, L. Lang, D. Bauer, C.R. Phillips, U. Keller, Opt. Express **27**, 22 (2019)
- [5.31] C. Kerse, H.K. Lu, P. Elahi, B. Çetin, D.K. Kesim, Ö. Akcaalan, S. Yavaş, M.D. Aşık, B. Öktem, H. Hoogland, R. Holzwarth, F.Ö. Ilday, Nature **537**, 7618 (2016)
- [5.32] Sa. Damien, PhD thesis, University Lyon (2009)

5.2 Einordnung der Ergebnisse

Vor Beginn dieser Arbeit wurde die Verstärkung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen auf mittlere Leistungen von mehr als 85 W ausschließlich mit komplexen Scheibenlaser-Multipassverstärkern demonstriert. In dieser Arbeit konnte erstmals die Verstärkung auf eine mittlere Leistung von 290 W mit einem kompakten und kostengünstigen SCF-Verstärker demonstriert werden. Somit konnte die mittlere Leistung, welche mit einem kompakten SCF-Verstärker erreichbar ist, um mehr als einen Faktor drei gesteigert werden. Abbildung 5.1 zeigt die in dieser Arbeit erzielten Resultate im Vergleich zum Stand der Technik. Die blauen Linien in Abbildung 5.1 markieren die mit Laseroszillatoren maximal erreichte mittlere Leistung vor Beginn dieser Arbeit (gestrichelte Linie) und nach dieser Arbeit (durchgezogene Linie). Die roten Linien in Abbildung 5.1 markieren die mit SCF-Verstärkern erreichte maximale mittlere Leistung vor Beginn dieser Arbeit (gestrichelte Linie) und nach dieser Arbeit (durchgezogene Linie).

Mit dem innerhalb dieser Arbeit entwickelten numerischen Modell zur Berechnung der Ausgangsleistung und der Strahlqualität konnten die Limitierungen der SCF-Technologie abgeschätzt werden. Bei einer Seedleistung von 53 W ist die maximal erreichbare Leistung bei guter Strahlqualität ($M^2 < 2,5$) auf 240 W begrenzt. Bei einer Erhöhung der Seedleistung auf 500 W kann bei einer Pumpleistung von 2 kW

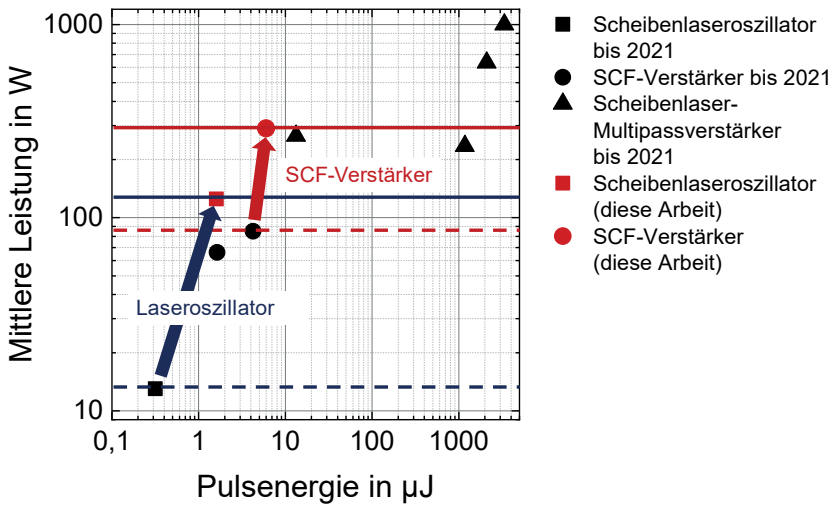


Abbildung 5.1: Einordnung der innerhalb dieser Arbeit erzielten Resultate in den Stand der Technik zur Erzeugung und Verstärkung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen. Der blaue Pfeil symbolisiert die Steigerung der mit Laseroszillatoren erreichbaren mittleren Leistung. Der rote Pfeil verdeutlicht die Steigerung der mit SCF-Verstärkern erreichbaren mittleren Leistung.

voraussichtlich eine Ausgangsleistung von mehr als 1 kW bei einer Strahlqualität von etwa $M^2 = 3,5$ erreicht werden. Aufgrund des Kerr-Effekts kommt es ab einer Pulsspitzenleistung von 8 MW zu einer deutlichen Degradation der Strahlqualität.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das übergeordnete Ziel dieser Arbeit war die Steigerung der mittleren Ausgangsleistung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen bei gleichzeitiger Reduktion der Komplexität, Kosten und Dimensionen des Lasersystems. Dieses Ziel wurde mit einem einstufigen SCF-Verstärker in Kombination mit einem modengekoppelten Scheibenlaseroszillator als Seedquelle umgesetzt.

Vor Beginn dieser Arbeit (im Jahr 2016) betrug die höchste mittlere Leistung radial polarisierter, ultrakurz gepulster Strahlen, die mit einem modengekoppelten Scheibenlaseroszillator ohne Nachverstärkung erreicht wurde, 13,3 W [1]. Einen limitierenden Faktor zur weiteren Steigerung der Ausgangsleistung stellt der teilreflektive GWOC dar, welcher zur resonatorinternen Polarisationsformung als Auskoppelement eingesetzt wurde [1, 2]. Dieses Element verursacht in der in [1, 2] verwendeten Ausführung Beugungsverluste von bis zu 45% für den aus dem Resonator ausgekoppelten Laserstrahl und limitiert daher die erreichbare optische Effizienz und Ausgangsleistung. Um diese Verluste zu vermeiden, wurden zwei verschiedene Resonator-Konfigurationen untersucht, welche als polarisationsselektives Element einen hochreflektiven GWM anstatt eines teilreflektiven GWOCs enthielten.

In einer Konfiguration wurde ein GWM als Endspiegel des Resonators verwendet. Zur Stabilisation des modengekoppelten Betriebs wurde ein sättigbares Auskoppelement (SESOC) verwendet. Thermische Effekte in den SESOCs führten zu einer signifikanten Degradation der Strahlqualität. Mit einem numerischen Modell wurde die erzielbare Ausgangsleistung bei guter Strahlqualität auf wenige Watt abgeschätzt, was experimentell bestätigt werden konnte. Auf Grundlage des numerischen Modells konnten Maßnahmen identifiziert werden, welche die thermischen Limitierungen zu höheren Ausgangsleistungen verschieben. So ist durch eine Verringerung der Substratdicke des SESOCs sowie der Verwendung eines frontseitigen einkristallinen Diamant-Wärmespreizers eine Ausgangsleistung von über 100 W bei guter Strahlqualität ($M^2 < 2,5$) zu erwarten.

In einem weiteren Ansatz wurde der Einsatz eines hochreflektiven GWMs als Faltelement untersucht. In dieser Konfiguration kann ein SESAM als Endspiegel des Resonators verwendet werden. Verglichen mit einer Resonator-Konfiguration, die einen GWOC zur Polarisationsformung enthält, konnte in dieser Konfiguration

im Dauerstrichbetrieb eine Steigerung der optischen Effizienz um 9 Prozentpunkte erreicht werden. Ein numerisches Modell wurde an die experimentellen Daten angepasst, um die erreichbare optische Effizienz in Abhängigkeit der Reflektivität des GWMs abzuschätzen. Dieses Modell legt nahe, dass ab einer Reflektivität des GWMs von 98,4% ein effizienterer Laserbetrieb erreicht werden kann als bei Verwendung eines GWOCs (mit Beugungsverlusten in Höhe von 42%).

Die Verwendung eines GWMs als Faltelement setzt einen langen Resonator voraus, um den Einfallswinkel auf dem GWM so klein wie möglich zu halten, um so einer Abnahme der Reflektivität und einer Degradation der Polarisationsreinheit entgegenzuwirken. Im Vergleich zu einem Resonator, in welchem ein GWOC zur Polarisationsformung eingesetzt wird, weist ein Resonator, in welchem ein GWM als Faltelement verbaut ist, folglich eine geringere Repetitionsrate und somit bei gegebener Ausgangsleistung eine höhere Pulsenergie auf. Das bedeutet im Umkehrschluss, dass bei Verwendung eines GWOCs die Limitierung durch SPM erst bei höheren Ausgangsleistungen einsetzt, als dies unter Verwendung eines GWMs als Faltelement der Fall ist. Um eine möglichst hohe mittlere Ausgangsleistung zu erzielen, wurde in dieser Arbeit daher trotz seiner hohen Beugungsverluste ein GWOC zur Polarisationsformung eingesetzt. Es wurde eine mittlere Ausgangsleistung von 125 W bei einer Pulsenergie von $1,6 \mu\text{J}$ erreicht. Im Vergleich zum Stand der Technik vor Beginn dieser Arbeit entspricht dieses Ergebnis einer Steigerung der mittleren Leistung um mehr als einen Faktor neun.

Die thermische Linsenwirkung des Scheibenlaserkristalls stellt einen weiteren limitierenden Faktor bei der Skalierung der mittleren Ausgangsleistung modengekoppelter Scheibenlaseroszillatoren dar. Daher wurde die automatisierte Kompensation der thermischen Linsenwirkung mit einem SDM als Aktor in einem geschlossenen Regelkreis untersucht. Eine erste Validierung dieses Konzepts wurde an einem Scheibenlaserresonator im Grundmodebetrieb durchgeführt. In diesem Experiment ließ sich die thermische Linsenwirkung des Laserkristalls bis zu einer Pumpleistung von 1 kW vollständig kompensieren. Eine Kompensation bei höheren Leistungen lässt sich durch eine Anpassung der Resonatorauslegung umsetzen. In einem zukünftigen Experiment wird das Konzept zur geregelten Kompensation der thermischen Linsenwirkung auf einen modengekoppelten Scheibenlaseroszillator zur Erzeugung radial polarisierter Strahlen angewandt. Durch die Verwendung von mehreren SDMs ist mit diesem Ansatz auch die Regelung des Strahldurchmessers auf dem SESAM denkbar. Somit kann der Strahldurchmesser auf dem SESAM mit steigender Leistung so angepasst werden, dass die Fluenz konstant gehalten wird. Mit diesem Ansatz ließe sich der Leistungsbereich, in welchem der Laser in stabilem modengekoppeltem Betrieb läuft, deutlich vergrößern.

Mit einem auf Langzeitstabilität optimierten modengekoppelten Scheibenlaseroszillator als Seedquelle, der radial polarisierte Strahlung mit einer mittleren Leistung von 53 W emittierte, wurde die Leistungsskalierung mit einem einstufigen SCF-Verstärker untersucht. Bei einer Pumpleistung von 1 kW konnte eine Ausgangsleistung von 290 W erreicht werden. Bei dieser Ausgangsleistung wurde eine Degradation der Strahlqualität beobachtet und die Beugungsmaßzahl betrug $M^2 = 2,9$. Die Ausgangsleistung bei guter Strahlqualität ($M^2 < 2,5$) war auf 200 W beschränkt. Mit einem numerischen Modell wurden die Limitierungen der SCF-Technologie im Hinblick auf eine weitere Skalierung der mittleren Leistung untersucht. Dieses Modell prognostizierte, dass durch eine Optimierung des thermischen Kontakts zwischen Laserkristall und Wärmesenke die Ausgangsleistung mit guter Strahlqualität bei einer Seedleistung von 53 W auf 240 W gesteigert werden kann. Ferner wurde mit dem Modell die erreichbare Ausgangsleistung bei Verwendung einer höheren Seedleistung von 500 W und einer höheren Pumpleistung von 2 kW auf etwa 1 kW bei einer Strahlqualität von $M^2 > 3,5$ abgeschätzt. Die Pulsspitzenleistung ist laut diesem Modell auf 8 MW begrenzt.

Literaturverzeichnis

- [1] ECKERLE, M.; DIETRICH, T.; SCHAAL, F.; PRUSS, C.; OSTEN, W.; AHMED, M. A.; GRAF, T.: *Novel thin-disk oscillator concept for the generation of radially polarized femtosecond laser pulses*. Opt. Lett. **41** (2016) Nr. 7, S. 1680–1683.
- [2] ECKERLE, M.: *Generation and Amplification of ultrashort pulsed highpower cylindrical vector beams*. München: Herbert Utz Verlag, 2019. Stuttgart: Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation, 2019 (Laser in der Materialbearbeitung).
- [3] AHMED, M. A.; VOSS, A.; VOGEL, M. M.; GRAF, T.: *Multilayer polarizing grating mirror used for the generation of radial polarization in Yb:YAG thin-disk lasers*. Opt. Lett. **32** (2007) Nr. 22, S. 3272–3273.
- [4] GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.; BERGER, P.; ONUSEIT, V.; WEBER, R.: *The laser: One universal tool for manufacturing | Industrial Laser Solutions*, 2019, <https://www.industrial-lasers.com/cutting/article/16484556/the-laser-one-universal-tool-for-manufacturing>, abgerufen am 09.01.2021.
- [5] POPRAWA, R.; HINKE, C.; MEINERS, W.; EIBL, F.; ZAREI, O.; VOSHAGE, M.; ZIEGLER, S.; SCHLEIFENBAUM, J. H.; GASSER, A.; SCHOPPHOVEN, T.; WILLENBORG, E.; FLEMMER, J.; WEINGARTEN, C.; FINGER, J.; REININGHAUS, M.: *Digital photonic production along the lines of industry 4.0*. In: SPIE LASE: Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XXIII, San Francisco, USA, 2018. SPIE, 2018, S. 28–44.
- [6] NESTEROV, A. V.; NIZIEV, V. G.: *Influence of beam polarization on laser cutting efficiency*. J. Phys. D: Appl. Phys. **32** (1999), S. 1455–1461.
- [7] GRAF, T.: *Laser in der Fertigung*, 3. Aufl. Springer, 2013.
- [8] WEBER, R.; MICHALOWSKI, A.; ABDOU AHMED, M.; ONUSEIT, V.; ROMINGER, V.; KRAUS, M.; GRAF, T.: *Effects of Radial and Tangential Polarization in Laser Material Processing*. Physics Procedia **12** (2011), S. 21–30.
- [9] HAECKER, T.: *Adapted Polarization for Sheet Metal Cutting*. In: International Laser Technology Congress AKL, Aachen, Germany 2016.

- [10] ZUKUNFTSPREIS, D.: *Produzieren mit Lichtblitzen*, 2013, <https://www.deutscher-zukunftspreis.de/de/team-1-2013>, abgerufen am 29.12.2020.
- [11] MEIER, M.; ROMANO, V.; FEURER, T.: *Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation*. Applied Physics A: Materials Science and Processing **86** (2007) Nr. 3, S. 329–334.
- [12] KRAUS, M.; AHMED, M. A.; MICHALOWSKI, A.; VOSS, A.; WEBER, R.; GRAF, T.: *Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beams with radial and azimuthal polarization*. Opt. Express **18** (2010) Nr. 21, S. 22305–22313.
- [13] SKOULAS, E.; MANOUSAKI, A.; FOTAKIS, C.; STRATAKIS, E.: *Biomimetic surface structuring using cylindrical vector femtosecond laser beams*. Scientific Reports **7** (2017) Nr. November 2016, S. 1–11.
- [14] ZHAN, Q.: *Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications*. Advances in Optics and Photonics **1** (2009) Nr. 1, S. 1–52.
- [15] QUABIS, S.; DORN, R.; EBERLER, M.; GLÖCKL, O.; LEUCHS, G.: *Focusing light to a tighter spot*. Optics Communications **179** (2000) Nr. 1, S. 1–7.
- [16] DORN, R.; QUABIS, S.; LEUCHS, G.: *Sharper focus for a radially polarized light beam*. Phys. Rev. Lett. **91** (2003) Nr. 23, S. 233901 1–4.
- [17] VAN, M.-P.; USHAKOVA, K.; BASTIAANSEN, C. W. M.; PEREIRA, S. F.; URBACH, H. P.; BROER, D. J.: *Enhanced lithographic resolution using longitudinal polarization state of light*. Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS **14** (2015) Nr. 4, S. 043509 1–6.
- [18] CARRASCO, S.; SALEH, B. E. A.; TEICH, M. C.; FOURKAS, J. T.: *Second- and third-harmonic generation with vector Gaussian beams*. Journal of the Optical Society of America B **23** (2006) Nr. 10, S. 2134–2140.
- [19] BISS, D. P.; BROWN, T. G.: *Polarization-vortex-driven second-harmonic generation*. Opt. Lett. **28** (2003) Nr. 11, S. 923–925.
- [20] BISS, D. P.; YOUNGORTH, K. S.; BROWN, T. G.: *Dark-field imaging with cylindrical-vector beams*. Appl. Optics **45** (2006) Nr. 3, S. 470–479.
- [21] LUO, X.; ISHIHARA, T.: *Surface plasmon resonant interference nanolithography technique*. Appl. Phys. Lett. **84** (2004) Nr. 23, S. 4780–4782.
- [22] ZHAN, Q.: *Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization*. Opt. Express **12** (2004) Nr. 15, S. 3377–3382.
- [23] GRAF, T.: *Laser - Grundlagen der Strahlerzeugung*, 2. Aufl. Springer, 2015.
- [24] MÜLLER, M.; ALESHIRE, C.; KLENKE, A.; HADDAD, E.; LÉGARÉ, F.; TÜNNERMANN, A.; LIMPET, J.: *10.4 kW coherently combined ultrafast fiber laser*. Opt. Lett. **45** (2020) Nr. 11, S. 3083–386.
- [25] JAUREGUI, C.; LIMPET, J.; TÜNNERMANN, A.: *High-power fibre lasers*. Nature Photonics **7** (2013) Nr. 11, S. 861–867.

- [26] STRICKLAND, D.; MOUROU, G.: *Compression of amplified chirped optical pulses*. Optics Communications **56** (1985) Nr. 3, S. 219 – 221.
- [27] RUMPEL, M.; MOELLER, M.; MOORMANN, C.; GRAF, T.; AHMED, M. A.: *Broadband pulse compression gratings with measured 99.7% diffraction efficiency*. Opt. Lett. **39** (2014) Nr. 2, S. 323–326.
- [28] LIN, D.; BAKTASH, N.; UL ALAM, S.; RICHARDSON, D. J.: *106 W, picosecond Yb-doped fiber MOPA system with a radially polarized output beam*. Opt. Lett. **43** (2018) Nr. 20, S. 4957–4960.
- [29] RAMACHANDRAN, S.; KRISTENSEN, P.; YAN, M. F.: *Generation and propagation of radially polarized beams in optical fibers*. Opt. Lett. **34** (2009) Nr. 16, S. 2525–2527.
- [30] RUSSBUELDT, P.; MANS, T.; HOFFMANN, D.; SCHIPPEL, S.: *High-Average Power Ultrafast Yb:Innoslab-Amplifier*. In: Nolte, S.; Schrepel, F.; Dausinger, F. (Hrsg.): *Ultrashort Pulse Laser Technology: Laser Sources and Applications*. Springer International Publishing, 2016, S. 117–134.
- [31] RUSSBUELDT, P.; MANS, T.; WEITENBERG, J.; HOFFMANN, H. D.; POPRAWA, R.: *Compact diode-pumped 11 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier*. Opt. Lett. **35** (2010) Nr. 24, S. 4169–4171.
- [32] GIESEN, A.; HÜGEL, H.; VOSS, A.; WITTIG, K.; BRAUCH, U.; OPOWER, H.: *Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers*. Applied Physics B Lasers and Optics **58** (1994) Nr. 5, S. 365–372.
- [33] 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.
- [34] NEGEL, J.-P.; LOESCHER, A.; BAUER, D.; SUTTER, D.; KILLI, A.; AHMED, M. A.; GRAF, T.: *Second Generation Thin-Disk Multipass Amplifier Delivering Picosecond Pulses with 2 kW of Average Output Power* **2016** (2016), S. ATu4A.5.
- [35] RÖCKER, C.; LOESCHER, A.; BIENERT, F.; VILLEVAL, P.; LUPINSKI, D.; BAUER, D.; KILLI, A.; GRAF, T.; AHMED, M. A.: *Ultrafast green thin-disk laser exceeding 1.4 kW of average power*. Opt. Lett. **45** (2020) Nr. 19, S. 5522–5525.
- [36] 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.
- [37] HERKOMMER, C.; KROETZ, 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 720 mJ operating at kilohertz repetition rate for applications in atmospheric research*. Opt. Express **28** (2020) Nr. 20, S. 30164–30173.
- [38] LOESCHER, A.; NEGEL, J.-P.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *Radially polarized emission with 635 W of average power and 21 mJ of pulse energy generated by an ultrafast thin-disk multipass amplifier*. Opt. Lett. **40** (2015) Nr. 24, S. 5758–5761.
- [39] LOESCHER, A.; NEGEL, J.-P.; RÖCKER, C.; BEIROW, F.; GRAF, T.: *Thin-disk multipass amplifier delivering radially polarized ultrafast pulses with an average output power of 1 kW*. In: Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference, München, Germany. 2019, S. ca-5–5.
- [40] 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 **123** (may 2017) Nr. 5, S. 1–8.
- [41] NEGEL, J.-P.: *Scheibenlaser-Multipassverstärker für ultrakurze Laserpulse mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich*. München: Herbert Utz Verlag, 2017. Stuttgart: Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation, 2017 (Laser in der Materialbearbeitung).
- [42] MARKOVIC, V.; ROHRBACHER, A.; HOFMANN, P.; PALLMANN, W.; PIERROT, S.; RESAN, B.: *160 W 800 fs Yb:YAG single crystal fiber amplifier without CPA*. Opt. Express **23** (2015) Nr. 20, S. 25883–25888.
- [43] DÉLEN, X.; ZAOUTER, Y.; MARTIAL, I.; AUBRY, N.; DIDIERJEAN, J.; HÖNNINGER, C.; MOTTAY, E.; BALEMBOIS, F.; GEORGES, P.: *Yb:YAG single crystal fiber power amplifier for femtosecond sources*. Opt. Lett. **38** (2013) Nr. 2, S. 109–111.
- [44] KIENEL, M.; MÜLLER, M.; DEMMLER, S.; ROTHHARDT, J.; KLENKE, A.; EIDAM, T.; LIMPET, J.; TÜNNERMANN, A.: *Coherent beam combination of Yb:YAG single-crystal rod amplifiers*. Opt. Lett. **39** (2014) Nr. 11, S. 3278–3281.
- [45] LESPARRE, F.; GOMES, J. T.; DÉLEN, X.; MARTIAL, I.; DIDIERJEAN, J.; PALLMANN, W.; RESAN, B.; DRUON, F.; BALEMBOIS, F.; GEORGES, P.: *Yb:YAG single-crystal fiber amplifiers for picosecond lasers using the divided pulse amplification technique*. Opt. Lett. **41** (2016) Nr. 7, S. 1628–1631.
- [46] LESPARRE, F.; GOMES, J. T.; DÉLEN, X.; MARTIAL, I.; DIDIERJEAN, J.; PALLMANN, W.; RESAN, B.; ECKERLE, M.; GRAF, T.; AHMED, M. A.;

- DRUON, F.; BALEMBOIS, F.; GEORGES, P.: *High-power Yb:YAG single-crystal fiber amplifiers for femtosecond lasers in cylindrical polarization*. Opt. Lett. **40** (2015) Nr. 11, S. 2517–2520.
- [47] ECKERLE, M.; BEIROW, F.; DIETRICH, T.; SCHAAL, F.; PRUSS, C.; OSTEN, W.; AUBRY, N.; PERRIER, M.; DIDIERJEAN, J.; DÉLEN, X.; BALEMBOIS, F.; GEORGES, P.; AHMED, M. A.; GRAF, T.: *High-power single-stage single-crystal Yb:YAG fiber amplifier for radially polarized ultrashort laser pulses*. Appl. Phys. B **123** (2017) Nr. 5, S. 139 1–6.
- [48] 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.
- [49] GROSJEAN, T.; COURJON, D.; SPAJER, M.: *An all-fiber device for generating radially and other polarized light beams*. Optics Communications **203** (2002) Nr. 1-2, S. 1–5.
- [50] MIYAJI, G.; MIYANAGA, N.; TSUBAKIMOTO, K.; SUEDA, K.; OHBAYASHI, K.: *Intense longitudinal electric fields generated from transverse electromagnetic waves*. Appl. Phys. Lett. **84** (2004), S. 3855–3857.
- [51] CHURIN, E. G.; HOSSFELD, J.; TSCHUDI, T.: *Polarization configurations with singular point formed by computer generated holograms*. Optics Communications **99** (1993) Nr. 1-2, S. 13–17.
- [52] QUABIS, S.; DORN, R.; LEUCHS, G.: *Generation of a radially polarized doughnut mode of high quality*. Applied Physics B: Lasers and Optics **81** (2005) Nr. 5, S. 597–600.
- [53] MACHAVARIANI, G.; LUMER, Y.; MOSHE, I.; MEIR, A.; JACKEL, S.: *Efficient extracavity generation of radially and azimuthally polarized beams*. Opt. Lett. **32** (jun 2007) Nr. 11, S. 1468–1470.
- [54] ABDOU AHMED, M.: *Hocheffiziente Polarisationskonverter für die Erzeugung von radial und azimuthal polarisierter Laserstrahlung im Multi-kW-Bereich*. Laser Magazin **4** (2011), S. 26–27.
- [55] ALTECHNA: *S-waveplates (Radial Polarization Converters)*, <https://www.altechna.com/products/s-waveplate-radial-polarization-converter>, abgerufen am 09.01.2021.
- [56] BERESNA, M.; GECEVIČIUS, M.; KAZANSKY, P. G.; GERTUS, T.: *Radially polarized optical vortex converter created by femtosecond laser nanostructuring of glass*. Appl. Phys. Lett. **98** (2011) Nr. 20, S. 1–3.
- [57] BORN, M.; WOLF, E.; BHATIA, A. B.; CLEMMOW, P. C.; GABOR, D.; STOKES, A. R.; TAYLOR, A. M.; WAYMAN, P. A.; WILCOCK, W. L.:

- Principles of Optics*. Cambridge University Press, 1999.
- [58] MUYS, P.; MOSER, T.; FEURER, T.: *Polarization eigenstates of an axially symmetric laser beam in a c-cut uniaxial crystal*. Journal of the Optical Society of America B **24** (2007) Nr. 10, S. 2627–2631.
 - [59] THIRUGNANASAMBANDAM, M. P.; SENATSKY, Y.; UEDA, K.-I.: *Generation of radially and azimuthally polarized beams in Yb:YAG laser with intra-cavity lens and birefringent crystal*. Opt. Express **19** (2011) Nr. 3, S. 1905–1914.
 - [60] YONEZAWA, K.; KOZAWA, Y.; SATO, S.: *Generation of a radially polarized laser beam by use of the birefringence of a c-cut Nd:YVO₄ crystal*. Opt. Lett. **31** (2006) Nr. 14, S. 2151–2153.
 - [61] POHL, D.: *Operation of a Ruby Laser in the Purely Transverse Electric Mode TE 01*. Appl. Phys. Lett. **20** (1972), S. 266–267.
 - [62] ITO, A.; KOZAWA, Y.; SATO, S.: *Selective oscillation of radially and azimuthally polarized laser beam induced by thermal birefringence and lensing*. Journal of the Optical Society of America B **26** (2009) Nr. 4, S. 708–712.
 - [63] ENDERLI, F.; FEURER, T.: *Radially polarized mode-locked Nd:YAG laser*. Opt. Lett. **34** (jul 2009) Nr. 13, S. 2030–2032.
 - [64] MACHAVARIANI, G.; LUMER, Y.; MOSHE, I.; MEIR, A.; JACKEL, S.; DAVIDSON, N.: *Birefringence-induced bifocusing for selection of radially or azimuthally polarized laser modes*. Appl. Optics **46** (2007) Nr. 16, S. 3304.
 - [65] MOSHE, I.; JACKEL, S.; MEIR, A.: *Production of radially or azimuthally polarized beams in solid-state lasers and the elimination of thermally induced birefringence effects*. Opt. Lett. **28** (2003) Nr. 10, S. 807–9.
 - [66] MOSHE, I.; JACKEL, S.; MEIR, A.; LUMER, Y.; LEIBUSH, E.: *2 kW, M²<10 radially polarized beams from aberration-compensated rod-based Nd:YAG lasers*. Opt. Lett. **32** (jan 2007) Nr. 1, S. 47–49.
 - [67] JIANHONG, H.; JING, D.; YONGGE, C.; WEN, W.; HUI, Z.; JINHUI, L.; FEI, S.; YAN, G.; SHUTAO, D.; WENXIONG, L.: *Passively mode-locked radially polarized laser based on ceramic Nd:YAG rod*. Opt. Express **19** (jan 2011) Nr. 3, S. 2120–2125.
 - [68] KOZAWA, Y.; SATO, S.: *Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism*. Opt. Lett. **30** (nov 2005) Nr. 22, S. 3063–3065.
 - [69] ENDO, M.: *Azimuthally polarized 1 kW CO₂ laser with a triple-axicon retro-reflector optical resonator*. Opt. Lett. **33** (2008) Nr. 15, S. 1771–1773.
 - [70] ENDO, M.: *Generation of multikilowatt radially or azimuthally polarized CO₂ laser beams by a triple-axicon optical resonator*. In: Kudryashov, A. V.; Paxton, A. H.; Ilchenko, V. S. (Hrsg.): Laser Resonators and Beam Control XII. SPIE, feb 2010, S. 75790F.

- [71] MOSER, T.; BALMER, J.; DELBEKE, D.; MUYS, P.; VERSTUYFT, S.; BAETS, R.: *Intracavity generation of radially polarized CO₂ laser beams based on a simple binary dielectric diffraction grating*. Appl. Optics **45** (2006) Nr. 33, S. 8517–8522.
- [72] AHMED, M. A.; SCHULZ, J.; VOSS, A.; PARRIAUX, O.; POMMIER, J.-C.; GRAF, T.: *Radially polarized 3kW beam from a CO₂ laser with an intracavity resonant grating mirror*. Opt. Lett. **32** (2007) Nr. 13, S. 1824–1826.
- [73] AHMED, M. A.; HAEFNER, M.; VOGEL, M.; PRUSS, C.; VOSS, A.; OSTEN, W.; GRAF, T.: *High-power radially polarized Yb:YAG thin-disk laser with high efficiency*. Opt. Express **19** (2011) Nr. 6, S. 5093–5103.
- [74] DIETRICH, T.; RUMPEL, M.; BEIROW, F.; MATEO, C. M.; PRUSS, C.; OSTEN, W.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *Thin-disk oscillator delivering radially polarized beams with up to 980 W of CW output power*. Opt. Lett. **43** (2018) Nr. 6, S. 1371.
- [75] 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.
- [76] BORCHERS, B.; SCHÄFER, C.; FRIES, C.; LARIONOV, M.; KNAPPE, R.: *Nonlinear polarization rotation mode-locking via phase-mismatched type I SHG of a thin disk femtosecond laser*. In: OSA Advanced Solid State Lasers Conference, Berlin, Germany, 2015, S. ATh4A.9. 2015.
- [77] SALTARELLI, F.; DIEBOLD, A.; GRAUMANN, I. J.; PHILLIPS, C. R.; KELLER, U.: *Modelocking of a thin-disk laser with the frequency-doubling nonlinear-mirror technique*. Opt. Express **25** (2017) Nr. 19, S. 23254–23266.
- [78] SARACENO, C. J.; EMAURY, F.; SCHRIBER, C.; HOFFMANN, M.; GOLLING, M.; SUEDEMEYER, T.; KELLER, U.: *Ultrafast thin-disk laser with 80 mJ pulse energy and 242 W of average power*. Opt. Lett. **39** (2014) Nr. 1, S. 9–11.
- [79] PASCHOTTA, R.; KELLER, U.: *Passive mode locking with slow saturable absorbers*. Applied Physics B: Lasers and Optics **73** (2001) Nr. 7, S. 653–662.
- [80] SALTARELLI, F.; DIEBOLD, A.; GRAUMANN, I. J.; PHILLIPS, C. R.; KELLER, U.: *Self-phase modulation cancellation in a high-power ultrafast thin-disk laser oscillator*. Optica **5** (2018) Nr. 12, S. 1603–1606.
- [81] BAUER, D.; ZAWISCHA, I.; SUTTER, D. H.; KILLI, A.; DEKORSY, T.: *Mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator with 41 μJ pulse energy at 145 W average infrared power and high power frequency conversion*. Opt. Express **20** (2012) Nr. 9, S. 9698–9704.

- [82] BAER, C. R. E.; KRÄNKEL, C.; SARACENO, C. J.; HECKL, O. H.; GOLLING, M.; PETERS, R.; PETERMANN, K.; SÜDMEYER, T.; HUBER, G.; KELLER, U.: *Femtosecond thin-disk laser with 141 W of average power*. Opt. Lett. **35** (2010) Nr. 13, S. 2302–2304.
- [83] LESPARRE, F.; GOMES, J. T.; DÉLEN, X.; MARTIAL, I.; DIDIERJEAN, J.; PALLMANN, W.; RESAN, B.; ECKERLE, M.; GRAF, T.; AHMED, M. A.; DRUON, F.; BALEMBOIS, F.; GEORGES, P.: *High-power Yb:YAG single-crystal fiber amplifiers for femtosecond lasers in cylindrical polarization*. Opt. Lett. **40** (2015) Nr. 11, S. 2517.
- [84] KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*. Springer, 2006.
- [85] CONTAG, K.: *Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG Scheibenlasers*. München: Herbert Utz Verlag, 2002. Stuttgart: Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation, 2002.
- [86] PIEHLER, S.: *Resonatorinterne Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontstörungen in hochbrillanten Scheibenlasern*. München: Herbert Utz Verlag, 2017. Stuttgart: Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Dissertation, 2017 (Laser in der Materialbearbeitung).
- [87] SCHAD, S.-S.; KUHN, V.; GOTTWALD, T.; NEGOITA, V.; KILLI, A.; WALLMEROOTH, K.: *Near fundamental mode high-power thin-disk laser*. In: SPIE LASE: Solid State Lasers XXIII: Technology and Devices, San Francisco, USA, 2014, S.89590U.
- [88] DIETRICH, T.; RUMPEL, M.; BEIROW, F.; MATEO, C. M.; PRUSS, C.; OSTEN, W.; ABDU AHMED, M.; GRAF, T.: *Thin-disk oscillator delivering radially polarized beams with up to 980 W of CW output power*. Opt. Lett. **43** (mar 2018) Nr. 6, S. 1371–1374.
- [89] PIEHLER, S.; WEICHELT, B.; VOSS, A.; AHMED, M. A.; GRAF, T.: *Power scaling of fundamental-mode thin-disk lasers using intracavity deformable mirrors*. Opt. Lett. **37** (2012) Nr. 24, S. 5033–5035.
- [90] WELP, P.: *Festkörperlaser mit resonatorinterner Kompensation von Aberrationen durch adaptive Spiegel*. Münster: Westfälische Wilhelms-Universität Dissertation, 2008.
- [91] LUBEIGT, W.; VALENTINE, G.; BURNS, D.: *Enhancement of laser performance using an intracavity deformable membrane mirror*. Opt. Express **16** (2008) Nr. 15, S. 10943–10955.
- [92] LUBEIGT, W.; VALENTINE, G.; GIRKIN, J.; BENTE, E.; BURNS, D.: *Active transverse mode control and optimisation of an all-solid-state laser using an intracavity adaptive-optic mirror*. Opt. Express **10** (2002) Nr. 13, S. 550–555.
- [93] VDOVIN, G.; KIYKO, V.: *Intracavity control of a 200-W continuous-wave*

- Nd:YAG laser by a micromachined deformable mirror.* Opt. Lett. **26** (2001) Nr. 11, S. 798–800.
- [94] GERBER, M.; GRAF, T.; KUDRYASHOV, A.: *Generation of custom modes in a Nd:YAG laser with a semipassive bimorph adaptive mirror.* Appl. Phys. B **83** (2006) Nr. 1, S. 43–50.
- [95] CHEREZOVA, T. Y.; CHESNOKOV, S. S.; KAPTSOV, L. N.; SAMARKIN, V. V.; KUDRYASHOV, A. V.: *Active laser resonator performance: formation of a specified intensity output.* Appl. Optics **40** (2001) Nr. 33, S. 6026–6033.
- [96] SCHMIDT, K.; WITTMÜSS, P.; PIEHLER, S.; AHMED, M. A.; GRAF, T.; SAWODNY, O.: *Modeling optically addressed deformable mirrors for adaptive high-power lasers.* At-Automatisierungstechnik **66** (2018) Nr. 7, S. 506–520.
- [97] PIEHLER, S.; DIETRICH, T.; WITTMÜSS, P.; SAWODNY, O.; AHMED, M. A.; GRAF, T.: *Deformable mirrors for intra-cavity use in high-power thin-disk lasers.* Opt. Express **25** (2017) Nr. 4, S. 4254–4267.
- [98] NAGEL, S.; METZGER, B.; GOTTWALD, T.; KUHN, V.; KILLI, A.; SCHAD, S. S.: *Thin disk laser operating in fundamental mode up to a power of 4kW.* In: Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference, OSA, München, Germany, 2019, S. ca-5-4.
- [99] HÖNNINGER, C.; PASCHOTTA, R.; MORIER-GENOUD, F.; MOSER, M.; KELLER, U.: *Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking.* Journal of the Optical Society of America B **16** (1999) Nr. 1, S. 46–56.
- [100] BEIROW, F.; WAHL, J.; HOHMUTH, R.; RICHTER, A.; PRUSS, C.; MATEO, C. M.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *Increasing the efficiency of the intra-cavity generation of ultra-short radially polarized pulses in thin-disk resonators with grating waveguide structures.* OSA Continuum **4** (2021) Nr. 2, S. 262–278.
- [101] WAHL, J.: *Generation of ultrashort radially polarized pulses in a thin-disk oscillator.* Stuttgart: Universität Stuttgart, Institut für Strahlwerkzeuge, Masterthesis, 2020.
- [102] BEIROW, F.; ECKERLE, M.; DANNECKER, B.; DIETRICH, T.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *Radially polarized passively mode-locked thin-disk laser oscillator emitting sub-picosecond pulses with an average output power exceeding the 100 W level.* Opt. Express **26** (2018) Nr. 4, S. 4401–4410.
- [103] BEIROW, F.; SCHMIDT, K.; SAWODNY, O.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *Closed-loop controlled compensation of thermal lensing in high-power thin-disk lasers using spherically deformable mirrors.* Laser Physics Letters **18** (2021) Nr. 2, S. 1–5.
- [104] BEIROW, F.; ECKERLE, M.; GRAF, T.; AHMED AHMED, M.: *Amplification*

of radially polarized ultra-short pulsed radiation to average output powers exceeding 250 W in a compact single-stage Yb:YAG single-crystal fiber amplifier. Applied Physics B: Lasers and Optics **126** (2020) Nr. 148, S. 1–10.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Thomas Graf für die Unterstützung auf dem Weg zur Anfertigung dieser Arbeit. Die konstruktiven Diskussionen und Verbesserungsvorschläge führten zu einer deutlichen Steigerung der wissenschaftlichen und sprachlichen Qualität dieser Arbeit. Darüber hinaus möchte ich mich für die Aufnahme und für die Schaffung der exzellenten Rahmenbedingungen am IFSW bedanken.

Bei Herrn Prof. Dr. Alois Herkommer bedanke ich mich für die Übernahme des Mitberichts und das Interesse an meiner Arbeit.

Herr Dr. Marwan Abdou Ahmed hat das Entstehen dieser Arbeit als Leiter der Abteilung *Laserentwicklung und Laseroptik* am IFSW durch seine stete, unermüdliche Arbeit zur Akquisition neuer Projekte ermöglicht. Die unzähligen wissenschaftlichen Diskussionen sowie die Ideen für neue Projekte trugen maßgeblich zum Erfolg dieser Arbeit bei. Ich möchte mich an dieser Stelle für das entgegengebrachte Vertrauen, den wissenschaftlichen Freiraum und die Möglichkeiten zur persönlichen Weiterentwicklung bedanken.

Auch meinen Kollegen gebührt ein besonderer Dank für die gute und konstruktive Arbeitsatmosphäre am Institut und die zahlreichen wissenschaftlichen Diskussionen. Insbesondere Dr. Christian Röhrer, André Loescher, Christoph Röcker, Dr. Tom Dietrich, Dr. Michael Eckerle, Dr. Martin Rumpel, Dr. Andreas Heider, Benjamin Dannecker, Jan-Hinnerk Wolter, Dr. Stefan Piehler, Dr. Kevin Schmidt, Stefan Esser, Florian Bienert, Pascal Weinert, Denys Didychenko, Johannes Wahl und Ayoub Boubekraoui.

Auch allen Technikern am IFSW möchte ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen. Insbesondere Michael Schienle, der als Konstrukteur zu jeder Idee eine praktikable Lösung fand.

Darüber hinaus möchte ich mich auch bei all den Menschen bedanken, die mich außerhalb des Instituts bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützten.

Bei meiner Schwester möchte ich mich für die stete familiäre Unterstützung bedanken.

Bei meiner Partnerin Sabrina möchte ich mich von ganzem Herzen für den liebevollen Rückhalt, die Unterstützung und das Verständnis bedanken.

Zu guter Letzt möchte ich an dieser Stelle meine tiefe Dankbarkeit meinen Eltern gegenüber zum Ausdruck bringen, die ohne Zweifel den größten Anteil am Gelingen dieser Arbeit und an meinem Werdegang haben. Ich konnte mich jederzeit auf eure Unterstützung in jeglicher Hinsicht verlassen.

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Zoske, Uwe

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

Gorriz, Michael

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

Mohr, Ursula

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

Rudlaff, Thomas

Arbeiten zur Optimierung des 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 CO₂-Laser
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

Wahl, Roland

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

Frederking, Klaus-Dieter

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

Grünewald, Karin M.

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

Shen, Jialin

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

Arnold, Johannes M.

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

Holzwarth, Achim

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

Dausinger, Friedrich

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

Meiners, Eckhard

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

Beck, Markus

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

Breining, Klaus

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

Griebsch, Jürgen

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

Krepulat, Walter

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

Xiao, Min

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

Glumann, Christiane

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

Gross, Herbert

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

Rapp, Jürgen

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 CO₂-Hochleistungslaser
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

Lee, Jae-Hoon

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

Albinus, Uwe N. W.

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

Wiedmaier, Matthias

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

Bloehs, Wolfgang

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

Bea, Martin

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

Stöhr, Michael

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

Plaß, Wilfried

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

Schaller, Markus K. R.

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

Hack, Rüdiger

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

Krupka, René

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

Pfeiffer, Wolfgang

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

Volz, Robert

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

Bartelt-Berger, Lars

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

Müller-Hummel, Peter

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

Rohde, Hansjörg

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

Huonker, Martin

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

Callies, Gert

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

Schubert, Michael E.

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

Kern, Markus

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

Raiber, Armin

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

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Schittenhelm, Henrik

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas
beim Abtragen und Schweißen

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

Stewen, Christian

Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung

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

Schmitz, Christian

Gaselektronische Analysemethoden zur Optimierung von Lasergasentladungen

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

Karszewski, Martin

Scheibenlaser höchster Strahlqualität

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

Chang, Chin-Lung

Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik

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

Haag, Matthias

Systemtechnische Optimierungen der Strahlqualität von Hochleistungsdiodenlasern

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

Bahn Müller, Jochen

Charakterisierung gepulster Laserstrahlung zur

Qualitätssteigerung beim Laserbohren

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

Schellhorn, Martin Carl Johannes

CO-Hochleistungslaser: Charakteristika und Einsatzmöglichkeiten beim Schweißen

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

Angstenberger, Birgit

Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten

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

Bachhofer, Andreas

Schneiden und Schweißen von Aluminiumwerkstoffen mit Festkörperlasern für den 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 CO₂-Laser
unter besonderer Berücksichtigung der Nahtart
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0427-4

Armin Strauch

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

Thomas Wawra

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

Michael Honer

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

Thomas Herzinger

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

Reiner Heigl

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

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 Laserstrahltaiefschweißen von Stahl

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

Daniel Müller

Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpuls-verstärkern im Scheibenlaserdesign

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

Jiancun Gao

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

2005, 148 Seiten, ISBN 3-8316-0521-1

Wolfgang Gref

Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit der Fokusmatrixtechnik

2005, 136 Seiten, ISBN 3-8316-0537-8

Michael Weikert

Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laser-pulsen

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

Julian Sigel

Lasergenerieren metallischer Bauteile mit variabel-em Laserstrahldurchmesser in modularen Ferti-gungssystemen

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

Andreas Ruß

Schweißen mit dem Scheibenlaser-Potentiale der guten Fokussierbarkeit

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

Gabriele Seibold

Absorption technischer Oberflächen in der La-sermaterialbearbeitung

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

Dirk Lindenau

Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen

2007, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-0687-0

Jens Walter

Gesetzmäßigkeiten beim Lasergenerieren als Basis für die Prozesssteuerung und -regelung

2008, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-0770-9

Heiko Ridderbusch

Longitudinal angeregte passiv gütegeschaltete Laserzündkerze

2008, 175 Seiten, ISBN 978-3-8316-0840-9

Markus Leimser

Strömungsinduzierte Einflüsse auf die Nahteigenschaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

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

Mikhail Larionov

Kontakterung und Charakterisierung von Kristal-len für Scheibenlaser

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

Jürgen Müller-Borhanian

Kamerabasierte In-Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen

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

Andreas Letsch

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

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

Thomas Kübler

Modellierung und Simulation des Halbleiterschei-benlasers

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

Günter Ambrosy

Nutzung elektromagnetischer Volumenkräfte beim Laserstrahlschweißen

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

Agnes Ott

Oberflächenmodifikation von Aluminiumlegierun-gen mit Laserstrahlung: Prozessverständnis und Schichtcharakterisierung

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

Detlef Breitting

Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung

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

Dmitrij Walter

Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung

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

Jan-Philipp Weberpals

Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserstrahlschweißen

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

Angelika Beyertt

Yb:KYW regenerativer Verstärker für ultrakurze Pulse

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

Christian Stolzenburg

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

Svent-Simon Beyertt

Quantenfilm-Pumpen zur 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-Hanns

Festigkeitsverhalten laserstrahlgelassener 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 Heißrissen 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 Strahlweichen
2018, 142 Seiten, ISBN 978-3-8316-4733-0

Michael Diez

Pulsformung zur schadigungsarmen 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 Schmelzefluss 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

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