

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

T. Dietrich
Gitterwellenleiterstrukturen zur
Strahlformung in
Hochleistungsscheibenlasern

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.

Gitterwellenleiterstrukturen zur Strahlformung in Hochleistungsscheibenlasern

von Dr.-Ing. Tom Dietrich
Universität Stuttgart



München

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

Hauptberichter: Prof. Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf
Mitberichter: Prof. 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., 2019

D 93

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

Copyright © utzverlag GmbH 2019

ISBN 978-3-8316-4785-9

Printed in Germany

utzverlag GmbH, München

Tel.: 089-277791-00 · www.utzverlag.de

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	5
Liste der verwendeten Symbole	7
Kurzfassung	10
Extended Abstract	13
1 Einleitung	16
1.1 Motivation und Ziel	16
1.2 Struktur der Arbeit	20
2 Optische Elemente zur Strahlformung in Hochleistungsscheibenlasern	21
2.1 Stabilisierung und Selektion der Wellenlänge und der Polarisation im Scheibenlaser	21
2.2 Gitterwellenleiterspiegel	23
2.2.1 Resonant-Reflection GWS	25
2.2.2 Resonant-Diffraction GWS	29
2.2.3 Leaky-Mode GWS	32
3 Resonatorinterne Frequenzverdopplung	35
3.1 Überblick und Zielsetzung	35
3.2 Auslegung und optische Eigenschaften des eingesetzten GWS	37
3.3 Multimodebetrieb des bei 940 nm gepumpten Lasers	42
3.4 Multimodebetrieb des bei 969 nm gepumpten Lasers	54
3.5 Grundmodebetrieb des bei 969 nm gepumpten Lasers	61
3.6 Zusammenfassung	73
4 Resonatorinterne Erzeugung radial polarisierter Laserstrahlung	74
4.1 Überblick und Zielsetzung	74
4.2 Auslegung und optische Eigenschaften des eingesetzten GWS	76
4.3 Experimenteller Aufbau	80
4.4 Betrieb des bei 969 nm gepumpten Lasers	83

4.5	GWS als Auskoppelspiegel	87
4.6	Zusammenfassung	91
5	Strahllagestabilisierung im Scheibenlaser	92
5.1	Thermisch induzierte Wellenfrontstörungen im Scheibenlaser	92
5.2	Thermisch induzierte Konvektion	94
5.3	Strahllagestabilisierung mittels resonatorintern eingesetztem GWS	99
5.4	Auslegung und optische Eigenschaften des eingesetzten GWS	103
5.5	Experimenteller Aufbau	103
5.6	Betrieb des bei 969 nm gepumpten Lasers	105
5.7	Betrieb des bei 940 nm gepumpten Lasers	116
5.8	Zusammenfassung	126
6	Zusammenfassung	128
	Literaturverzeichnis	132
	Danksagung	143

Liste der verwendeten Symbole

Symbol	Bedeutung	Wert	Einheit
Lateinische Buchstaben			
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit	$2,998 \cdot 10^8$	m/s
d_{eff}	Effektiver nicht-linearer Koeffizient von LBO	$8,31 \cdot 10^{-13}$	m/V
d_n/d_T	Thermooptischer Koeffizient	-	$1/K$
f'_{LBO}	Brennweite der thermischen Linse in LBO	-	m
h	Planck'sches Wirkungsquantum	$6,626 \cdot 10^{-34}$	Js
h_v	Laterale Verschiebung	-	m
L_c	Propagationslänge im GWS	-	$1/m$
l_{eff}	Effektive Propagationsstrecke im LBO-Kristall	24	mm
l	Geometrische Länge des LBO-Kristalls	12	mm
M_h^2	Beugungsmaßzahl in der horizontalen Strahlebene	-	-
M_v^2	Beugungsmaßzahl in der vertikalen Strahlebene	-	-
m	Beugungsordnung	-	-
n_1	Brechungsindex Umgebung	-	-
n_2	Brechungsindex des optisches Keils	-	-
$n_{LBO,\omega}$	Brechungsindex von LBO bei $\lambda = 1030$ nm	1,606	-
P_{Out}	Ausgangsleistung des Lasers	-	W
P_{Pump}	Pumpleistung	-	W
$P_{Wärme}$	Wärmeleistung	-	W
P_ω	Leistung der fundamentalen Strahlung	-	W
$P_{2\omega}$	Leistung der frequenzverdoppelten Strahlung	-	W
R	Krümmungsradius	-	m
R_{TE}	Reflektivität für TE-polarisierte Strahlung	-	-
R_{TM}	Reflektivität für TM-polarisierte Strahlung	-	-
R_{OC}	Reflektionsgrad des Auskoppelspiegels	-	-
T	Temperatur	-	$^\circ C$
ΔT	Temperaturdifferenz	-	$^\circ C$
w	Strahlradius	-	m
w_{LBO}	Strahlradius im LBO-Kristall	-	m

Symbol	Bedeutung	Wert	Einheit
Griechische Buchstaben			
α_1	Einfallswinkel	-	$^\circ$
α_2	Ausfallswinkel	-	$^\circ$
$\Delta\alpha$	Änderung des Einfallswinkels	-	$^\circ$
$\Delta\Theta_L$	Änderung des Littrow-Winkels	-	$^\circ$
$\Delta\lambda$	Änderung der Wellenlänge	-	<i>m</i>
$\Delta\lambda_{FWHM}$	Spektrale Bandbreite (FWHM)	-	<i>m</i>
Δk	Phasenfehlanpassung	-	$1/m$
$\Delta\phi$	Änderung des krit. Schnittwinkels (LBO)	-	$^\circ$
ΔR	$ R_{TE} - R_{TM} $	-	-
ε_0	Dielektrizitätskonstante in Vakuum	$8,854 \cdot 10^{-12}$	<i>As/Vm</i>
η_{QD}	Quantendefekt bzw. Stokes-Wirkungsgrad	-	-
η_{SHG}	SHG-Konversionseffizienz	-	-
θ	Nicht-kritischer Schnittwinkel (LBO)	-	$^\circ$
θ_i	Einfallswinkel am GWS	-	$^\circ$
θ_L	Littrow-Winkel	-	$^\circ$
θ_{L1}	Littrow-Winkel des ursprünglichen Strahls	-	$^\circ$
θ_{L2}	Littrow-Winkel des verkippten Strahls	-	$^\circ$
θ_m	Beugungswinkel	-	$^\circ$
Λ	Gitterperiode	-	<i>m</i>
λ	Wellenlänge	-	<i>m</i>
λ_P	Pumpwellenlänge	-	<i>m</i>
λ_1	Laserwellenlänge vor Verkipfung	-	<i>m</i>
λ_2	Laserwellenlänge nach Verkipfung	-	<i>m</i>
λ_L	Laserwellenlänge	-	<i>m</i>
λ_P	Pumpwellenlänge	-	<i>m</i>
λ_{ω_0}	Wellenlänge der fundamentalen Strahlung	1030	<i>nm</i>
$\lambda_{2\omega_0}$	Wellenlänge der frequenzverdoppelten Strahlung	515	<i>nm</i>
σ	Gittertiefe	-	<i>m</i>
ϕ	Kritischer Schnittwinkel (LBO)	-	$^\circ$

Abkürzungen

AFM	Engl.: Atomic Force Microscopy
AR	Engl.: Anti-Reflection
CHF ₃	Trifluormethan
CW	Engl.: Continuous-Wave
DC	Engl.: Duty-Cycle
FS	Engl.: Fused Silica
FWHM	Engl.: Full-Width at Half-Maximum
GIRO	Engl.: Giant-Reflection to Zero-Order
GWS	Gitterwellenleiterspiegel
GWOC	Engl.: Grating-Waveguide Output Coupler
HR	Engl.: High-Reflection
IP	Engl.: Ion-Plating
LBO	Lithiumtriborat (LiB ₃ O ₅)
LG ₀₁ ⁺	Laguerre-Gauss'sche Ringmode
LM	Engl.: Leaky Mode
LuAG	Lutetium-Aluminium-Granat (Lu ₃ Al ₅ O ₁₂)
OC	Engl.: Output Coupler
PV	Engl.: Peak-to-Valley
REM	Raster Elektronen Mikroskopie
RCWA	Engl.: Rigorous Coupled-Wave Analysis
RD	Engl.: Resonant Diffraction
SBIL	Engl.: Scanning-Beam Interference Lithography
SHG	Engl.: Second-Harmonic Generation
SiO ₂	Siliziumdioxid
SPP	Strahl-Parameter-Produkt
Ta ₂ O ₅	Tantalpentoxid
TE	Transversal elektrisch
TEM	Transversale elektromagnetische Mode
TEM ₀₀	Transversale Grundmode
TFP	Engl.: Thin-Film Polarizer
TM	Transversal magnetisch
YAG	Yttrium-Aluminium-Granat (Y ₃ Al ₅ O ₁₂)
Yb	Ytterbium

Kurzfassung

Die gezielte Änderung, Anpassung oder Beeinflussung der Eigenschaften eines Laserstrahls, die sogenannte *Strahlformung*, steht kontinuierlich im Fokus von Forschung und Entwicklung. Dabei werden mithilfe von optischen Komponenten die Eigenschaften eines Laserstrahls, sei es die spektrale Zusammensetzung oder die Polarisationsverteilung, gezielt verändert, angepasst und stabilisiert. Um die Verluste durch den Strahlformungsprozess gering zu halten, kann die Manipulation der Eigenschaften des Laserstrahls durch geeignete hochleistungsfähige und verlustarme Komponenten bereits bei seiner Entstehung innerhalb des Laserresonators vorgenommen werden. Gängige Komponenten, welche zur Stabilisierung und Beeinflussung der spektralen Zusammensetzung und der Polarisation des erzeugten Laserstrahls in den Resonator eingebracht werden können, leiden jedoch oftmals an niedrigen Zerstörschwellen oder unwirtschaftlicher Komplexität und führen im Laserbetrieb zu hohen optischen Verlusten sowie störenden thermo-optischen Effekten.

Die vorliegende Arbeit befasst sich daher mit der Untersuchung alternativer hochleistungstauglicher Komponenten zur resonatorinternen Strahlformung. Diesbezüglich wird das Konzept der *Gitterwellenleiterspiegel* (GWS) vorgestellt. Diese Komponenten bestehen aus einer Kombination aus Gitterstruktur und dielektrischem Schichtstapel und nutzen den Kopplungsmechanismus eines einfallenden elektromagnetischen Feldes an Moden in den durch den Schichtstapel gebildeten Wellenleiter. Dabei ist der Kopplungseffekt, je nach Auslegungsform der Gitterwellenleiterstruktur, abhängig von der Wellenlänge und der Polarisationsrichtung des einfallenden Feldes. Über die Kopplung an die Wellenleitermoden können gezielt Eigenschaften des oszillierenden Laserstrahls manipuliert und folglich resonatorintern Strahlformung betrieben werden. Ziel dieser Arbeit war es anhand unterschiedlicher Experimente die Hochleistungstauglichkeit bestehender und neuer GWS-Ansätze im Scheibenlaser zu untersuchen.

So wurde im ersten Experiment ein GWS in Littrow-Konfiguration zur Stabilisierung der Phasenanpassungsbedingung eines frequenzverdoppelnden Scheibenlasers eingesetzt. Im Multimode-Betrieb ($M^2 \approx 20$, SPP = 3,4 mm · mrad) konnte eine

Ausgangsleistung von mehr als 1 kW bei einer Wellenlänge von 515 nm und einer optischen Effizienz von 51,6% (optische Anregung der Laserscheibe bei einer Pumpwellenlänge von 969 nm) sowie 46,0% (optische Anregung der Laserscheibe bei einer Pumpwellenlänge von 940 nm) demonstriert werden. Die maximale Leistungsdichte des oszillierenden Laserstrahls auf der Oberfläche des GWS betrug ca. 40 kW/cm^2 . Die Hochleistungstauglichkeit des GWS wurde zusätzlich anhand eines im Grundmode betriebenen resonatorinternen frequenzverdoppelnden Scheibenlasers bestätigt. Hierbei wurde eine maximale Ausgangsleistung von 419 W bei einer Wellenlänge von 515 nm und einer optischen Effizienz von 45,4% (optische Anregung der Laserscheibe bei einer Pumpwellenlänge von 969 nm) erreicht. Die gemessene Beugungsmaßzahl des erzeugten Laserstrahls betrug bei maximaler Ausgangsleistung $M^2 < 1,36$. Der eingesetzte GWS blieb trotz einer Leistungsdichte von bis zu 60 kW/cm^2 unbeschädigt.

In einem weiteren Experiment konnte die Erzeugung radial polarisierter Laserstrahlung mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich anhand eines in den Resonator integrierten GWS demonstriert werden. Dazu wurde eine neue Generation von GWS auf Basis der Kopplung eines einfallenden Strahls an verlustbehaftete Wellenleitermoden entwickelt, welche sich durch eine hohe spektrale Bandbreite der Separation der Reflektivität für TE- und TM-polarisierte Strahlung ($\geq 20\%$) von über 70 nm auszeichnet. Bei einer Wellenlänge von 1030 nm betrug der Unterschied der Reflektivität des GWS für einen TM- und TE-polarisierten Strahl ca. 45%, wobei eine Reflektivität für TM-polarisierte Strahlung von $(99,8 \pm 0,2)\%$ gemessen wurde. Der Durchmesser der Gitterstruktur betrug 16 mm. Integriert in einen cw-betriebenen Scheibenlaserresonator wurde ein radial polarisierter Laserstrahl mit einer maximalen Ausgangsleistung von 980 W erzeugt. Der optische Wirkungsgrad des Lasers betrug bei maximaler Ausgangsleistung 50,5%. Für den demonstrierten Leistungsbereich betrug der Polarisationsgrad des erzeugten radial polarisierten Laserstrahls durchgehend $> 95\%$. In Bezug auf den Stand der Technik zum Zeitpunkt dieser Arbeit konnte die demonstrierbare Ausgangsleistung um einen Faktor von ca. 3,5 gesteigert werden.

Im dritten Experiment wurde ein GWS zur resonatorinternen Strahlgestabilisierung im Scheibenlaser eingesetzt. Dabei konnten die optischen Auswirkungen von Wellenfrontstörungen, welche aufgrund thermisch induzierter Konvektion an der ungekühlten Frontseite des Laserkristalls auftreten und die maximal erreichbare Ausgangsleistung eines im Grundmode betriebenen Scheibenlasers üblicherweise limitieren, effizient kompensiert werden. Die passive Strahlgestabilisierung wird in Littrow-Konfiguration erreicht, sofern die Gitterlinien senkrecht zur Richtung

der auftretenden Konvektion orientiert werden. In dieser Orientierung bewirkt eine Verkippung des oszillierenden Strahls durch die auftretende Konvektion an der Laserscheibe, dass sich der Einfallswinkel auf dem GWS ändert. Dies hat zur Folge, dass der Laser spektral auf die Wellenlänge ausweicht, welche durch die Littrow-Bedingung bei geändertem Einfallswinkel vorgegeben wird und gleichzeitig die größte Verstärkung erfährt. Dieser passive Effekt bewirkt, dass die geometrische Lage des oszillierenden Laserstrahls auf dem optisch angeregten Bereich des Laserkristalls stabilisiert wird. Verglichen mit einem Referenzexperiment ohne passive Strahl-lagestabilisierung konnte in den durchgeführten Experimenten durch Integration des GWS in den Resonator die Ausgangsleistung eines im Grundmode betriebenen Scheibenlasers mehr als verdreifacht (optische Anregung der Laserscheibe bei einer Pumpwellenlänge von 969 nm), bzw. mehr als verdoppelt (optische Anregung der Laserscheibe bei einer Pumpwellenlänge von 940 nm) werden. Sowohl die Strahl-lagestabilität als auch die Langzeitstabilität der Ausgangsleistung des Lasers ließen sich durch den resonatorinternen Einsatz des GWS verbessern.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass durch Integration von Gitterwellenleiterspiegeln in Scheibenlaserresonatoren effizient Strahlformung betrieben werden kann. Da trotz resonatorinterner Leistungen im mehrstelligen kW-Bereich die Zerstörschwelle der Komponenten nicht erreicht wurde und keine störende thermo-optische Effekte auftraten, konnte die Hochleistungstauglichkeit dieser Elemente erfolgreich bestätigt werden.

Extended Abstract

Many industrial applications benefit from the use of laser beams with specified temporal and spatial properties. Although the technology of *laser beam shaping* is mainly associated with controlling the intensity and phase profile of the output of a laser, it can further contain stabilization and control of the oscillating polarization and spectral composition. In many cases, beam shaping components are implemented outside the laser resonator. Alternatively, shaping the beam inside the cavity can be more desirable than reshaping outside the cavity due to the introduction of additional external losses and adjustment problems. More elements are required outside the cavity which leads to additional costs and larger physical systems. Furthermore, intra-cavity beam shaping offers the possibility to generate laser beams with tailored properties at high extraction efficiencies. However, state-of-the-art intra-cavity beam shaping elements for the stabilization and selection of the oscillating wavelength and polarization (e.g. Brewster plates, thin-film polarizers or etalons) suffer from thermally-induced effects, high complexity or low damage threshold and introduce additional losses in transmission or reflection. Therefore, alternative approaches with high-power suitable components for intra-cavity laser beam shaping are of great interest in a number of industrial and scientific areas.

Within this work a high-power suitable approach based on grating waveguide mirrors (GWM) was investigated for the intra-cavity stabilization and selection of the oscillating polarization and wavelength. Such GWMs consist of a combination of dielectric layers and sub-wavelength diffraction grating structures. Its principle is based on the resonant reflection, resonant diffraction or leaky-mode excitation effect. Used as folding mirror, output coupler or end-mirror inside a laser cavity, it provides unique features to efficiently stabilize the polarization state, the spectral bandwidth and the wavelength of the laser emission. Different kinds of GWMs have been investigated. Integrated into high-power thin-disk laser setups, the high-power suitability of the GWMs was studied within three different experimental investigations.

The first chapter describes the application of GWMs for the generation of continuous-wave, intra-cavity frequency-doubled laser radiation in thin-disk lasers. Output powers of up to 1.1 kW (multi-mode operation, M^2 approx. 20) at a wavelength of 515

nm were achieved at an unprecedented optical efficiency of 51.6% (pumped at 969 nm) and 46.2% (pumped at 940 nm) with respect to the pumping power of the thin-disk laser. In fundamental-mode operation, an output power of 419 W was achieved when pumping at a wavelength of 969 nm with an overall optical efficiency of 45.5%. In this latter case, the beam quality factor was measured to be $M^2 < 1.36$. In order to scale the output and the efficiency of intra-cavity frequency-doubled continuous-wave thin-disk lasers, grating waveguide mirrors were used for the stabilization of the wavelength, for spectral narrowing as well as for the polarization selection, respectively, which is necessary for a stable and efficient second-harmonic generation. The GWM was operated in Littrow configuration and exhibited diffraction efficiencies exceeding 99.8%. The presented laser setup benefits from the advantage of a GWM combining both features (wavelength and polarization selection) in one single reflective device (as compared to the use of conventional intra-cavity elements) and therefore reducing both round-trip losses as well as thermally induced effects.

In addition to the influence of the wavelength of the laser, an optimized polarization distribution further improves the absorption of the laser radiation in material processing and therefore significantly influences the overall process efficiency. In the past decade, a variety of scientific groups demonstrated applications for radially or azimuthally polarized laser beams in laser material processing. As compared to other polarization states, beneficial properties of radial polarization for cutting metal sheets were predicted. Experimental investigations indicate additional benefits for further material processing applications such as drilling and deep-penetration welding, which have been demonstrated to lead to an increase of process efficiency and quality by using such a polarization state. To address these applications the generation of kW-class, continuous-wave, radially polarized laser radiation in an Yb:LuAG thin-disk laser was investigated. Output powers of up to 980 W were achieved with an optical efficiency of 50.5% with respect to the incident pump power of the TDL. The degree of radial polarization was measured to be 95.5% at maximum output power. This was achieved by the integration of a new generation of broadband, large-area GWM with an unprecedented high polarization discrimination of approx. 45% at a wavelength of 1030 nm as the end-mirror in the TDL resonator. The GWM is based on the leaky-mode coupling mechanism, which allows sufficient reduction of the reflectivity for radiation of a given polarization state (radial or azimuthal).

The third chapter describes a passive beam stabilization approach based on GWMs to compensate for the alignment instability caused by air convection in a thin-disk laser. In general, wavefront distortions caused by the convection of heated ambient

air in front of the laser crystal induce severe pump-power-dependent misalignment in laser resonators. This effect is particularly pronounced in fundamental mode operation and limits the output power when no realignment of the resonator is possible during operation. While the spherical contribution, the actual *thermal lens*, of the thermal distortions induced in the laser crystal can be compensated for, e.g. by using deformable mirrors or can be taken into account by the resonator design to a certain degree, thermally induced wavefront distortions caused by the convection of the ambient air or gas in front of the heated disk surface are severely limiting factors. In this thesis, a new approach to passively compensate for this misalignment instability by exploiting the spectral dispersion of a highly efficient grating-waveguide mirror used as a cavity end-mirror in Littrow-configuration is presented. By means of such a compensation scheme, it was possible to almost triple the achievable output power of a fundamental mode thin-disk laser pumped at wavelengths of 969 nm or 940 nm, respectively, when compared to the setup without this means of compensation. The stability of output power and beam pointing were significantly increased by means of the GWS.

In summary, the GWMs presented in this thesis have proven suitable in high-power laser systems thanks to the high optical performance, low complexity of integration in laser cavities and high damage threshold. The presented elements offer a cost-effective and above all powerful solution for the application of intra-cavity laser beam shaping. The findings are used as a basis for commercialization of the components and further research activities.

1 Einleitung

„Photonische Technologien sind längst unkämpfter Wettbewerbsfaktor – und dennoch stehen wir erst am Anfang dieser Jahrhunderttechnologie.“

Agenda Photonik 2020, Bundesministerium für Bildung und Forschung

1.1 Motivation und Ziel

Der Einsatz von leistungsstarken Laserquellen, „das Werkzeug Licht“, hat in der industriellen Fertigung dazu geführt, dass Verfahren automatisiert und flexibilisiert, sowie die Qualität und Effizienz der zugehörigen Prozesse enorm gesteigert werden konnten. Während über viele Jahre eine reine Maximierung der verfügbaren Ausgangsleistung der eingesetzten Laserstrahlquellen im Fokus von Forschung und Entwicklung stand, gewinnt die gezielte Änderung und Anpassung der Eigenschaften des Laserstrahls, die sogenannte *Strahlformung*, zunehmend an Bedeutung. Oftmals wird der Begriff Strahlformung eines Laserstrahls ausschließlich mit der Formung der Intensitätsverteilung oder einer Anpassung der Fokussiereigenschaften an einen anschließenden Prozess assoziiert. Dabei kann die Strahlformung auch eine Veränderung der spektralen Zusammensetzung oder eine Optimierung der Polarisationsverteilung des Laserstrahls umfassen. Um eine hohe Effizienz des Strahlformungsprozesses zu erreichen oder gewisse Strahleigenschaften überhaupt erst zu ermöglichen, kann die Manipulation der Eigenschaften des Laserstrahls bereits innerhalb der Laserquelle bzw. des Laserresonators vorgenommen werden.

So sei aktuell auf die zunehmende Bedeutung der Elektromobilität, der erneuerbare Energien sowie innovativer Speichersysteme verwiesen, welche auch die Entwicklung neuer Laserbearbeitungsverfahren in Bezug auf die eingesetzten Werkstoffe antreibt. Als hervorragender Wärme- und Stromleiter findet hier vor allem der Werkstoff *Kupfer* vielseitige Verwendung. Dieser Werkstoff lässt sich jedoch aufgrund seiner thermischen und optischen Eigenschaften nicht ohne weiteres mit industriell etablierten Strahlquellen, wie sie beispielsweise beim Bearbeiten von Stahl- oder Aluminiumbauteilen eingesetzt werden, kosteneffizient bearbeiten. Dies liegt zum

einen an der geringen Absorption von Kupfer im infraroten Spektralbereich, welche bei Raumtemperatur und senkrechtem Einfall nur bei ca. 5% liegt [1]. Die damit einhergehenden Rückreflexe der Laserstrahlung können, bei unzureichenden Sicherheitsvorkehrungen seitens der Strahlquelle, zu einer Schädigung der Systemtechnik oder des Laserresonators führen. Ein stark unterschiedlicher Absorptionsgrad beim Übergang von fester zu schmelzflüssiger Phase macht den Schmelzprozess außerdem schwer kontrollierbar [2]. Zum anderen erhöht die hohe Wärmeleitfähigkeit des Materials die zum Erreichen der Prozesstemperatur notwendige Laserleistung. Für einen schnellen und wirtschaftlichen Bearbeitungsprozess führt dies folglich zu hohen Anschaffungskosten der leistungsstarken Strahlquelle.

Eine Reduktion der notwendigen Laserleistung bei gleichzeitig höherer Prozesskontrolle wird dagegen durch den Einsatz einer im grünen Spektralbereich (um ca. 515 nm) emittierenden Strahlquelle vorhergesagt [3, 4]. Der Absorptionsgrad von Kupfer beträgt hier bei gleichen Bedingungen ca. 35% und ist somit um den Faktor 7 höher. Die stabileren Absorptionsverhältnisse beim Phasenwechsel im Werkstoff wirken sich positiv auf die Prozessqualität und -wiederholbarkeit aus [5].

Auch für andere Forschungszweige, wie bspw. die Entwicklung neuer Titan-Saphir-Oszillatoren zur Erzeugung hochenergetischer ultra-kurzer Pulse (UKP) [6] oder die Erzeugung von Strahlung im Ultraviolett (UV) [7], sind Lasersysteme hoher Ausgangsleistung im grünen Spektralbereich von Interesse. Jedoch ist trotz der stetigen Weiterentwicklung anderer Laserarchitekturen, wie beispielsweise der Diodenlaser, die direkte Erzeugung grüner Strahlung mit mehreren hundert Watt Leistung und gleichzeitig hoher Strahlqualität nicht absehbar. In den allermeisten Anwendungen kommen daher Festkörperlaser zum Einsatz, welche Strahlung im infraroten (IR) Spektralbereich emittieren und deren erzeugte Strahlung (Fundamentalwelle) anschließend resonatorintern oder -extern frequenzverdoppelt wird. Für eine effiziente Erzeugung der (grünen) Strahlung muss die einfallende Fundamentalwelle spektral stabilisiert werden und lineare Polarisierung mit hohem Polarisationsgrad aufweisen. Dies wird üblicherweise durch weitere in den Laser integrierte optische Komponenten realisiert, welche jedoch aufgrund geringer Zerstörschwellen oder zusätzlich auftretender parasitärer optischer und thermischer Effekte die Skalierung dieser Laser limitieren. Um eine weitere Leistungsskalierung zu ermöglichen, wäre es wünschenswert, diese Elemente durch idealerweise eine oder mehrere hochleistungsgaunliche und verlustarme Komponenten ersetzen zu können.

Zusätzlich zum Einfluss der Wellenlänge des Laserstrahls kann eine optimierte Polarisationsverteilung den Absorptionsgrad im Werkstück erhöhen und somit den

Materialbearbeitungsprozess positiv beeinflussen. Theoretische und experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, dass sich die Prozesseffizienz beispielsweise beim Bohren, Schneiden und Tiefschweißen gegenüber der Anwendung konventioneller Polarisationsformen (unpolarisiert, linear oder zirkular polarisiert) durch eine axial-symmetrische, d.h. radial- bzw. azimuthal-orientierte, Polarisationsverteilung steigern lässt [8–11]. Neben der Lasermaterialbearbeitung haben sich in den letzten Jahren außerdem noch weitere Anwendungsgebiete ergeben, in denen Laserstrahlen mit genannter Polarisationsverteilung vorteilhaft eingesetzt werden können [12–16]. Gängige Verfahren zur Erzeugung solcher Polarisationszustände leiden jedoch oftmals an unerwünschten thermo-optischen Effekten, geringen Zerstörschwellen oder hohen Verlusten. Während für den resonatorexternen Einsatz bereits Komponenten entwickelt worden sind, mit denen sich solch Strahlung im kW-Bereich erzeugen lässt, so konnte noch kein Ansatz zur resonatorinternen Erzeugung für diesen Leistungsbereich bei einer Wellenlänge von $1\ \mu\text{m}$ präsentiert werden.

Neben einer hohen Ausgangsleistung, einer angepassten spektralen Zusammensetzung oder einer optimierten Polarisationsverteilung des Laserstrahls sind auch gute Fokussiereigenschaften der Laserstrahlung für den Materialbearbeitungsprozess von Interesse. Beispielsweise können komplexe und feine Strukturen beim Laserbohren nur erzeugt werden, wenn sich der eingesetzte Laserstrahl auf sehr kleine Strahldurchmesser fokussieren lässt und gleichzeitig eine geringe Strahldivergenz aufweist. Bleibt die Wellenlänge und der Arbeitsabstand unverändert, so setzt dies einen Laserstrahl mit niedriger Beugungsmaßzahl voraus. An solchen Festkörperlasern hoher Brillanz wird intensiv geforscht und zu den größten Herausforderungen bei der Entwicklung dieser Strahlquellen gehören thermisch induzierte Effekte. Auch beim Scheibenlaser, welcher im Vergleich zu anderen Festkörperlasern durch das effektive Kühlkonzept des dünnen Laserkristalls deutlich reduzierte thermische Effekte aufweist [17], limitieren thermisch induzierte Wellenfrontstörungen die Ausgangsleistung von Systemen mit beugungsbegrenzter Strahlqualität ($M^2 < 1,3$) [18]. Während die thermisch induzierten Effekte innerhalb des Laserkristalls umfangreich theoretisch untersucht und Konzepte zur Reduzierung derer Auswirkungen vorgestellt worden sind, wird erst in jüngster Zeit der Einfluss von thermisch induzierten Wellenfrontstörungen aufgrund von Konvektion der umgebenden Atmosphäre, üblicherweise Luft, an der ungekühlten Oberfläche des laseraktiven Materials erkannt. Im Betrieb des Laserresonators kann die auftretende Konvektion eine arbeitspunktabhängige Dejustage des Resonators bewirken, beobachtbar durch eine pumpleistungsabhängige Verschiebung des oszillierenden Laserstrahls auf dem Laserkristall. Während im Multimodebetrieb die Zusammensetzung des

oszillierenden Modengemisches eine Verschiebung des oszillierenden Strahls teilweise ausgleichen kann, so führt im Grundmodebetrieb eine Verschiebung der Lasermode zur Reduzierung des Überlapps auf dem optisch angeregten Bereich und somit zur Reduzierung der Verstärkung des oszillierenden Strahls sowie zu Reabsorptionsverlusten im ungepumpten Bereich. Insgesamt limitiert dieser Effekt den Grundmodebetrieb von kommerziell verfügbaren Scheibenlasern auf Ausgangsleistungen im hundert-Watt Bereich.

Für die genannten Herausforderungen spielt folglich der übergreifende Begriff Strahlformung eine besondere Rolle. Dabei können mit Hilfe von eingebrachten optischen Elementen die Eigenschaften des Laserstrahls, sei es die spektrale Zusammensetzung oder die Polarisationsverteilung, gezielt verändert, angepasst und stabilisiert werden. Während die Strahlformung üblicherweise erst außerhalb des Laserresonators stattfindet, soll in dieser Arbeit auf Möglichkeiten zur resonatorinternen Erzeugung von Strahlung mit gezielt abgestimmten Eigenschaften eingegangen werden. Da auch diesbezüglich die Auswahl unterschiedlicher Ansätze in den letzten Jahren enorm gestiegen ist, kann diese Arbeit nur auf eine geringe Auswahl gängiger Komponenten eingehen. Diese Entwicklung unterstreicht jedoch das Interesse an hochleistungstauglichen strahlformenden Komponenten, zumal ein Großteil der verfügbaren Elemente an hohen Verlusten, geringen Zerstörschwellen oder unwirtschaftlicher Komplexität leiden.

Als besonders erfolgversprechend hat sich hierbei die Technologie der *Gitterwellenleiterspiegel* (GWS) hervorgetan, welche resonatorinterne Strahlformung selbst bei Leistungen im mehrstelligen kW-Bereich ohne nennenswerte thermisch induzierte Effekte, hoher optischer Effizienz und hoher Zerstörschwelle ermöglicht. Diese Komponenten bestehen zusammenfassend aus einer Kombination von Gitterstruktur und dielektrischem Schichtstapel und nutzen den Kopplungsmechanismus eines einfallenden elektromagnetischen Feldes an Moden in den durch den Schichtstapel gebildeten planaren Wellenleiter. Dabei ist der Kopplungseffekt, je nach Auslenkungsform der Gitterwellenleiterstruktur, abhängig von der Wellenlänge, dem Einfallswinkel und der Polarisationsrichtung des einfallenden Feldes. Über die Kopplung an die Wellenleitermoden können gezielt Eigenschaften des oszillierenden Laserstrahls manipuliert und folglich resonatorintern Strahlformung betrieben werden.

Zusammenfassend soll in dieser Arbeit untersucht werden, inwiefern sich Gitterwellenleiterspiegel als resonatorintern eingesetzte optische Komponenten zur Strahlformung in Hochleistungsscheibenlasern eignen. Anhand ausgewählter und zu Be-

ginn dieses Abschnitts bereits angeschnittener Anwendungsgebiete wurden unterschiedliche Experimente durchgeführt, deren Ergebnisse in dieser Arbeit diskutiert und auf Basis dessen die Vor- und Nachteile dieser Technologie für den Hochleistungslaserbetrieb herausgearbeitet werden sollen.

1.2 Struktur der Arbeit

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die experimentelle Demonstration der Einsatzfähigkeit von Gitterwellenleiterspiegeln als resonatorintern eingesetzte optische Komponente zur Strahlformung und -stabilisierung in Hochleistungsscheibenlasern. Nach einer kurzen Übersicht etablierter Methoden und Komponenten zur resonatorinternen Formung der spektralen Zusammensetzung und der Polarisation des Laserstrahls werden in Kap. 2 die zugrunde liegenden Mechanismen unterschiedlicher Typen von GWS erläutert. Anhand ausgewählter Experimente soll anschließend die Hochleistungstauglichkeit der vorgestellten GWS demonstriert werden. In Kap. 3 wird untersucht, inwiefern sich GWS für eine Stabilisierung der notwendigen Phasen Anpassung eines resonatorinternen Frequenzverdopplungsprozesses einsetzen lassen. In Kap. 4 werden GWS vorgestellt, mit denen sich resonatorintern Laserstrahlen mit zylinder symmetrischer, d.h. radial- bzw. azimuthal-orientierter, Polarisationsverteilung mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich erzeugen lassen. Schließlich wird in Kap. 5 auf thermisch induzierte Effekte eingegangen, welche weiterhin zu den größten Herausforderungen bei der Entwicklung von Festkörperlasern hoher Brillanz gehören. Dabei liegt der Schwerpunkt auf den optischen Auswirkungen thermisch induzierter Konvektion an der ungekühlten Seite der Laserscheibe. Darauf aufbauend wird ein neuartiges Konzept zur passiven Strahlgestabilisierung präsentiert, welches die Effekte eines in den Laserresonator integrierten GWS ausnutzt und die Skalierung hoch-brillanter Festkörperlaser ermöglicht. Schließlich werden die Ergebnisse in Kap. 6 zusammengefasst.

2 Optische Elemente zur Strahlformung in Hochleistungsscheibenlasern

Das folgende Kapitel soll einen Überblick über gängige resonatorinterne Strahlformungstechniken und -komponenten im Scheibenlaser geben. Hierbei bezieht sich der Begriff Strahlformung schwerpunktmäßig auf die resonatorinterne Selektion einer gewünschten Polarisation oder der spektralen Filterung und Stabilisierung. Bezüglich der resonatorinternen Formung der Modenzusammensetzung oder des Intensitätsprofils des Laserstrahls sei an dieser Stelle an weiterführende Literatur verwiesen [18, 19]. Anschließend wird das Konzept des Gitterwellenleiterspiegels vorgestellt.

2.1 Stabilisierung und Selektion der Wellenlänge und der Polarisation im Scheibenlaser

Gängige Komponenten zur resonatorinternen Filterung und Stabilisierung der Spektralanteile eines oszillierenden Laserstrahls sind sog. *Etalons* (auch Fabry-Perot Etalon genannt) und *doppelbrechende Filter* (engl.: *birefringent filters*). Bei einem Etalon handelt es sich um eine in Transmission eingebrachte Komponente mit zwei plan-parallel ausgerichteten Oberflächen, wobei zwischen den Oberflächen ein Material (engl.: *solid etalon*) oder Luft (engl.: *air-spaced etalon*) vorzufinden ist. Die Interferenz zwischen den reflektierten Anteilen eines einfallenden Strahls an den Oberflächen des Etalons führt zu einer periodischen Variation der Transmission in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Wird das Etalon in den Resonator eingebracht, so erzeugt die spektrale Modulation der Transmission zu spektral abhängigen Verlusten und folglich zu einer Filterung der Frequenzen des oszillierenden Laserstrahls. Nähere Details zur Auslegung dieser Komponenten findet sich bspw. in [20, 21].

Bei einem doppelbrechenden Filter werden hingegen optisch anisotrope Materialien (bspw. Quarz) eingesetzt. Auch hier führen Interferenzeffekte zu einer periodischen Variation der Transmission in Abhängigkeit von der Wellenlänge [22]. Bei einer

festen Plattendicke ergeben sich bestimmte Wellenlängen, für die die Phasendifferenz von ordentlichem und außerordentlichem Strahl einem ganzzahligen Vielfachen der Wellenlänge entspricht. Werden zusätzlich noch Polarisationsfilter an den doppelbrechenden Filter angebracht, spricht man von einem *Lyot*-Filter [23]. Da die Filterwirkung einer einzelnen doppelbrechenden Platte im Allgemeinen nicht ausreicht, um die Linienbreite eines Lasers genügend einzuengen, werden oftmals hintereinander geschaltete Mehrfachfilter eingesetzt. Wird der Einfallswinkel auf das Etalon oder den doppelbrechenden Filter verändert, so lässt sich die Frequenz der oszillierenden Laserstrahlung durchstimmen.

Zur Stabilisierung und Selektion der Polarisation des Laserstrahls können die genannten Komponenten im *Brewster*-Winkel angeordnet werden. Dabei erfahren die senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Anteile der Strahlung eine höhere Reflexion an der Grenzfläche des Mediums, wodurch im resonatorinternen Betrieb für die entsprechende Strahlung Verluste entstehen. Ein entscheidender Nachteil der genannten Komponenten besteht darin, dass im Hochleistungslaserbetrieb bereits geringe Streu- und Absorptionsverluste an den Grenzflächen oder im Material zu thermisch induzierten Wellenfrontfehlern führen können. So kann der sphärische Anteil der durch die in Transmission eingesetzten Komponente induzierten Wellenfrontstörung, die sog. *thermische Linse*, zu einer Degradierung der Qualität des oszillierenden Strahls und dem Verlassen des Stabilitätsbereichs des Resonators führen. Asphärische Wellenfrontfehler führen hauptsächlich zu Beugungsverlusten im Resonator. Außerdem reagieren die Komponenten sehr empfindlich auf Dejustage (bspw. thermisch induziert), welche zu einer Degradierung des Polarisationsgrades oder zu einer Veränderung des Spektrums des erzeugten Strahls und zu höheren Verlusten an den Komponenten führen kann. Gerade in Festkörperlasern hoher Ausgangsleistung, bei denen die resonatorinterne Leistung im mehrstelligen kW-Bereich liegen kann, limitieren diese Effekte häufig den Einsatzbereich dieser Komponenten.

Bei niedrigeren Ausgangsleistungen (< 50 W) konnten mit diesen Komponenten trotz der genannten Effekte bereits Scheibenlasersysteme mit einer einzelnen oszillierenden Longitudinalmode (engl. *single-frequency-operation*) demonstriert werden. So wurde in [24] ein Yb:YAG-basierter Scheibenlaser im Einfrequenzbetrieb präsentiert, wobei der Laser anhand der Integration eines Etalons und eines doppelbrechenden Filters in den Resonator über einen Wellenlängenbereich von 1020 nm bis 1055 nm durchstimmbar war. In [25] wird ein Scheibenlaser mit einer maximalen Ausgangsleistung von 30 W bei einer Wellenlänge von 1030 nm im Einfrequenzbetrieb vorgestellt. Auch kamen die genannten Komponenten in Scheibenla-

sersystemen zum Einsatz, in welchen andere Kristallmaterialien mit hoher Verstärkungsbandbreite eingesetzt wurden, um einen größeren Durchstimmbarkeitsbereich des Lasers zu realisieren [26]. Auch bei der resonatorinternen Frequenzverdopplung kamen diese Elemente zum Einsatz (kein Einfrequenzbetrieb), sowohl im gütegeschalteten [27] sowie im Dauerstrichbetrieb [28]. Dabei wurde die weitere Skalierung der erreichbaren Ausgangsleistung durch thermisch induzierten Effekte in den eingesetzten Komponenten verhindert.

Soll ausschließlich die Polarisation des oszillierenden Strahls stabilisiert werden, so finden *Dünnschichtpolarisatoren* (engl.: *thin-film polarizers*, kurz TFPs) Anwendung. Dabei führen Interferenzeffekte innerhalb eines auf der Oberfläche eines Trägermaterials aufgetragenen dielektrischen Schichtstapels zu einer polarisationsabhängigen Reflektion- bzw. Transmission des oszillierenden Strahls [29].

Auch diffraktive Optiken [30, 31] und dielektrische Filterelemente [32] haben in den letzten Jahren Einzug in den Bereich der Hochleistungslaser gefunden. In Diodenlasersystemen werden diese Komponenten u.a. zur spektralen Stabilisierung und zur Leistungsskalierung integriert. Während die genannten Veröffentlichungen durch die vergleichsweise schlechte Strahlqualität des erzeugten Laserstrahls limitiert sind, so konnte anhand der *dense wavelength multiplexing*-Technologie bereits ein Diodenlasersystem mit einer Ausgangsleistung von bis zu 2 kW und einem Strahl-Parameter-Produkt (SPP) von 5 mm-mrad demonstriert werden [33]. Dabei werden die Strahlen der bei unterschiedlichen Wellenlängen emittierenden Einzelmitter über das diffraktive Element (ähnlich der Wirkung eines optischen Prismas) in die gleiche Ausbreitungsrichtung gelenkt und überlagert. Anschließend konnte die erreichbare Ausgangsleistung über eine Kopplung zweier unterschiedliche polarisierter Strahlen noch verdoppelt werden. Trotz der hohen Herstellungsqualität verursachen diffraktive und dielektrische Komponenten noch immer hohe Verluste und müssen aktiv gekühlt sowie bei voller Laserleistung justiert werden. Diese Elemente kamen bisher nicht innerhalb eines Scheibenlaserresonators zum Einsatz.

2.2 Gitterwellenleiterspiegel

Ein alternativer Ansatz zur resonatorinternen Polarisationsformung und Wellenlängenselektion basiert auf der Integration eines *Gitterwellenleiterspiegels*, kurz GWS (engl. *grating waveguide mirror* oder *grating waveguide structure*). Diese GWS bestehen aus einer Kombination von *sub- λ -Beugungsgitter* (d.h. Beugungsgitter mit

Gitterperioden kleiner als die Wellenlänge λ des einfallenden Strahls) und dielektrischem Schichtstapel und nutzen den Kopplungsmechanismus eines einfallenden elektromagnetischen Feldes an Moden in der durch den Schichtstapel gebildete planare *Wellenleiterstruktur*. Dabei ist der Kopplungseffekt, je nach Auslegungsform der Gitterwellenleiterstruktur, abhängig von der Wellenlänge, dem Einfallswinkel und der Polarisationsrichtung des einfallenden Feldes. Über die Kopplung an die Wellenleitermoden können gezielt Eigenschaften des oszillierenden Laserstrahls beeinflusst und folglich resonatorintern Strahlformung betrieben werden.

Grundlegende Erkenntnisse auf dem Gebiet der optischen Wellenleiter (bestehend aus einzelnen oder mehreren Schichten) in Kombination mit sub- λ -Beugungsgittern (auf der Oberfläche des Schichtsystems oder innerhalb der Wellenleiterschichten) wurden von Sychugov et al. [34–37], Vincent et al. [38], und Popov et al. [39] erarbeitet und führten zu einem tiefen phänomenologischen und theoretischen Verständnis der physikalischen Grundlagen der beschriebenen Strukturen. Zusammenfassend beschreiben diese Arbeiten, dass unter gewissen Randbedingungen (Wahl der Polarisation, der Wellenlänge und des Einfallswinkels) Resonanzphänomene zwischen dem einfallendem Strahl, den reflektierten, gebeugten oder transmittierten Anteile des Strahls sowie der auftretenden Wellenleitermoden eintreten können. Diese im GWS auftretenden Resonanzphänomene sind besonders für eine Anwendung im Laser interessant und können genutzt werden, um die Eigenschaften (Polarisation, Wellenlänge und spektrale Bandbreite) des Laserstrahls zu beeinflussen.

Die im GWS anregbaren Wellenleitermoden können hierbei sowohl nur in einzelnen Lagen des Schichtstapels auftreten oder sich über die gesamte Schichtstruktur erstrecken [40]. Bei den Moden im Wellenleiter wird zwischen *geführten* Moden (engl.: *guided modes*) und *verlustbehafteten* Moden (engl.: *leaky modes*) unterschieden [41]. Während eine geführte Wellenleitermode keine Verluste durch Reflektion an den Grenzschichten der Wellenleiterstruktur erfährt, nimmt die Feldstärke der verlustbehafteten Moden durch Reflektionsverluste an den Grenzschichten der Wellenleiterschicht kontinuierlich ab. Prinzipiell können beide Typen von Moden, je nach Gitter- und Wellenleitergeometrie, durch Einkopplung des einfallenden Strahls über die Gitterstruktur im Wellenleiter angeregt werden [42]. Eine theoretische Untersuchung der Einkoppelbedingung, welche zur Anregung der unterscheidbaren Moden führt, wurde bspw. in [41] durchgeführt.

Im folgenden wird ein kurzer Überblick über den Aufbau und die Funktionsweise unterschiedlicher GWS gegeben. Die GWS sollen in dieser Arbeit nach ihren physikalischen Wirkprinzipien zwischen *resonant reflektierender* (engl.: *resonant*

reflective), *resonant beugender* (engl.: *resonant diffractive*) und GWS auf Basis der Anregung *verlustbehafteter Moden* (engl.: *leaky modes*) unterschieden werden. Eine schematische Darstellung der Schichtaufbauten der unterschiedlichen GWS-Typen findet sich in Abb. 2.1. Die theoretische Beschreibung der Kopplungsmechanismen des einfallenden Feldes in die Wellenleiterstruktur findet sich ausführlich in [41] und soll nicht weiter Gegenstand dieser Arbeit sein. Es sei außerdem auf die zahlreichen von Abdou Ahmed et al. [43] und Rumpel et al. [20, 41] durchgeführten Designstudien, Fertigungsanalysen und Experimente auf diesem Themengebiet hingewiesen, welche die Grundsteine dieser und vieler weiterer Arbeiten am IFSW gelegt haben.

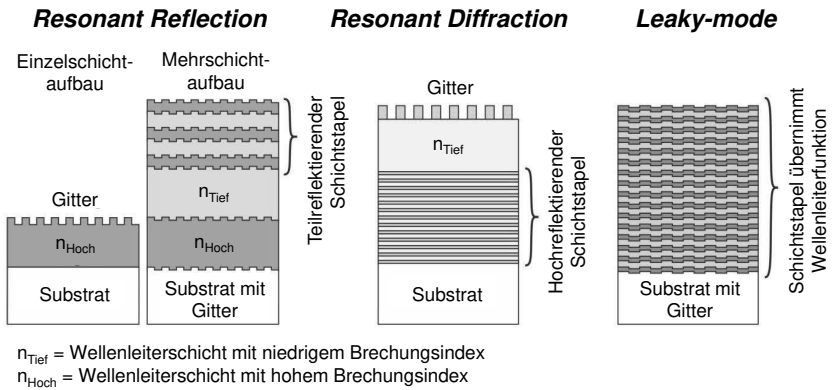


Abbildung 2.1: Darstellung unterschiedlicher Typen von GWS in Anlehnung an die in [41] getroffenen Unterscheidungsmerkmale.

2.2.1 Resonant-Reflection GWS

Ein Gitterwellenleiterspiegel auf Basis des *resonant-reflection* Phänomens (resonante Reflektion, kurz: RR-GWS) zeichnet sich durch eine spektral schmalbandige Resonanz der Reflektivität in Abhängigkeit der Polarisierung und des Einfallswinkels eines einfallenden Feldes in Bezug zur Orientierung der Gitterlinien aus [44, 45]. Dabei wird der Resonanzeffekt durch vollständige destruktive Interferenz des transmittierten Anteils der einfallenden Strahlung und der über das Gitter eingekoppelten und geführten Mode im Wellenleiter hervorgerufen [20, 46]. Gemäß Theorie (ebene Welle, unendlich ausgedehnter Wellenleiter) kann durch den auftretenden Resonanzeffekt eine 100%-ige Reflektion der gewünschten Polarisierung eines einfall-

lenden Feldes erreicht werden, während die senkrecht hierzu orientierte Polarisation diesen Resonanzeffekt ohne spezielle Designoptimierung nicht erfährt und (zumindest teilweise) durch den RR-GWS transmittiert.

RR-GWS zeichnen sich durch einen verhältnismäßig einfachen Schichtaufbau aus, siehe Abb. 2.1. So kann der Resonanzeffekt bereits mit nur einer Wellenleiterschicht, auf welcher eine Gitterstruktur aufgebracht wird, erzeugt werden [47]. Weiterhin kann der Resonanzeffekt sowohl unter Normaleinfall des Feldes (Einfallswinkel = 0°) [47] oder unter einem Einfallswinkel $> 0^\circ$ auftreten [46, 48]. In Abb. 2.2 ist der schematische Aufbau eines RR-GWS mit einer einzelnen Wellenleiterschicht dargestellt. In Abb. 2.3 ist exemplarisch die errechnete Reflektivität eines RR-GWS aus [46] für einen TE- (E-Feldanteil parallel der Gitterlinien) und TM-polarisierten (E-Feldanteil senkrecht der Gitterlinien) Strahl abgebildet. Aufgrund des Resonanzeffektes erfährt ein TE-polarisierter Strahl bei einer Wellenlänge von 1030 nm eine nahezu vollständige Reflektion am RR-GWS. Wird der RR-GWS innerhalb eines Laserresonators integriert, erfährt die „unerwünschte“ TM-polarisierte Strahlung pro Umlauf höhere Verluste am GWS als die TE-polarisierte Strahlung.

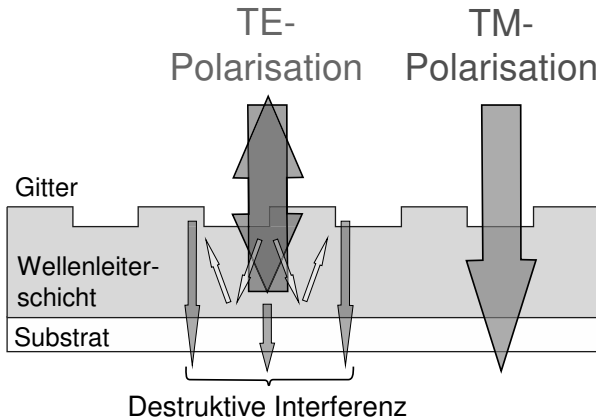


Abbildung 2.2: Aufbau eines RR-GWS bestehend aus einer einzelnen Wellenleiterschicht.

Aufgrund der spektralen Abhängigkeit der Reflektion des RR-GWS eignet sich diese Komponente auch zur resonatorinternen spektralen Filterung. Da die spektrale Position der Resonanz der Reflektivität vom Einfallswinkel abhängt und sich diese durch ein Ändern des Einfallswinkels verschieben lässt, kann der Laser im Falle

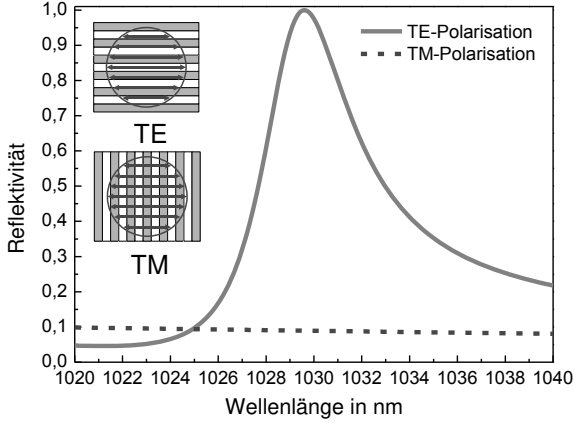


Abbildung 2.3: Berechnete Reflektivität eines RR-GWS aus [46] für einen TE- und einen TM-polarisierten Strahl.

einer resonatorinternen Anwendung des RR-GWS spektral durchgestimmt werden. Die Bandbreite der Resonanz (d.h. die Güte der Filterung) verändert sich durch Ändern des Einfallswinkels nur geringfügig [46].

Allerdings leidet der RR-GWS unter einigen technologisch bedingten Nachteilen. So ist der Resonanzeffekt der Reflektivität sehr sensitiv auf herstellungsbedingte Abweichungen der Gitterstruktur und des Schichtstapels. Dabei ergibt sich die spektrale Bandbreite $\Delta\lambda_{FWHM}$ des Resonanzeffekts der Reflektivität für solch eine Struktur nach

$$\Delta\lambda_{FWHM} = \frac{\Lambda\lambda}{4\pi L_c}, \quad (2.1)$$

wobei Λ für die Gitterperiode, λ für die Wellenlänge und L_c für die Propagationslänge des Feldes im Wellenleiter steht [35]. Übliche Herstellungsschwankungen von Schichtdicke oder Brechungsindex der eingesetzten Materialien von ca. 1% und eine Variation von Gittertiefe bzw. Duty-Cycle von ca. 5% - 10% können bereits zu einer kritischen Verschiebung der spektralen Resonanz führen. Die Strukturparameter müssen für einen optimalen Effekt folglich hochpräzise erreicht werden. Außerdem führt die Feldakkumulation der angeregten Mode im Wellenleiter aufgrund der unvermeidbaren Restabsorption zu einem hohen Anteil an in Wärme

umgesetzter Leistung in den Wellenleiterschichten (Restabsorption des Materials). Untersuchungen haben gezeigt, dass RR-GWS bereits bei Bestrahlung mit geringer Leistung thermisch bedingte Zerstörschwellen erreichen können [46].

Sowohl der Einfluss der Strukturparameter auf den Resonanzeffekt als auch das thermische Verhalten des RR-GWS aufgrund der Feldakkumulation lassen sich verbessern, indem der RR-GWS unter großem Einfallswinkel betrieben und die Anzahl weiterer aufgebrachtener $\lambda/4$ -Schichten erhöht wird [46]. Um den Resonanzeffekt aufrecht zu erhalten müssen die zusätzlich aufgebrachtene Schichten jedoch durch eine Pufferschicht von der Wellenleiterschicht abgegrenzt werden, was die Komplexität der Struktur erhöht. Außerdem erhöhen die zusätzlichen Schichten die spektrale Bandbreite des Resonanzeffektes und reduzieren folglich den Effekt der spektralen Filterung in einer resonatorinternen Anwendung [46].

Der resonatorinterne Einsatz von RR-GWS fand bisher fast ausschließlich Anwendung in Lasersystemen mit geringen Ausgangsleistungen von < 10 W und dementsprechend geringen resonatorinternen Leistungen [35, 49, 50]. Dennoch konnte anhand eines in den Resonator integrierten RR-GWS (bestehend aus 9 Schichten) bereits ein im Grundmode betriebener Scheibenlaser mit einer maximalen Ausgangsleistung von 119 W demonstriert werden [46]. Der optische Wirkungsgrad betrug hierbei 49%. Die spektrale Bandbreite des emittierten Strahls betrug 400 pm. Wurde die Anzahl der Schichten des GWS auf 5 Schichten reduziert, so konnte die spektrale Bandbreite des emittierten Laserstrahls auf 20 pm reduziert werden. Allerdings sank damit auch die Zerstörschwelle des Bauteils und es konnte nur eine maximale Ausgangsleistung von 70 W erreicht werden. Der Laser ließ sich über einen Wellenlängenbereich von $\lambda = 1012$ nm bis $\lambda = 1055$ nm kontinuierlich durchstimmen. Im Experiment konnte zusammenfassend festgestellt werden, dass sich die durch Absorption in der Wellenleiterschicht auftretenden Wärme durch Aufbringen weiterer $\lambda/4$ -Schichten effizient reduzieren lässt. Eine thermisch bedingte Zerstörschwelle wird folglich erst bei höheren resonatorinternen Leistungen erreicht. Jedoch nahm konsistenter Weise die spektrale Bandbreite des RR-GWS und somit die Anzahl oszillierender Frequenzen im erzeugten Strahl durch jede weitere zusätzlich aufgebrachte Schicht zu. Dieser notwendige Kompromiss schließt den RR-GWS für die resonatorinterne spektrale Strahlformung in einem Hochleistungsscheibenlaser (mit Ausgangsleistungen > 500 W) aus.

2.2.2 Resonant-Diffraction GWS

Bei einem Gitterwellenleiterspiegel auf Basis des *resonant-diffraction* Phänomens (resonante Beugung, kurz: RD-GWS) wird die Energie eines einfallenden Strahls zunächst in eine geführte Mode in der Wellenleiterstruktur übertragen. Der Resonanzeffekt wird durch destruktive Interferenz zwischen dem reflektierten Anteil der einfallenden Strahlung (0. Beugungsordnung) und der über die Gitterstruktur wieder ausgekoppelten Strahlung hervorgerufen. Unter Idealbedingungen (plane Welle, unendlich ausgedehnte Gitterstruktur) tritt durch den Interferenzeffekt keine (Fresnel-)Reflektion der einfallenden Strahlung an der Oberfläche des GWS auf. Stattdessen bewirkt die Phasenmodulation durch die Gitterstruktur eine Energieübertragung in eine der weiteren Beugungsordnungen des Gitters, beispielsweise der -1. Ordnung [51]. Unter Idealbedingungen kann hierbei eine polarisationsabhängige Beugungseffizienz von theoretisch 100% erreicht werden [52], während die „unerwünschte“, orthogonal dazu polarisierte Strahlung eine deutlich geringere Beugungseffizienz erfährt und größtenteils in die 0. Beugungsordnung (direkte Reflektion) gelenkt wird.

Ein RD-GWS besteht üblicherweise aus einem für die entsprechende Wellenlänge und den zugehörigen Einfallswinkel ausgelegten $\lambda/4$ -Schichtstapel, auf den zuoberst die Gitterstruktur aufgebracht wird, siehe Abb. 2.1. Trifft ein Strahl unter einem Winkel θ_i auf ein reflektierendes oder transmittierendes Gitter, so wird der Strahl in die unterschiedlichen Beugungsordnungen des Gitters gelenkt. Dabei kann der Winkel des gebeugten Strahls θ_m in Abhängigkeit der Beugungsordnung m , der Wellenlänge λ und der Gitterperiode Λ über die sog. *Gittergleichung*

$$\sin(\theta_m) = \sin(\theta_i) + \frac{m\lambda}{\Lambda} \quad (2.2)$$

berechnet werden. Erfährt der einfallende Strahl Beugung in seine ursprüngliche Ausbreitungsrichtung (Inversion der Ausbreitungsrichtung) nennt man diesen Spezialfall *Littrow-Konfiguration* [53]. Der zugehörige Littrow-Winkel θ_L , unter dem dieser Effekt auftritt, ist dabei ebenfalls von der Wellenlänge λ , der betrachteten Beugungsordnung m und der Gitterperiode Λ abhängig und ergibt sich nach Gl. 2.2 durch einsetzen von $\theta_i = \theta_m \equiv \theta_L$ zu

$$\theta_L = \sin^{-1} \left(\frac{m\lambda}{2\Lambda} \right). \quad (2.3)$$

Aufgrund der spektralen Abhängigkeit des Winkels der entsprechenden Beugungsordnungen des Gitters kann mit dem RD-GWS auch resonatorinterne Strahlformung und -stabilisierung der spektralen Zusammensetzung des Laserstrahls erreicht werden. Folglich kann ein RD-GWS in Littrow-Stellung beispielsweise als End- oder als Auskoppelspiegel in einen Resonator integriert werden. Diesbezüglich konnten bereits erste experimentelle Ergebnisse präsentiert werden, wobei ein RD-GWS in einen Yb:YAG-Scheibenlaserresonator integriert wurde [54]. Der im Grundmode betriebene Laser erzeugte hierbei einen Laserstrahl mit einer maximalen Ausgangsleistung von 110 W. Der oszillierende Strahl wurde durch den Einsatz des RD-GWS spektral gefiltert, wodurch die spektrale Halbwertsbreite des ausgekoppelten Strahls ca. 25 pm betrug. Der Polarisationsgrad des linear polarisierten Strahls betrug $> 99\%$. Außerdem konnte der Laser durch Ändern der Winkelstellung des RD-GWS von $\lambda = 1007$ nm bis $\lambda = 1053$ nm kontinuierlich durchgestimmt werden. Im Multimodebetrieb konnte außerdem ein Strahl mit einer Ausgangsleistung von bis zu 1,8 kW erzeugt werden, wobei die maximale Leistungsdichte auf dem RD-GWS 125 kW/cm^2 betrug. In Abb. 2.4 ist der schematische Aufbau eines RD-GWS in Littrow-Konfiguration dargestellt. In Abb. 2.5 ist exemplarische die errechnete Reflektivität des RD-GWS aus [54] für einen TE- und einen TM-polarisierten Strahl abgebildet. Während der TE-polarisierte Strahl nahezu verlustfrei in die -1. Beugungsordnung der Gitterstruktur gelenkt wird, wird die Oszillation der TM-polarisierten Anteile des Laserstrahls im Resonator durch die hohen Verluste am RD-GWS unterdrückt.

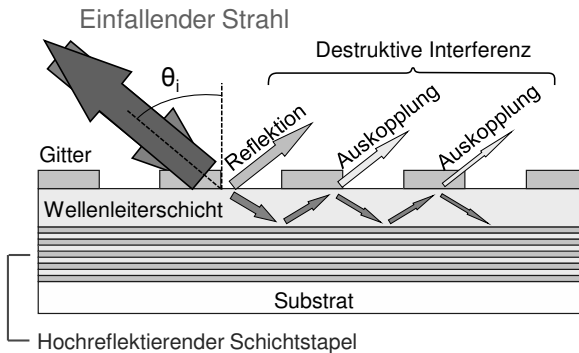


Abbildung 2.4: Aufbau eines RD-GWS in Littrow-Konfiguration.

Weitere Untersuchungen haben ergeben, dass, im Gegensatz zum RR-GWS, geringere Feldakkumulationen in den Wellenleiterschichten des RD-GWS auftreten.

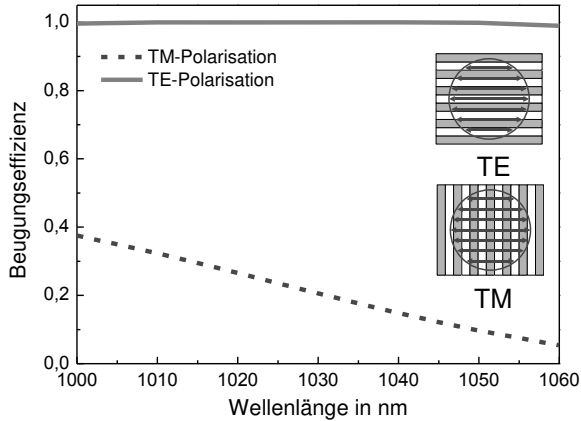


Abbildung 2.5: Berechnete Beugungseffizienz des RD-GWS aus [54] für einen TE- und TM-polarisierten Strahl.

Als Schlussfolgerung wurde als limitierender Faktor lediglich die Zerstörschwelle der verwendeten Beschichtungsmaterialien postuliert [55]. Allerdings führen weitere Effekte wie Unstetigkeiten oder Inhomogenitäten in der Gitterstruktur des GWS zu einer Senkung der theoretisch erreichbaren Zerstörschwelle [56]. Außerdem wurde herausgefunden, dass die Integration der Gitterstruktur in das Trägersubstrat und sukzessive Übertragung der Gitterstruktur mit jeder weiteren $\lambda/4$ -Schicht des gesamten Schichtstapels (sog. *multiple corrugated structure*) zu einer höheren Zerstörschwelle für Strahlung hoher Pulsenergie führen kann [57].

Außerhalb des Laserresonators haben sich RD-GWS außerdem als geeignete Komponenten zur zeitlichen Komprimierung und Verbreiterung von Laserpulsen mit hohen Pulsenergien durchgesetzt. Für diese Anwendung konnten RD-GWS demonstriert werden, welche für einen TE-polarisierten Strahl eine Beugungseffizienz von über 99,7% in der -1. Beugungsordnung bei $\lambda = 1060$ nm erreichen konnten [58]. Über einen Spektralbereich von $\lambda = 1025$ nm bis $\lambda = 1070$ nm betrug die Beugungseffizienz $> 99\%$. Die optische Effizienz des eingesetzten Pulscompressoraufbaus, in welchem der Laserstrahl vier Mal den RD-GWS passiert, betrug insgesamt ca. 96%. Weiterhin konnten innerhalb des von der Europäischen Union geförderten Projektes *HIPERDIAS* („High throughPut LasER processing of DIAMond and Silicon“, [59]) Pulscompressions-RD-GWS entwickelt werden, welche Beugungseffizienzen von $> 99\%$ über eine Gitterfläche von $40 \text{ mm} \cdot 35 \text{ mm}$ bei einer spektralen Bandbreite

von 20 nm um die Zentralwellenlänge von $\lambda = 1030$ nm erreichen konnten. Die Gesamtfläche des Gitters betrug $75 \text{ mm} \cdot 50 \text{ mm}$. Unter Verwendung von Einzelpulsen (sog. *1-on-1*-Experiment, [60]) konnte eine laserinduzierte Zerstörschwelle von $0,8 \text{ J/cm}^2$ festgestellt werden (Veröffentlichung geplant). Die Pulsdauer betrug 600 fs.

2.2.3 Leaky-Mode GWS

Bei Gitterwellenleiterspiegeln basierend auf der Kopplung an *leaky modes* (verlustbehaftete Moden, kurz: LM-GWS) wird, im Gegensatz zum RR-GWS oder RD-GWS, die Energie des einfallenden Strahls mit der unerwünschten Polarisation an verlustbehaftete (engl. *leaky*) Moden des Wellenleiters übertragen. Es kommt zu keinen Interferenzeffekten der eingekoppelten und reflektierten Anteile der Strahlung. Wird das LM-GWS resonatorintern integriert, erfährt der Strahlungsanteil, welcher in den Wellenleiter eingekoppelt wird, Verluste. Der Strahl mit senkrechter (gewünschter) Orientierung der Polarisation erfährt hingegen keine Einkopplung in den Wellenleiter und wird verlustfrei am HR-Schichtstapel reflektiert. Ohne die eingebrachte Gitterstruktur erhielte man einen für beide Polarisationsrichtungen hochreflektierenden Spiegel. LM-GWS werden üblicherweise unter senkrechtem Einfall betrieben. Die Anregung der Moden im Gitterwellenleiter kann aber prinzipiell auch für einen schrägen Einfallswinkel erfolgen [41]. In Abb. 2.6 ist der schematische Aufbau eines LM-GWS dargestellt.

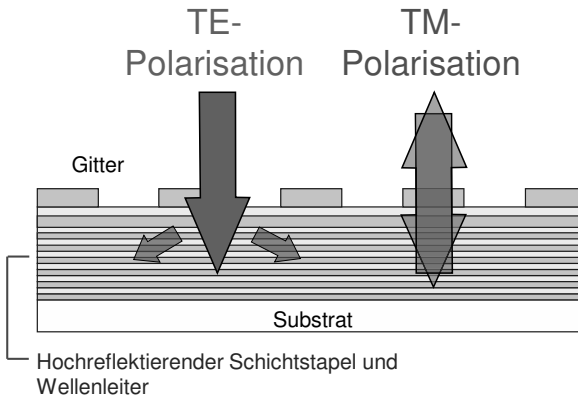


Abbildung 2.6: Aufbau eines LM-GWS.

In Abb. 2.7 ist exemplarisch die errechnete Reflektivität eines LM-GWS für einen

TE- und einen TM-polarisierten Strahl abgebildet. Während der TM-polarisierte Strahl bei einer Wellenlänge um $\lambda = 1030$ nm vollständig an der HR-Beschichtung reflektiert wird, erfährt der TE-polarisierte Strahl Verluste durch die Kopplung in den verlustbehafteten Wellenleiter.

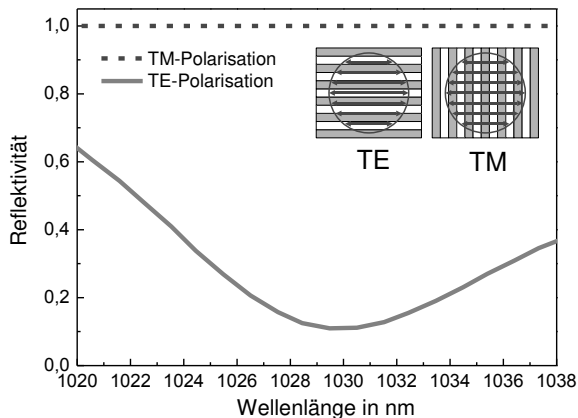


Abbildung 2.7: Berechnete Reflektivität eines LM-GWS für einen TE- und TM-polarisierten Strahl [61].

Während die Kopplung an den Wellenleiter auch beim LM-GWS polarisationsabhängig ist und im resonatorinternen Betrieb zu einer Selektion der oszillierenden Polarisation führt, tritt aber keine nennenswerte spektrale Filterwirkung durch den GWS auf. Grund hierfür ist die spektral breitbandige Reflektivität des HR-Schichtstapels von üblicherweise > 90 nm. Diese deckt in den meisten Fällen die gesamte Verstärkungsbandbreite des Lasermediums ab.

Besonders hervorzuheben haben sich die LM-GWS bei der resonatorinternen Erzeugung von axial-symmetrischen (d.h. radial oder azimuthal orientierten) Polarisationszuständen. Dabei wird der LM-GWS radial-symmetrisch mit einer Gittersingularität im Zentrum des Substrats konzeptioniert, d.h. die Gitterlinien sind kreisförmig auf das Substrat aufgebracht. Wird der LM-GWS in einen Laserresonator integriert lässt sich resonatorintern ein Laserstrahl mit radialer oder azimuthaler Polarisation und ringförmiger Intensitätsverteilung (sog. *Laquerre-Gauss'sche* Mode oder *Doughnut-Strahl*) erzeugen. Dabei ist hervorzuheben, dass der mit der gewünschten Polarisation oszillierende Strahl lediglich mit der HR-Beschichtung des LM-GWS wechselwirkt und es daher zu keinen Feldakkumulationseffekten im

Wellenleiter kommt. Frühzeitig wurde daher das Potential dieser Komponenten für die resonatorinterne Strahlformung in Hochleistungslasern erkannt und umgesetzt. Eine Übersicht zu den wichtigsten experimentellen Untersuchungen von LM-GWS in unterschiedlichen Laserarchitekturen wird in Kap. 4 gegeben.

3 Resonatorinterne Frequenzverdopplung

3.1 Überblick und Zielsetzung

Als Motivation der vorliegenden Arbeit wurde erwähnt, dass trotz der stetigen Weiterentwicklung unterschiedlichster Laserarchitekturen die direkte und einstufige Erzeugung grüner Strahlung mit mehreren hundert Watt Ausgangsleistung bei gleichzeitig hoher Strahlqualität derzeit nicht absehbar ist. In den allermeisten Anwendungen kommen daher Festkörperlaser zum Einsatz, welche Strahlung im infraroten (IR) Spektralbereich emittieren und deren erzeugte Strahlung (*Fundamentalwelle*) anschließend frequenzverdoppelt wird (Erzeugung der zweiten Harmonischen, engl.: *second-harmonic generation*, kurz: SHG). Im Folgenden soll ein Überblick über frequenzverdoppelnde Festkörperlaser hoher Ausgangsleistung gegeben werden. Eine Zusammenfassung der physikalischen Grundlagen kann in [62–64] nachgelesen werden.

Grundsätzlich kann unterschieden werden, ob die Frequenzverdopplung außerhalb (resonatorextern, engl.: *extra-cavity*) oder innerhalb des Laserresonators (resonatorintern, engl.: *intra-cavity*) stattfindet. Da es sich bei der Frequenzverdopplung um einen *nicht-linearen* optischen Effekt handelt, sind zur Erzeugung hoher Ausgangsleistung (bzw. hoher Konversionseffizienzen) hohe Intensitäten der Fundamentalwellen nötig [65]. Der resonator-externen Erzeugung von Strahlung im Dauerstrichbetrieb (engl.: *continuous-wave*, kurz: cw) sind durch die vergleichsweise niedrigen Intensitäten folglich Grenzen gesetzt. Die derzeit höchste demonstrierte resonator-extern erzeugte Ausgangsleistung liegt bei 350 W im cw-Betrieb [66]. Dies wurde durch Frequenzverdopplung eines bei 1030 nm emittierenden Grundmode-Faserlasers mit einer Ausgangsleistung von 1 kW erreicht. Gepulst betriebene Laser eignen sich durch die hohen Spitzenintensitäten der Laserpulse sehr viel besser für resonator-extern durchgeführte SHG. Mit Pulsdauern im ps-Bereich konnte bereits eine maximale mittlere Ausgangsleistung von 820 W im grünen Spektralbereich demonstriert werden [67]. Dies entsprach einer Konversionseffizienz von 70% bei einer eingestrahnten Leistung von 1,1 kW bei einer Wellenlänge von 1030 nm. Da-

bei wurde ein Seed-Puls in einer Multipass-Scheibenlaseranordnung verstärkt und anschließend frequenzverdoppelt. Für Pulsdauern von < 1 ps liegt der derzeitige Rekord bei einer mittleren Leistung von 445 W bei einer Pulsdauer von 733 fs und einer Wellenlänge von 515 nm [68]. Die Repetitionsrate betrug hierbei 20 MHz. Eine Übersicht unterschiedlicher Umsetzungsmöglichkeiten resonator-externer SHG ist in [69] zu finden. Weiterführende Literatur findet sich außerdem in [70–72].

Im Falle der resonatorinternen Frequenzverdopplung wird die Feldüberhöhung innerhalb des Laserresonators ausgenutzt. Dabei wird der nicht-lineare Kristall direkt in den Laserresonator integriert. Der SHG-Prozess im nicht-linearen Kristall ersetzt, in Kombination mit einem dichroitischen Spiegel, den klassischen teiltransmissiven Auskoppelspiegel. Eine stabile Phasenanpassung der Frequenzanteile kann jedoch nur erreicht werden, wenn zusätzliche (oftmals in Transmission genutzte) optische Komponenten wie bspw. TFPs oder Etalons in den Resonator integriert werden. Vor allem im Grundmodebetrieb mit hoher Ausgangsleistung limitierten zum Stand dieser Arbeit die durch diese Komponenten eingebrachten zusätzlichen Verluste und thermo-optischen Effekte eine effiziente resonatorinterne Frequenzverdopplung [73]. Die zu Beginn dieser Arbeit höchste demonstrierte Ausgangsleistung eines in Dauerstrich betriebenen Lasers mit beugungsbegrenzter Strahlqualität ($M^2 < 1,3$) und resonatorinterner SHG betrug 255 W bei einer optischen Effizienz von ca. 30% [28]. In einem Güte-geschalteten Scheibenlaser konnte eine mittlere Ausgangsleistung von 1,8 kW bei einer Pulsdauer von 100 ns demonstriert werden [74]. S. Pricking et al. konnten mit einem ähnlichen Ansatz 8 kW Pulsspitzenleistung bei einer Pulsdauer von 1 ms und einer Repetitionsrate von 100 Hz, sowie 6 kW Pulsspitzenleistung bei 10 ms Pulsdauer und 10 Hz Repetitionsrate demonstrieren [75]. In der gleichen Publikation wurde auch von einer cw-Ausgangsleistung von 1,7 kW (Multimodebetrieb) berichtet, ohne weitere Angaben über Resonatoraufbau oder verwendete optische Komponenten. Der erreichte optische Wirkungsgrad betrug 45% bei 1 kW Ausgangsleistung und nahm auf ca. 40% bei der höchsten Ausgangsleistung von 1,7 kW ab. Weiterführende Literatur zum Thema resonatorinterne Frequenzverdopplung findet sich in [76, 77].

In der vorliegenden Arbeit galt es unter anderem zu untersuchen, inwiefern sich die für eine stabile Phasenanpassung für die Frequenzverdopplung zusätzlich notwendigen Komponenten durch die Technologie der Gitterwellenleiterspiegel ersetzen lassen. Die Untersuchungen wurden auf die resonatorinterne Frequenzverdopplung im cw-Betrieb beschränkt. Die folgenden Abschnitte sind wie folgt gegliedert. Zu Beginn wird der in den Experimenten eingesetzte GWS vorgestellt. Dabei liegt das Interesse zum einen auf der Auslegung der Strukturgeometrie, zum anderen auf den

erzielten optischen Eigenschaften des GWS. Die anschließend beschriebenen Versuche werden der Übersichtlichkeit wegen nochmals unterteilt. Die Unterteilung geschah zum einen nach den unterschiedlichen Wellenlängen der optischen Anregung des verwendeten Lasermaterials (Yb:YAG bzw. Yb:LuAG; Anregung bei $\lambda_p = 940$ nm oder $\lambda_p = 969$ nm) sowie nach der cw-Betriebsart des Lasers (Multi- und Grundmodebetrieb).

3.2 Auslegung und optische Eigenschaften des eingesetzten GWS

Auslegung und Fertigung des im Folgenden vorgestellten GWS geschah vor Beginn dieser Arbeit [41]. Der GWS nutzt hierbei den Effekt der resonanten Beugung, siehe Abschn. 2.2.2, und wurde so konzipiert, dass ein TE-polarisierter Strahl unter Littrow-Einfall eine Beugungseffizienz von $> 99,7\%$ über einen Wellenlängenbereich von 1028 nm bis 1032 nm erfährt. Die Beugungseffizienz des GWS für einen TM-polarisierten Strahl beträgt dagegen im gleichen Wellenlängenbereich lediglich $< 25\%$.

Eine Skizze des GWS-Schichtstapels ist in Abb. 3.1 dargestellt. In Abb. 3.2 ist eine Fotografie des GWS zu sehen. Bei der aus insgesamt 29 Schichten bestehenden HR-Beschichtung wurde abwechselnd hoch-brechendes Tantalpentoxid (Ta_2O_5) und niedrig-brechendes Siliziumdioxid (SiO_2) eingesetzt. Der Durchmesser des Grundsubstrates, auf dem die Beschichtung aufgebracht wurde, betrug 25 mm. Die Dicke des Grundsubstrates betrug 6,35 mm. Die in die oberste Schicht eingebrachte Gitterstruktur besaß eine Gitterperiode von 619 nm, eine Strukturtiefe von ca. 100 nm und einen Tastgrad von ca. 0,5. Nach Gl. 2.3 ergibt sich für die genannte Periode ein Littrow-Winkel von $\theta_L = 56,3^\circ$.

Als Beschichtungsverfahren wurde das sog. *Ion-Plating* (kurz: IP) eingesetzt, welches sich als Verfahren zur Erzeugung von Beschichtungen sehr geringer Absorptions- und Streuverluste etabliert hat [78]. Die durch IP hergestellten Beschichtungen sind chemisch stabil und unempfindlich gegenüber Einflüssen von Temperatur und Luftfeuchtigkeit. Die maximale thermische Belastung während des Beschichtungsprozesses liegt bei etwa 550°C . Die Belichtung der Maskierungsschicht zur Erzeugung der Gitterstruktur erfolgte anhand der *Interferenzstrahlithografie*. Anschließend wurden die Gitterstrukturen durch *reaktives Ionenstrahlätzen* (kurz: RIBE) erzeugt [54].

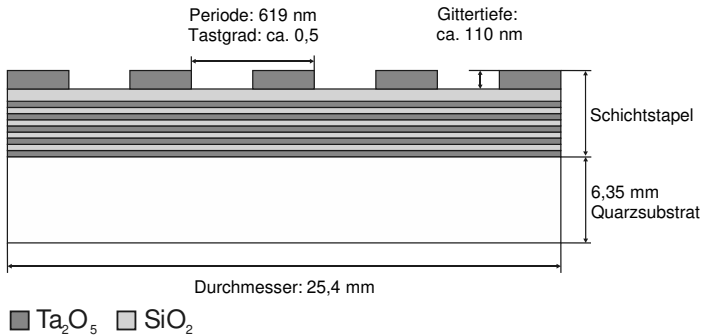


Abbildung 3.1: Schichtaufbau des GWS bestehend aus einem Grundsubstrat (Quarzglas), dem Schichtstapel aus abwechselnd Ta_2O_5 und SiO_2 , sowie der in die oberste Schicht eingebrachten Gitterstruktur.

Die Gitterstrukturen unterlagen den Toleranzen des Herstellungsprozesses, wobei die Gitterperiode erfahrungsgemäß mit einer Genauigkeit von $< \pm 0,5$ nm erzeugt werden kann. Die Messung der Gitterperiode im Zentrum des GWS ergab $\Lambda = 619,4$ nm. Strukturtiefe und Tastgrad wurden während der Konzeptionierung des GWS so gewählt, dass auch bei Abweichungen der Gittertiefe von $+120/-22$ nm sowie des Tastgrads von $+0,05/-0,11$ von den Sollparametern (Gittertiefe = 100 nm, DC = 0,5) eine Beugungseffizienz von $> 99,7\%$ für einen TE-polarisierten Strahl über einen Wellenlängenbereich von 1028 nm und 1032 nm erreicht werden kann. Genauere Untersuchungen des Einflusses unterschiedlicher Gitter- und Wellenleitergeometrien auf die erzielte Beugungseffizienz dieses GWS sind in [41] wiedergegeben.

An einem Messaufbau zur Bestimmung der Beugungseffizienz wurde der GWS unter Littrow-Einfall charakterisiert. Der untersuchte Spektralbereich lag bei 1000 nm bis 1060 nm. Im Aufbau wird ein linear polarisierter Messstrahl genutzt, welcher abwechselnd auf einen Referenzspiegel (Reflektivität $> 99,95\%$ von $\lambda = 990$ nm bis $\lambda = 1100$ nm) und auf die Probe (GWS) trifft. Ein $\lambda/2$ -Verzögerungsplättchen im Strahlengang ermöglicht ein Orientieren der Polarisationsrichtung des Messstrahls. Damit können die Reflektions- bzw. Beugungseigenschaften des GWS für TE- und TM-polarisierten Strahls unabhängig voneinander bestimmt werden. Der Durchmesser des Messstrahls auf der Probenoberfläche betrug ca. 1 mm. Die reflektierten (Referenzspiegel) und gebeugten (GWS) Anteile des Strahls werden anschließend in einer Ulbrichtkugel aufgefangen. Die Intensitäten werden anhand einer Photodi-

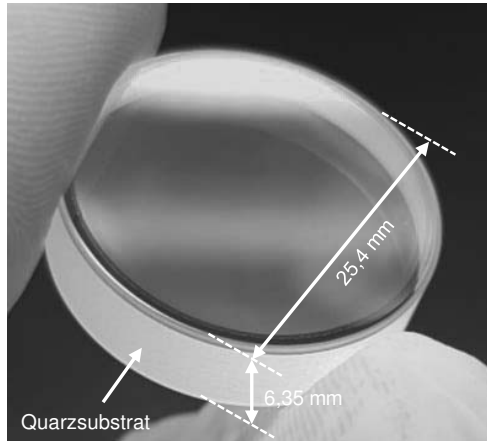


Abbildung 3.2: Fotografie eines GWS. Der Durchmesser des dargestellten GWS betrug 25,4 mm.

ode ausgelesen. Die Messdaten unterlagen einer Schwankung von $\pm 0,2\%$. Weitere Informationen zum Aufbau und Ansteuerung des Systems finden sich in [79].

Die gemessene Beugungseffizienz des verwendeten GWS ist in Abb. 3.3 über der Wellenlänge aufgetragen. Zusätzlich sind die Simulationsergebnisse als durchgezogene Linie eingezeichnet. Für die Simulation wurde ein *rigorous coupled-wave analysis*-Algorithmus (kurz: RCWA) genutzt [80]. Für einen TE-polarisierten Strahl ergab die Messung im Zentrum des GWS eine Beugungseffizienz von $> 99,7\%$ über einen Wellenlängenbereich von 1010 nm bis 1040 nm. Die Beugungseffizienz eines TM-polarisierten Strahls betrug ca. 24% bei $\lambda = 1010$ nm und nahm auf ca. 9% bei $\lambda = 1040$ nm ab. Insgesamt lag zwischen Mess- und Simulationsergebnissen eine gute Übereinstimmung vor. Gegenüber der Simulation kam es bei den Messergebnissen der Beugungseffizienz des TM-polarisierten Strahls zu geringen Abweichungen, welche durch herstellungsbedingte Toleranzen der Gitterstruktur (Variation der Strukturtiefe und des Tastgrads) erklärbar sind.

Zusätzlich wurde die Beugungseffizienz bei einer Wellenlänge von 1030 nm auf der Oberfläche des GWS an unterschiedlichen Positionen gemessen, siehe Abb. 3.4. Diese räumlich aufgelöste Messung liefert Informationen über die Homogenität der Gitterstruktur sowie über etwaige lokale Defekte. Die räumliche Auflösung ist abhängig vom Durchmesser des Strahls und betrug in dieser Messung ca. 1 mm. Im

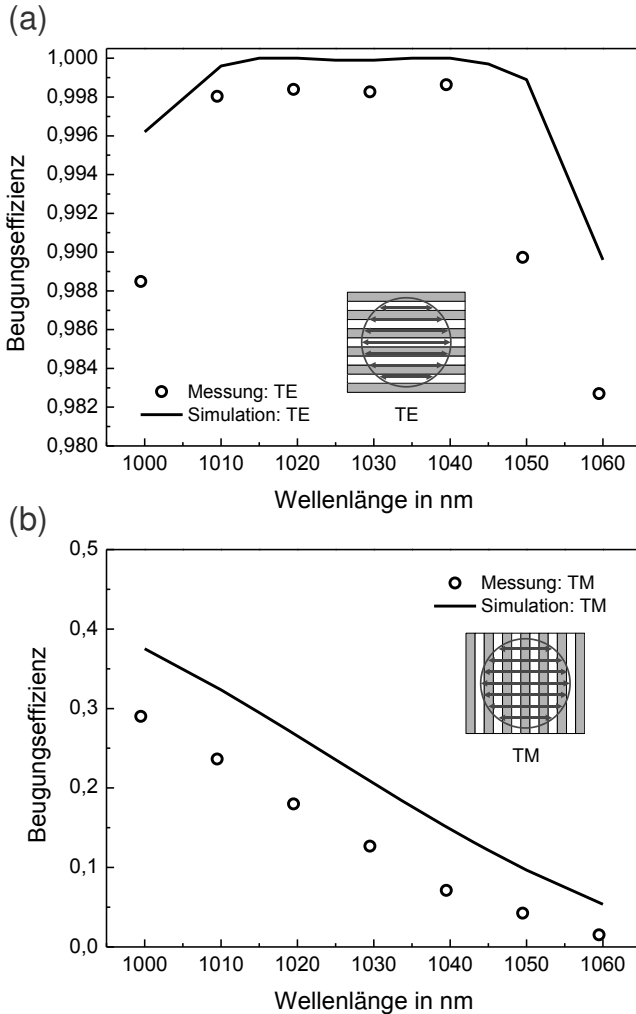


Abbildung 3.3: Beugungseffizienz des verwendeten GWS aufgetragen über die Wellenlänge für einen TE-polarisierten (a) und TM-polarisierten Strahl (b) unter Littrow-Einfall ($\theta_L = 56,3^\circ$ bei $\lambda = 1030$ nm). Die Messwerte sind als Punkte, die Simulationsergebnisse als durchgezogene Linie dargestellt.

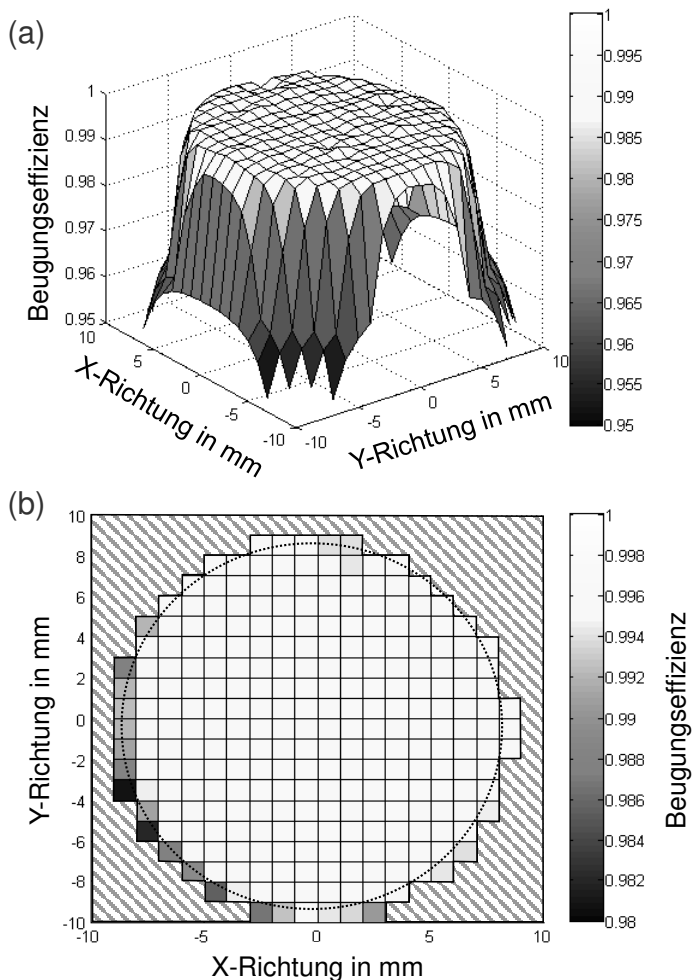


Abbildung 3.4: Messung der Beugungseffizienz in 3D-Darstellung mit einer Skalierung der Beugungseffizienz von 0,95 bis 1,00 (a). Draufsicht der in (a) gezeigten Flächenmessung mit einer farbkodierten Skalierung der Beugungseffizienz von 0,98 bis 1,00 (b). Die Wellenlänge des TE-polarisierten Strahls betrug $\lambda = 1030$ nm.

zentralen Bereich des Gitters (18 mm Durchmesser) betrug die gemessene Beugungseffizienz für TE-polarisierte Strahlung durchgehend $> 99,6\%$. Die Messdaten lieferten keine Hinweise auf Defektstellen oder Inhomogenitäten.

Die nachfolgend beschriebenen Untersuchungen eines GWS im Scheibenlaserresonator mit resonatorinterner Frequenzverdopplung wurden in die unterschiedlichen Möglichkeiten der optischen Anregung des verwendeten Lasermaterials (Yb:YAG bzw. Yb:LuAG; Pumpwellenlänge bei $\lambda_P = 940$ nm oder $\lambda_P = 969$ nm) sowie in die Betriebsart des Lasers (Multi- und Grundmodebetrieb) unterteilt.

3.3 Multimodebetrieb des bei 940 nm gepumpten Lasers

Grundsätzlich kann die optische Anregung der verwendeten Scheibenlasermaterialien Yb:YAG und Yb:LuAG über ein Anregungsniveau (Pumpwellenlänge von $\lambda_P = 940$ nm) oder durch direktes Pumpen des oberen Laserniveaus (sog. *Zero-Phonon-Pumping* [31], $\lambda_P = 969$ nm) stattfinden. Da die Halbwertsbreite des Absorptionsmaximums von Yb:YAG und Yb:LuAG bei $\lambda_P = 940$ nm im Vergleich zur Anregung bei $\lambda_P = 969$ nm deutlich breiter ausfällt [81], sind die spektralen Anforderungen an die Pumplichtquelle verhältnismäßig gering. Dadurch kann ein Einfluss eines Drifts der Pumplichtwellenlänge durch eine Strom- bzw. Temperaturabhängigkeit der Diodenbarren üblicherweise vernachlässigt werden. Aufgrund der hohen Verfügbarkeit von Dioden, welche bei einer Wellenlänge von $\lambda_P = 940$ nm emittieren, sind die Anschaffungskosten der Pumpdiode bei Ausgangsleistungen von mehreren kW außerdem vergleichsweise niedrig. Die optische Anregung bei $\lambda_P = 940$ nm ist daher immer noch als Standard anzusehen und wird in den folgenden Experimenten getrennt zur Anregung bei $\lambda_P = 969$ nm untersucht.

Der verwendete Resonator zur Erzeugung frequenzverdoppelter Strahlung im Multimodebetrieb ist in Abb. 3.5 dargestellt. Der Resonator bestand aus zwei planen Endspiegeln (einer wurde im Verlauf der Versuche durch den GWS ersetzt) und drei gekrümmten Faltspiegeln (R = 5 m, konvex, HR bei $\lambda = 1030$ nm; R = 2 m, konkav, HR bei $\lambda = 1030$ nm; R = 0,5 m, konkav, Dichroit: HR bei $\lambda = 1030$ nm und AR bei $\lambda = 515$ nm). Die Resonatorlänge betrug insgesamt 4,14 m. Als laseraktives Material wurde eine Yb:YAG-Scheibe der Firma Trumpf GmbH mit einer Dicke von 125 μm , einer Yb-Dotierung von 10 at.% und einem Durchmesser von 15 mm verwendet. Für eine effiziente Wärmeabfuhr war die Scheibe auf ei-

ner Diamantwärmesenke geklebt. Der Krümmungsradius der konkav gekrümmten Scheibe betrug im optisch ungepumpten Zustand 3,95 m. Die Wärmesenke wurde rückseitig gekühlt und die Kühlwassertemperatur betrug ca. 18°C.

Die optische Anregung der Laserscheibe erfolgte durch ein Pumpdiodensystem der Firma Trumpf GmbH mit einer maximalen Ausgangsleistung von 8 kW. Bei niedriger Pumpleistung (< 500 W) lag das Maximum der spektralen Emissionsverteilung bei einer Wellenlänge von ca. $\lambda_p = 935$ nm. Bei maximaler Ausgangsleistung verschob sich das Maximum der spektralen Intensitätsverteilung auf $\lambda_p = 940$ nm. Der Durchmesser des homogenen gepumpten Bereichs auf der Laserscheibe betrug 7,6 mm. Um den Laserkristall vor einer zu hohen thermischen Belastung zu schützen, wurde eine maximale Pumpleistung von 2,5 kW festgelegt. Dies entspricht einer maximalen Pumpleistungsdichte von $5,5 \text{ kW/cm}^2$. Für eine ausreichend hohe Absorption wurde die Pumpstrahlung innerhalb des Pumpmoduls (ebenfalls von der Firma Trumpf GmbH) 44 Mal über den Laserkristall gelenkt.

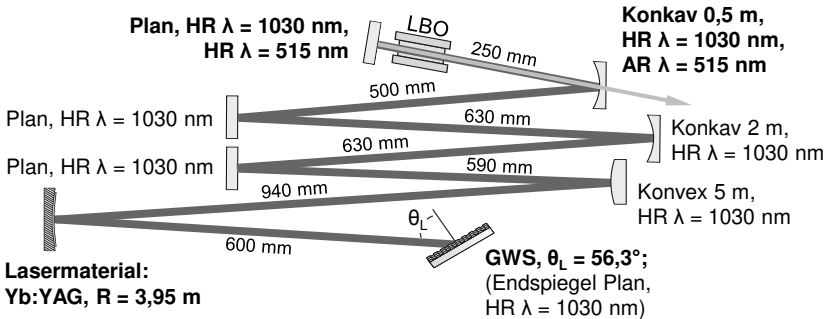


Abbildung 3.5: Experimenteller Aufbau zur Erzeugung frequenzverdoppelter Strahlung im Multimodebetrieb.

Der berechnete Verlauf des Radius des oszillierenden Strahls ist in Abb. 3.6 unter Annahme einer gleichgewichteten Überlagerung aller oszillierender Transversalmoden und einer Wellenlänge von 1030 nm dargestellt. Die errechnete Beugungsmaßzahl betrug $M^2 \approx 10,5$ (entspricht einem Strahl-Parameter-Produkt von ca. 3,4 mm-mrad).

Zwischen GWS und Laserscheibe ist der oszillierende Strahl nahezu kollimiert. Der Strahlradius beträgt an dieser Position im Resonator ca. 3,7 mm. Zum anderen Ende des Resonators hin nimmt der Strahlradius um den Faktor 7 auf ca. $550 \mu\text{m}$

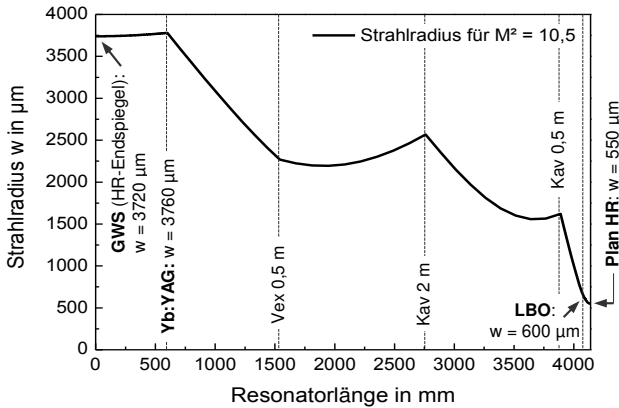


Abbildung 3.6: Berechneter Verlauf des Strahlradius im Resonator für eine Beugungsmaßzahl von $M^2 = 10,5$.

am Endspiegel ab. Am Ort des nicht-linearen Kristalls, welcher 40 mm vor dem Endspiegel positioniert war, betrug der Strahlradius ca. $600 \mu\text{m}$.

In einem ersten Experiment wurde das Verhalten des Laserresonators ohne Frequenzverdopplung und ohne GWS untersucht. Dazu wurde der GWS durch einen planen Auskoppelspiegel mit einem Transmissionsgrad von 4,3% bei $\lambda = 1030 \text{ nm}$ als Resonatorendspiegel ersetzt. In dieser Konfiguration wurde ein unpolarisierter Laserstrahl mit einer maximalen Ausgangsleistung von 1,32 kW erzeugt. Der optische Wirkungsgrad betrug 58,0%, siehe Abb. 3.7. Die maximale Pumpleistung betrug 2,28 kW. Das Spektrum der Laserstrahlung wies zahlreiche Maxima im Wellenlängenbereich von 1030,5 nm bis 1032,5 nm auf, siehe Abb. 3.8, grau hinterlegt.

Im nächsten Schritt wurde der HR-Endspiegel durch den GWS ersetzt. In dieser Konfiguration konnten 1,29 kW Ausgangsleistung bei 2,36 kW Pumpleistung erreicht werden. Dies entspricht einem optischen Wirkungsgrad von 54,7%. Im Vergleich zum Betrieb mit dem HR-Endspiegel sank die Ausgangsleistung bei gleicher Pumpleistung (2,2 kW) um ca. 70 W. Die Reduktion der Ausgangsleistung lässt sich durch zusätzliche resonatorinterne Verluste am GWS erklären (vgl. Beugungseffizienz des GWS von $99,7\% \pm 0,3\%$ mit Reflektivität des HR-Endspiegels von $> 99,98\%$). Außerdem können Depolarisationseffekte in der Laserscheibe den optischen Wirkungsgrad senken. Diese liegen typischerweise bei ca. 0,1% bis 0,2% pro

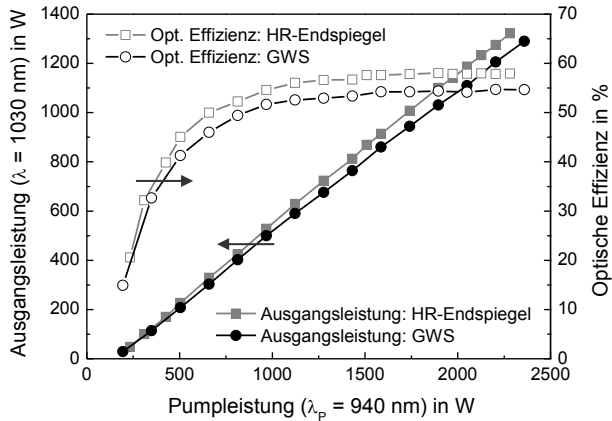


Abbildung 3.7: Gemessene Ausgangsleistung (gefüllte Symbole) und optische Effizienz (leere Symbole) des Lasers ohne Frequenzverdopplung mit HR-Endspiegel (Quadrate) und mit GWS (Kreise).

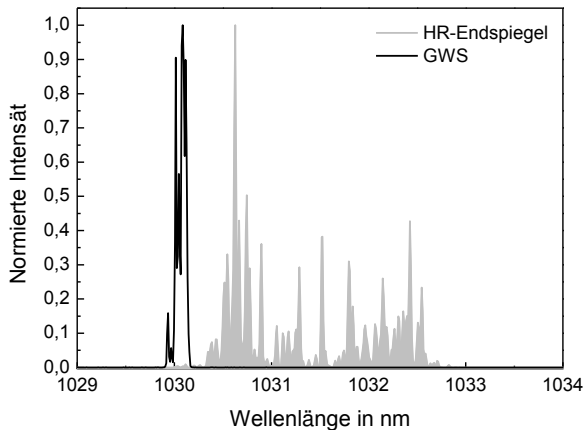


Abbildung 3.8: Emissionsspektrum für die beiden Resonator Konfigurationen mit dem HR-Endspiegel oder dem GWS bei einer Pumpleistung von 2,28 kW.

Resonatorumlauf [82].

Der polarisationsselektive Beugungseffekt des GWS führte, im Gegensatz zum unpolarisierten Betrieb mit einem HR-Endspiegel, zur Erzeugung eines linear polarisierten Strahls. Der Polarisationsgrad wurde anhand eines kommerziell verfügbaren Polarimeters bestimmt und betrug $> 99\%$. Die spektrale Bandbreite des Strahls betrug $\Delta\lambda_{FWHM} = 130$ pm bei einer Zentralwellenlänge um $\lambda = 1030,10$ nm, siehe Abb. 3.8. Die Beugungsmaßzahlen in den Hauptachsen des erzeugten Laserstrahls betragen bei 1,1 kW Ausgangsleistung $M_h^2 \approx 10,7$ (h = horizontal, entspricht der Tischebene) und $M_v^2 \approx 10,9$ (v = vertikal).

Anhand der gemessenen Ausgangsleistung P_{Out} und des spezifizierten Reflektionsgrades R_{OC} des Auskoppelspiegels kann auf die resonatorinterne IR-Leistung

$$P_{\omega} = P_{Out} \left(\frac{1 + R_{OC}}{1 - R_{OC}} \right) \quad (3.1)$$

geschlossen werden [65]. Dabei setzt sich der im Resonator oszillierende Strahl aus zwei Wellen mit entgegengesetzter Laufrichtung zusammen. Die genaue Kenntnis der resonatorintern oszillierenden Leistung (Summe der Leistung der beiden Wellen) ist ein wichtiger Parameter für die Abschätzung der zu erwartenden Effizienz bei der Frequenzverdopplung. In Abb. 3.9 ist daher die resonatorinterne Leistung P_{ω} über die Pumpleistung aufgetragen. Mit dem HR-Endspiegel wurde bei maximaler Pumpleistung (2,28 kW) eine maximale resonatorinterne Leistung von $P_{\omega} = 61,6$ kW berechnet. Wurde der HR-Endspiegel durch den GWS ausgetauscht, so betrug bei maximaler Pumpleistung (2,36 kW) die resonatorinterne Leistung $P_{\omega} = 60,2$ kW. Die Leistungsdichte auf dem GWS betrug bei maximaler Pumpleistung ca. 40 kW/cm². Der GWS blieb während der Experimente unbeschädigt und zeigte keinerlei Degradierungseffekte.

Nachdem der GWS erfolgreich als Resonatorendspiegel im System integriert und validiert werden konnte, wurde der nichtlineare Kristall in das System eingesetzt (siehe Abb. 3.5). Dabei handelte es sich um einen *Lithiumtriborat*-Kristall (LiB_3O_5 , kurz: LBO) mit den Abmessungen 6 mm · 6 mm (Breite · Höhe) und einer Länge von 12 mm. Der LBO, hergestellt von der Firma Cristal Laser S. A., wurde für kritische Phasen Anpassung (Typ-I) ausgelegt. Bei einem Schnittwinkel von $\phi = 10,1^\circ$ (kritische Achse) und $\theta = 90^\circ$ (nicht-kritische Achse) betrug die Betriebstemperatur 110°C . Die Kristalltemperatur wurde während der Versuche anhand

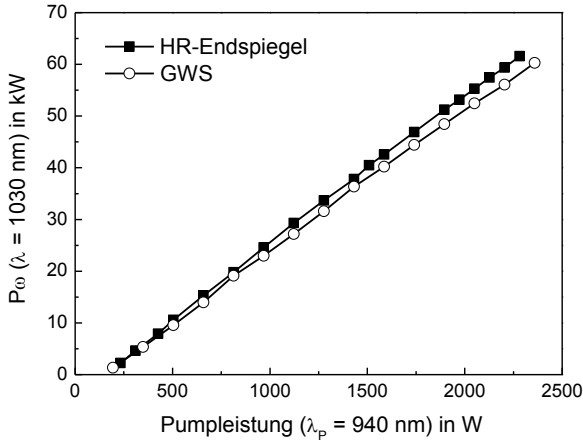


Abbildung 3.9: Resonatorinterne Leistung P_{ω} aufgetragen über die Pumpleistung.

eines Zweipunktreglers aktiv geregelt und konnte mit einer Regelgenauigkeit von 10 mK angesteuert werden. Die Facetten des Kristalls waren für die Wellenlängen $\lambda = 1030$ nm und $\lambda = 515$ nm entspiegelt. Außerdem wurde der bisher verwendete Auskoppelspiegel durch einen für die Wellenlängen $\lambda = 1030$ nm und $\lambda = 515$ nm HR-beschichteten Spiegel ersetzt. In dieser Konfiguration durchläuft die frequenzverdoppelte Strahlung den LBO zwei mal, bevor sie am Dichroiten ausgekoppelt wird. Dies erhöht die effektive optische Pfadlänge im Kristall auf insgesamt 24 mm. Die Entfernung zwischen LBO-Kristall und HR-Endspiegel wurde außerdem schrittweise experimentell optimiert, so dass ein aufgrund der Spiegelbeschichtung und der Dispersion in Luft entstehender Phasenunterschied zwischen Fundamentalwelle und ihrer zweiten Harmonischen minimiert werden konnte. Weitere Informationen bezüglich des Einflusses unterschiedlicher Spiegelbeschichtungen sowie der Dispersion der umgebenden Atmosphäre auf die Phasenanpassung des SHG-Prozesses in der vorgestellten Resonatoranordnung findet sich in [83, 84] und sollte bei der Auslegung des Lasers beachtet werden.

Die erzielbare Leistung der frequenzverdoppelten Strahlung $P_{2\omega}$ kann mit

$$P_{2\omega} = \frac{P_{\omega}^2 I^2 K^2}{w^4} \text{sinc}^2(\Delta kl/2) \quad (3.2)$$

und

$$K^2 = \frac{8d_{eff}^2}{c\lambda_\omega^2 n_{LBO,\omega}^3 \epsilon_0} \quad (3.3)$$

abgeschätzt werden [65]. Darin beschreibt l die geometrische Propagationslänge der Fundamentalwelle im LBO (12 mm), w den Strahlradius (600 μm), Δk die thermische, spektrale oder winkelabhängige Phasenfehlانpassung, d_{eff} den effektiven nicht-linearen Koeffizienten ($d_{eff} \approx 8,31 \cdot 10^{-13}$ m/V für LBO), c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, λ_ω die Wellenlänge der Fundamentalwelle (1030 nm), $n_{LBO,\omega}$ den Brechungsindex der Fundamentalwelle im LBO-Kristall (1,606) und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante.

Die Konversionseffizienz ist über

$$\eta_{SHG} = \frac{P_{2\omega}}{P_\omega} \quad (3.4)$$

definiert. Es ist zu beachten, dass in Gl. 3.2 die geometrische Länge des nichtlinearen Kristalls eingesetzt werden muss, sofern die gesamte resonatorinterne Leistung P_ω der fundamentalen Welle berücksichtigt wird. Analog lässt sich $P_{2\omega}$ auch anhand der effektiv durchlaufenden Kristalllänge $l_{eff} = 2 \cdot l$ berechnen, jedoch darf in diesem Falle nur die halbe resonatorinterne Leistung P_ω berücksichtigt werden. Eine erste Abschätzung der erzielbaren Konversionseffizienz im Falle perfekter Phasenanpassung ($\Delta k = 0$) im LBO-Kristall konnte unter Annahme der im vorherigen Abschnitt gemessenen resonatorinternen Leistung P_ω durchgeführt werden. Bei maximaler resonatorinterner Leistung von 60,2 kW (mit GWS bei 4,3% Auskoppelgrad des Endspiegels) ergibt sich nach Gl. 3.2 und Gl. 3.4 eine theoretische Konversionseffizienz von $\eta_{SHG} \approx 6,8\%$. Dieser Wert liegt etwas über dem optimalen Auskoppelgrad des Lasers, welcher für den dargestellten Resonatoraufbau anhand der Ratengleichungen unter Annahme eines Quasi-3-Niveau-Systems auf ca. 5,7% abgeschätzt wurde [63, 81].

Die gemessene Ausgangsleistung des frequenzverdoppelnden Lasers ist in Abb. 3.10 dargestellt. Es wurde eine maximale Ausgangsleistung von 1126 W erreicht. Dies entspricht bei einer maximalen Pumpleistung von 2,44 kW einer optischen Effizienz von 46,2%. Bereits bei einer Ausgangsleistung von 750 W (1,66 kW Pumpleistung) wurde eine optische Effizienz $> 45\%$ erreicht. Das Strahl-Parameter-Produkt des erzeugten Strahls betrug bei maximaler Ausgangsleistung 3,4 mm-mrad ($M^2 \approx 20$ bei 515 nm). Anhand des transmittierten Anteils hinter einem der Resonatorfaltspiegel konnte während des SHG-Laserbetriebs eine maximale resonatorinterne

(IR-) Leistung von $P_{\omega} = 45,8 \text{ kW}$ bei einer Pumpleistung von 2,4 kW gemessen werden.

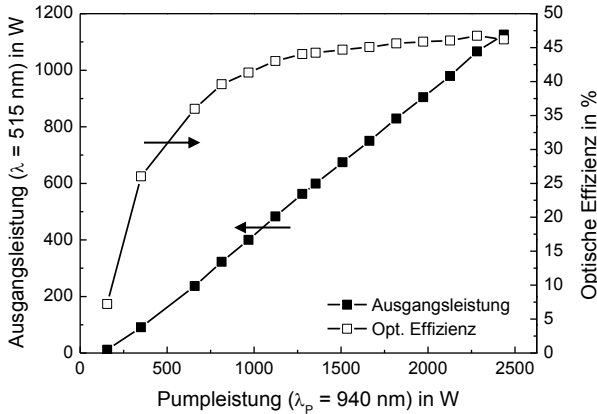


Abbildung 3.10: Gemessene Ausgangsleistung und optische Effizienz des frequenzverdoppelnden Lasers aufgetragen über die Pumpleistung.

Restabsorption der IR- sowie der frequenzverdoppelten Strahlung im LBO-Kristall führte während der Experimente zu thermisch induzierter Phasenfehlانpassung. Um diese Phasenfehlانpassung zu kompensieren wurde die Kristalltemperatur in jedem Messpunkt für maximale Ausgangsleistung optimiert. Bei der maximalen Ausgangsleistung von 1126 W musste die Vorgabetemperatur des Kristallofens um insgesamt $\Delta T = 7,0^\circ\text{C}$ auf $103,0^\circ\text{C}$ reduziert werden. Die Absorption des Kristallmaterials wurde vom Hersteller auf $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ 1/cm}$ abgeschätzt (1030 nm und 515 nm). Bei einer resonatorintern oszillierenden Leistung von 45 kW entspricht dies einer Wärmeezeugung von ca. 0,8 W.

Ähnliche Ergebnisse lieferten FEM-Simulationen, welche der Überprüfung der auftretenden Maximaltemperatur im Zentrum des nicht-linearen Kristalls dienen. Hierzu wurde der LBO-Kristall als FEM-Modell simuliert. Die Geometrie des Laserstrahls im Zentrum des nicht-linearen Kristalls wurde durch einen Zylinder mit einem konstantem Durchmesser von $2 \cdot w_{LBO} = 1,2 \text{ mm}$ approximiert, siehe Abb. 3.11. Die durch Absorption im Kristall auftretende Erwärmung wurde anhand einer homogenen Leistungsverteilung über das Volumen des Zylinders genähert. Diese Näherung kann angewendet werden, da der oszillierende Strahl seinen Strahldurchmesser über die Kristalllänge kaum ändert und eine näherungsweise homogene (Tophat-) Intensitätsverteilung aufweist. Für P_{ω} wurde eine Leistung von 45 kW

angenommen. Eine Heizwirkung durch den Leistungsanteil in der zweiten Harmonischen ($P_{2\omega}$) wurde vernachlässigt. Ein Querschnitt des im stationären Zustand errechneten Temperaturprofils innerhalb des LBO-Kristalls ist in Abb. 3.12 dargestellt. Unter Annahme, dass die Temperatur der Außenfläche des LBO-Kristalls 110°C beträgt wurde eine Maximaltemperatur im Zentrum des LBO-Kristalls von $116,7^\circ\text{C}$ berechnet. Die Temperaturdifferenz zwischen den Außenflächen und dem im Zentrum geheizten Bereich beträgt folglich $\Delta T = 6,7^\circ\text{C}$. Da im Experiment die Kristalltemperatur um $\Delta T = 7,0^\circ\text{C}$ reduziert werden musste, um optimale Phasenanpassung zwischen Fundamentalenergie und zweiter Harmonischer zu erreichen, stimmt dieses Ergebnis gut mit dem im Experiment bestimmten Temperaturdifferenz überein.

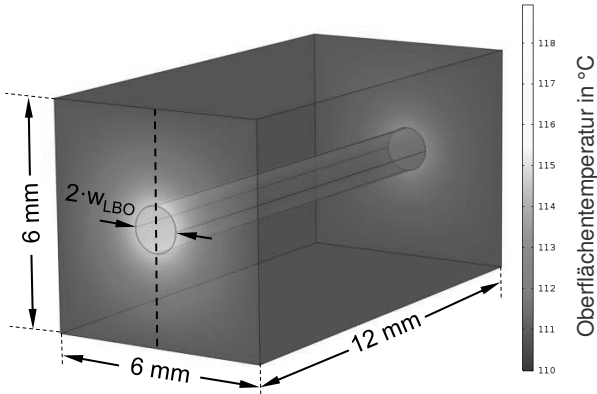


Abbildung 3.11: FEM-Modell des LBO-Kristalls. Der homogen geheizte Bereich im Zentrum hatte einen Durchmesser von $2 \cdot w_{LBO} = 1,2$ mm.

Es ist außerdem festzuhalten, dass die durch die Temperaturverteilung thermo-optisch induzierten Wellenfrontstörungen im nicht-linearen Kristall im Falle einer homogenen Anregung über den Strahldurchmesser nur einen reinen sphärischen Anteil aufweisen, sofern Effekte wie Spannungsdoppelbrechung und thermische Ausdehnung im Material und an den Facetten vernachlässigt werden [65]. Da die Materialparameter von LBO in den einzelnen Kristallorientierungen jedoch unterschiedlich stark ausgeprägt sind, ist bei höheren Intensitäten mit zusätzlichen asphärischen Wellenfrontstörungen zu rechnen. Dies ist Teil weiterer in Zukunft geplanter Untersuchungen.

In Abb. 3.13(a) ist P_ω über die Pumpleistung aufgetragen. Die mit (i) gekennzeichneten

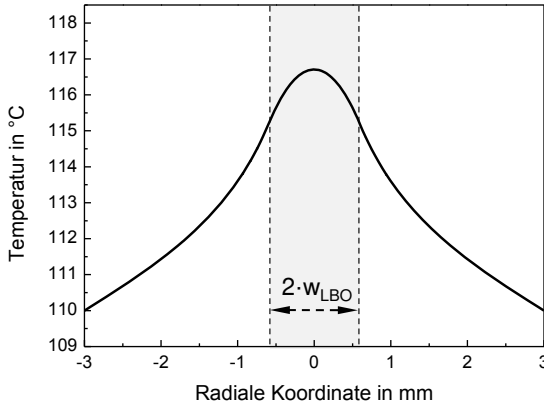


Abbildung 3.12: Berechnete Temperatur aufgetragen über die radiale Koordinate entlang der gestrichelten Linie aus Abb. 3.11.

neten Messpunkte ergaben leicht erhöhte resonatorinterne Leistungen, welche auf nicht ideal angepasste Phasenanpassung im Kristall (Kristalltemperatur nicht optimal eingestellt) zurückzuführen ist. In Abb. 3.13(b) ist die daraus errechnete Konversionseffizienz des SHG-Prozesses über P_{ω} dargestellt. Es wurde eine maximale SHG-Konversion von 4,9% erreicht. In Bezug auf die Auslegung des Systems fiel die erzielte absolute Konversion um etwa 1,9% geringer aus. Die Differenz lässt sich auf räumliche Phasenfehlanspassung zurückführen, welche durch die inhomogene Temperaturverteilung im LBO-Kristall auftritt, und welche sich nicht durch Temperaturanpassung des Kristallofens kompensieren lässt. Die erreichte Ausgangsleistung und die optische Effizienz sind außerdem in Abb. 3.14 über P_{ω} aufgetragen. Der parabelförmige Leistungsanstieg der Leistung der frequenzverdoppelten Strahlung nach Gl. 3.2 ist im Kurvenverlauf erkennbar. In Abb. 3.15 ist der Anteil der oszillierenden Leistung aufgetragen, welcher in die 0. Beugungsordnung (direkte Reflektion) des GWS gelenkt wurde. Dieser Anteil der Leistung wurde nicht in den Resonator zurückgeführt und entsprach somit einem Verlustkanal. Bei maximaler Ausgangsleistung wurde in der 0. Beugungsordnung eine Verlustleistung von 22,9 W gemessen. In Bezug auf P_{ω} lässt sich daraus eine Beugungseffizienz des GWS von $> 99,8\%$ berechnen. Dieser Wert stimmt gut mit den in Abschn. 3.2 aufgeführten spektroskopischen Messdaten überein.

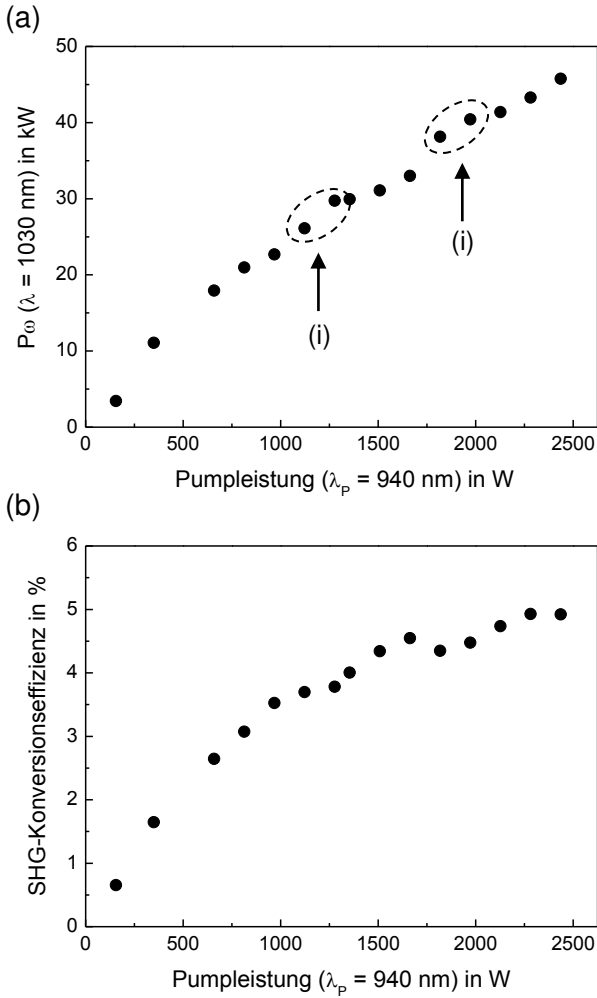


Abbildung 3.13: P_ω (a) und SHG-Konversionseffizienz (b) aufgetragen über die Pumpleistung.

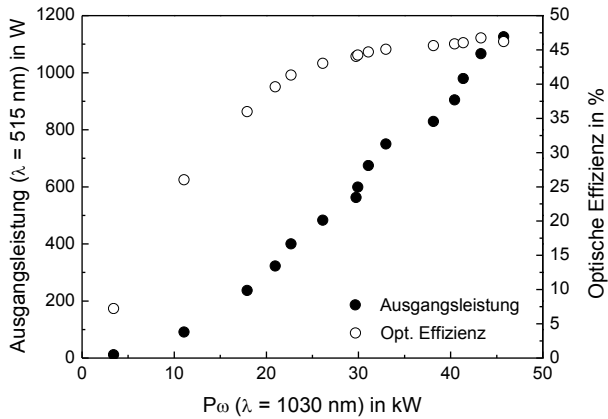


Abbildung 3.14: Ausgangsleistung und optische Effizienz aufgetragen über P_0 .

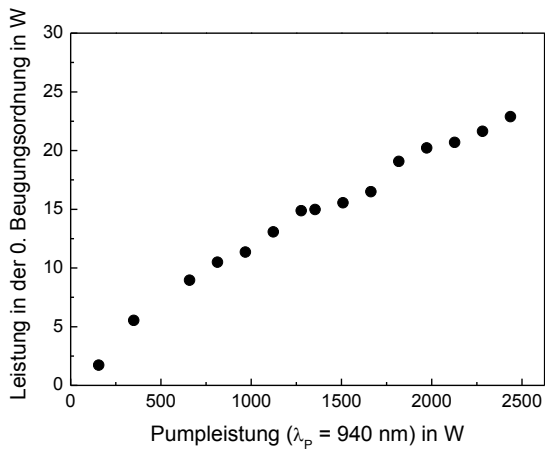


Abbildung 3.15: Verlustleistung in der 0. Beugungsordnung des GWS aufgetragen über die Pumpleistung.

3.4 Multimodebetrieb des bei 969 nm gepumpten Lasers

Zu Beginn des vorangehenden Abschnitts wurde erläutert, dass die spektralen Anforderungen an eine Pumplichtquelle bei einer Anregung der verwendeten Lasermaterialien bei einer Wellenlänge von 940 nm geringer ausfallen. Da keine Stabilisierungsverfahren der Wellenlänge implementiert werden müssen, wirkt sich dies positiv auf den Anschaffungspreis der Pumpdioden aus. Allerdings bietet die Anregung bei 969 nm einige andere Vorteile. Statt des Zwischenschritts über ein Anregungsniveau wird die Pumpenergie direkt in das obere Laserniveau zugeführt. Der Quantendefekt reduziert sich von ca. 8,7% (bei 940 nm) auf ca. 5,9% (bei 969 nm) [31]. Effektiv wird ca. 30% weniger Wärme im Laserkristall erzeugt und die Auswirkungen thermisch induzierter Effekte im Laserkristall werden vermindert. Aufgrund dieser Eigenschaften wurden die Experimente aus Abschn. 3.3 mit einer optischen Anregung bei einer Wellenlänge von 969 nm wiederholt. Die optische Anregung der Laserscheibe erfolgte mittels einer fasergekoppelten, spektral stabilisierten Pumpdiode der Firma DILAS Diodenlaser GmbH. Die spektrale Halbwertsbreite (FWHM) der Pumplichtemission betrug 0,6 nm. Die maximale Pumpleistung betrug 2 kW.

Als laseraktives Material wurde eine Yb:LuAG-Scheibe mit einer Dicke von 125 μm , einer Yb-Dotierung von ca. 10 at.% und einem Durchmesser von 15 mm verwendet. Während sich die mechanischen Eigenschaften von Yb:LuAG kaum von Yb:YAG unterscheiden, besitzt Yb:LuAG leicht bessere thermische Eigenschaften [85]. Die Scheibe wurde wie im vorherigen Experiment ebenfalls auf einer Diamantwärmesenke montiert. Der Krümmungsradius der konkav gekrümmten Scheibe betrug im ungepumpten Zustand 3,6 m. Der Durchmesser des homogen optisch angeregten Bereichs lag in diesem Experiment bei 7,2 mm. Die Pumpstrahlung wurde innerhalb des Pumpmoduls (ein am IFSW entwickeltes *G1-Modul*) 24 Mal durch den Laserkristall gelenkt.

Ausgehend vom dargestellten Laserresonator zur Erzeugung frequenzverdoppelter Strahlung im vorangehenden Abschnitt (Vgl. Abb. 3.5), der leicht stärkeren Scheibenkrümmung und dem etwas kleineren Pumpbereich trägt die errechnete Beugungsmaßzahl des oszillierenden IR-Strahls $M^2 \approx 10$. Das Experiment ist folglich gut mit den Ergebnissen aus Abschn. 3.3 vergleichbar.

Im ersten Schritt wurde das Verhalten des Laserresonators ohne nichtlinearen Kristall und ohne GWS untersucht. Der Endspiegel wurde durch einen planen Auskop-

pelspiegel mit einer Transmission von 4,3% bei 1030 nm ersetzt. Der GWS wurde durch einen planen HR-Spiegel ersetzt. In dieser Konfiguration wurde ein unpolarisierter Laserstrahl mit einer Ausgangsleistung von 1295 W erzeugt. In Abb. 3.16 ist die gemessene Ausgangsleistung über die Pumpleistung aufgetragen. Bei einer maximalen Pumpleistung von 1,95 kW ergab sich ein optischer Wirkungsgrad von 66,6%. Das Spektrum der Laserstrahlung wies zwei Maxima um 1030,1 nm und 1031,4 nm auf, mit einer Emissionsbreite von jeweils ca. $\Delta\lambda_{FWHM} = 250$ pm, siehe Abb. 3.17.

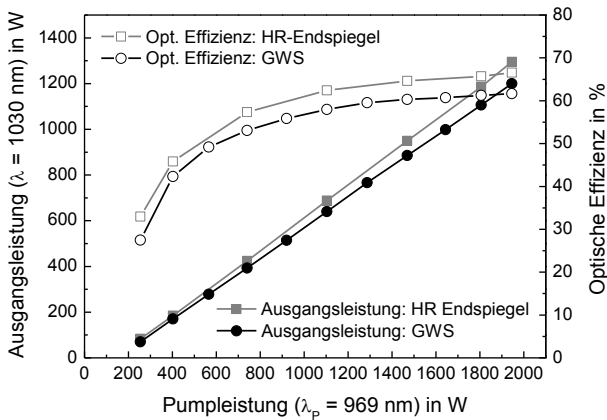


Abbildung 3.16: Gemessene Ausgangsleistung (gefüllte Symbole) und optische Effizienz (leere Symbole) des Lasers ohne Frequenzverdopplung mit HR-Endspiegel (Quadrate) und mit GWS (Kreise) als Endspiegel.

Anschließend wurde der Resonator mit dem GWS (aus Abschn. 3.3) als Endspiegel betrieben. In dieser Konfiguration konnten 1,2 kW an Ausgangsleistung bei 1,95 kW Pumpleistung erzeugt werden. Dies entspricht einem optischen Wirkungsgrad von 61,7%. Im Vergleich zur vorherigen Konfiguration mit HR-Endspiegel sank die Ausgangsleistung bei maximaler Pumpleistung also um ca. 95 W. Durch die polarisationsselektive Filterung des GWS wurde ein linear polarisierter Strahl erzeugt. Der Polarisationsgrad betrug $> 99\%$. Die spektrale Filterung durch den GWS führte zu einer Emissionsbreite von $\Delta\lambda_{FWHM} = 185$ pm bei einer Zentralwellenlänge um $\lambda = 1030,18$ nm, siehe Abb. 3.17. Die Beugungsmaßzahlen in den Hauptachsen des Laserstrahls betragen bei maximaler Ausgangsleistung $M_h^2 \approx 9,7$ und $M_v^2 \approx 11,1$. Die gemessene Beugungsmaßzahl stimmt gut mit der aus der Resonatorauslegung berechneten Beugungsmaßzahl überein. Der leichte Astigmatismus des erzeugten

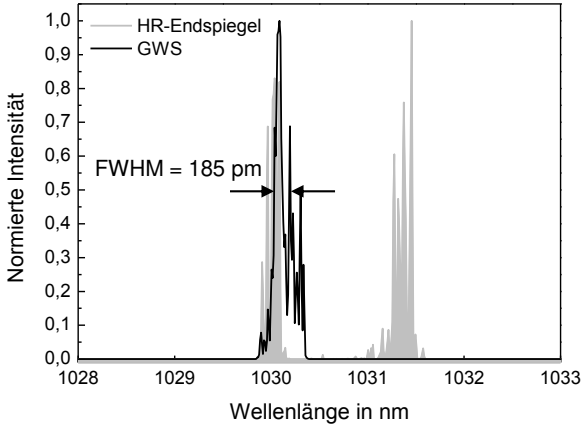


Abbildung 3.17: Emissionsspektrum für die beiden Resonatorkonfigurationen mit dem HR-Endspiegel oder dem GWS bei einer Pumpleistung von 1,95 kW.

Strahls kann auf den Auftreffwinkel von ca. 5° auf die gekrümmten Spiegel und den gekrümmten Laserkristall zurückgeführt werden.

Analog zum vorherigen Abschnitt wurde auch die resonatorinterne Leistung P_ω gemessen, vgl. Gl. 3.1. P_ω ist in Abb. 3.18 für beide Konfigurationen über die Pumpleistung aufgetragen. Bei einer maximalen Pumpleistung von 1,95 kW betrug die maximale resonatorinterne Leistung $P_\omega = 59,0$ kW (HR-Endspiegel) sowie $P_\omega = 54,6$ kW (GWS). Die Leistungsdichte auf dem GWS betrug bei maximaler Ausgangsleistung ca. $40 \text{ kW}/\text{cm}^2$. Der GWS blieb während der Experimente unbeschädigt und zeigte keinerlei Degradierungseffekte.

Schließlich wurde der nicht-lineare Kristall in das System integriert. Es wurde ein LBO-Kristall mit gleichen Spezifikationen wie in Abschn. 3.3 verwendet. Der Strahlradius innerhalb des Kristalls betrug ca. $500 \mu\text{m}$. Die erzielbare Konversionseffizienz unter Annahme perfekter Phasenanpassung ($\Delta k = 0$) wurde anhand der gemessenen resonatorintern oszillierenden Leistung P_ω abgeschätzt. Für $P_\omega = 27,3$ kW (gemessen mit GWS und 4,3% Auskoppelgrad des Endspiegels) ergibt sich nach Gl. 3.2 und Gl. 3.4 eine maximal erreichbare Konversionseffizienz von $\eta_{SHG} \approx 4,1\%$, was nahe am optimalen Auskoppelgrad des untersuchten Resonators ($\approx 4,7\%$) liegt.

Die gemessene Ausgangsleistung des frequenzverdoppelnden Lasers ist in Abb.

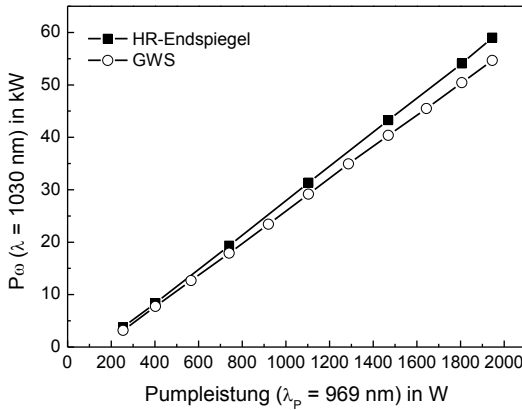


Abbildung 3.18: Resonatorinterne Leistung P_0 aufgetragen über die Pumpleistung.

3.19(a) über die Pumpleistung aufgetragen. Es wurde eine maximale Ausgangsleistung von 1016 W bei einer optischen Effizienz von 51,6% (bezogen auf die eingestrahelte Pumpleistung) erreicht. Bereits bei einer Ausgangsleistung von 500 W (990 W Pumpleistung) wurde eine optische Effizienz von $> 50\%$ erreicht. Die Beugungsmaßzahl des erzeugten Strahls betrug $M^2 \approx 20$. Die Intensitätsverteilung des Strahls bei maximaler Ausgangsleistung ist in Abb. 3.19(b) dargestellt.

Restabsorption innerhalb des LBO-Kristalls führte, analog zu den Experimenten im vorherigen Abschnitt, zu thermisch induzierter, räumlich abhängiger Phasenfehlanpassung. Die Kristalltemperatur wurde in jedem Messpunkt auf maximale Ausgangsleistung optimiert. Bei einer maximalen Ausgangsleistung von 1016 W wurde die Vorgabetemperatur des Kristallofens um insgesamt $\Delta T = 10,8^\circ\text{C}$ auf $99,2^\circ\text{C}$ reduziert. Verglichen mit dem in Abschn. 3.3 präsentierten Experiment musste die Kristalltemperatur bei ähnlicher Ausgangsleistung um ca. $3,8^\circ\text{C}$ stärker reduziert werden, um eine optimale Phasenanpassung zwischen der fundamentalen und der frequenzverdoppelten Strahlung zu erreichen. Dies lässt sich anhand einer leicht unterschiedlichen Winkelpositionierung des LBO-Kristalls erklären, welche die Phasenanpassung ebenfalls beeinflusst und zu Beginn des Experiments (bei Laserschwelle) eingestellt wurde.

Die Langzeitstabilität im SHG-Betrieb wurde bei einer Pumpleistung von 1,57 kW über einen Zeitraum von 100 Minuten überprüft, siehe Abb. 3.20. Dieser Arbeitspunkt wurde aufgrund der maximal erzielten optischen Effizienz von 52,5%

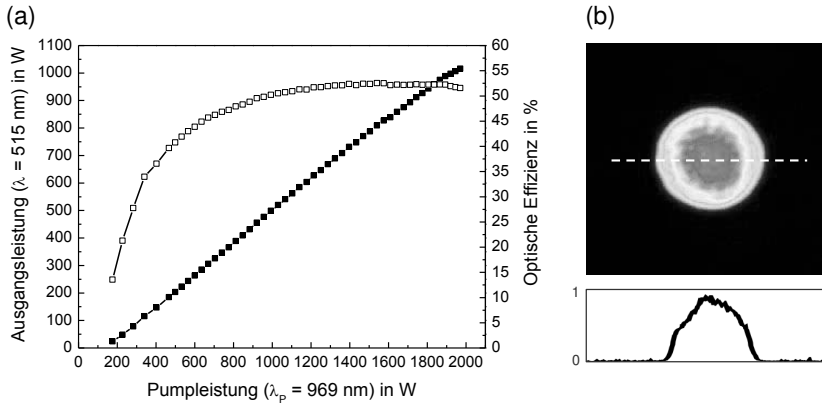


Abbildung 3.19: Ausgangsleistung und optische Effizienz im frequenzverdoppelnden Betriebs aufgetragen über die Pumpleistung (a). Intensitätsverteilung des Strahls bei 1 kW Ausgangsleistung (b).

gewählt.

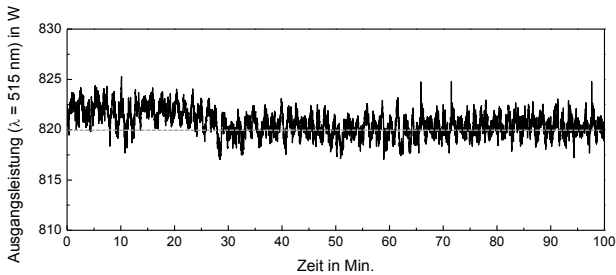


Abbildung 3.20: Ausgangsleistung der frequenzverdoppelten Strahlung aufgetragen über einen Zeitbereich von 100 Minuten. Die Pumpleistung betrug 1,57 kW.

Während des überprüften Zeitraums wurde eine mittlere Ausgangsleistung von 820,6 W bei einer maximalen Abweichung (peak-to-valley, kurz: PV) von 8,2 W ($\pm 0,5\%$ bezogen auf die mittlere Ausgangsleistung) gemessen. Die Standardabweichung der Messdaten betrug $\pm 1,2 \text{ W}$ ($\pm 0,2\%$). Die Oszillation der gemessenen Ausgangsleistung im Bereich von einigen Minuten konnte auf die Regelschwankung des Kristallofens zurückgeführt werden.

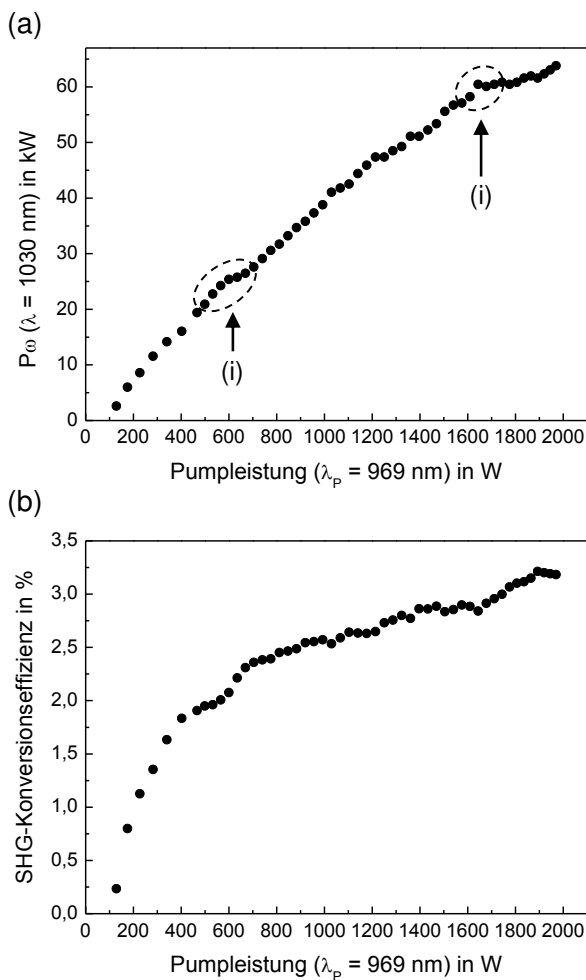


Abbildung 3.21: P_{ω} (a) und SHG-Konversionseffizienz (b) aufgetragen über die Pumpleistung.

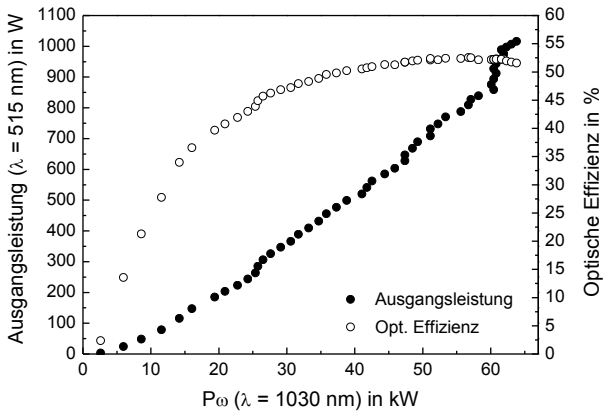


Abbildung 3.22: Ausgangsleistung und optische Effizienz aufgetragen über P_ω .

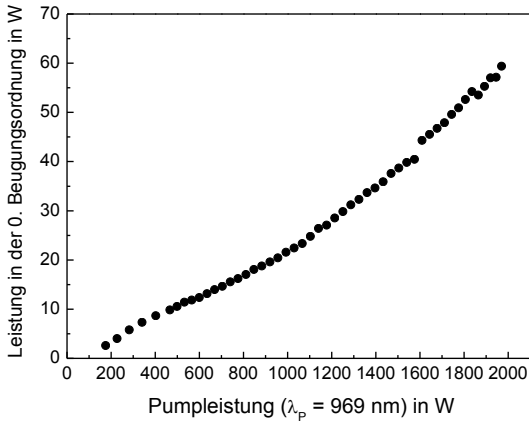


Abbildung 3.23: Verlustleistung in der 0. Beugungsordnung des GWS aufgetragen über die Pumpleistung.

Anhand des transmittierten Leistungsanteils hinter einem der Resonatorspiegel konnte während des SHG-Betriebs die resonatorinterne Leistung P_{ω} gemessen werden. In Abb. 3.21(a) ist P_{ω} über die Pumpleistung aufgetragen. Die mit (i) gekennzeichneten Messpunkte ergaben leicht erhöhte resonatorinterne Leistungen, welche auf nicht ideal angepasste Phasenanpassung im Kristall (Kristalltemperatur nicht optimal eingestellt) zurückzuführen ist. Bei einer maximalen Pumpleistung von 1,97 kW betrug $P_{\omega} = 63,8$ kW. In Abb. 3.21(b) ist die daraus ermittelte Konversionseffizienz des SHG-Prozesses über die Pumpleistung dargestellt. Es wurde eine maximale SHG-Konversion von 3,2% erreicht. In Bezug auf die Auslegung des Systems ist die erzielte absolute Konversion etwa 0,9% geringer. Als Grund für die geringere Konversion wurde erneut die thermisch induzierte, räumlich abhängige Phasenfelanpassung durch Restabsorption innerhalb des LBO-Kristalls ausgemacht. Die gemessene Ausgangsleistung und die optische Effizienz sind außerdem in Abb. 3.22 über P_{ω} aufgetragen. Der parabelförmige Leistungsanstieg der frequenzverdoppelten Strahlung nach Gl. 3.2 ist auch in diesem Experiment im Kurvenverlauf erkennbar. In Abb. 3.23 ist der Anteil der oszillierenden Leistung aufgetragen, welcher in der 0. Beugungsordnung (direkte Reflektion) des GWS gemessen wurde. Bei maximaler Ausgangsleistung wurde eine Verlustleistung von 59,4 W gemessen. In Bezug auf P_{ω} entspricht dies einer Beugungseffizienz des GWS von $> 99,8\%$, welche auch in diesem Experiment gut mit den spektroskopischen Ergebnissen aus Abschn. 3.2 übereinstimmt.

Abschließend kann zusammengefasst werden, dass in den durchgeführten Experimenten bei einer optischen Anregung des Laserkristalls bei einer Wellenlänge von $\lambda_p = 969$ nm zwar weniger Pumpleistung zur Verfügung stand, jedoch ein höherer optischer Wirkungsgrad des Lasers erreicht werden konnte. Prinzipiell eignen sich aber beide Arten der optischen Anregung (Pumpwellenlänge $\lambda_p = 969$ nm bzw. $\lambda_p = 940$ nm) für einen effizienten Laserbetrieb mit resonatorinternen Frequenzverdopplung unter Einsatz eines GWS. Somit wurde die Erwartung, dass bei einer optischen Anregung des Laserkristalls bei einer Wellenlänge von 969 nm eine höhere Lasereffizienz erreicht werden konnte, erfüllt.

3.5 Grundmodebetrieb des bei 969 nm gepumpten Lasers

Neben einer hohen Ausgangsleistung sind oftmals gute Fokussiereigenschaften der Laserstrahlung für den Materialbearbeitungsprozess von Interesse. Beispielsweise

können komplexe und feine Strukturen beim Lasersintern von Pulvermaterial nur erzeugt werden, sofern kleine Strahldurchmesser auf der Oberfläche des Werkstücks erzeugt werden können. Bleibt die Wellenlänge und der Arbeitsabstand unverändert, so setzt dies einen Laserstrahl mit niedriger Beugungsmaßzahl voraus. Ziel des im folgenden Abschnitt präsentierten Experiments lag daher darin einen im Grundmode ($M^2 < 1,3$) betriebenen Scheibenlaser mit resonatorinterner Frequenzverdopplung und mehr als 300 W Ausgangsleistung zu demonstrieren. Auch hier sollte der GWS als polarisations- und wellenlängenselektive Komponente im Resonator eingesetzt werden.

Der Resonator zur Erzeugung von beugungsbegrenzter, frequenzverdoppelter Strahlung ist in Abb. 3.24 dargestellt. Der Aufbau bestand aus einem 0,5 m konkav gekrümmten Endspiegel (HR bei $\lambda = 1030$ nm und $\lambda = 515$ nm), einem planen dichroitisch beschichteten Faltspiegel (HR bei $\lambda = 1030$ nm, AR bei $\lambda = 515$ nm), dem Laserkristall sowie dem GWS. Die Resonatorlänge betrug insgesamt 2,83 m. Es wurden sowohl Modul, Pumplichtquelle, Laserkristall (Yb:LuAG), LBO-Kristall als auch der GWS aus den vorherigen, in Abschn. 3.4 vorgestellten, Experimenten verwendet.

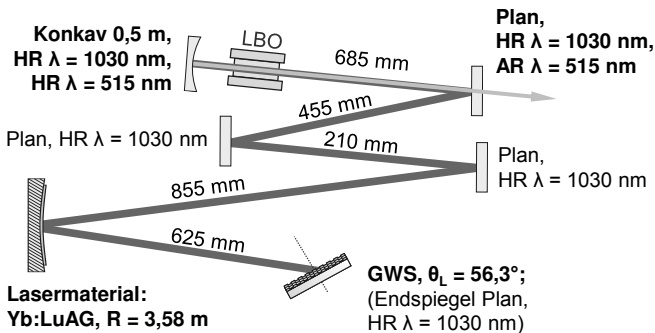


Abbildung 3.24: Experimenteller Aufbau zur Erzeugung frequenzverdoppelter Strahlung im Grundmodebetrieb.

Der Pumpfleckdurchmesser auf der Laserscheibe betrug in diesem Experiment 6 mm. Die errechnete Kaustik der TEM₀₀-Mode bei $\lambda = 1030$ nm ist in Abb. 3.6 dargestellt. Der Grundmodedurchmesser auf der Laserscheibe betrug 4,68 mm. Daraus ergibt sich ein Überlapp von Grundmode- und Pumpfleckdurchmesser auf der Laserscheibe von ca. 78% im optisch unangeregten Zustand.

Für die Auslegung des Grundmodebetriebs muss die pumpleistungsabhängige thermische Linse der Laserscheibe berücksichtigt werden [86]. Eine Zusammenfassung der in der Laserscheibe auftretenden thermischen Effekte findet sich in Kap. 5, sowie bspw. in [87]. Die darin beschriebenen Effekte können zum Verlassen des Stabilitätsbereiches des Resonators oder zu einer Degradierung der Strahlqualität führen [73]. Die Stärke der auftretenden thermisch induzierte Linse im Laserkristall ist dabei sowohl von der Anregungswellenlänge (Quantendefekt) als auch von den Scheibenparametern (u.a. Dicke der Scheibe und Kontaktierungstechnik) abhängig.

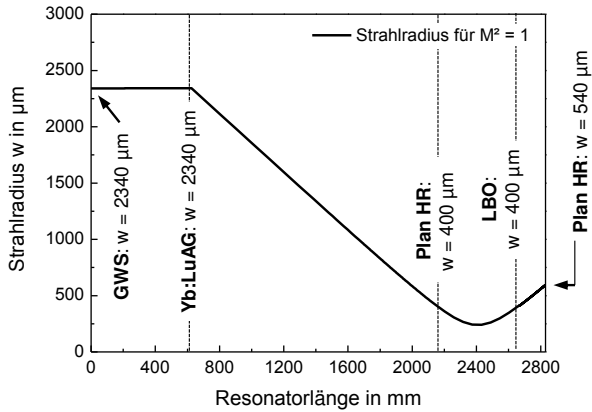


Abbildung 3.25: Berechneter Verlauf des Strahlradius der Grundmode im Resonator.

In der Literatur lassen sich unterschiedliche Abschätzungen der Stärke der auftretenden thermischen Linse von Yb-dotierten Laserkristallen finden. Typischerweise liegt die thermisch induzierte Linsenwirkung von geklebt kontaktierten Scheiben im Bereich von einigen $\text{mdpt}/\text{kW}/\text{cm}^2$ [88] bzw. bei einigen $10 \text{ mdpt}/\text{kW}/\text{cm}^2$ für auf Kupfer-Wolfram gelötete Wärmesenken [89]. Die Brechkraft der thermisch induzierten Linse des in diesem Experiment verwendeten Laserkristalls wurde zu $-6 \text{ mdpt}/\text{kW}/\text{cm}^2$ bestimmt. Dies entspricht einer Zunahme des Krümmungsradius der Laserscheibe von ca. $55 \text{ mm}/\text{kW}/\text{cm}^2$. Bei maximaler Pumpleistungsdichte ($8 \text{ kW}/\text{cm}^2$) steigt folglich der Krümmungsradius der Laserscheibe von $3,58 \text{ m}$ (ungepumpt) auf ca. $4,05 \text{ m}$ an. Der Einfluss der thermischen Linse auf den Grundmoderadius an der Position der Laserscheibe ist in Abb. 3.26 dargestellt. Mit ansteigender Pumpleistung wird ein Bereich geringer Änderung des Grundmoderadius durchlaufen bevor der Grundmoderadius mit steigendem Scheibenkrümmungsradius rapide zunimmt. In Abb. 3.27 ist der Einfluss der thermischen Linsenwirkung auf

die Resonatorstabilität dargestellt. Der hier dargestellte Resonator wurde so ausgelegt, dass bis zu einer maximalen Pumpleistungsdichte von 8 kW/cm^2 Strahlung mit einer Beugungsmaßzahl von $M^2 < 1,5$ erzeugt wird.

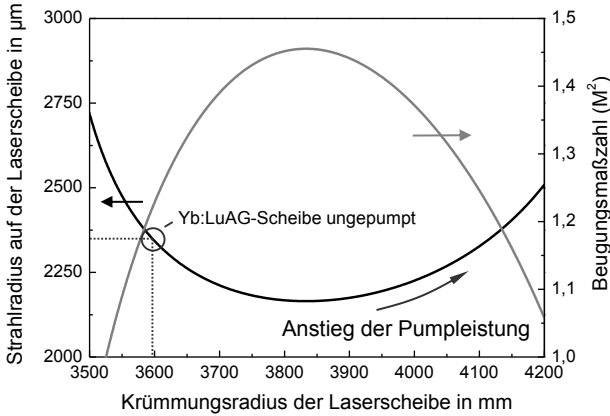


Abbildung 3.26: Berechneter Strahlradius der Grundmode auf der Laserscheibe und daraus resultierende Beugungsmaßzahl (M^2) in Abhängigkeit des Krümmungsradius der Laserscheibe.

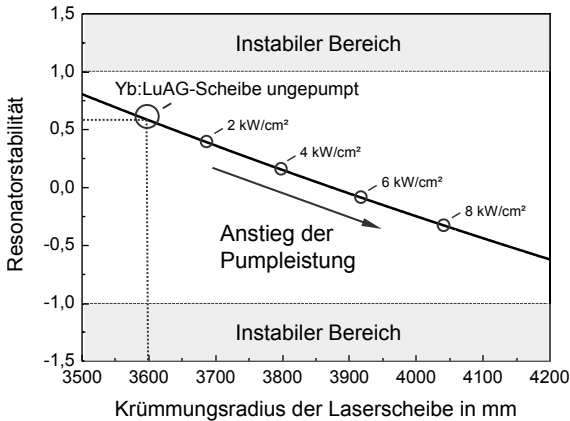


Abbildung 3.27: Resonatorstabilität in Abhängigkeit des Krümmungsradius der Laserscheibe.

Zusätzlich zum Einfluss der thermischen Linse des Laserkristalls auf das Reso-

natorverhalten muss die thermische Linsenwirkung des LBO-Kristalls berücksichtigt werden. Diese entsteht durch Absorption der Strahlung an den beschichteten Grenzflächen und innerhalb des LBO-Kristalls. Während der Auslegung des Resonators wurde die Wirkung des LBO-Kristalls rechnerisch durch eine dünne Linse umgeben von zwei plan-parallelen Platten der Dicke von jeweils 6 mm und einem Brechungsindex von $n_{LBO,\omega} = 1,606$ berücksichtigt [90]. In Abb. 3.28 ist der Einfluss der Brennweite der entstehenden Linse auf den Grundmodendurchmesser des Laserstrahls an der Position der Laserscheibe dargestellt. Die Position des LBO-Kristalls ist in Abb. 3.25 eingezeichnet. Der Abstand zum konkaven Endspiegel betrug 160 mm. Die tatsächliche Stärke der Linse hängt dabei von der Absorption der Fundamentalwelle sowie der zweiten Harmonischen ab. Es ist festzustellen, dass sich der Grundmoderadius auf der Laserscheibe durch die thermische Linse des LBO-Kristalls bis zu einer Brennweite von $f'_{LBO} \geq 5$ m nur geringfügig ändert. Ab einer Brennweite von $f'_{LBO} < 5$ m hat die thermische Linse einen erheblichen Einfluss auf den Grundmoderadius auf der Laserscheibe und führt ab $f'_{LBO} < 1,2$ m zur Instabilität des Resonators. Untersuchungen zur quantitativ auftretenden thermischen Linse im LBO-Kristall in Abhängigkeit der in Wärme umgewandelten oszillierenden Leistung wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht abgeschlossen und sind Teil andauernder Forschungsarbeiten.

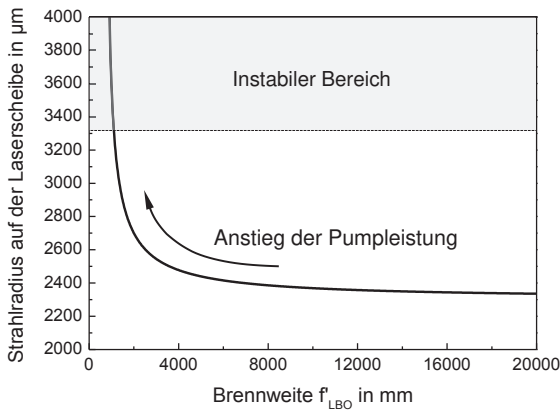


Abbildung 3.28: Strahlradius der Grundmode auf der Laserscheibe in Abhängigkeit der Brennweite der fokussierenden thermischen Linse des LBO-Kristalls.

Die Kopplung der im Resonator auftretenden Effekte sei nochmals zusammengefasst. Die Auswirkung der thermischen Linse des LBO-Kristalls auf das Resonatorverhalten hängt von der Position des LBO-Kristalls im Resonator ab. Die

auftretende Leistungsdichte im LBO-Kristall bestimmt die erzielbare Konversionseffizienz bzw. den Auskoppelgrad des frequenzverdoppelnden Lasers (vgl. Gl. 3.4). Der Auskoppelgrad bestimmt die resonatorintern oszillierende (IR-) Leistung und somit die Höhe der absorbierten Leistung im LBO-Kristall. Daraus ergibt sich die Stärke der thermischen Linse, siehe Abb. 3.28. Aufgrund der Wechselwirkung der genannten Effekte kann eine zu hohe oder zu niedrige SHG-Konversionseffizienz zu dynamisch instabilem Verhalten des Resonators führen. Erschwerend kommt hinzu, dass die Position des LBO-Kristalls den Phasenversatz zwischen Fundamentalwelle und zweiter Harmonischer (Aufgrund von Dispersion in Luft, siehe Abschn.3.4) bestimmt, was sich auf die Phasen Anpassung und somit die Konversionseffizienz auswirkt. Diese Effekte führten dazu, dass der Resonator im Experiment iterativ optimiert werden musste. Anhand Gl. 3.4 wurde ein Strahlradius innerhalb des LBO-Kristalls von $w_{LBO} = 400 \mu\text{m}$ für optimale Konversionseffizienz unter Annahme perfekter Phasen Anpassung ($\Delta k = 0$) ermittelt. Unter Annahme einer maximalen resonatorinternen Leistung von $P_{\omega} = 20 \text{ kW}$ wurde eine Konversionseffizienz von 5,35% errechnet. Der optimale Auskoppelgrad des Grundmode-IR-Resonators beträgt 4,3%.

Die Auswirkung der thermischen Linse des LBO-Kristalls auf das Resonatorverhalten und die erzeugte Beugungsmaßzahl des Laserstrahls wurde anhand eines vorangehenden Experiments überprüft. Hierzu wurde der konkave Endspiegel durch einen Auskoppelspiegel mit einer Transmissionsgrad von 4% (1030 nm) ersetzt und der LBO-Kristall 90° entlang der Strahlachse gedreht. Es wurde angenommen, dass sich der Absorptionsgrad der Strahlung im LBO-Kristall und in den beschichteten Grenzflächen durch Rotation des LBO-Kristalls nicht ändert. In dieser Konfiguration tritt aufgrund der maximalen Phasenfehl Anpassung keine Frequenzverdopplung auf. Durch Restabsorption der oszillierenden IR-Strahlung im Kristallmaterial und in den beschichteten Oberflächen entsteht jedoch eine thermische Linse im LBO-Kristall die das Resonatorverhalten, ähnlich dem darauffolgenden Experiment mit SHG-Prozess, beeinflusst. Der GWS wurde als Endspiegel im Resonator belassen. Die in diesem Experiment erzielte Ausgangsleistung und die optische Effizienz des Lasers ist in Abb. 3.29 über die Pumpleistung dargestellt. Es wurde eine maximale Ausgangsleistung von 445 W gemessen. Dies entspricht einer optischen Effizienz von 48,4% bei einer maximalen Pumpleistung von 920 W. Die resonatorinterne Leistung betrug bei maximaler Ausgangsleistung 17,16 kW. Die Leistungsdichte auf dem GWS betrug bei maximaler Ausgangsleistung ca. 60 kW/cm^2 . Der GWS blieb während der Experimente unbeschädigt und zeigte keinerlei Degradierungseffekte.

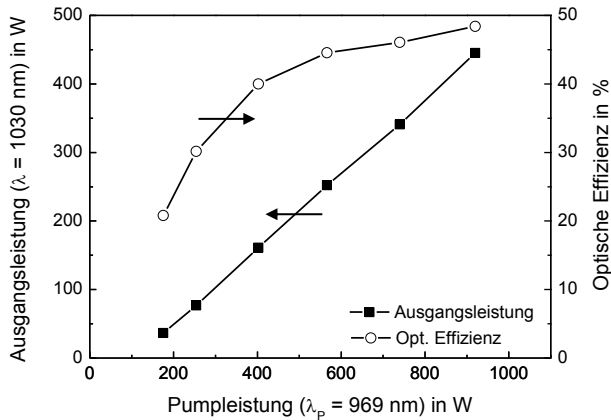


Abbildung 3.29: Ausgangsleistung und optische Effizienz des Lasers ohne Frequenzverdopplung mit GWS als Endspiegel.

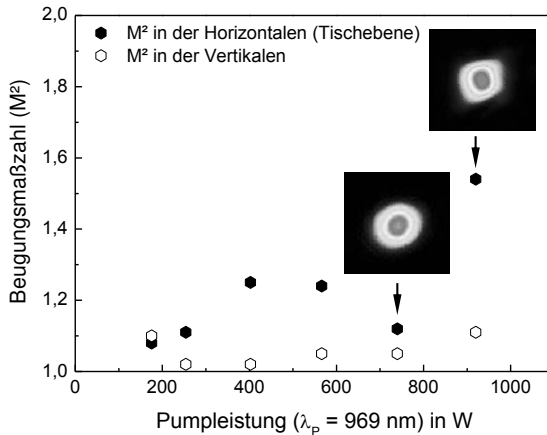


Abbildung 3.30: Gemessene Beugungsmaßzahl in horizontaler (Tischebene) und vertikaler Strahlebene aufgetragen über der Ausgangsleistung. Zusätzlich sind Aufnahmen der Intensitätsverteilungen des Laserstrahls bei einer Ausgangsleistung von 340 W und 445 W dargestellt.

In Abb. 3.30 ist die Beugungsmaßzahl über der Ausgangsleistung aufgetragen. Bis zu einer Ausgangsleistung von 400 W betrug die Beugungsmaßzahl in beiden Strahlachsen $M^2 < 1,25$. Bei maximaler Ausgangsleistung von 445 W stieg die Beugungsmaßzahl auf $M_H^2 = 1,11$ und $M_V^2 = 1,54$ an.

Der Polarisationsgrad des linear polarisierten Strahls betrug $> 99\%$. Durch die spektrale Filterung durch den GWS betrug die Halbwertsbreite des gemessenen Spektrums bei 445 W Ausgangsleistung lediglich $\Delta\lambda_{FWHM} = 20$ pm bei einer zentralen Wellenlänge von 1030,07 nm, siehe Abb. 3.31. Wurde der GWS durch einen HR-Endspiegel ersetzt, so wurden zwei Hauptemissionsbereiche bei 1030,0 nm und 1031,2 nm mit einer Emissionsbreite von jeweils ca. $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 0,1$ nm gemessen, siehe Abb. 3.32.

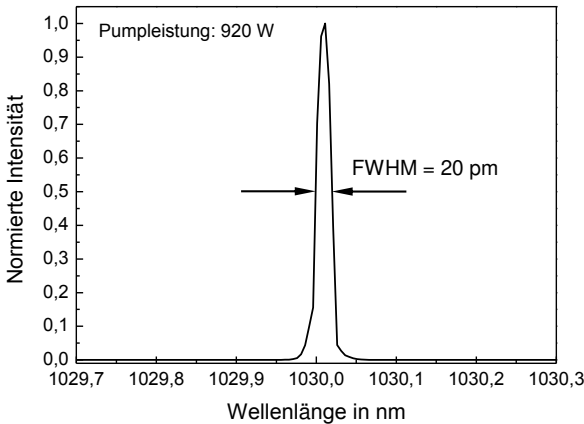


Abbildung 3.31: Emissionsspektrum des IR Lasers bei einer Pumpleistung von 920 W und mit dem GWS als Endspiegel.

Insgesamt lies sich trotz des Einflusses der thermischen Linse des LBO-Kristalls in diesem Experiment ein Strahl mit beugungsbegrenzter Strahlqualität bis zu einer maximalen Ausgangsleistung von 450 W erzeugen. Um anschließend den Laser in SHG-Betrieb zu testen wurde unter diesen Voraussetzungen der LBO-Kristall in seine phasenangepasste Orientierung gedreht. Der Auskoppelspiegel wurde durch einen für die Wellenlängen von 1030 nm und 515 nm HR-beschichteten Spiegel ersetzt.

Die Ausgangsleistung und die erzielte optische Effizienz des frequenzverdoppelten Laserstrahls ist in Abb. 3.33 dargestellt. In dieser Konfiguration konnte eine ma-

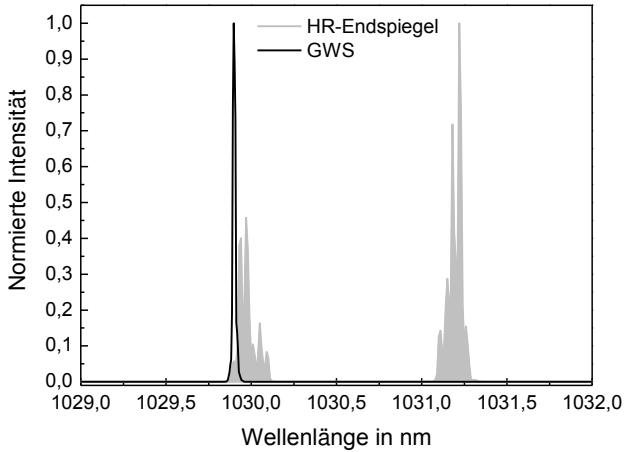


Abbildung 3.32: Vergleich des Emissionsspektrums bei Einsatz des HR-Endspiegels und des GWS bei einer Pumpleistung von 920 W.

ximale Ausgangsleistung von 419 W bei einer Wellenlänge von 515 nm und einer optischen Effizienz von 45,5% erzielt werden. Die maximale Pumpleistung betrug 920 W. Die gemessenen Beugungsmaßzahlen sind in Abb. 3.34 über die Pumpleistung dargestellt. Bei 419 W Ausgangsleistung betrug die gemessene Beugungsmaßzahl $M_h^2 = 1,28$ und $M_v^2 = 1,36$. Höhere Ausgangsleistungen wurden durch den Einfluss der thermischen Linse des LBO-Kristalls verhindert. Dies machte sich für Pumpleistungen von mehr als 920 W durch Abnahme der optischen Effizienz und Verschlechterung der Strahlqualität bemerkbar (nicht mehr im Diagramm dargestellt).

Auch im Grundmodebetrieb war es nötig, die durch Restabsorption der Strahlung im LBO-Kristall auftretende thermisch induzierte Phasenfehlانpassung arbeitspunktabhängig zu kompensieren. Anders als im Multimodebetrieb wurde in diesem Experiment nicht die Temperatur des Ofens sondern der kritische Winkel ϕ der Kristallachse auf Ausgangsleistung optimiert. Dazu wurde der Kristallofen auf einem piezogetriebenen Halter montiert. Die kritische Achse musste bei maximaler Ausgangsleistung um etwa $\Delta\phi = 0,5^\circ$ korrigiert werden. Um die nötige Änderung des kritischen Winkels des LBO-Kristalls mit den Ergebnissen aus den vorherigen Experimenten zu vergleichen, in welchen für eine optimale Phasenanpassung die Temperatur des Kristalls angepasst wurde, kann anhand [91] die Änderung des

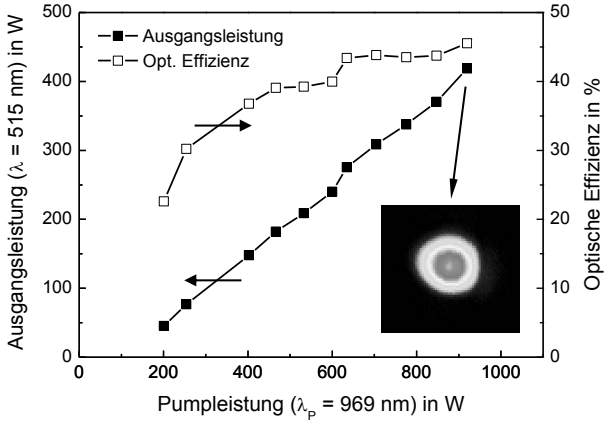


Abbildung 3.33: Ausgangsleistung und optische Effizienz des frequenzverdoppelnden Lasers mit dem GWS als Endspiegel.

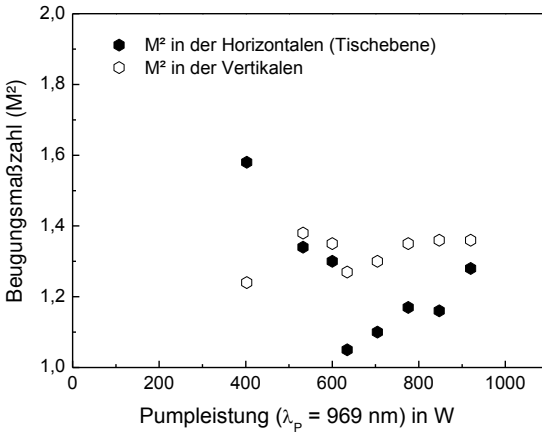


Abbildung 3.34: Gemessene Beugungsmaßzahl in horizontaler (Tischebene) und vertikaler Strahlebene über der Ausgangsleistung.

kritischen Winkels in eine äquivalente Temperaturänderung des Kristalls umgerechnet werden. Eine maximale Winkelanpassung von $\Delta\phi = 0,5^\circ$ entspricht dabei einer Temperaturänderung des LBO-Kristalls von $\Delta T \approx 10^\circ\text{C}$. Daraus lässt sich folgern, dass die im Experiment maximal notwendige Winkelanpassung des Kristalls einer Reduzierung der Kristalltemperatur auf insgesamt 100°C entspricht. Verglichen mit den Experimenten in Abschn. 3.3 und Abschn. 3.4 fällt auf, dass die Kristalltemperatur im Grundmodebetrieb bereits bei geringeren Ausgangsleistungen (bzw. resonatorinterne Leistung) stärker reduziert werden muss, um eine optimale Phasenanpassung im LBO-Kristall zu erreichen. Eine mögliche Ursache hierfür könnte die Intensitätsverteilung des oszillierenden Laserstrahls sein, welche sich im Grundmodebetrieb erheblich von der Intensitätsverteilung eines Strahls mit höherer Beugungsmaßzahl unterscheidet. Dies könnte die im LBO-Kristall eingebrachte Wärmeverteilung beeinflussen und zu stärkerer Phasenfehlanspassung bei gleicher Wärmemenge führen.

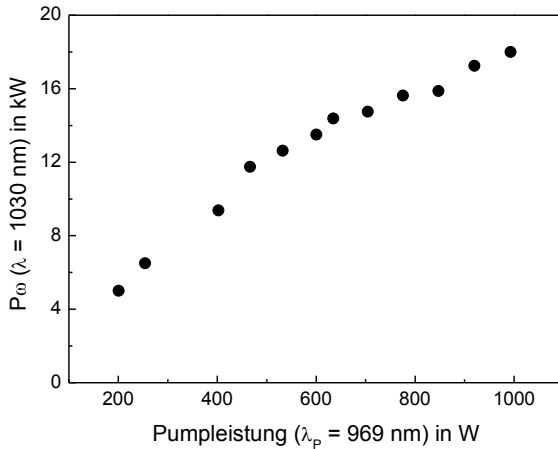


Abbildung 3.35: Resonatorinterne Leistung P_ω aufgetragen über die eingestrahlte Pumpleistung.

In Abb. 3.35 ist die gemessene resonatorinterne Leistung P_ω über die Pumpleistung aufgetragen. Bei einer maximalen Ausgangsleistung von 419 W betrug $P_\omega = 17,2 \text{ kW}$. Daraus berechnet sich eine Konversionseffizienz von 4,85%, siehe Abb. 3.36. Gegenüber der Auslegung des Resonators lag die aus den Messdaten errechnete Konversionseffizienz nahe an der Abschätzung nach Gl. 3.4. Daraus lässt sich schließen, dass sich im Grundmodebetrieb, anders als im Multimodebetrieb (Abschn.

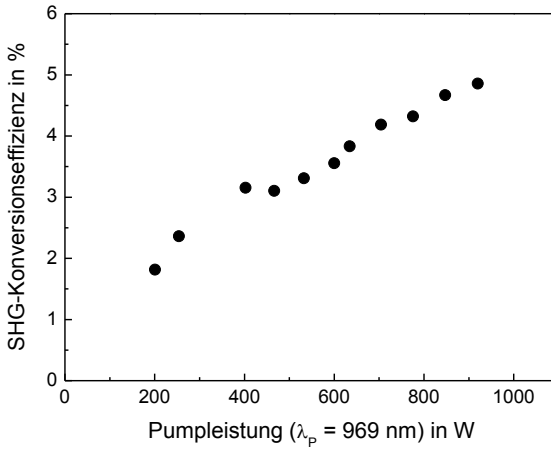


Abbildung 3.36: Berechnete Konversionseffizienz aufgetragen über P_ω .

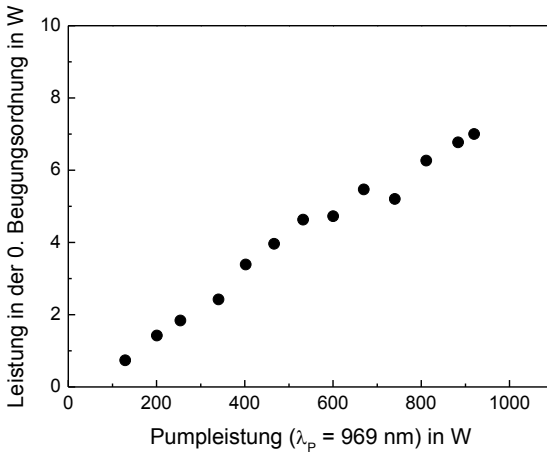


Abbildung 3.37: Gemessene Leistung in der 0. Beugungsordnung des GWS aufgetragen über die Pumpleistung.

3.3 und Abschn. 3.4), bei welchem die erreichten Konversionseffizienzen deutlich unter den theoretisch vorhergesagten Werten lagen, durch arbeitspunktabhängiges Optimieren der Ausgangsleistung (ändern der Kristalltemperatur bzw. des kritischen Winkels) die thermisch-induzierte Phasenfehlانpassung besser kompensiert werden kann.

In Abb. 3.37 ist zusätzlich die gemessene Leistung in der 0. Beugungsordnung (direkte Reflektion) des GWS über die eingestrahlte Pumpleistung aufgetragen. Bei maximaler Ausgangsleistung wurde eine Leistung von 7 W gemessen. Daraus berechnet sich eine Beugungseffizienz des GWS von $> 99,8\%$, was gut mit den spektroskopischen Messergebnissen aus Abschn. 3.2 und den Ergebnissen aus den bereits diskutierten Experimenten übereinstimmt.

3.6 Zusammenfassung

Zusammenfassend konnte in den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten gezeigt werden, dass durch den als Resonatorendspiegel im Laserresonator implementierten GWS die für eine stabile SHG-Phasenanpassung notwendige Polarisations- und Wellenlängenstabilisierung verlustarm realisiert werden kann. Zusätzliche optische Komponenten, welche üblicherweise die Laserleistung durch geringe Zerstörungsschwellen oder parasitäre thermo-optische Effekte limitieren, werden nicht benötigt. Sowohl im Multi- als auch im Grundmodebetrieb konnte aufgrund der hohen Effizienz des GWS resonatorinterne Frequenzverdopplung mit bis dato unerreichtem optischen Wirkungsgrad demonstriert werden.

Im Multimode-Betrieb ($M^2 \approx 20$, $SPP = 3,4 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$) konnte eine Ausgangsleistung von mehr als 1 kW bei einer optischen Effizienz von 51,6% (optische Anregung der Laserscheibe bei 969 nm) sowie 46,0% (optische Anregung der Laserscheibe bei 940 nm) demonstriert werden [92]. Die Hochleistungstauglichkeit des GWS konnte auch anhand eines im Grundmode betriebenen resonatorinternen frequenzverdoppelnden Scheibenlasers bestätigt werden [93]. Hierbei wurde eine maximale Ausgangsleistung von 419 W bei einer optischen Effizienz von 45,4% (optische Anregung der Laserscheibe bei 969 nm) erreicht. Die gemessene Beugungsmaßzahl betrug bei maximaler Ausgangsleistung $M_h^2 = 1,28$ und $M_v^2 = 1,36$.

4 Resonatorinterne Erzeugung radial polarisierter Laserstrahlung

4.1 Überblick und Zielsetzung

In Kap. 3 wurde auf die Bedeutung der Wellenlänge des Laserstrahls in Bezug auf die Effizienz und die Qualität des Materialbearbeitungsprozesses eingegangen. Zusätzlich zum Einfluss der Wellenlänge des Laserstrahls kann auch eine optimierte Polarisationsverteilung den Materialbearbeitungsprozess positiv beeinflussen. Aufgrund des lokal großen Einfallswinkels des Laserstrahls beim Auftreffen auf die Oberfläche des Werkstücks in der Wechselwirkungszone ist der resultierende Einkoppelgrad des Materials von der Polarisationsrichtung des einfallenden Feldes abhängig [94]. Theoretische und experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, dass sich die Prozesseffizienz bei verschiedenen Lasermaterialbearbeitungsverfahren wie beispielsweise dem Bohren, Schneiden und Tiefschweißen unter gewissen Voraussetzungen durch den Einsatz von *axial-symmetrischer*, d.h. radial- bzw. azimuthal polarisierter Strahlung gegenüber konventionellen Polarisationsformen des Laserstrahls (unpolarisierte oder linear bzw. zirkular polarisierte Strahlung) steigern lässt [8–11]. Neben der Lasermaterialbearbeitung haben sich in den letzten Jahren außerdem noch weitere Anwendungsgebiete ergeben, in denen Laserstrahlen mit genannter Polarisationsverteilung vorteilhaft eingesetzt werden können [12–16].

Die Erzeugung eines radial bzw. azimuthal polarisierten Laserstrahls kann außerhalb oder innerhalb eines Laserresonators erfolgen. Bei der resonatorexternen Erzeugung können beispielsweise computergenerierte *Transmissionsgitter* eingesetzt werden um zirkular polarisierte Strahlen in radial bzw. azimuthal polarisierte Strahlen zu konvertieren [95]. In der genannten Publikation wurde über Gitter berichtet, welche für eine Wellenlänge des Laserstrahls von 10 μm ausgelegt wurden und eine Transmissionseffizienz von ca. 88% erreichen konnten. Ein alternativer Ansatz wird in [96, 97] beschrieben, worin ein segmentiert aufgebauter und in Transmission eingesetzter *Polarisationskonverter* vorgestellt wird, welcher sich aus einer diskreten Anzahl speziell zueinander orientiert angeordneten $\lambda/2$ -Plättchen zusammensetzt. Ein linear polarisierter Laserstrahl wird durch Transmission

durch den Konverter, je nach Orientierung der Polarisation des einfallenden Strahls zur Konverterausrichtung, in einen radial oder azimuthal polarisierten Strahl mit ringförmiger Intensitätsverteilung konvertiert. Für einen linear polarisierten Gaußstrahl betrug der Transmissions- bzw. Konversionsgrad des Polarisationskonverters ca. 90%. Der Hauptvorteil dieser Methode liegt in der einfachen Integrierbarkeit der Komponente in den Strahlengang. Dem stehen jedoch Streu- und Absorptionseffekte an den Schnittstellen der Wellenplättchen gegenüber, welche die zulässige Bestrahlungsstärke der Optik limitiert. Zusätzlich lassen Beugungseffekte an den Kanten der Segmente den erzeugten Strahl von einem idealen (ringförmigen) Strahlprofil abweichen. Dies hat zur Folge, dass weitere Optiken zur Strahlbereinigung eingesetzt werden müssen, um optimale Voraussetzungen für einen nachfolgenden Materialbearbeitungsprozess zu erreichen. Anhand dieses Konzepts konnten beispielsweise linear polarisierte, ultra-kurze Pulse mit einer Pulsdauer von 6,5 ps in einen radial polarisierten Strahl mit einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von 115 W konvertiert und anschließend in einem Multipass-Scheibenlasersystem auf maximal 635 W mittlere Ausgangsleistung verstärkt werden [98]. Bei einer Pulsdauer von 782 fs konnte mit einem ähnlichen System eine maximale, mittlere Ausgangsleistung von 265 W erreicht werden [99, 100].

Im Falle der resonatorinternen Erzeugung nutzt man dagegen optische Komponenten, welche dafür sorgen, dass unerwünschte Polarisationsanteile während eines Resonatorumlaufs höhere Verluste erleiden als die erwünschten Polarisationsanteile. Effektiv führt dies zu einer Unterdrückung der unerwünschten Polarisationsanteile im Laserresonator. Diese Form der resonatorinternen Strahlformung wurde mit unterschiedlichen Ansätzen untersucht: *Binärgitter* [101–103], *giant reflection to zero order-Gitter* (kurz: GIRO) [104–106], *doppelbrechende Platten* [107], *räumlich varrierender Wellenplättchen* [108, 109] sowie *retroreflektierende Dreifach-Axikon*s [110]. Diese Elemente limitieren jedoch den Laserbetrieb in Bezug auf die erreichbare Ausgangsleistung durch geringe Zerstörschwellen und thermo-optische Effekte. Auch die engen Herstellungstoleranzen, die Komplexität der Komponenten und deren Justageempfindlichkeit, sowie die maximal erreichbaren Reflektivitäten der Strukturen begrenzen die Einsatzfähigkeit in Hochleistungslasersystemen.

Der in dieser Arbeit vorgestellte Ansatz verfolgt die Weiterentwicklung von GWS, welche den in Abschn. 2.2.3 vorgestellten LM-Kopplungsmechanismus zur Polarisationsselektion ausnutzen und welche direkt im Laserresonator integriert werden können. Dabei erfährt die unerwünschte Polarisationsrichtung der oszillierenden Strahlung eine niedrigere Reflektivität als die senkrecht dazu orientierte Polarisation. Wird die Gitterstruktur rotations-symmetrisch angeordnet, so lässt sich damit,

je nach Auslegung des GWS, resonatorintern Strahlung mit radialer oder azimuthaler Polarisation erzeugen. Solche GWS konnten bereits in CO_2 -Laser integriert und erfolgreich getestet werden, wobei radial polarisierte Strahlung mit 3 kW [111] und 5,5 kW [112] Leistung erzeugt werden konnte. Die Technologie wurde anschließend auf den Scheibenlaser übertragen, bei dem der GWS ebenfalls einen der Resonatordspiegel ersetzt. Hierbei konnte im cw-Betrieb Laserstrahlung mit radialer Polarisation mit bis zu 275 W [113] Leistung, sowie mit azimuthaler Polarisation und einer maximalen Leistung von 145 W [114] demonstriert werden.

Scheibenlaser mit höheren Ausgangsleistungen waren vor allem durch die verfügbare Qualität und Größe der Gitterstruktur des GWS (maximaler Durchmesser von 6 mm bis 8 mm), den thermo-optischen Effekten der Laserscheibe und dessen Einfluss auf das Resonatorverhalten sowie die verfügbare Pumpleistung limitiert. Außerdem wurde in [115] beschrieben, dass akkumulierende Phaseneffekte (beispielsweise an den Beschichtungen der Resonatoroptiken) die erzeugbare Polarisationsreinheit negativ beeinflussen können. Der Einfluss dieser Phaseneffekte kann durch einen hohen Unterschied der Reflektivitäten der Polarisationsanteile am GWS minimiert werden.

Im folgenden soll eine neue Generation von LM-GWS vorgestellt werden, welche sich durch einen Durchmesser der Gitterstruktur von 16 mm, eine hohe spektrale Bandbreite und eine hohe Selektivität der Polarisationsanteile auszeichnet. Basierend auf der vorgestellten Komponente werden Scheibenlaserexperimente im cw-Betrieb präsentiert, welche die weitere Skalierbarkeit dieses Ansatzes demonstrieren sollen.

4.2 Auslegung und optische Eigenschaften des eingesetzten GWS

Die in dieser Arbeit untersuchte Gitterstruktur zur Erzeugung radialer Polarisation basiert auf dem LM-Kopplungsmechanismus, siehe Abschn. 2.2.3. Die Gitterstruktur des LM-GWS besitzt eine Gitterperiode von 597 nm und eine Strukturtiefe von ca. 90 nm bei einem Tastgrad von 0,5. Der Durchmesser der zylindrisch angeordneten Gitterstruktur beträgt 16 mm. Die Gitterstruktur wurde in die oberste Schicht eines HR-Schichtstapels (ausgelegt für eine Wellenlänge von 1030 nm und senkrechtem Einfall) eingebracht. Der Schichtstapel setzt sich aus insgesamt 29 Schichten aus abwechselnd Ta_2O_5 und SiO_2 zusammen. Als Träger wurde ein YAG-Substrat

mit einem Durchmesser von 25,4 mm und einer Dicke von 6,35 mm verwendet, auf dem der Schichtstapel aufgebracht worden ist.

Die Lithographie des Photoresists und der anschließende trocken-chemische Ätzprozess zur Erzeugung der Gitterstrukturen wurde am *Institut für Technische Optik* der Universität Stuttgart durchgeführt. Dabei kam die *rasternde Interferenzlithografie* (engl.: *scanning beam interference lithography*, kurz: SBIL) zum Einsatz [116]. Hierbei wird ein Belichtungsstrahl in zwei Teilstrahlen separiert, welche unter einem definierten Winkel auf die Oberfläche des Photoresists gelenkt werden. Das entstehende Interferenzmuster wird zur Belichtung des Photoresists genutzt. Zusätzlich rotiert der Probenteller, auf dem das Substrat eingespannt ist, wodurch anstatt linearer Streifen ein axial-symmetrisches Ringmuster erzeugt wird. Anschließend wurde das Substrat auf Basis eines CHF_3 -Prozesses trocken-chemisch geätzt.

Eine Aufnahme der Oberflächentopografie des LM-GWS am Außenbereich des Gitters (näherungsweise lineares Gitterprofil) wurde mittels *Raster-Kraft-Mikroskopie* (engl.: *atomic force microscopy*, kurz AFM) durchgeführt und ist in Abb. 4.1 dargestellt. Der Messbereich betrug $5\ \mu\text{m}$ auf $5\ \mu\text{m}$.

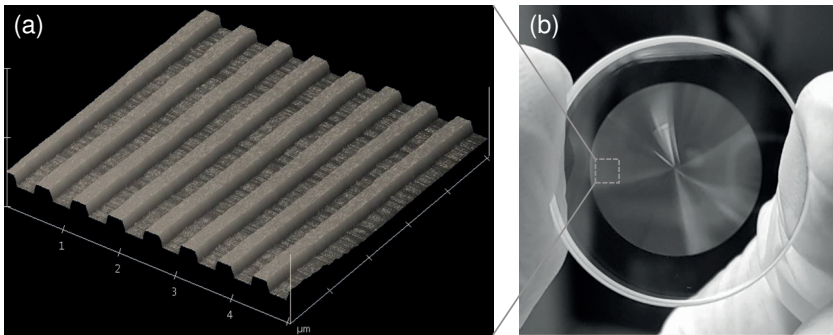
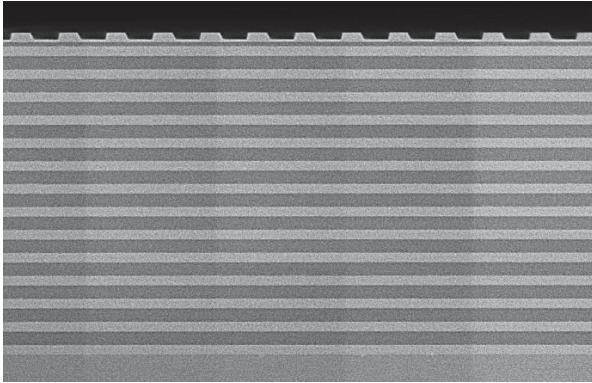


Abbildung 4.1: Mittels Raster-Kraft-Mikroskopie aufgenommene Oberflächentopografie am Außenbereich der Gitterstruktur (a). Der Messbereich betrug $5\ \mu\text{m}$ auf $5\ \mu\text{m}$. Fotografie des GWS (b). Der Durchmesser des Substrats beträgt 25,4 mm, der Durchmesser der Gitterstruktur beträgt 16 mm.

Außerdem wurden Aufnahmen des Schichtstapels und der Gitterstruktur mittels *Raster-Elektronen-Mikroskopie* (kurz: REM) erstellt, siehe Abb. 4.2. Hierzu wurde ein LM-GWS mittig gebrochen und die Bruchkante anschließend metallisiert. Anhand der REM-Aufnahmen lassen sich die einzelnen Schichten gut voneinander

unterscheiden. Der erzeugte Schichtstapel wies eine ausgezeichnete Homogenität auf.

(a)



(b)

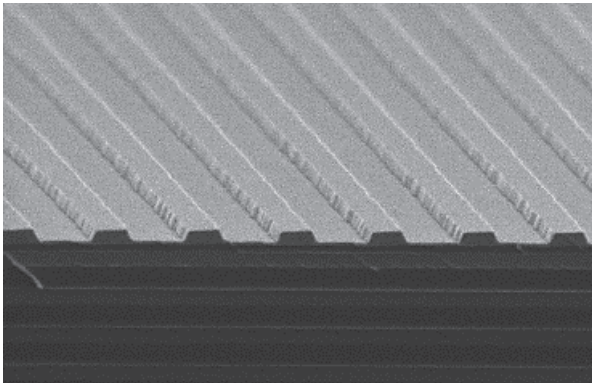


Abbildung 4.2: REM-Aufnahme der Bruchkante (a) und der obersten Schicht der Gitterstruktur (b) des Schichtstapels.

Die Reflektivität des GWS wurde anhand des in Abschn. 3.2 vorgestellten Messsystems charakterisiert. Aufgrund des linear polarisierten Messstrahls mit einem Strahldurchmesser von ca. 2 mm wurde die Probe nur im Außenbereich der eingebrachten Struktur vermessen, siehe Abb. 4.3. An dieser Position weist die eingebrachte Gitterstruktur ein nahezu lineares Linienprofil auf. Auf diese Weise konnte

die Reflektivität eines TM- bzw. TE-polarisierten Messstrahls trotz zylindrischer Gitterstruktur getrennt voneinander untersucht werden. Der spektrale Messbereich lag bei einer Wellenlänge von 1000 nm bis 1070 nm.

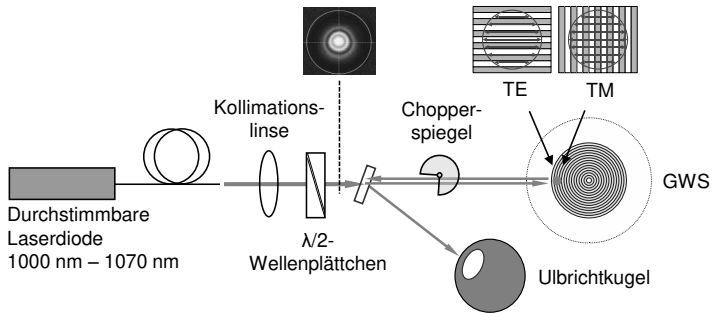


Abbildung 4.3: Messaufbau zur Bestimmung der Reflektivität des GWS für TE- und TM-polarisierte Strahlung.

In Abb. 4.4 sind die Ergebnisse der spektroskopischen Untersuchung und die anhand einer *RCWA*-Simulation errechnete Reflektivität des LM-GWS für TM- und TE-polarisierte Strahlung dargestellt. Mess- und Simulationsergebnisse weisen eine gute Übereinstimmung auf. Die Messung der Reflektivität eines TE-polarisierten Strahls ergab über einen Wellenlängenbereich von 1010 nm bis 1070 nm eine Reflektivität von $< 80\%$. Bei einer Wellenlänge von 1030 nm betrug die gemessene Reflektivität für den TE-polarisierten Strahl $55,2\% \pm 0,3\%$. Die Reflektivität für einen TM-polarisierten Strahl betrug bei einer Wellenlänge von 1030 nm $99,8\% \pm 0,2\%$. Der TM-polarisierte Strahl erfährt keine Einkopplung in den Wellenleiter des LM-GWS und wird nahezu vollständig am HR-Schichtstapel reflektiert. Daraus folgt bei $\lambda = 1030$ nm eine Differenz der gemessenen Reflektivitäten von ca. 45%. Verglichen mit früheren Arbeiten deckt der hier präsentierte LM-GWS in Bezug auf die Polarisationsselektion einen besonders breiten Wellenlängenbereich von ca. 60 nm ab. Dies wird erreicht, indem mehrere LM-Moden durch die Wahl der Gittergeometrie, des Schichtstapels und des hohen Brechungsindex des YAG-Trägersubstrates spektral überlappend angeregt werden.

Hervorzuheben sind außerdem die Messergebnisse bei den Wellenlängen 1023 nm, 1042 nm und 1059 nm. Hier betrug die Reflektivität des GWS für einen TE-polarisierten Strahl $< 1\%$. Dies macht den vorgestellten GWS attraktiv für andere Laserarchitekturen und -materialien, welche in diesem Wellenlängenbereich arbei-

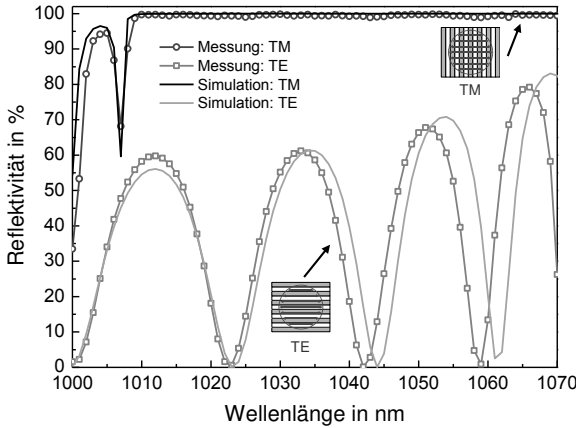


Abbildung 4.4: Messung und Simulation der Reflektivität des GWS für TM- und TE-polarisierte Strahlung bei senkrechtem Einfall.

ten. Weiterhin ist hervorzuheben, dass das YAG-Trägersubstrat mit 14 W/mK eine ca. 10-fach höhere Wärmeleitfähigkeit als Quarzglas aufweist, welches in früheren Arbeiten eingesetzt wurde. Die optischen Auswirkungen aufgrund von thermisch induzierten Effekten, beispielsweise hervorgerufen durch Restabsorption im Wellenleiter, können durch Bauteilkühlung effizienter reduziert werden.

4.3 Experimenteller Aufbau

Im folgenden soll der experimentelle Aufbau zur Erzeugung radial polarisierter Laserstrahlung erläutert werden. Der Resonator ist in Abb. 4.5 dargestellt. Dieser besteht aus einem planen Auskoppelspiegel mit einer Transmission von ca. 4%, einem konvexen Faltspiegel (HR bei 1030 nm , $R = 2 \text{ m}$), der konkaven Laserscheibe und dem GWS als Endspiegel. Als laseraktives Material wurde eine Yb:LuAG-Scheibe mit einer Dicke von ca. $125 \mu\text{m}$, einer Yb-Dotierung von ca. 10 at.% und einem Durchmesser von 15 mm verwendet. Der Krümmungsradius der Scheibe betrug im ungepumpten Zustand $3,58 \text{ m}$. Der homogen optisch gepumpte Bereich auf dem Laserkristall hatte einen Durchmesser von 6,3 mm.

Die optische Anregung der Laserscheibe erfolgte mittels einer fasergekoppelten, spektral stabilisierten Pumpdiode der Firma DILAS Diodenlaser GmbH. Die Pum-

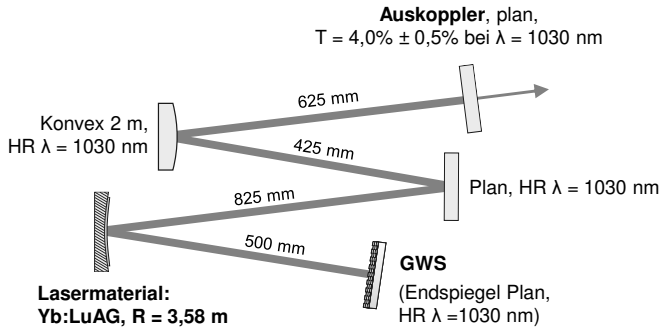


Abbildung 4.5: Experimenteller Aufbau zur Erzeugung radial polarisierter Strahlung.

lichtwellenlänge betrug $\lambda_P = 969$ nm bei einer spektralen Halbwertsbreite (FWHM) von 0,6 nm und einer maximalen Pumpleistung von 2,0 kW. Bei maximaler Pumpleistung entsprach dies einer maximalen Pumpleistungsdichte von $6,4 \text{ kW/cm}^2$ auf dem Laserkristall. Die Pumpstrahlung wurde innerhalb des Pumpmoduls 24 Mal durch den Laserkristall gelenkt.

In Abb. 4.6 sind die berechneten Verläufe der Strahlradian des oszillierenden Strahls in horizontaler (Tisebene) und vertikaler Strahlebene für einen Krümmungsradius der Laserscheibe von 3,8 m (entspricht einer Pumpleistungsdichte von ca. 4 kW/cm^2) dargestellt. Für die Berechnung wurde eine Beugungsmaßzahl der oszillierenden LG_{01} -Mode von $M^2 = 2$ angenommen [90]. Die Gesamtlänge des Resonators betrug 2,38 m.

Aus vorhergehenden Experimenten war bekannt, dass die effiziente Erzeugung der Ringmode nur erfolgen kann, wenn das Verhältnis des Durchmessers von Lasermode und gepumptem Bereich ca. 90% beträgt [82]. Da dies möglichst über den gesamten Leistungsbereich des Lasers erfolgen soll, musste die Auswirkung der thermischen Linse des Laserkristalls sowie des auftretenden Astigmatismus in der Resonatorauslegung berücksichtigt werden. Die Brechkraft der thermisch induzierten Linse des Laserkristalls wurde zu $-6 \cdot 10^{-3} \text{ dpt/kW/cm}^2$ bestimmt. Dies entspricht einer Zunahme des Krümmungsradius der Laserscheibe von ca. 55 mm/kW/cm^2 . Bei maximaler Pumpleistungsdichte steigt folglich der Krümmungsradius der Laserscheibe von 3,58 m (ungepumpt) auf ca. 3,95 m ($6,4 \text{ kW/cm}^2$) an. Die davon abhängigen berechneten Strahlradian des erzeugten Laserstrahls sind in Abb. 4.7 über den Krümmungsradius der Laserscheibe aufgetragen. In der dargestellten Resonator-

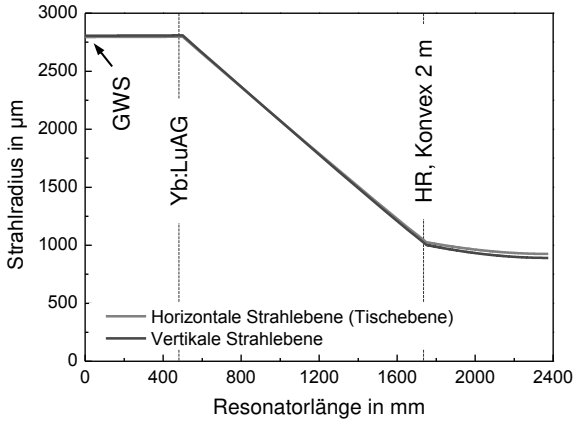


Abbildung 4.6: Berechneter Verlauf des Radius des oszillierenden Laserstrahls in horizontaler und vertikaler Strahlebene über der Resonatorlänge für einen Krümmungsradius der Laserscheibe von 3,8 m.

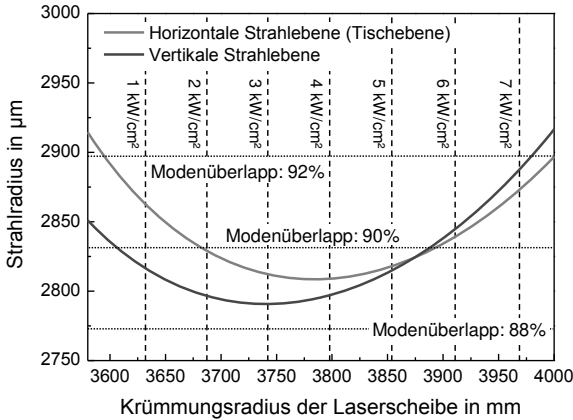


Abbildung 4.7: Berechneter Strahlradius in horizontaler und vertikaler Strahlebene sowie der Modenüberlapp (Verhältnis aus Moden- und Pumpfleckdurchmesser) über dem Krümmungsradius der Laserscheibe.

konfiguration betrug der Modenüberlapp über den gesamten Pumpleistungsbereich zwischen 88% und 92%. Ausgehend von dieser Resonatorauslegung war sichergestellt, dass sich die Strahlqualität des erzeugten Laserstrahls trotz des Einflusses der thermischen Linse des Laserkristalls nur geringfügig ändert.

4.4 Betrieb des bei 969 nm gepumpten Lasers

Im ersten Experiment wurde der GWS durch einen HR-Endspiegel (Reflektivität $> 99,98\%$) ersetzt. Die maximal erreichbare Ausgangsleistung betrug in dieser Konfiguration 1130 W, dargestellt in Abb. 4.8. Dies entsprach bei einer maximal eingesetzten Pumpleistung von 1,8 kW einem optischen Wirkungsgrad von 62,4%. Die maximale Pumpleistungsdichte auf dem Laserkristall betrug $5,8 \text{ kW/cm}^2$. Bei maximaler Ausgangsleistung betrug die gemessene Beugungsmaßzahl $M_h^2 = 2,2$ und $M_v^2 = 1,9$. Der leichte Astigmatismus des erzeugten Strahls entstand durch den Auftreffwinkel von ca. 7° auf den gekrümmten Resonatoroptiken. Der erzeugte Laserstrahl war unpolarisiert. Das Spektrum der Laserstrahlung wies Maxima bei den Wellenlängen $\lambda = 1029,7 \text{ nm}$ und $\lambda = 1031,2 \text{ nm}$ auf.

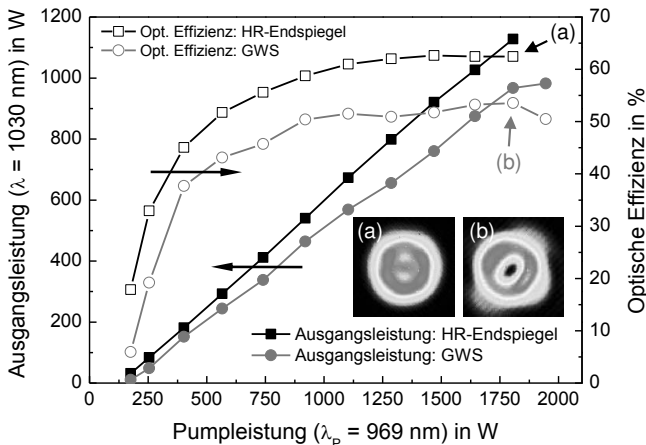


Abbildung 4.8: Gemessene Ausgangsleistung und optische Effizienz des Lasers aufgetragen über die Pumpleistung.

Da in dieser Konfiguration kein GWS im Resonator verbaut war, bestand die transversale Modenzusammensetzung des erzeugten Laserstrahls aus einer Überlagerung

der Grund- sowie der Ringmode ($TEM_{00} + LG_{01*}$). Die Intensitätsverteilung des Strahls ist in Abb. 4.8(a) dargestellt. Die Überlagerung der beiden oszillierenden Moden limitierte die einsetzbare Pumpleistung auf 1,8 kW, da es zu starker Konkurrenz der Moden bezüglich der verfügbaren Verstärkung im gepumpten Bereich kam. Dies wurde bei maximal eingesetzter Pumpleistung anhand des instabilen Laserbetriebs und den Fluktuation der Ausgangsleistung des Laserstrahls festgestellt.

Anschließend wurde der HR-Endspiegel durch den GWS ersetzt. In dieser Konfiguration konnte ein radial polarisierter Laserstrahl mit einer maximalen Ausgangsleistung von 980 W erzeugt werden, ebenfalls dargestellt in Abb. 4.8. Dies entsprach bei einer maximal eingesetzten Pumpleistung von 1,95 kW einem optischen Wirkungsgrad von 50,5%. Bei einer Ausgangsleistung von 969 W betrug die optische Effizienz 53,6%. Ähnlich den Ergebnissen aus Kap. 3 ist die Reduzierung der optischen Effizienz des Lasers bei maximaler Ausgangsleistung von ca. 62% (HR-Endspiegel) auf ca. 53% (GWS) auf die geringere Reflektivität des GWS gegenüber des HR-Endspiegels sowie Depolarisationseffekten im Laserkristall zurückzuführen. Außerdem wird im Zentrum des optisch gepumpten Bereichs keine Energie durch den Laserstrahl extrahiert. Die spektrale Zusammensetzung des erzeugten Laserstrahls blieb durch den Einsatz des GWS unverändert. Es wurde eine Emission bei den Wellenlängen $\lambda = 1029,7$ nm und $\lambda = 1031,2$ nm gemessen. Die resonatorinterne Leistung betrug bei maximaler Ausgangsleistung ca. 48 kW. Die Leistungsdichte auf dem GWS betrug dabei ca. 80 kW/cm^2 . Der GWS blieb trotz der hohen resonatorinternen Leistung unbeschädigt.

Die aufgenommenen Intensitätsverteilungen des Laserstrahls sind für eine Ausgangsleistung von 338 W (a), 568 W (b), 760 W (c) und 968 W (d) in Abb. 4.9 dargestellt. Zusätzlich sind die Intensitätsverteilungen nach Transmission durch einen Polarisationsfilter dargestellt. Die Pfeile zeigen hierbei die Orientierung der Durchlassachse des Polarisators. Über den gesamten Leistungsbereich betrug die gemessenen Beugungsmaßzahlen $M_h^2 \approx 2,3$ und $M_v^2 \approx 2,0$. Der erzeugte Strahl wies über den gesamten eingesetzten Pumpleistungsbereich eine ringförmige Intensitätsverteilung auf. Bei einer Leistung des Laserstrahls von > 700 W waren Anzeichen von Strahlaberrationen im Intensitätsprofil erkennbar. Das Intensitätsprofil des Strahls nach Propagation durch den Polarisationsfilter ergab eine deutliche Trennung der Intensitätsanteile, welche in Abhängigkeit der Richtung der Durchlassachse des Polarisators orientiert waren. Dies ist ein Indikator für eine hohe Polarisationsreinheit des erzeugten Strahls. Zusätzlich wurde der Polarisationsgrad des erzeugten Strahls mittels eines am IFSW entwickelten $2D$ -Polarimeters räumlich aufgelöst gemessen. Informationen zum Aufbau und der Funktionsweise des

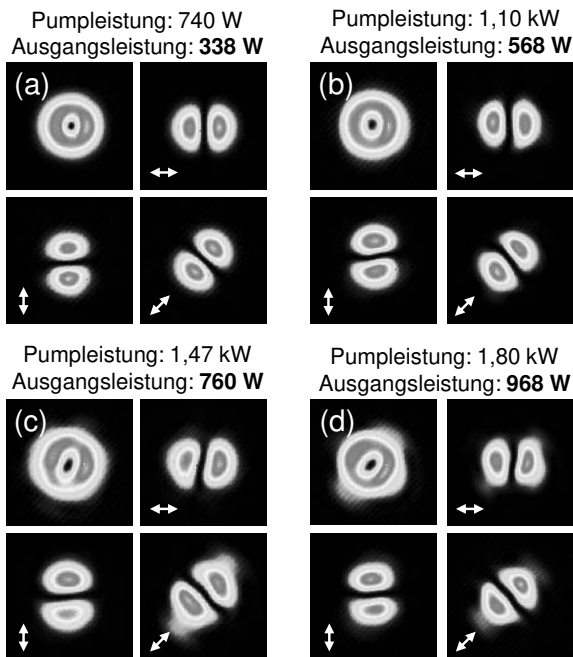


Abbildung 4.9: Aufgenommene Intensitätsverteilung des Laserstrahls bei einer Ausgangsleistung von 338 W (a), 568 W (b), 760 W (c) und 968 W (d). Zusätzlich sind die gemessenen Intensitätsverteilungen nach Propagation durch einen Polarisationsfilter dargestellt. Der Pfeil zeigt die Orientierung der Durchlassachse des Polarisators.

Polarimeters finden sich in [117]. Die Berechnung des Polarisationsgrades und der Polarisationsellipsen anhand der aufgenommenen Intensitätsverteilungen basiert auf [118]. Über den gesamten Leistungsbereich wurde ein radialer Polarisationsgrad von $> 93 \pm 1\%$ gemessen. Bei maximaler Ausgangsleistung betrug der gemessene Polarisationsgrad $95,5 \pm 1\%$. Die aus der Polarisationsmessung resultierenden Polarisationsellipsen sind exemplarisch (a bis d) für einige Ausgangsleistungen in Abb. 4.10 dargestellt.

Der Überlapp der oszillierenden Lasermode auf dem optisch gepumpten Bereich der Laserscheibe wurde mit einer Kamera beobachtet. In den gepumpten Bereichen, in denen der Laserstrahl die durch das Pumpen zugeführte Energie extrahiert, wird der Anteil an durch Fluoreszenz emittierter Strahlung gesenkt. Auf dem Kamera-

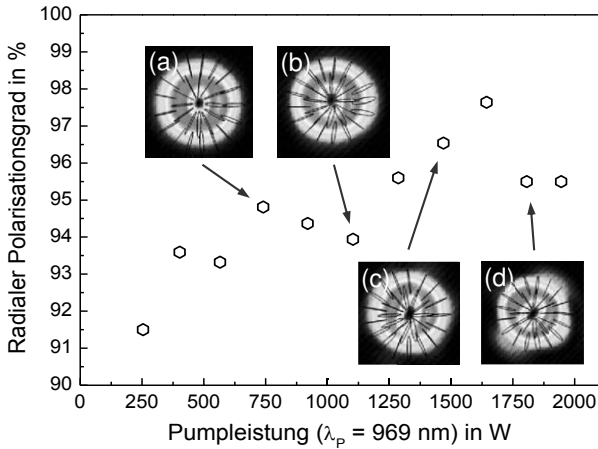


Abbildung 4.10: Gemessener radialer Polarisationsgrad aufgetragen über die Pumpleistung. Die örtlich abhängigen Polarisationsellipsen sind exemplarisch in den dargestellten Intensitätsverteilungen des Laserstrahls eingezeichnet (a bis d).

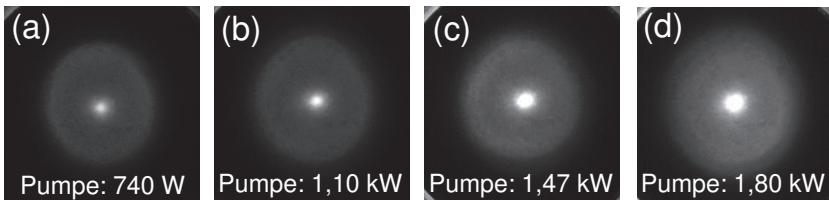


Abbildung 4.11: Intensitätsverteilung der von der Scheibe emittierten Fluoreszenz für die in Abb. 4.10 hervorgehobenen Messpunkte (a) bis (d). Der zentrale Bereich auf der Laserscheibe zeichnet sich im Betrieb einer reinen Ringmode durch starke Fluoreszenz (hell) aus.

bild erscheinen diese Bereich dunkler. Der zentrale Bereich auf der Laserscheibe, in welchem der oszillierende Ringmode ein Intensitätsminimum aufweist, zeichnet sich im Betrieb durch erhöhte Fluoreszenz (heller Bereich) aus. In diesem Bereich kommt es aufgrund der fehlenden Energieextraktion des Laserstrahls zu einer Temperaturerhöhung des Laserkristalls. Wellenfrontaberrationen können hier zu zusätzlichen Beugungsverlusten führen [18]. Diesem Effekt kann durch eine optimierte Intensitätsverteilungen des Pumplichts entgegengewirkt werden [82, 119, 120]. Hauptsächlich limitierten die Sättigung der Verstärkung und durch Beugung am Pumpfleckrand hervorgerufene Strahlaberrationen die einsetzbare Pumpleistung auf 1,95 kW.

4.5 GWS als Auskoppelspiegel

Der in den vorangehenden Abschnitten präsentierte GWS zur resonatorinternen Erzeugung von radial polarisierter Laserstrahlung wurde als Endspiegel ausgelegt. In einer zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch andauernden Untersuchung wird außerdem die Hochleistungstauglichkeit von GWS untersucht, welche die Funktion eines Auskoppelspiegels übernehmen, d.h. teiltransmissiv für die Laserstrahlung sind. Dies hat den entscheidenden Vorteil, dass der Endspiegel (vgl. Position des GWM im vorherigen Abschnitt) durch ein weiteres optisches Element, bspw. eines sättigbaren Absorberspiegels, ersetzt werden kann. Durch Kombination dieser Komponenten im Resonator wird es möglich, radial polarisierte Laserstrahlung mit ultrakurzen Pulsen zu erzeugen. Die Namenskombination von GWS und Auskoppelspiegel (engl.: *output coupler*) ergab das Akronym *GWOC* (engl.: *grating-waveguide output coupler*). Da die Untersuchungen zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit nicht vollständig ausgewertet sind und den Rahmen dieses Kapitels außerdem sprengen würden, soll nur kurz auf erste Ergebnisse der durchgeführten Versuche eingegangen werden.

Der GWOC basiert ebenfalls auf dem in Abschn. 2.2.3 vorgestellten LM-Kopplungsmechanismus zur Polarisationsselektion eines einfallendes Strahls. Dabei erfährt der Strahlungsanteil mit der unerwünschten Polarisationsrichtung eine niedrigere Reflektivität als der Strahlungsanteil mit senkrecht dazu orientierter Polarisation. Die Gitterstruktur des untersuchten GWOC besitzt eine Gitterperiode von ca. 900 nm und eine Strukturtiefe von ca. 25 nm bei einem Tastgrad von 0,5. Der Durchmesser der zylindrisch angeordneten Gitterstruktur beträgt 12 mm. Anders als beim GWM wurde die Gitterstruktur des GWOC in das Grundsubstrat ge-

ätzt. Als Träger wurde ein Quarz-Substrat mit einem Durchmesser von 25,4 mm und einer Dicke von 6,35 mm verwendet, auf dem der Schichtstapel (insgesamt 11 Schichten aus abwechselnd Ta_2O_5 und SiO_2) aufgebracht wurde. Eine schematische Darstellung des Schichtaufbaus des GWOC ist in Abb. 4.12 dargestellt. REM-Aufnahmen des Schichtstapels und der Gitterstruktur sind in Abb. 4.13 dargestellt. Für einen TM-polarisierten Strahl beträgt der gemessene Reflektionsgrad des GWOC bei einer Wellenlänge von 1030 nm ca. 96%. Für einen TE-polarisierten Strahl beträgt der Reflektionsgrad nur ca. 70%.

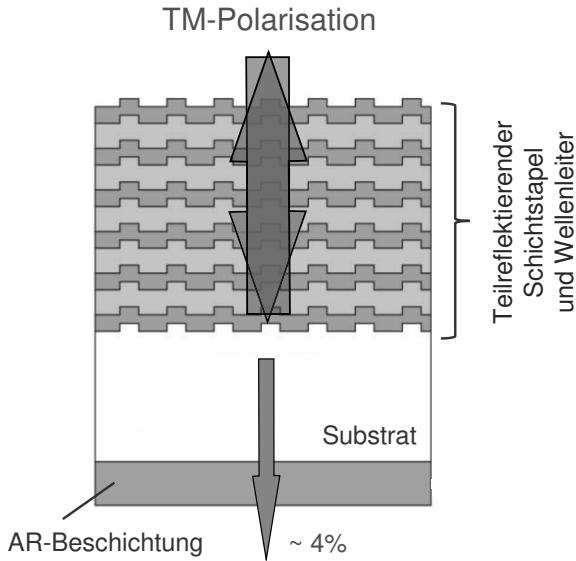


Abbildung 4.12: Darstellung des Schichtaufbaus des GWOC.

Der GWOC wurde in den im vorherigen Abschnitt vorgestellten Resonator integriert, alle Komponenten wurden unverändert beibehalten. Als Resonatorendspiegel wurde ein planer Spiegel verwendet (HR bei einer Wellenlänge von 1030 nm und einem Einfallswinkel von 0°). In dieser Konfiguration konnte ein radial polarisierter Laserstrahl mit einer maximalen Ausgangsleistung von 750 W erzeugt werden, siehe Abb. 4.14. Dies entsprach bei einer maximal eingesetzten Pumpleistung von 1,8 kW einem optischen Wirkungsgrad von 42,8%. Bei einer Ausgangsleistung von 640 W betrug die optische Effizienz ca. 45%. In Abb. 4.15 ist eine Aufnahme der Intensitätsverteilung des Laserstrahls bei maximaler Ausgangsleistung dargestellt. Zusätzlich sind die gemessenen Intensitätsverteilungen nach Propagation durch einen

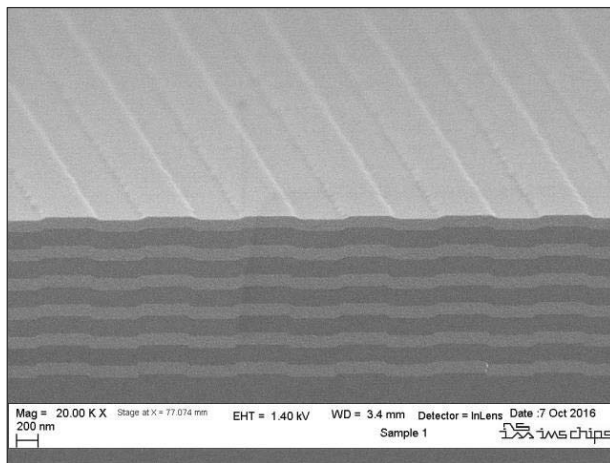


Abbildung 4.13: REM-Aufnahmen der Bruchkante des Schichtstapels und der Gitterstruktur.

Polarisationsfilter dargestellt.

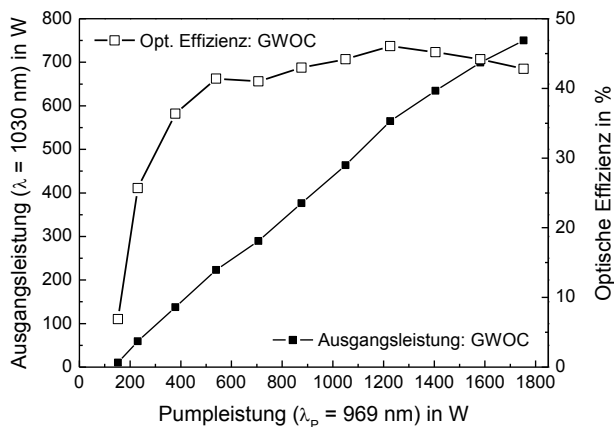


Abbildung 4.14: Gemessene Ausgangsleistung und optische Effizienz des Lasers aufgetragen über der Pumpleistung.

Die Reduzierung der optischen Effizienz des Lasers war hauptsächlich auf Verluste in zusätzlich auftretenden Beugungsordnungen nach Transmission durch den

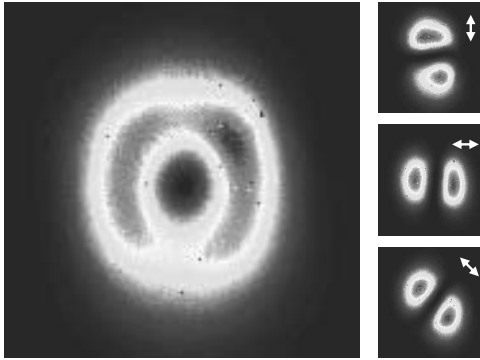


Abbildung 4.15: Intensitätsverteilung des Laserstrahls bei einer Ausgangsleistung von 750 W. Zusätzlich sind die gemessenen Intensitätsverteilungen nach Propagation durch einen Polarisationsfilter dargestellt. Die Pfeile zeigen die jeweilige Orientierung der Durchlassachse des Polarisators.

GWOC sowie einer im Vergleich zum GWM geringeren Gitterqualität zurückzuführen. Der GWOC blieb während der Versuche unbeschädigt. In einem Experiment von Eckerle et. al konnte durch Implementierung eines GWOC in einen Scheibenlaserresonator der erste moden-gekoppelte Scheibenlaser mit radial polarisiertem Strahl demonstriert werden [121]. Die maximale mittlere Leistung des Lasers betrug hierbei 13,3 W bei einer Pulsdauer von 907 fs. In einer aktuellen Untersuchung konnte die erzielte mittlere Leistung auf maximal 125 W bei einer Pulsdauer von 970 fs erhöht werden [122].

Eine Verbesserung der Gitterqualität sowie Optimierungen der Wellenleiterschichten zur Reduzierung der Verluste in den Beugungsordnungen ist Gegenstand derzeitiger Untersuchungen. Insgesamt unterstreichen diese ersten experimentellen Ergebnisse die Hochleistungstauglichkeit der in Transmission betriebenen GWS. Weitere Details zum Herstellungsverfahren und umfangreichere Messergebnisse finden sich in den Projektberichten des I.G.F.-Projekts *SubWell* (Sub-Wellenlängenstrukturen für die Generierung von zylindrischen Polarisationszuständen) [123].

4.6 Zusammenfassung

Zusammenfassend wurde in diesem Kapitel eine neue Generation von axial-symmetrischen GWS zur resonatorinternen Erzeugung von radial polarisierter Laserstrahlung vorgestellt. Der untersuchte GWS zeichnet sich durch eine hohe spektrale Bandbreite (> 60 nm), einer hohen Selektivität der Reflektivität zwischen TM- und TE-polarisierter Strahlung ($\Delta R \approx 45\%$) und einem Durchmesser der Gitterstruktur von 16 mm aus. Der GWS wurde erfolgreich in einen cw-betriebenen Scheibenlaser integriert [124, 125]. Die maximale Ausgangsleistung von 980 W (bei 50,5% optischem Wirkungsgrad) entspricht der zum Zeitpunkt der Arbeit höchsten demonstrierten Laserleistung mit resonatorintern erzeugter radialer Polarisation aus einem einzelnen Scheibenlasersystem. Über den gesamten Leistungsbereich konnte ein Polarisationsgrad $> 93 \pm 1$ % demonstriert werden. In Bezug auf bisherige Publikationen konnte die Ausgangsleistung damit um einen Faktor von ca. 3,5 gesteigert werden. Dabei wurde die erreichte Ausgangsleistung nicht durch die Zerstörschwelle oder thermo-optische Effekte im GWS, sondern durch die einsetzbare Pumpleistung, das Resonator-Design und Strahlaberrationen limitiert. In einem weiteren Experiment konnte mit einem GWOC ein radial polarisierter Laserstrahl mit einer Ausgangsleistung von 750 W erzeugt werden.

5 Strahlgestabilisierung im Scheibenlaser

5.1 Thermisch induzierte Wellenfrontstörungen im Scheibenlaser

Auch nach vielen Jahren der Forschung und Entwicklung gehören thermisch induzierte Effekte weiterhin zu den größten Herausforderungen bei der Entwicklung von Hochleistungs-Festkörperlasern hoher Brillanz. Auch beim Scheibenlaser, welcher im Vergleich zu anderen Festkörperlasern durch das effektive Kühlkonzept des dünnen Laserkristalls deutlich reduzierte thermische Effekte aufweist [17], limitieren thermisch induzierte Wellenfrontstörungen die Ausgangsleistung von Systemen mit nahe beugungsbegrenzter Strahlqualität ($M^2 < 1,3$).

In Ytterbium-basierten Lasermaterialien wird die im Laserkristall erzeugte Wärme größtenteils durch strahlungslose Übergänge und somit durch das Verhältnis aus Pump- und Laserphotonenergie hervorgerufen [65], ausgedrückt durch den Quantendefekt

$$\eta_{QD} = \frac{h\nu_L}{h\nu_P} = \frac{\lambda_P}{\lambda_L}. \quad (5.1)$$

Die im laseraktiven Medium umgesetzte minimale Wärmeleistung beträgt

$$P_{W\ddot{a}rme} = P_{Pump} \cdot (1 - \eta_{QD}). \quad (5.2)$$

Unberücksichtigt sind hierbei dotierungsabhängige Verlustmechanismen sowie Fehlstellen oder Absorptionsverluste in den Beschichtungen des Laserkristalls oder nicht-strahlende Übergänge im Lasermedium, welche ebenfalls einen erheblichen Anteil der im Laserkristall erzeugten Wärme verursachen können. Aufgrund der rückseitigen Kühlung und der im Vergleich zum Durchmesser geringen Dicke des

Laserkristalls stellt sich im Scheibenlaser schließlich ein Wärmefluss in axialer Richtung, also parallel zur Symmetrieachse des Kristalls und in Richtung der Wärmesenke, ein. Das Temperaturprofil weist in dieser Richtung eine näherungsweise parabolische Form auf. Lediglich am Übergang zwischen gepumpten und ungepumpten Bereich entsteht ein nennenswerter Temperaturgradient in radialer Richtung [17]. Die insgesamt entstehende räumlich inhomogene Temperaturverteilung ruft unterschiedliche Effekte hervor [126]:

1. *Durchbiegung des Laserkristalls und der Wärmesenke.* Die durch das Temperaturfeld hervorgerufene thermische Ausdehnung der Wärmesenke und des Laserkristalls erzeugt eine mechanische Durchbiegung der Wärmesenke, der Kontaktierungsschicht und des Laserkristalls. Betrag und Richtung hängen hierbei im Wesentlichen von den mechanischen Randbedingungen (Material und Geometrie der Wärmesenke, Schichtdicke- und Material der Kontaktierung, etc.) ab. Effektiv führt die Durchbiegung zu einer lokalen Verschiebung der Position der rückseitig beschichteten Kristalloberfläche.
2. *Wärmeausdehnung des Kristalls.* Die Temperaturverteilung bewirkt eine mechanische Längenänderung des Laserkristalls, hervorgerufen durch dessen thermische Ausdehnung.
3. *Brechungsindexänderung des Kristalls.* Die Temperaturverteilung bewirkt eine optische Längenänderung des Laserkristalls, hervorgerufen durch dessen Änderung des Brechungsindex. Hierbei kann weiterhin zwischen dem Einfluss des thermooptischen Anteils (ausgedrückt durch den thermooptischen Koeffizienten dn/dT) und thermisch induzierten Spannungen unterschieden werden. Letztere führen zu spannungsinduzierter Doppelbrechung und somit zu einer polarisationsabhängigen Brechungsindexänderung.
4. *Abhängigkeit des Brechungsindex von der Besetzungsinversion im laseraktiven Medium.* Im Vergleich zu den bisher genannten Effekten erzeugt dieser Effekt um Größenordnungen geringere Auswirkungen und wird daher üblicherweise vernachlässigt [126].

Die ortsabhängige optische Pfadlänge, die sich für einen den gepumpten Laserkristall durchlaufenden Strahl ergibt, weicht somit teilweise erheblich von der Pfadlänge durch den ungepumpten Laserkristall ab. Es ergibt sich eine optische Pfadlängendifferenz, welche direkt von der Temperatur und somit von der eingebrachten Pumpleistung abhängig ist. Die Pfadlängenänderung führt schließlich zu einer ortsabhängigen Phasenänderung und somit zu einer Verzerrung von dessen (idealer) Wellenfront. Diese Verzerrung wird unter dem Begriff der *Wellenfrontstörungen* zusammengefasst.

In [18] konnte gezeigt werden, dass sich die auftretenden Wellenfrontstörungen im wesentlichen in eine *sphärische* (parabolische) und eine *asphärische* Komponente separieren lassen. Während die sphärische Komponente über den gesamten Laserkristall auftritt, gibt die asphärische Komponente qualitativ die (lokale) Intensitätsverteilung der Pumpstrahlung wieder. In [18,86] wurde untersucht, in wie weit sich sphärische und asphärische Wellenfrontstörungen getrennt voneinander kompensieren lassen. Es wurde demonstriert, dass sich der sphärische Anteil der im Laserkristall induzierten Wellenfrontstörung (die eigentliche *thermische Linse*) beispielsweise durch resonatorintern eingesetzte sphärisch deformierbare Druckspiegel kompensieren lässt. Alternativ kann der sphärische Anteil der Wellenfrontstörungen in gewissen Grenzen auch durch das Resonatordesign berücksichtigt werden [127,128]. Die optischen Auswirkungen des asphärischen Anteils der Wellenfrontstörung konnten in einer weiteren Untersuchung durch speziell geformte Optiken kompensiert werden [129].

5.2 Thermisch induzierte Konvektion

Zusätzlich zu den bisher genannten Effekten limitieren thermisch induzierte Wellenfrontstörungen auch aufgrund *natürlicher Konvektion* der umgebenden Atmosphäre an den ungekühlten Grenzflächen des laseraktiven Materials die Skalierbarkeit von brillanten Festkörperlasern. Am Beispiel des Scheibenlasers soll dieser Effekt hier genauer untersucht werden. Im Scheibenlaser beträgt die Maximaltemperatur der ungekühlten Oberfläche des Laserkristalls typischerweise zwischen 120°C und 150°C. Der Temperaturunterschied zwischen der ungekühlten Grenzfläche der Scheibe und der umgebenden Atmosphäre, üblicherweise Luft, führt zu natürlicher Konvektion des umgebenden Gases. Wird die Oberflächennormale des Laserkristalls parallel zur Tischebene und somit senkrecht zur Richtung der Schwerkraft positioniert, so steigt die erwärmte (weniger dichte) Luft entlang der optisch angeregten Oberfläche auf. In Bezug zur Scheibenoberfläche ergibt sich eine asymmetrische Temperaturverteilung und, aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex, eine asymmetrische Brechungsindexverteilung der umgebenden Atmosphäre.

Die optischen Auswirkungen, welche durch die auftretende Konvektion der umgebenden Atmosphäre hervorgerufen werden, sollen anhand einer FEM-Simulation im Folgenden näher untersucht werden. In dieser Simulation wurde eine Yb:YAG-Scheibe mit einem Durchmesser von 15 mm und einer Dicke von 110 μm auf einer

Diamantwärmesenke mit einem Durchmesser von 20 mm und einer Dicke von 2 mm nachgebildet. Es wurde ein idealer Wärmekontakt zwischen Laserkristall und Wärmesenke angenommen. Die Oberflächennormale der Scheibe wurde senkrecht zur Schwerkraft orientiert. Der Durchmesser des homogen optisch angeregten Bereichs im Zentrum der Laserscheibe betrug 7 mm. Die Oberflächentemperatur der ungekühlten Seite des Laserkristalls betrug 100°C , die Temperatur der Diamant-rückseite betrug 15°C . Als umgebendes Gas wurde Luft mit einem Luftdruck von 1 atm gewählt.

Über die numerische Kopplung der Wärmeleitungsgleichung und der Navier-Stokes-Beziehungen wurde die stationäre Temperatur- und Strömungsverteilung der umgebenden Atmosphäre berechnet. In Abb. 5.1(a) ist eine 3D-Darstellung der errechneten Isothermen in Richtung der auftretenden Konvektion dargestellt. Das auftretende Strömungsfeld, dargestellt in Abb. 5.1(b), verdeutlicht den in dieser Simulation laminaren Gasfluss entlang des geheizten Bereichs des Laserkristalls, wobei die relative Strömungsgeschwindigkeit und -orientierung durch die Pfeillänge und -richtung repräsentiert werden.

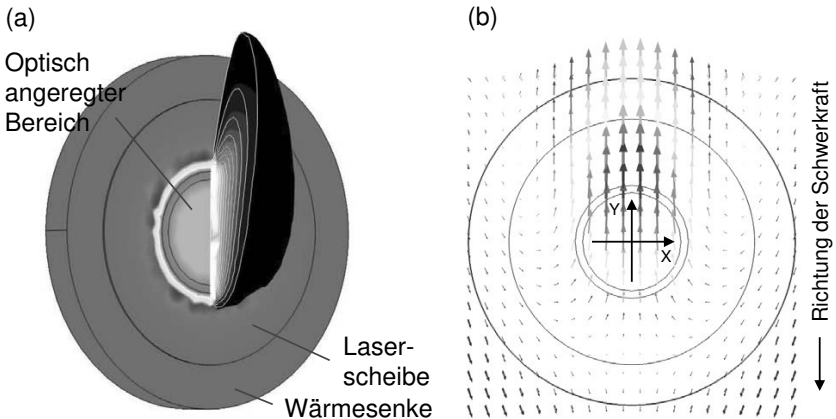


Abbildung 5.1: 3D-Darstellung der Isothermen (a). Geschwindigkeit und Orientierung des entstehenden Strömungsfeldes (Pfeillänge und -richtung) (b).

Auf Grundlage des errechneten Temperaturfeldes wurde die Brechungsindexverteilung der umgebenden Luft bestimmt, wobei die Berechnung anhand der in [130] vorgestellten Daten erfolgt. Die errechnete Brechungsindexverteilung in der horizontalen (XZ-) und vertikalen (YZ-) Ebene im Zentrum der Laserscheibe ist in

Abb. 5.2 dargestellt. Dabei ist festzustellen, dass die Brechungsindexverteilung der Luft in der horizontalen Ebene, dargestellt in Abb. 5.2(a), eine zur Strahlachse symmetrische Verteilung aufweist. Da sich diese hauptsächlich aus einem sphärischen Anteil zusammensetzt und die optische Wegstrecke im Bereich der erwärmten Luft gegenüber den kühleren Bereichen verkürzt wird ($dn_{Luft}/dT < 0$), bewirkt die sphärische Brechungsindexverteilung eine Defokussierung eines kollimierten einfallenden Strahls. Dem gegenüber weist die Brechungsindexverteilung der Luft in der vertikalen Ebene, dargestellt in Abb. 5.2(b), eine Überlagerung aus sphärischer und linearer Brechungsindexverteilung auf. Während der sphärische Anteil analog zur horizontalen Brechungsindexverteilung zu einer Defokussierung eines einfallenden Strahls führt, so bewirkt der lineare Anteil eine Verkipfung eines einfallenden Strahls, ähnlich der Auswirkung einer optischen Keilplatte.

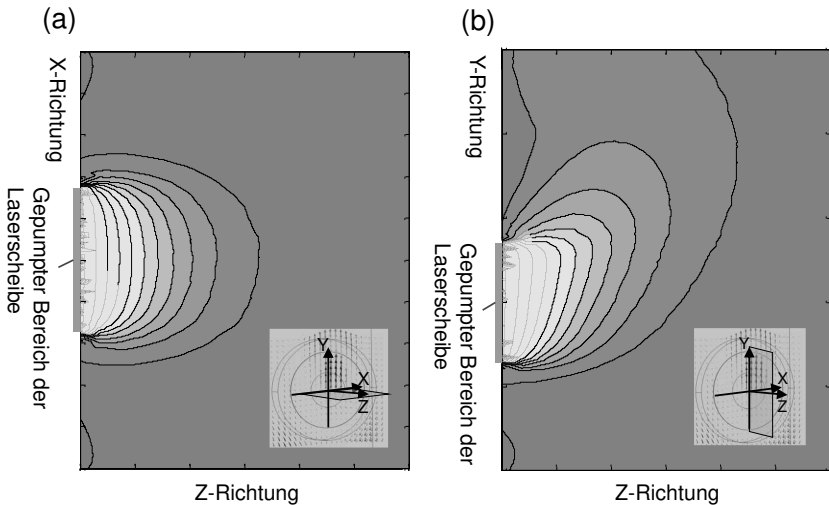


Abbildung 5.2: Berechnete Brechungsindexverteilung der Luft in der horizontalen (XZ-) und vertikalen (YZ-) Ebene vor der ungekühlten Grenzfläche der Laserscheibe.

Um die durch den *Luftkeil* hervorgerufenen optischen Effekte weiter zu erläutern ist in Abb. 5.3 ein optischer Keil mit klar definierten optischen Grenzflächen an der ungekühlten Grenzfläche der Laserscheibe skizziert. Der Brechungsindex der umgebenden Luft sei n_1 , der des Keilmaterials sei $n_2 < n_1$. Weiterhin soll ein Strahl betrachtet werden, welcher senkrecht auf den Laserkristall einfällt. Dies entspricht der Resonatorjustage im ungepumpten Zustand der Scheibe, d.h. es ist noch mit

keinem thermisch induzierten Luftkeileffekt zu rechnen. Wird die Laserscheibe aktiv gepumpt, so prägt sich ein von der Pumpleistung abhängiger optischer Keil vor der Scheibe aus. Die Stärke der Ablenkung des einfallenden Strahls ist dabei direkt von dem Keilwinkel α_1 des optischen Keils abhängig.

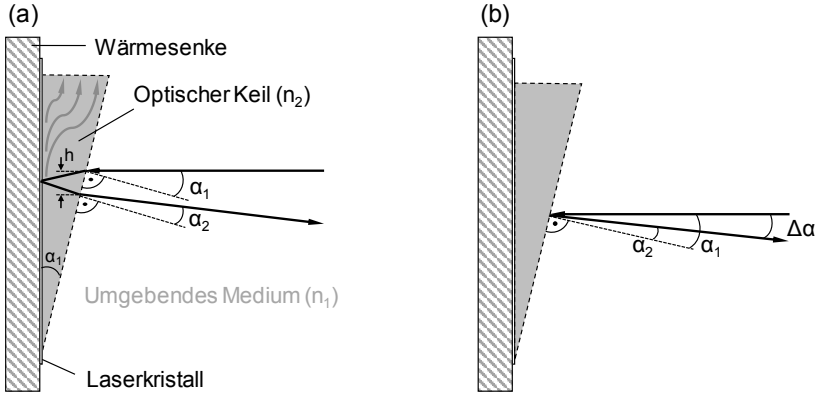


Abbildung 5.3: Skizze eines Keils mit klar definierten optischen Grenzflächen an der ungekühlten Seite des Laserkristalls (a). Der Brechungsindex der umgebenden Luft sei n_1 und der innerhalb des Luftkeils sei n_2 (Annahme: $n_2 < n_1$). In (b) wird der auftretende Strahlversatz h vernachlässigt.

Unter Berücksichtigung des Brechungsgesetzes nach Snellius und der Vernachlässigung der Kristalldicke errechnet sich der Winkel α_2 des ausfallenden Strahls nach

$$\alpha_2 = \sin^{-1} \left[\frac{n_2}{n_1} \sin \left(2\alpha_1 - \sin^{-1} \left(\frac{n_1}{n_2} \sin \alpha_1 \right) \right) \right]. \quad (5.3)$$

Die laterale Verschiebung in Abb. 5.3(a) des ausfallenden Strahls an der Grenzfläche des optischen Keils sei durch h ausgedrückt. Da diese für kleine Keilwinkel sehr gering ausfällt und lediglich zu einem Strahlversatz, nicht aber zur Verkippung des Strahls beiträgt, kann h für die weiteren Betrachtungen vernachlässigt werden, siehe Abb. 5.3(b). Die Winkeldifferenz

$$\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2 \quad (5.4)$$

der Einfallswinkel des oszillierenden Strahls am planen Endspiegel ändert und der Laserstrahl nicht mehr in seine ursprüngliche Richtung gelenkt wird. Diese *Dejustage* des Resonators führt dazu, dass der Laserstrahl mit zunehmendem Luftkeil den gepumpten Bereich auf der Laserscheibe verlässt. Der Resonator wird zunehmend instabil und der Laserbetrieb wird schließlich unterbrochen.

Im Multimodebetrieb kann die Zusammensetzung des oszillierenden Modengemisches eine Verkipfung der Wellenfront bzw. eine Verschiebung des Strahls teilweise ausgleichen. Im Grundmodebetrieb führt eine Verschiebung der Lasermode jedoch zur Reduzierung des Überlapps auf dem optisch gepumpten Bereich und somit zur Reduzierung der Verstärkung des oszillierenden Strahls pro Umlauf sowie Reabsorptionsverluste im ungepumpten Bereich und Beugungsverluste am Rand des gepumpten Bereichs.

Um die Keilwirkung der auftretenden Konvektion zu reduzieren, wurden in der Vergangenheit unterschiedliche Strategien verfolgt. Zum einen ist es möglich durch manuelle Justage der Resonatoroptiken den oszillierenden Laserstrahl auf dem gepumpten Bereich nachzuregeln. Aufgrund der Pumpleistungsabhängigkeit des Luftkeileffektes muss dies allerdings in jedem Arbeitspunkt separat durchgeführt werden und erfordert, sofern automatisiert, Bilderkennungsalgorithmen. Wird der Laserstrahl nicht optimal auf den gepumpten Bereich positioniert, steigt die Temperatur des Laserkristalls in den angeregten Bereichen, welche nicht mit dem Laserstrahl überlappen. Dies verstärkt den Luftkeileffekt zusätzlich und führte zu signifikanten Schwankungen der Ausgangsleistung. Bei hohen Pumpleistungsdichten birgt dies ein hohes Risiko einer Beschädigung des Laserkristalls. Die optischen Auswirkungen aufgrund von Konvektion lassen sich auch vermeiden, indem der Laserresonator im Vakuum betrieben wird [131]. Damit ist allerdings ein hoher technischer Aufwand verbunden und alle verwendeten Komponenten müssen vakuumtauglich sein.

5.3 Strahllagestabilisierung mittels eines resonatorintern eingesetzten GWS

Im vorhergehenden Abschnitt wurde erläutert, dass eine von der eingestrahnten Pumpleistung abhängige Konvektion der umgebenden Atmosphäre an der ungekühlten Grenzfläche der Laserscheibe zu einer Verkipfung der einfallenden Wellenfront führt. Im Laserbetrieb bewirkt dieser Effekt eine Verschiebung des oszil-

lierenden Laserstrahls unter anderem auf dem Laserkristall. Im Folgenden soll ein neuer, passiver Ansatz vorgestellt werden, welcher es ermöglicht, die Position des oszillierenden Laserstrahls auf der Laserscheibe zu stabilisieren. Dabei ersetzt ein GWS in Littrow-Konfiguration einen der planen Endspiegel des Laserresonators. Eine Stabilisierung der Lage des Laserstrahls wird erreicht, wenn die Gitterlinien des GWS senkrecht zur Richtung der auftretenden Konvektion orientiert werden.

In Abb. 5.5(a) ist nochmals der oszillierende Laserstrahl in einem Resonator dargestellt. Im Vergleich zu Abb. 5.4 wurde einer der planen Endspiegel durch den GWS ersetzt und die Gitterlinien des GWS wurden senkrecht zur Richtung der auftretenden Konvektion orientiert. In dieser Konfiguration ist der Einfallswinkel am GWS θ_{L1} . Zunächst wird im „kalten“ Resonatorzustand erneut nur sehr wenig Wärme im Laserkristall erzeugt und es tritt kaum Konvektion an der Oberfläche des Laserkristalls auf. Der Resonator ist in diesem Betriebszustand stabil.

Eine Steigerung der Pumpleistung bewirkt auch in dieser Konfiguration Konvektion in Form des Luftkeils an der ungekühlten Oberfläche des Laserkristalls, welche zur Verkippung (Winkeldifferenz $\Delta\alpha$) des oszillierenden Strahls führt, dargestellt in Abb. 5.5(b). Die Verkippung der Laserstrahls bewirkt eine Veränderung des Einfallswinkels des oszillierenden Strahls am GWS von θ_{L1} nach θ_{L2} . Der Einfallswinkel θ_{L2} des Laserstrahls am GWS kann in Abhängigkeit der Verkippung $\Delta\alpha$ des Strahls durch den Luftkeil und des Einfallswinkels θ_{L1} des Laserstrahls am GWS im „kalten“ Resonatorzustand ausgedrückt werden und lautet

$$\theta_{L2} = \theta_{L1} + \Delta\alpha. \quad (5.5)$$

Um trotz einer Änderung des Einfallswinkels des Laserstrahls am GWS die Littrow-Bedingung zu erfüllen und gleichzeitig die größte Verstärkung am Laserkristall zu erfahren (d.h. es liegt ein optimaler Überlapp des Laserstrahls am gepumpten Bereich vor), muss sich laut Gl. 2.3 die zugehörige Wellenlänge des Laserstrahls ändern. Sofern der Laserstrahl auch bei geänderter Wellenlänge genug Verstärkung durch den Laserprozess im Lasermaterial erfährt, kann der oszillierende Laserstrahl folglich spektral auf die nun durch den Einfallswinkel θ_{L2} vorgegebene Wellenlänge λ_2 ausweichen. Der Resonator bleibt trotz der optischen Auswirkungen des Luftkeils stabil. Die zu θ_{L2} zugehörige Wellenlänge λ_2 berechnet sich über

$$\lambda_2 = \sin(\theta_{L2}) \cdot 2\Lambda. \quad (5.6)$$

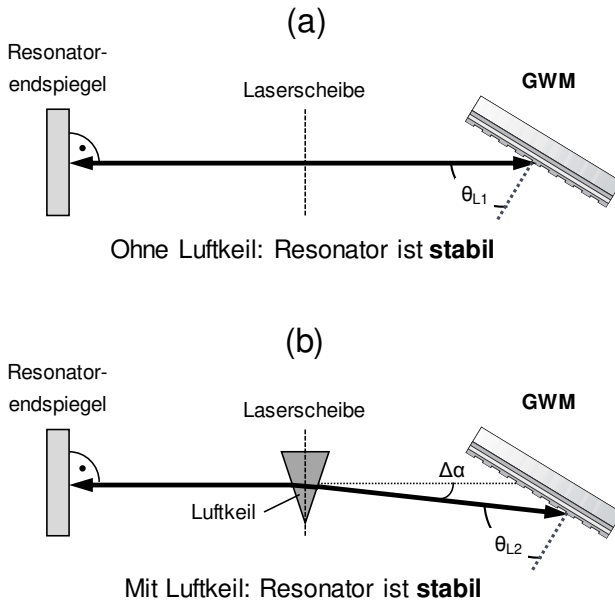


Abbildung 5.5: Darstellung des oszillierenden Laserstrahls im Resonator. Der Resonator besteht aus einem Endspiegel, dem GWS und der dazwischen positionierten Laserscheibe. In (a) tritt keine thermisch induzierte Konvektion an der Laserscheibe auf. θ_{L1} ist der Einfallswinkel am GWS in Littrow-Konfiguration. In (b) bewirkt die thermisch induzierte Konvektion eine Winkeldifferenz $\Delta\alpha$ des oszillierenden Laserstrahls am Laserkristall. Der Einfallswinkel des Laserstrahls am GWS ändert sich durch den Luftkeil von θ_{L1} nach θ_{L2} .

Hierbei beschreibt Λ die Gitterperiode des GWS. Daraus kann schließlich die Wellenlängendifferenz

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 \quad (5.7)$$

berechnet werden, welche durch den optischen Keil hervorgerufen wird. λ_1 beschreibt die Laserwellenlänge ohne Auswirkungen des Luftkeils, siehe „kalter“ Resonatorzustand ohne Konvektion an der Laserscheibe in Abb. 5.5(a).

Es kann also festgehalten werden, dass, obwohl der oszillierende Laserstrahl zwischen Laserscheibe und GWS eine Verkippung durch den Luftkeil erfährt, die Po-

sition des Strahls auf der Laserscheibe durch Einsatz des GWS unverändert bleibt. Statt dessen erfährt der Laserstrahl eine Winkelverkipfung bezüglich des GWS mit der entsprechenden Änderung der Laserwellenlänge. In den übrigen Bereichen des Resonators ändert sich die Lage des oszillierenden Strahls nicht. Insgesamt wirkt der GWS in dieser Konfiguration als *retro-reflektierende* Komponente.

In der Praxis ist die Bestimmung des Keilwinkels α_1 aufgrund der oftmals unbekanntem Material- und Umgebungsparameter nicht ohne weiteres möglich. Die Messung der Wellenlänge des oszillierenden Laserstrahls lässt sich jedoch in den allermeisten Fällen sehr einfach durchführen. Das beschriebene Modell kann daher prinzipiell zur Berechnung des Luftkeilwinkels verwendet werden, sofern die Scheibentemperatur und die Wellenlängenänderung $\Delta\lambda$ bei unterschiedlichen Arbeitspunkten bestimmt worden ist.

Das vorgestellte Verfahren zur resonatorinternen Strahlstabilisierung unterliegt jedoch einigen Limitierungen. Zum einen sollte eine Änderung der Laserwellenlänge den spektralen Verstärkungsbereich des laseraktiven Mediums nicht überschreiten. Wie durch die nachfolgend diskutierten experimentellen Ergebnisse jedoch gezeigt wurde, beträgt die luftkeilinduzierte Änderung der Laserwellenlänge durch Änderung des Einfallswinkels auf dem GWS weniger als 0,5 nm. Eine Änderung der Laserwellenlänge in dieser Größenordnung hat nur einen sehr geringen Einfluss auf den Emissionsquerschnitt des eingesetzten Lasermaterials und kann vernachlässigt werden. Außerdem lässt sich durch manuelle Justage des Einfallswinkels des Strahls auf den GWS (Ändern der Littrow-Bedingung) die Wellenlänge in weiten Bereichen durchstimmen, so dass die optimale Emissionswellenlänge arbeitspunktabhängig eingestellt werden kann [54]. Weiterhin ist die strahlstabilisierende Wirkung von der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienz des GWS abhängig. Wie jedoch im Folgenden gezeigt wird, deckt der eingesetzte GWS einen genügend breiteren Spektralbereich ab. Eine Verschiebung der spektralen Emission der Laserstrahlung durch Konvektion reduziert folglich nicht die Beugungseffizienz des GWS, sodass diese Beschränkung ebenfalls vernachlässigt werden kann. Schließlich bleiben die folgenden Einschränkungen des Stabilisierungsverfahrens bestehen:

- Die Strahlagestabilisierung wirkt ausschließlich in Richtung senkrecht der Gitterlinien.
- Der wellenlängenselektive Effekt des GWS reduziert die spektrale Emissionsbandbreite des Lasers. Die Erzeugung (ultra-) kurzer Pulse (bspw. durch Modenkopplung) wird durch die spektrale Einengung verhindert.

5.4 Auslegung und optische Eigenschaften des eingesetzten GWS

Zur Untersuchung der resonatorinternen Strahllagestabilisierung im Scheibenlaser wurde der in Abschnitt 3.2 vorgestellte GWS verwendet. Dieser GWS zeichnet sich im Zentrum durch eine hohe Beugungseffizienz von $> 99,7\%$ für einen TE-polarisierten Strahl über einen Wellenlängenbereich von 1010 nm bis 1040 nm aus. Über einen Durchmesser der Oberfläche des GWS von 16 mm und bei einer Wellenlänge von 1030 nm betrug für TE-polarisierte Strahlung die messbare Beugungseffizienz $> 99,5\%$.

Unter Berücksichtigung der Gitterperiode des GWS wurde die zugehörige Wellenlänge bei Änderung des Littrow-Winkels berechnet. Während bei einer Wellenlänge von 1030 nm der Littrow-Winkel $\theta_L = 56,303^\circ$ beträgt, so reduziert sich der Littrow-Winkel bei Änderung der Wellenlänge um 1 nm auf 1029 nm um $0,083^\circ$ (1,4 mrad) auf $\theta_L = 56,220^\circ$. Die Änderung der Wellenlänge in Abhängigkeit des Littrow-Winkels beträgt folglich ca. 0,71 nm/mrad.

5.5 Experimenteller Aufbau

In den folgenden Abschnitten soll die strahllagestabilisierende Wirkung durch ein in den Resonator integrierten GWS in unterschiedlichen Scheibenlaserexperimenten beschrieben werden. Da die eingesetzte Pumplichtwellenlänge maßgeblich die quantitativ eingebrachte Wärmemenge im Laserkristall bestimmt, besteht ein direkter Zusammenhang zur auftretenden Konvektion und folglich zur durch den Keil induzierten Verkipfung einer einfallenden Wellenfront. Um die Strahllagestabilisierung durch den GWS bei unterschiedlichen Anregungswellenlängen des Laserkristalls zu untersuchen, wurden die Experimente sowohl bei einer optischen Anregung von 969 nm als auch bei 940 nm durchgeführt. In beiden Experimenten kamen fasergekoppelte Pumpdioden mit einem Faserkerndurchmesser von 1 mm zum Einsatz. Pumpmodul, Laserscheibe, Pumpfleckgeometrie sowie der Aufbau des Resonators blieben beim Tausch der Pumpdioden unverändert. Die Pumpstrahlung wurde innerhalb des Pumpmoduls 24 Mal über den Laserkristall gelenkt.

Der in den folgend beschriebenen Experimenten eingesetzte Resonator ist in Abb. 5.6 dargestellt. Dieser bestand aus einem planen Auskoppelspiegel mit einer Transmission von 4,3%, einem konvexen Faltspiegel (HR bei $\lambda = 1030$ nm, $R = 2$ m),

der konkaven Laserscheibe und einem planen Endspiegel. Als laseraktives Material wurde eine Yb:LuAG-Scheibe mit einer Dicke von $125 \mu\text{m}$, einer Yb-Dotierung von ca. 10 at.% und einem Durchmesser von 15 mm verwendet. Der Krümmungsradius der Scheibe betrug im umgepumpten Zustand 3,58 m. Der homogen optisch angeregte Bereich auf dem Laserkristall hatte einen Durchmesser von 6 mm. Der im Grundmode betriebene Resonator wurde so ausgelegt, dass der Durchmesser des Laserstrahls auf der Laserscheibe 4,2 mm betrug.

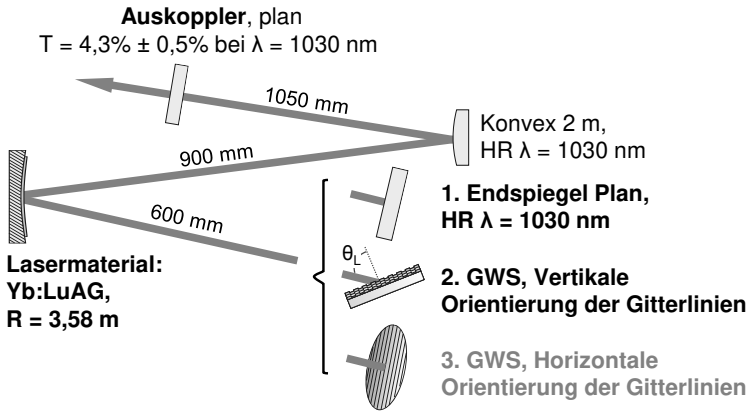


Abbildung 5.6: Draufsicht des experimentellen Aufbaus eines im Grundmode betriebenen Resonators. Der plane Resonatorendspiegel, Konfiguration (1.), wurde im Laufe der Experimente durch den GWS ersetzt. In Konfiguration (2.) wurden die Gitterlinien des GWS vertikal zur Labortischebene, d.h. parallel zur Richtung der auftretenden Konvektion an der Laserscheibe orientiert. In Konfiguration (3.) wurden die Gitterlinien des GWS horizontal zur Labortischebene und somit senkrecht zur Richtung der auftretenden Konvektion ausgerichtet.

Der als Referenz dienende plane Endspiegel (Konfiguration (1.) in Abb. 5.6), wurde im Laufe der Experimente durch den GWS ersetzt. Zur näheren Untersuchung der Auswirkung der Gitterlinienorientierung wurde der GWS zuerst so orientiert, dass die Gitterlinien senkrecht zur Tischebene und damit parallel zur Richtung der auftretenden Konvektion verliefen (Konfiguration (2.) in Abb. 5.6). Anschließend wurde der GWS um 90° gedreht, so dass die Gitterlinien parallel zur Tischebene und somit senkrecht zur Richtung der auftretenden Konvektion orientiert wurden (Konfiguration (3.) in Abb. 5.6).

5.6 Betrieb des bei 969 nm gepumpten Lasers

Die optische Anregung der Laserscheibe erfolgte im ersten Experiment mittels einer fasergekoppelten, spektral stabilisierten Pumpdiode der Firma DILAS Diodenlaser GmbH. Die Pumplichtwellenlänge betrug 969 nm bei einer spektralen Halbwertsbreite (FWHM) von 0,6 nm und einer maximalen Pumpleistung von 1,2 kW. Der Pumpfleckdurchmesser betrug 6 mm. Auf der Laserscheibe betrug die maximale Pumpleistungsdichte $4,2 \text{ kW/cm}^2$.

Im ersten Experiment wurde der Resonator mit einem HR-Endspiegel (Reflektivität $> 99,98\%$ bei $\lambda = 1030 \text{ nm}$) betrieben, siehe Konfiguration (1.) in Abb. 5.6. Die maximal erreichbare Ausgangsleistung ohne arbeitspunktabhängige Nachjustage der Resonatoroptiken betrug in dieser Konfiguration 212 W, dargestellt in Abb. 5.7. Dies entsprach bei einer maximalen Pumpleistung von 530 W einem optischen Wirkungsgrad von 40,0%. Die Pumpleistungsdichte auf dem Laserkristall betrug $1,9 \text{ kW/cm}^2$. Die Beugungsmaßzahlen betragen bei maximaler Ausgangsleistung $M_h^2 = 1,58$ (h = horizontal, Zeichnungsebene in Abb. 5.6) und $M_v^2 = 1,24$ (v = vertikal). Der erzeugte Strahl war unpolarisiert.

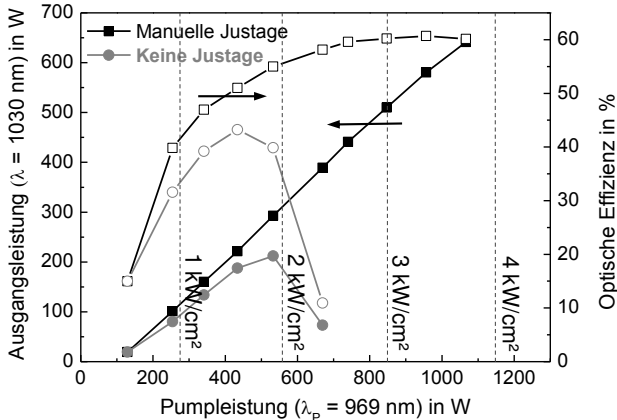


Abbildung 5.7: Ausgangsleistung (gefüllte Symbole) und optischer Wirkungsgrad (leere Symbole) aufgetragen über die Pumpleistung mit einem HR-Endspiegel (Konfiguration (1.) in Abb. 5.6, mit als auch ohne manueller Justage der Optiken in jedem aufgenommenen Arbeitspunkt) und einer Pumpwellenlänge von 969 nm.

Eine Steigerung der Pumpleistung führte zu einer Abnahme der Ausgangsleistung

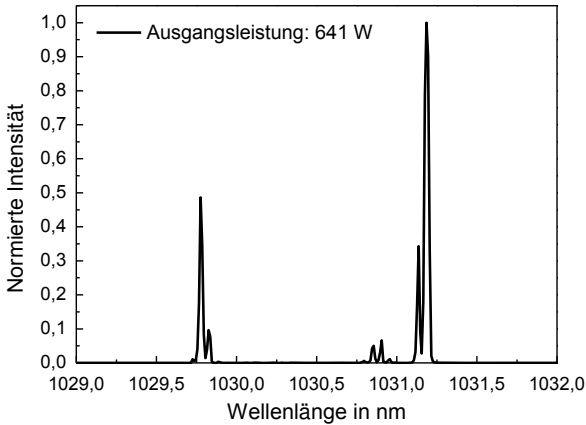


Abbildung 5.8: Aufgenommenes Spektrum bei einer Ausgangsleistung von 641 W mit Justage der Resonatoroptiken.

und einer Degradierung der Strahlqualität, da aufgrund der thermisch induzierten Konvektion an der ungekühlten Grenzfläche der Laserscheibe der oszillierende Laserstrahl eine Verkippung erfuhr und dies dazu führte, dass der Laserstrahl den optisch angeregten Bereich auf dem Laserkristall verließ. Die Verschiebung des oszillierenden Strahls auf der Laserscheibe ist anhand von Aufnahmen der von der Laserscheibe emittierten Fluoreszenz beobachtbar, siehe Abb. 5.9. Die Energieextraktion durch den Laserstrahl bewirkt innerhalb des Pumpbereichs auf dem Laserkristall eine Abnahme der beobachtbaren Fluoreszenz. Die Intensitätsverteilung erscheint an dieser Stelle dadurch dunkler. Eine Verschiebung des oszillierenden Strahls in den ungepumpten Bereich des Laserkristalls (sichtbar durch Bereiche mit erhöhter Fluoreszenz im angeregten Bereich) bewirkt, dass der Laserstrahl eine geringere Verstärkung und Beugungsverluste am Rand des Pumpflecks erfährt. Die Beugungseffekte bewirken eine Abnahme der Strahlqualität. Außerdem steigt die Temperatur des Laserkristalls in den angeregten Bereichen, welche nicht mit dem Laserstrahl überlappen. Dies verstärkt den Keileffekt zusätzlich und führte während der Experimente zu signifikanten Schwankungen der Ausgangsleistung wodurch die einsetzbare Pumpleistung auf ca. 600 W limitiert wurde. Dies entsprach einer kritischen Pumpleistungsdichte von ca. $2,2 \text{ kW/cm}^2$.

Wurde die Verschiebung des Laserstrahls auf der Laserscheibe durch Justage der Resonatoroptiken in jedem aufgenommenen Arbeitspunkt manuell ausgeglichen, so

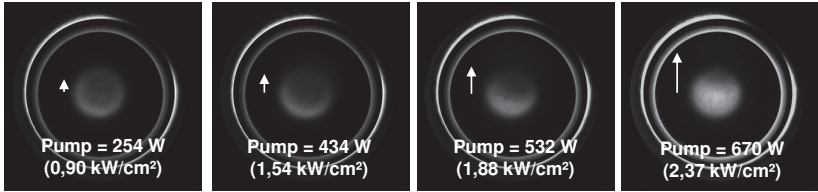


Abbildung 5.9: Intensitätsverteilung der von der Laserscheibe emittierten Fluoreszenz bei Einsatz eines HR-Endspiegels (Konfiguration (1.) in Abb. 5.6) und einer Pumpwellenlänge von 969 nm. Eine Verschiebung der oszillierenden Lasermode auf der Laserscheibe ist beobachtbar durch Bereiche verstärkter Fluoreszenz im gepumpten Bereich (helle Bereiche). Die Pfeile deuten die Richtung der Verschiebung des oszillierenden Strahls durch den Luftkeileffekt an.

lies sich die maximale Ausgangsleistung des Resonators auf 641 W steigern, ebenfalls dargestellt in Abb. 5.7. Dies entsprach bei einer Pumpleistung von 1066 W einem optischen Wirkungsgrad von 60,7%. Die Pumpleistungsdichte auf dem Laserkristall betrug $3,8 \text{ kW/cm}^2$. Die Beugungsmaßzahlen betragen bei maximaler Ausgangsleistung $M_h^2 = 1,34$ und $M_v^2 = 1,04$. Insgesamt wurde über den gesamten Pumpleistungsbereich eine Beugungsmaßzahl von $M^2 < 1,4$ gemessen. Das Spektrum der Laserstrahlung wies bei maximaler Ausgangsleistung Maxima bei $\lambda = 1029,7 \text{ nm}$ und $\lambda = 1031,2 \text{ nm}$ auf, siehe Abb. 5.8.

Im nächsten Experiment wurde der HR-Endspiegel durch den GWS ersetzt, wobei die Gitterlinien zunächst parallel zur auftretenden Konvektionsrichtung, d.h. senkrecht zur Tischebene, orientiert wurden (Konfiguration (2.) in Abb. 5.6). In dieser Konfiguration konnte ohne manuelle Nachjustage eine maximale Ausgangsleistung von 138 W gemessen werden, siehe Abb. 5.10. Dies entsprach bei einer maximalen Pumpleistung von 434 W einer optischen Effizienz von 31,9%. Die maximale Pumpleistungsdichte betrug $1,5 \text{ kW/cm}^2$. Durch die polarisationsselektive Wirkung des GWS wurde ein linear polarisierter Strahl erzeugt. Der Polarisationsgrad betrug $> 99,5\%$. Die spektrale Breite des erzeugten Laserstrahls betrug $\Delta\lambda_{FWHM} = 10 \text{ pm}$, dargestellt in Abb. 5.11. Analog zu Konfiguration (1.) erbrachte ein weiteres Steigern der Pumpleistung ohne manuelle Nachjustage der Resonatoroptiken keine Erhöhung der Ausgangsleistung, da auch in dieser Konfiguration ein vertikale Verschiebung der oszillierenden Lasermode auf dem optisch angeregten Bereich des Laserkristalls auftrat.

Wurde wie in Konfiguration (1.) in jedem aufgenommenen Arbeitspunkt die La-

sermode manuell auf dem optisch angeregten Bereich nachjustiert, so konnte eine maximale Ausgangsleistung von 587 W erreicht werden, was bei einer Pumpleistung von 1066 W einer optischen Effizienz 55,0% entsprach. Die maximale Pumpleistungsdichte auf dem Laserkristall betrug $3,8 \text{ kW/cm}^2$. Die Beugungsmaßzahlen betragen $M_h^2 = 1,26$ und $M_v^2 = 1,04$. Der geringere Wirkungsgrad des Lasers (verglichen mit HR-Endspiegel) lässt sich auf die geringere Reflektivität des GWS (Reflektivität = $99,7\% \pm 0,3\%$) gegenüber des HR-Endspiegels (Reflektivität $> 99,98\%$) sowie Depolarisationseffekte im Laserkristall zurückführen, vgl. Kap. 3.

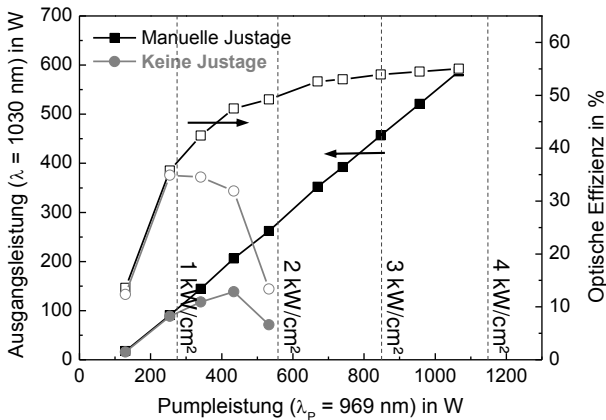


Abbildung 5.10: Ausgangsleistung (gefüllte Symbole) und optischer Wirkungsgrad (leere Symbole) aufgetragen über die Pumpleistung mit einem GWS als Resonatorendspiegel mit vertikaler Gitterlinienorientierung (Konfiguration (2.) in Abb. 5.6, mit als auch ohne manuelles Nachstellen in jedem aufgenommenen Arbeitspunkt) und einer Pumpwellenlänge von 969 nm.

Die Strahlgestabilisierung durch den GWS tritt auf, wenn die Gitterlinien senkrecht zur Richtung der auftretenden Konvektion, d.h. parallel zur Tischebene, orientiert werden, siehe Konfiguration (3.) in Abb. 5.6. In dieser Konfiguration ist keine pumpleistungsabhängige Justage der Resonatoroptiken notwendig. Es wurde eine maximale Ausgangsleistung von 627 W erreicht, siehe Abb. 5.12. Bei einer maximalen Pumpleistung von 1176 W entsprach dies einer optischen Effizienz von 54,0%. Die maximale Pumpleistungsdichte betrug $4,16 \text{ kW/cm}^2$. Für den gesamten Leistungsbereich betrug die gemessene, mittlere Beugungsmaßzahl des erzeugten Strahls $M^2 < 1,35$. Analog zu Konfiguration (2.) wurde ein linear polarisierter Strahl mit einem Polarisationsgrad $> 99,5\%$ erzeugt. Die spektrale Breite des

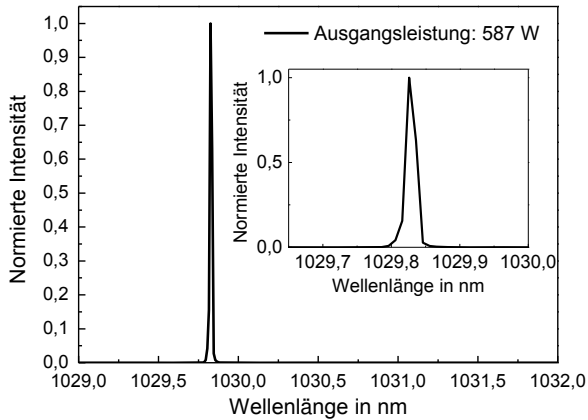


Abbildung 5.11: Aufgenommenes Spektrum bei einer Ausgangsleistung von 587 W mit Justage der Resonatoroptiken.

emittierten Laserstrahls betrug $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 10$ pm. Das emittierte Spektrum bei maximaler Ausgangsleistung ist in Abb. 5.13 dargestellt.

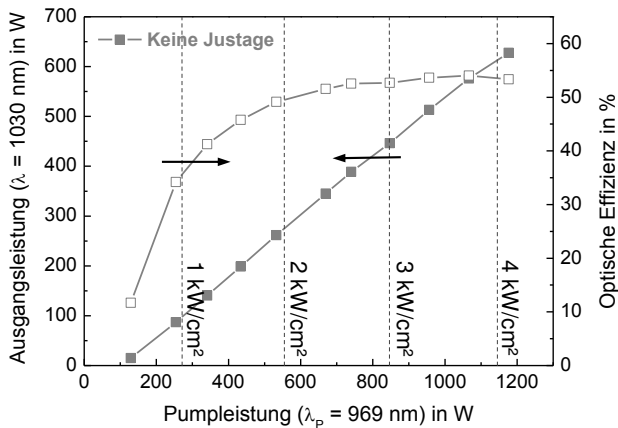


Abbildung 5.12: Ausgangsleistung (gefüllte Symbole) und optischer Wirkungsgrad (leere Symbole) aufgetragen über die Pumpleistung mit einem GWS als Resonatorenendspiegel mit horizontaler Gitterlinienorientierung (Konfiguration (3.) in Abb. 5.6) und einer Pumpwellenlänge von 969 nm.

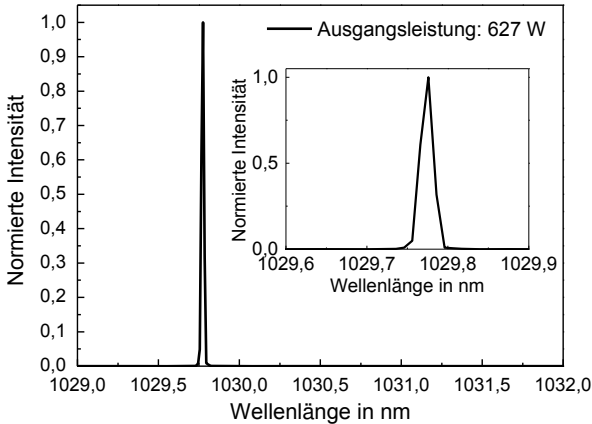


Abbildung 5.13: Aufgenommenes Spektrum bei einer Ausgangsleistung von 627 W.

Während in Konfiguration (1.) und (2.) der oszillierende Strahl aufgrund der thermisch induzierten Konvektion bereits bei weniger als 600 W Pumpleistung aus dem optisch angeregten Bereich der Laserscheibe verschoben wurde, so dass die Verstärkung nicht mehr ausreichte um den Laserbetrieb aufrecht zu erhalten (ohne manuelle Nachjustage), so konnte in Konfiguration (3.) erreicht werden, dass der oszillierende Strahl über den gesamten Pumpleistungsbereich ohne manuelle Justage der Optiken auf dem optisch angeregten Bereich der Laserscheibe positioniert blieb. Die strahlagestabilisierende Wirkung durch Einsatz des GWS wurde anhand der von der Scheibe emittierten Fluoreszenz beobachtet, abgebildet für einige Arbeitspunkte in Abb. 5.14.

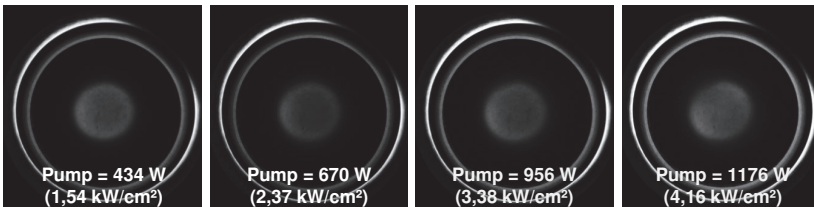


Abbildung 5.14: Intensitätsverteilung der von der Laserscheibe emittierten Fluoreszenz bei Einsatz eines GWS mit horizontaler Gitterlinienorientierung (Konfiguration (3.) in Abb. 5.6) und einer Pumpwellenlänge von 969 nm.

Außerdem konnte eine pumpleistungsabhängige Änderung des Emissionsspektrums des erzeugten Laserstrahls beobachtet werden. In Abb. 5.15 ist das gemessene normierte Emissionsspektrum bei unterschiedlichen Pumpleistungen aufgetragen. In Abb. 5.16 wurde jeweils der Schwerpunkt des Emissionsspektrums über die Pumpleistung aufgetragen. Es wurde festgestellt, dass sich das Spektrum linear mit der Pumpleistung von $\lambda_1 = 1030,026$ nm bei 129 W Pumpleistung ($0,5 \text{ kW/cm}^2$, Laserschwelle) nach $\lambda_2 = 1029,750$ nm bei 1066 W Pumpleistung ($3,8 \text{ kW/cm}^2$) verschob. Dies entsprach einer Differenz der Schwerpunkte des emittierten Spektrums von $\Delta\lambda_{FWHM} = 276$ pm. Folglich bewirkte die auftretende Konvektion vor der Scheibe eine Änderung des Littrow-Winkels von $\theta_{L,1} = 56,306^\circ$ (1030,026 nm) nach $\theta_{L,2} = 56,283^\circ$ (1029,750 nm), d.h. um $\Delta\alpha = 0,023^\circ$. Bezogen auf die Pumpleistungsdichte lässt sich daraus eine näherungsweise lineare Abnahme der Wellenlänge von 81 pm/kW/cm^2 für die in diesem Experiment untersuchte Resonator- und Pumpfleckgeometrie extrahieren.

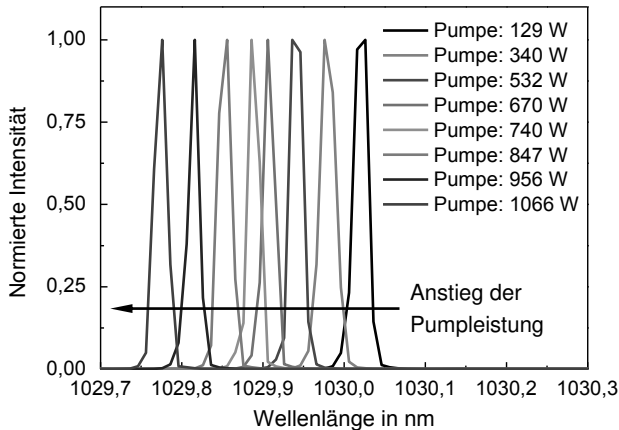


Abbildung 5.15: Gemessenes, normiertes Emissionsspektrum des erzeugten Laserstrahls bei unterschiedlichen Pumpleistungen und einer Pumpwellenlänge von 969 nm.

Ein Vergleich der erzeugten Laserleistung und der zugehörigen optischen Effizienz der untersuchten Konfigurationen ohne manuelle Justage der Resonatoroptiken ist in Abb. 5.17 und Abb. 5.18 dargestellt. Es ist festzuhalten, dass der effiziente Betrieb des Grundmoderesonators aufgrund der optischen Auswirkungen der Konvektion sowohl mit HR-Endspiegel (Konfiguration (1.)) als auch mit dem GWS mit vertikaler Gitterlinienorientierung (Konfiguration (2.)) auf ca. 600 W Pump-

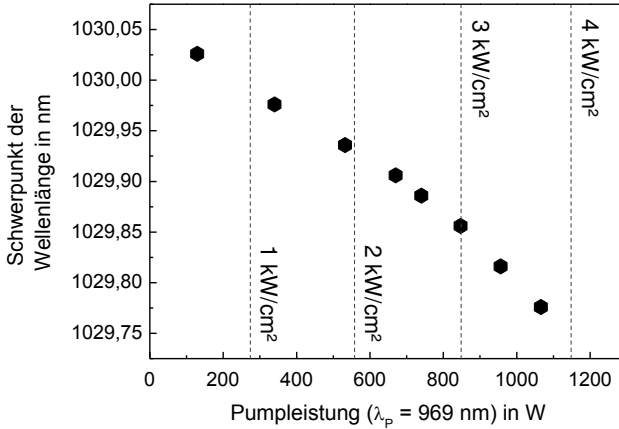


Abbildung 5.16: Der Schwerpunkt des Emissionsspektrums aufgetragen über die Pumpleistung und die Pumpleistungsdichte.

leistung beschränkt wurde. Dies entsprach in diesen Experimenten einer kritischen Pumpleistungsdichte von ca. $2,2 \text{ kW/cm}^2$. Wurde der GWS hingegen so orientiert, dass eine Strahlgestabilisierung durch Änderung der Littrow-Bedingung hervorgerufen wird (Gitterlinien horizontal ausgerichtet, Konfiguration (3.)), so wurde die gesamte einsetzbare Pumpleistung von 1,2 kW nutzbar. Die erreichbare Ausgangsleistung konnte durch die Orientierung des GWS mit maximal 626 W ($M^2 < 1,3$) mehr als verdreifacht werden.

Um eine Aussage über die Auswirkungen der thermisch induzierten Konvektion auf die Langzeitstabilität der getesteten Konfigurationen treffen zu können, wurde die Ausgangsleistung über einen Zeitbereich von jeweils 10 Minuten bei einer Pumpleistung von 670 W (entspricht einer Pumpleistungsdichte von $2,37 \text{ kW/cm}^2$) gemessen, siehe Abb. 5.19. In Konfiguration (1.) und (2.) musste die Position des oszillierenden Strahls zu Beginn der Messung auf den optisch angeregten Bereich justiert werden.

In Konfiguration (1.) wurde eine durchschnittliche Ausgangsleistung von 388,5 W gemessen, bei einer peak-to-valley (PV) Abweichung von $\pm 11,2 \text{ W}$ (entspricht $\pm 2,9\%$ in Bezug auf die durchschnittliche Ausgangsleistung) und einer errechneten Standardabweichung von $\pm 5,2 \text{ W}$ ($\pm 1,3\%$). In Konfiguration (2.) betrug die durchschnittliche Ausgangsleistung 356,5 W bei einer PV-Abweichung von $\pm 8,2 \text{ W}$

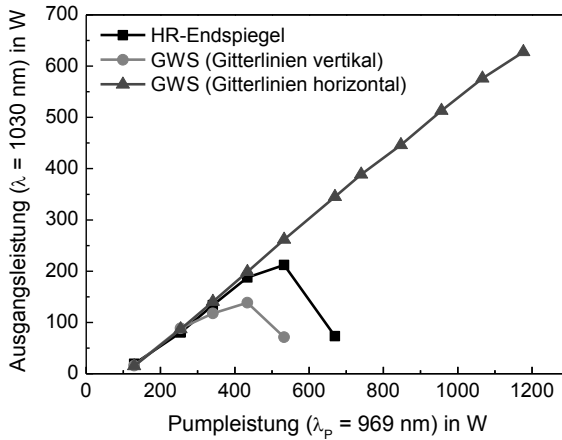


Abbildung 5.17: Vergleich der erzielten Ausgangsleistung aufgetragen über die Pumpleistung bei einer Pumpwellenlänge von 969 nm ohne manuelle Justage der Resonatoroptiken.

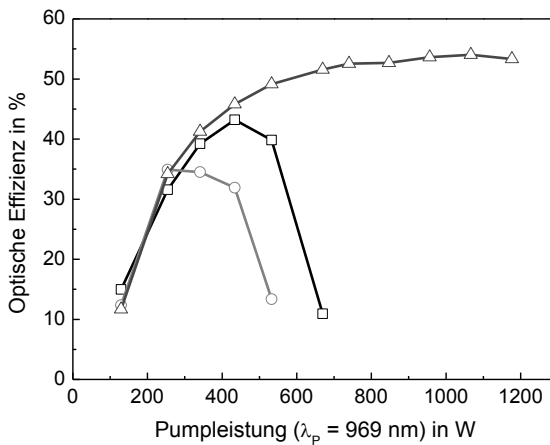


Abbildung 5.18: Vergleich der optischen Effizienz aufgetragen über die Pumpleistung bei einer Pumpwellenlänge von 969 nm ohne manuelle Justage der Resonatoroptiken.

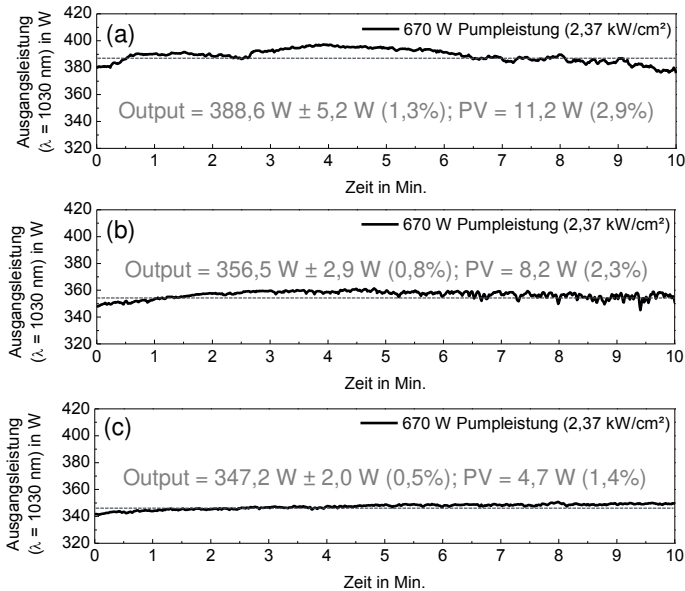


Abbildung 5.19: Gemessene Ausgangsleistung aufgetragen über einen Zeitbereich von 10 Minuten bei einer Pumpleistung von 670 W (entspricht einer Pumpleistungsdichte von $2,37 \text{ kW/cm}^2$) und einer Pumpwellenlänge von 969 nm. In (a) wurde ein HR-Endspiegel verwendet (Konfiguration (1.) in Abb. 5.6). In (b) kam das GWS mit vertikaler Gitterlinienorientierung zum Einsatz (Konfiguration (2.) in Abb. 5.6), während in (c) das GWS mit horizontaler Gitterlinienorientierung Strahlagestabilisierung zum Einsatz kam (Konfiguration (3.) in Abb. 5.6).

(entspricht $\pm 2,3\%$ in Bezug auf die durchschnittliche Ausgangsleistung) und einer errechneten Standardabweichung von $\pm 2,9 \text{ W}$ ($\pm 0,8\%$). Trotz manueller Justage der Lasermode auf den angeregten Bereich der Laserscheibe zu Beginn des Experiments kam es zu konvektionsinduzierten Leistungsschwankungen und -einbrüchen.

In Konfiguration (3.) war keine Justage der Resonatoroptiken zu Beginn der Messung notwendig. Es traten nur sehr geringe Fluktuationen der Ausgangsleistung auf. Es konnte lediglich ein geringer thermisch induzierter Drift der Ausgangsleistung beobachtet werden. Dieser lies sich auf Erwärmung der Resonatorkomponenten zurückführen und trat in allen getesteten Konfigurationen auf. Es wurde eine durchschnittliche Ausgangsleistung von 347,2 W gemessen, bei einer PV-Abweichung von $\pm 4,7 \text{ W}$ (entspricht $\pm 1,4\%$ in Bezug auf die durchschnittliche Aus-

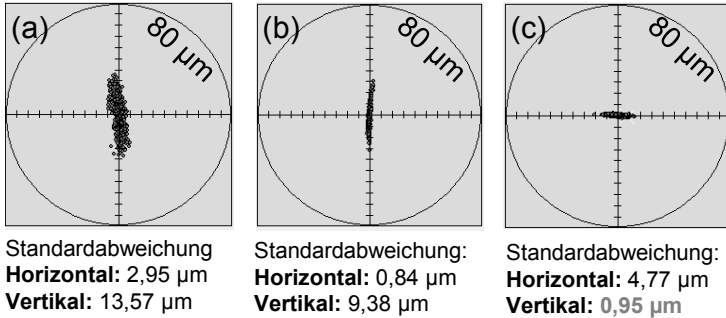


Abbildung 5.20: Strahlage des erzeugten Laserstrahls auf einem CCD-Chip aufgetragen über einen Zeitraum von 10 Minuten bei einer Pumpleistung von 670 W (entspricht einer Pumpleistungsdichte von $2,37 \text{ kW/cm}^2$) und einer Pumpwellenlänge von 969 nm. In (a) wurde ein HR-Endspiegel verwendet (Konfiguration (1.) in Abb. 5.6). In (b) wurde der HR-Endspiegel durch ein GWS mit vertikaler Gitterlinienorientierung ersetzt (Konfiguration (2.) in Abb. 5.6), während in (c) der GWS mit horizontaler Gitterlinienorientierung zur Strahlage stabilisierung zum Einsatz kam (Konfiguration (3.) in Abb. 5.6). Der Radius des eingezeichneten Kreises entspricht einer Strahlauslenkung von $80 \mu\text{m}$.

gangsleistung) und einer errechneten Standardabweichung von $\pm 2,0 \text{ W}$ ($\pm 0,5\%$).

Zusätzlich wurde während der Messung in allen untersuchten Konfigurationen die Strahlage auf einem 575 mm entfernten CCD-Chip festgehalten, dargestellt in Abb. 5.20. Der Strahlmittelpunkt wurde über die Momenten-Methode berechnet [132]. Die daraus abgeleitete Standardabweichung des Strahlmittelpunktes betrug für Konfiguration (1.) $2,95 \mu\text{m}$ in horizontaler bzw. $13,57 \mu\text{m}$ in vertikaler Richtung (Abb. 5.20(a)), für Konfiguration (2.) $0,84 \mu\text{m}$ bzw. $9,38 \mu\text{m}$ (Abb. 5.20(b)) und für Konfiguration (3.) $4,77 \mu\text{m}$ bzw. $0,95 \mu\text{m}$ (Abb. 5.20(c)). Während in Konfiguration (1.) und (2.) deutliche Schwankungen des Strahlmittelpunktes in vertikaler Richtung (Richtung des auftretenden Luftkeils) auftraten, wurde durch die strahlage stabilisierende Orientierung des GWS in Konfiguration (3.) die vertikale Auslenkung des Strahlmittelpunktes deutlich reduziert. Statt einer vertikalen Schwankung des Strahlmittelpunktes wurde in dieser Konfiguration eine leichte Fluktuation in horizontaler Ebene beobachtet.

5.7 Betrieb des bei 940 nm gepumpten Lasers

Im zweiten Experiment erfolgte die optische Anregung der Laserscheibe mittels einer fasergekoppelten Pumpdiode der Firma Laserline GmbH. Die Pumplichtwellenlänge betrug 936 nm bei Laserschwelle und stieg auf 940 nm bei maximaler Ausgangsleistung von 880 W. Bei einem Pumpfleckdurchmesser von 6 mm entsprach dies einer maximalen Pumpleistungsdichte von $3,1 \text{ kW/cm}^2$ auf der Laserscheibe.

Analog zum Vorgehen im vorherigen Abschnitt wurde im ersten Experiment der Resonator mit einem HR-Endspiegel betrieben, siehe Konfiguration (1.) in Abb. 5.6. Die maximal erreichbare Ausgangsleistung betrug 167 W bei einer maximalen Pumpleistung von 443 W, siehe Abb. 5.21. Dies entsprach bei maximaler Ausgangsleistung einem optischen Wirkungsgrad von 37,7%. Die Pumpleistungsdichte auf dem Laserkristall betrug $1,6 \text{ kW/cm}^2$. Der erzeugte Strahl war unpolarisiert. Ähnlich zu den Ergebnissen aus Abschn. 5.6 erfuhr der oszillierende Laserstrahl auch in diesem Experiment eine pumpleistungsabhängige Verkippung, hervorgerufen durch die thermisch induzierte Konvektion an der ungekühlten Grenzfläche der Laserscheibe. Dies führte dazu, dass der Laserstrahl den optisch angeregten Bereich auf dem Laserkristall verließ. Eine Steigerung der Pumpleistung ohne manuelle Justage der Resonatoroptiken führte zu einer Abnahme der Ausgangsleistung und einer Degradierung der Strahlqualität. Die pumpleistungsabhängige Verschiebung des Laserstrahls auf der Laserscheibe wurde anhand von Aufnahmen der von der Laserscheibe emittierten Fluoreszenz beobachtet, dargestellt in Abb. 5.23.

Wurde die durch die Konvektion hervorgerufene Verschiebung des Laserstrahls auf der Laserscheibe durch Justage einer der Resonatoroptiken manuell ausgeglichen, so lies sich die Ausgangsleistung des Resonators auf maximal 320 W steigern, ebenfalls dargestellt in Abb. 5.21. Dies entsprach bei einer Pumpleistung von 675 W einem optischen Wirkungsgrad von 47,3%. Die Pumpleistungsdichte auf dem Laserkristall betrug $2,4 \text{ kW/cm}^2$. Die Beugungsmaßzahlen des erzeugten Laserstrahls betragen bei maximaler Ausgangsleistung $M_h^2 = 1,07$ und $M_v^2 = 1,12$. Über den gesamten Pumpleistungsbereich wurde eine Beugungsmaßzahl von $M^2 < 1,35$ gemessen. Untersuchungen der spektralen Anteile des Laserstrahls ergaben bei maximaler Ausgangsleistung eine Emission bei $\lambda = 1029,9 \text{ nm}$ und $\lambda = 1031,3 \text{ nm}$, siehe Abb. 5.22. Weiteres Steigern der Pumpleistung rief Fluktuationen der Ausgangsleistung und der Strahlage hervor.

Anschließend wurde der HR-Endspiegel durch den GWS ersetzt, wobei die Gitterlinien parallel zur auftretenden Konvektionsrichtung, d.h. senkrecht zur Tischebene,

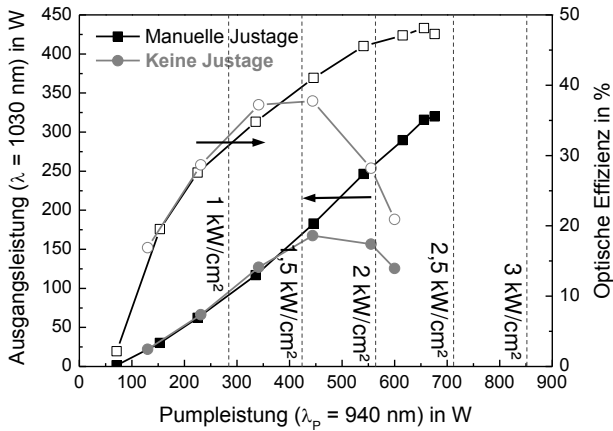


Abbildung 5.21: Ausgangsleistung (gefüllte Symbole) und optischer Wirkungsgrad (leere Symbole) des Lasers aufgetragen über die Pumpleistung mit einem HR-Endspiegel (Konfiguration (1.) in Abb. 5.6, mit als auch ohne manuelles Nachstellen der Resonatoroptiken in jedem aufgenommenen Arbeitspunkt) und einer Pumpwellenlänge von 940 nm.

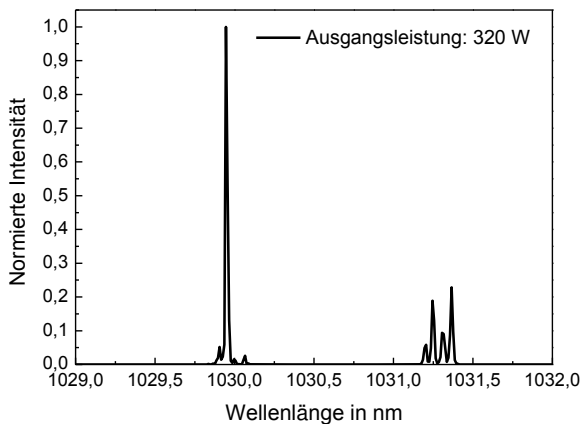


Abbildung 5.22: Aufgenommenes Spektrum bei einer Ausgangsleistung von 320 W mit Justage der Resonatoroptiken.

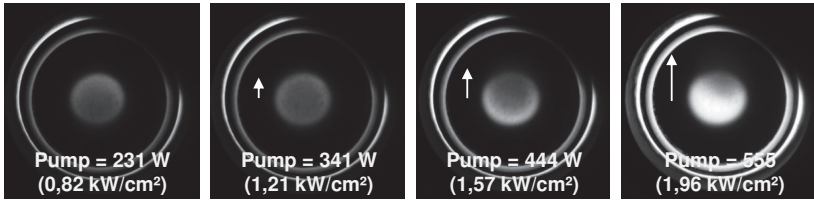


Abbildung 5.23: Intensitätsverteilung der von der Laserscheibe emittierten Fluoreszenz bei Einsatz eines HR-Endspiegels (Konfiguration (1.) in Abb. 5.6) und einer Pumpwellenlänge von 940 nm. Eine Verschiebung der oszillierenden Lasermode auf der Laserscheibe ist beobachtbar durch Bereiche verstärkter Fluoreszenz im gepumpten Bereich (helle Bereiche). Die Pfeile deuten die Richtung der Verschiebung des oszillierenden Strahls durch den Luftkeileffekt an.

orientiert worden sind (Konfiguration (2.) in Abb. 5.6). In diesem Fall konnte ohne manuelle Justage der Resonatoroptiken eine maximale Ausgangsleistung von 100 W erzeugt werden, siehe Abb. 5.24. Dies entsprach bei einer maximalen Pumpleistung von 350 W einer optischen Effizienz von 28,7%. Der Polarisationsgrad des linear polarisierten Strahls betrug $> 99,5\%$. Die spektrale Breite des erzeugten Strahls betrug $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 10$ pm, dargestellt in Abb. 5.25. Vergleichbar zu Konfig. (1.) führte eine Steigerung der Pumpleistung ohne manuelle Justage der Resonatoroptiken zu keiner Zunahme der Ausgangsleistung. Analog zu den Experimenten in Abschn. 5.6 wurde auch in dieser Konfiguration eine pumpleistungsabhängige vertikale Verschiebung des oszillierenden Laserstrahls auf dem optisch angeregten Bereich des Laserkristalls beobachtet.

Wurde in jedem Arbeitspunkt der Laserstrahl manuell auf dem optisch angeregten Bereich nachjustiert, so konnte die erreichbare Ausgangsleistung auf maximal 375 W gesteigert werden, was bei einer maximalen Pumpleistung von 843 W einer optischen Effizienz 44,5% entsprach. Die maximale Pumpleistungsdichte auf der Laserscheibe betrug $3,0 \text{ kW/cm}^2$. Die Beugungsmaßzahlen des Laserstrahls betragen bei maximaler Ausgangsleistung $M_h^2 = 1,26$ und $M_v^2 = 1,04$. Der geringere optische Wirkungsgrad des Lasers lässt sich auch in diesem Experiment auf eine geringere Reflektivität des GWS gegenüber dem HR-Endspiegel, sowie Depolarisationseffekte hervorgerufen im Laserkristall zurückführen.

Auch in diesem Experiment konnte eine resonatorinterne Strahlgestabilisierung durch Integration des GWS in den Resonator erreicht werden, sofern die Gitterlinien des GWS senkrecht zur Richtung der auftretenden Konvektion, d.h. parallel

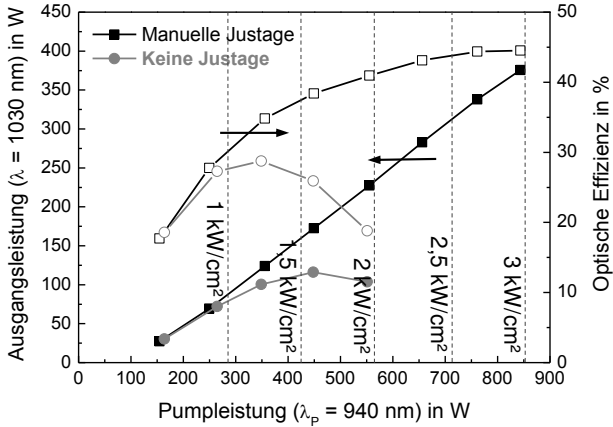


Abbildung 5.24: Ausgangsleistung (gefüllte Symbole) und optischer Wirkungsgrad (leere Symbole) des Lasers aufgetragen über die Pumpleistung mit GWS als Resonatorendspiegel mit vertikaler Gitterlinienorientierung (Konfiguration (2.) in Abb. 5.6, mit als auch ohne manuelles Nachstellen der Resonatoroptiken in jedem aufgenommenen Arbeitspunkt) und einer Pumpwellenlänge von 940 nm.

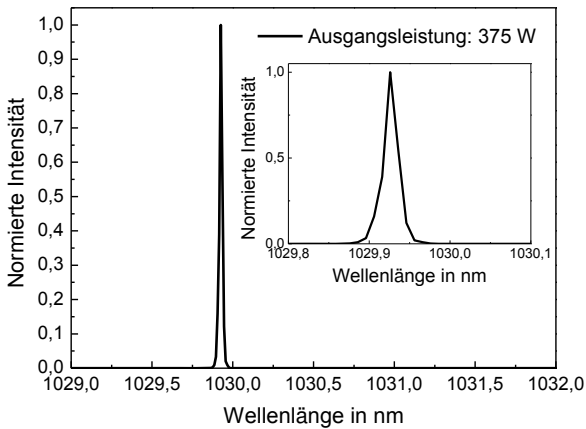


Abbildung 5.25: Aufgenommenes Spektrum bei einer Ausgangsleistung von 375 W mit Justage der Resonatoroptiken.

zur Tischebene, orientiert wurden, siehe Konfiguration (3.) in Abb. 5.6. In dieser Konfiguration war keine manuelle Justage der Resonatoroptiken notwendig. Es wurde eine maximale Ausgangsleistung von 384 W gemessen, dargestellt in Abb. 5.26. Dies entsprach bei einer maximalen Pumpleistung von 841 W einer optischen Effizienz von 45,7%. Die maximale Pumpleistungsdichte auf dem Laserkristall betrug $3,0 \text{ kW/cm}^2$. Die gemessenen Beugungsmaßzahlen des Laserstrahls betragen $M_h^2 = 1,12$ und $M_v^2 = 1,18$ bei maximaler Ausgangsleistung. Über den gesamten Pumpleistungsbereich betrug die gemessene, mittlere Beugungsmaßzahl $M^2 < 1,35$. Analog zu Konfiguration (2.) wurde ein linear polarisierter Strahl mit einem Polarisationsgrad $> 99,5\%$ erzeugt. Die spektrale Breite des emittierten Laserstrahls betrug $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 10 \text{ pm}$, siehe Abb. 5.27.

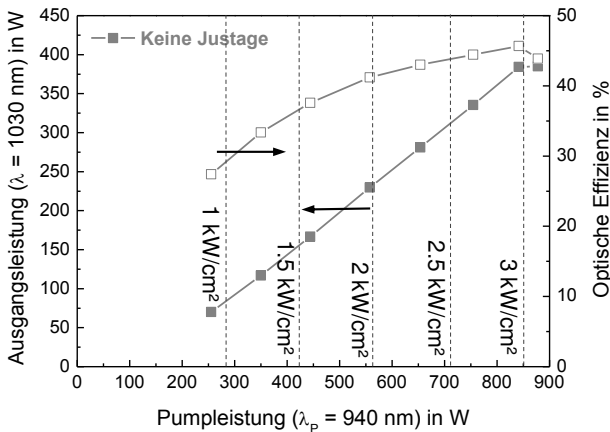


Abbildung 5.26: Ausgangsleistung (gefüllte Symbole) und optischer Wirkungsgrad (leere Symbole) des Lasers aufgetragen über die Pumpleistung mit GWS als Resonatorendspiegel mit horizontaler Gitterlinienorientierung (Konfiguration (3.) in Abb. 5.6) und einer Pumpwellenlänge von 940 nm.

Während in Konfiguration (1.) und (2.) der oszillierende Strahl aufgrund der optischen Auswirkungen der thermisch induzierten Konvektion bereits bei weniger als 500 W Pumpleistung so stark aus dem optisch angeregten Bereich der Laserscheibe verschoben wurde, dass die Verstärkung nicht mehr ausreichte um den Laserbetrieb aufrecht zu erhalten (ohne manuelle Nachjustage), so konnte in Konfiguration (3.) festgestellt werden, dass die Position des oszillierenden Strahls über den gesamten Pumpleistungsbereich auf dem optisch angeregten Bereich der Laserscheibe stabi-

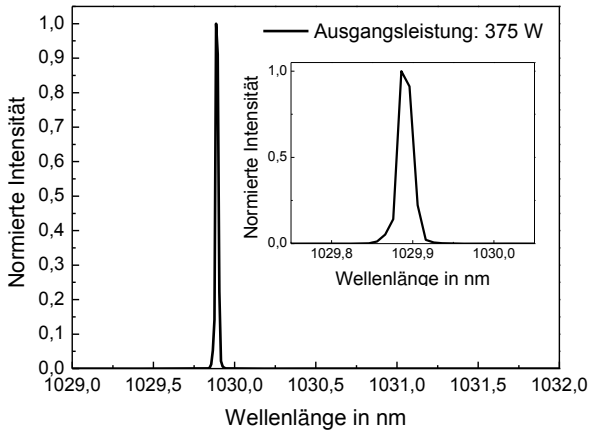


Abbildung 5.27: Aufgenommenes Spektrum bei einer Ausgangsleistung von 375 W.

lisiert blieb, siehe Abb. 5.28.

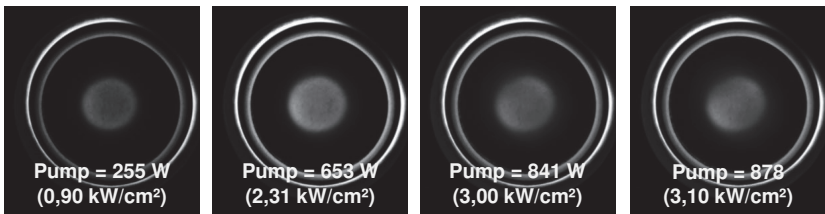


Abbildung 5.28: Intensitätsverteilung der von der Laserscheibe emittierten Fluoreszenz bei Einsatz eines GWS mit horizontaler Gitterlinienorientierung (Konfiguration (3.) in Abb. 5.6) und einer Pumpwellenlänge von 940 nm.

In Abb. 5.29 ist das normierte Emissionsspektrum des erzeugten Laserstrahls bei unterschiedlichen Pumpleistungen aufgetragen. In Abb. 5.30 wurde der Schwerpunkt des Emissionsspektrum über die Pumpleistung aufgetragen. Das Spektrum verschob sich mit der Pumpleistung von $\lambda_1 = 1030,056$ nm bei 255 W Pumpleistung ($0,9 \text{ kW/cm}^2$, Laserschwelle) nach $\lambda_2 = 1029,886$ nm bei 878 W Pumpleistung ($3,0 \text{ kW/cm}^2$). Daraus ergab sich eine Differenz der Schwerpunkte der Emission von $\Delta\lambda = 170$ pm. Folglich bewirkte die auftretende Konvektion vor der Scheibe eine Änderung des Littrow-Winkels von $\theta_{L,1} = 56,308^\circ$ ($1030,056$) nach $\theta_{L,2} = 56,294^\circ$ ($1029,886$ nm), d.h. um $\Delta\alpha = 0,014^\circ$. Bezogen auf die Pumpleistungsdichte ergibt

sich daraus eine Änderung der Wellenlänge von $89 \text{ pm}/\text{kW}/\text{cm}^2$ für die hier untersuchte Resonator- und Pumpfleckgeometrie. Gegenüber den Ergebnissen bei einer optischen Anregung der Laserscheibe bei $\lambda_P = 969 \text{ nm}$ ergibt die durchgeführte Untersuchung eine leicht stärkere Wellenlängenänderung von ca. 10%. Dies lässt sich auf den höheren Quantendefekt bei einer Anregung von $\lambda_P = 940 \text{ nm}$ und die quantitativ höhere Wärmeerzeugung im Laserkristall zurückführen.

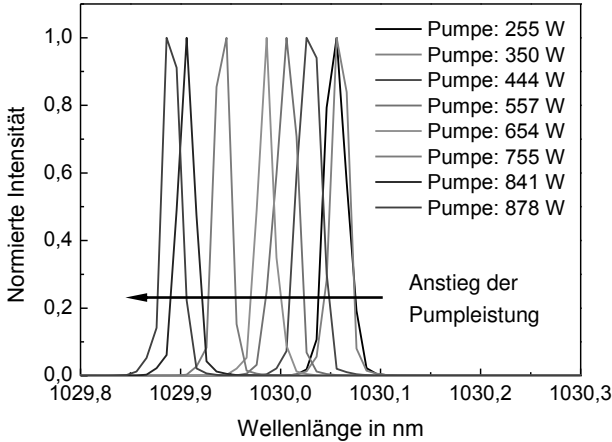


Abbildung 5.29: Gemessenes, normiertes Emissionsspektrum des erzeugten Laserstrahls bei unterschiedlichen Pumpleistungen und einer Pumpwellenlänge von 940 nm.

In Abb. 5.31 und Abb. 5.32 sind die gemessenen Ausgangsleistungen und die zugehörigen optischen Effizienzen der drei untersuchten Konfigurationen ohne manuelle Justage der Resonatoroptiken bei einer optischen Anregung von 940 nm dargestellt. Auch in diesem Experiment wurde in Konfiguration (1.) und (2.) der Grundmodebetrieb aufgrund der optischen Auswirkungen des Luftkeils bereits bei geringer Pumpleistung limitiert. Die maximal einsetzbare Pumpleistung betrug in diesen Konfigurationen etwa 450 W. Dies entspricht einer kritischen Pumpleistungsdichte von ca. $1,6 \text{ kW}/\text{cm}^2$ auf der Laserscheibe. In Konfiguration (3.) wurde, analog zu den Ergebnissen aus Abschn. 5.6, auch in diesem Experiment die gesamte verfügbare Pumpleistung einsetzbar. Die erreichte Ausgangsleistung konnte in Konfiguration (3.) mit insgesamt 384 W (bei $M^2 < 1,3$) durch die Strahlgestabilisierung des GWS mehr als verdoppelt werden.

Ebenfalls wurde bei diesem Experiment die Langzeitstabilität aller getesteten Kon-

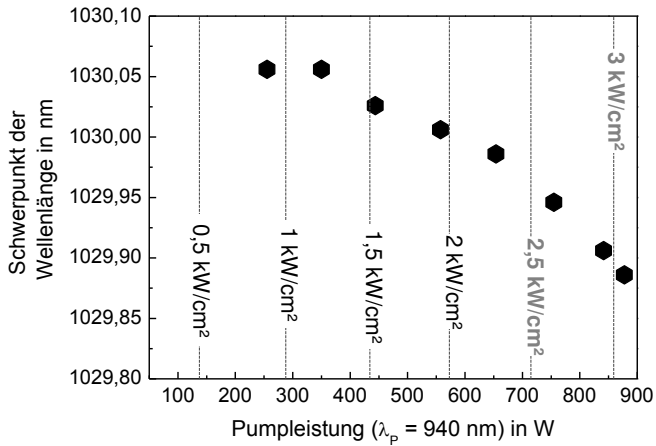


Abbildung 5.30: Schwerpunkt des Emissionsspektrums aufgetragen über die Pumpleistung und die Pumpleistungsichte.

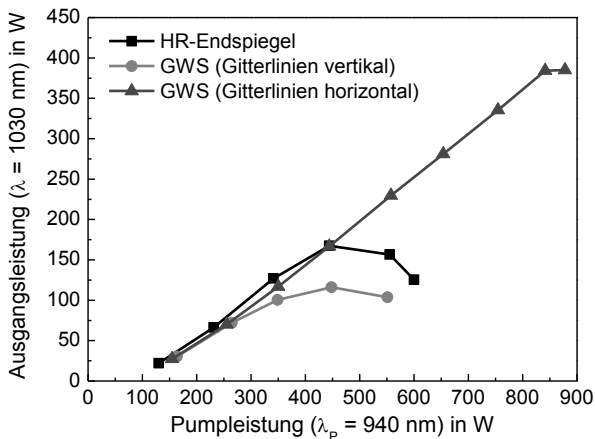


Abbildung 5.31: Vergleich der erzielten Ausgangsleistung aufgetragen über die Pumpleistung bei einer Pumpwellenlänge von 940 nm ohne manuelle Justage der Resonatoroptiken.

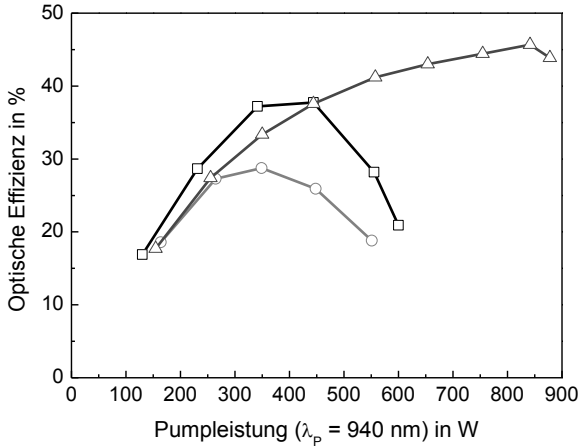


Abbildung 5.32: Vergleich der erzielten optischen Effizienz aufgetragen über die Pumpleistung bei einer Pumpwellenlänge von 940 nm ohne manuelle Justage der Resonatoroptiken.

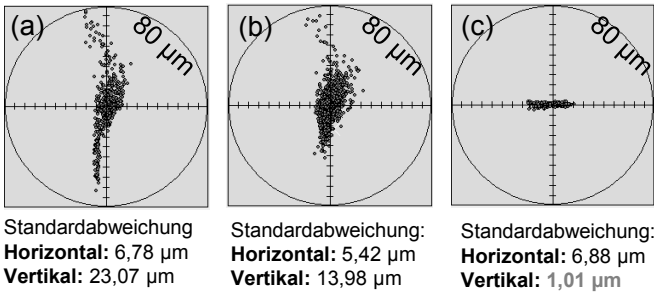


Abbildung 5.33: Strahlage des erzeugten Laserstrahls auf einem CCD-Chip aufgetragen über einen Zeitbereich von 10 Minuten bei einer Pumpleistung von 655 W (entspricht einer Pumpleistungsdichte von $2,32 \text{ kW}/\text{cm}^2$) und einer Pumpwellenlänge von 940 nm. In (a) wurde ein HR-Endspiegel verwendet. In (b) wurde der HR-Endspiegel durch ein GWS mit vertikaler Gitterlinienorientierung ersetzt. In (c) kam das GWS mit horizontaler Gitterlinienorientierung zur Strahlgestabilisierung zum Einsatz. Der Radius des eingezeichneten Kreises entspricht einer Strahlauslenkung von $80 \mu\text{m}$.

figurationen über einen Zeitbereich von 10 Minuten überprüft. Die Pumpleistung betrug in dieser Untersuchung 655 W (entspricht einer Pumpleistungsdichte von $2,32 \text{ kW/cm}^2$). In Konfiguration (1.) und (2.) musste die Position des oszillierenden Strahls zu Beginn der Messung auf den optisch angeregten Bereich justiert werden. Die Ergebnisse der Untersuchung der Strahlagestabilität des ausgekoppelten Laserstrahls während der Langzeitmessungen sind in Abb. 5.33 dargestellt. Die Standardabweichung des Strahlmittelpunktes betrug für Konfiguration (1.) $6,78 \mu\text{m}$ und $23,07 \mu\text{m}$ (Abb. 5.33(a)) in horizontaler bzw. vertikaler Richtung, für Konfiguration (2.) $5,42 \mu\text{m}$ bzw. $13,98 \mu\text{m}$ (Abb. 5.33(b)) und für Konfiguration (3.) $6,88 \mu\text{m}$ bzw. $1,01 \mu\text{m}$ (Abb. 5.33(c)). Während in Konfiguration (1.) und (2.) starke Schwankungen der Strahlage in vertikaler Richtung (Richtung der auftretenden Konvektion) auftraten, so wurde in Konfiguration (3.) die vertikale Strahlagefluktuation durch Integration des GWS nahezu vollständig reduziert. Im Gegensatz zu den Ergebnissen aus Abschn. 5.6 trat in Konfiguration (3.) keine verstärkte Fluktuation in der horizontalen Strahlebene auf.

Trotz der manuellen Justage kam es zu deutlichen Fluktuationen der gemessenen Ausgangsleistung, siehe Abb. 5.34. In Konfiguration (1.) wurde eine durchschnittliche Ausgangsleistung von 284,4 W gemessen, bei einer PV-Abweichung von $\pm 35,7 \text{ W}$ (entspricht $\pm 12,5\%$ in Bezug auf die durchschnittliche Ausgangsleistung) und einer errechneten Standardabweichung von $\pm 12,0 \text{ W}$ ($\pm 4,2\%$). In Konfiguration (2.) betrug die durchschnittliche Ausgangsleistung 274,5 W bei einer PV-Abweichung von $\pm 17,3 \text{ W}$ (entspricht $\pm 6,3\%$ in Bezug auf die durchschnittliche Ausgangsleistung) und einer errechneten Standardabweichung von $\pm 6,0 \text{ W}$ ($\pm 2,2\%$). In Konfiguration (3.) war keine Justage der Resonatoroptiken zu Beginn der Messung notwendig. Es traten vergleichsweise geringe Fluktuationen der Ausgangsleistung auf. Es wurde eine durchschnittliche Ausgangsleistung von 279,4 W gemessen, bei einer PV-Abweichung von $\pm 5,7 \text{ W}$ (entspricht $\pm 2,0\%$ in Bezug auf die durchschnittliche Ausgangsleistung) und einer errechneten Standardabweichung von $\pm 1,5 \text{ W}$ ($\pm 0,5\%$). Ein geringer Drift der Ausgangsleistung konnte, analog zu den Ergebnissen aus dem vorherigen Abschnitt, in allen getesteten Konfigurationen beobachtet werden und lies sich auf leichte Erwärmung der Resonatorkomponenten zurückführen.

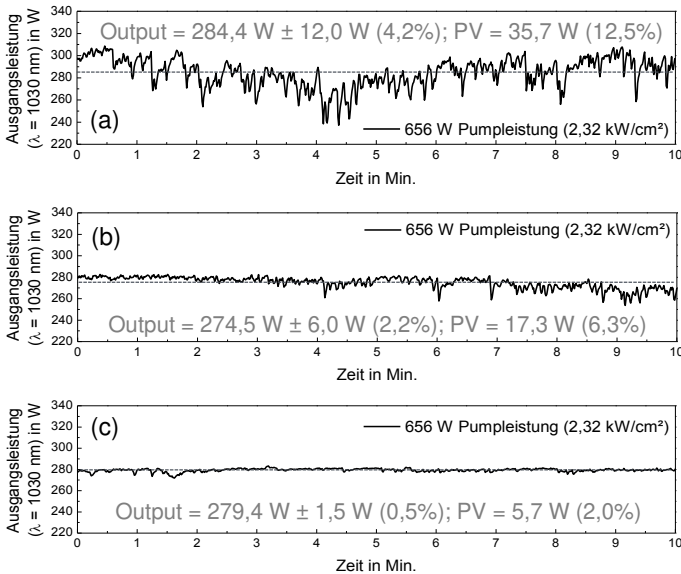


Abbildung 5.34: Gemessene Ausgangsleistung aufgetragen über einen Zeitbereich von 10 Minuten bei einer Pumpleistung von 655 W (entspricht einer Pumpleistungsdichte von $2,32 \text{ kW/cm}^2$) und einer Pumpwellenlänge von 940 nm. In (a) wurde ein HR-Endspiegel verwendet. In (b) wurde der HR-Endspiegel durch ein GWS mit vertikaler Gitterlinienorientierung zum Einsatz, während in (c) der GWS mit horizontaler Gitterlinienorientierung zur Strahlgestabilisierung zum Einsatz kam.

5.8 Zusammenfassung

Zusammenfassend konnten die optischen Auswirkungen, welche aufgrund thermisch induzierter Konvektion an der ungekühlten Frontseite des Laserkristalls auftreten und die maximal erreichbare Ausgangsleistung eines im Grundmode betriebenen Scheibenlasers üblicherweise limitieren, durch ein in den Resonator integrierten Gitterwellenleiterspiegel kompensiert werden. Die Stabilisierung der Strahlage wird in Littrow-Konfiguration erreicht, sofern die Gitterlinien senkrecht zur Richtung der auftretenden Konvektion orientiert werden. In dieser Orientierung bewirkte eine Verkippung der Wellenfront an der Laserscheibe, dass sich der Einfallswinkel auf dem GWS änderte. Statt einer Änderung der Lage des oszillierenden Laserstrahls auf dem optisch angeregten Bereich des Laserkristalls weicht der Laser spektral auf

die Wellenlänge aus, die durch die Littrow-Bedingung des GWS vorgegeben wird.

In den durchgeführten Experimenten konnte die Ausgangsleistung eines im Grundmode betriebenen Scheibenlasers durch Integration eines GWS in den Resonator bei einer Pumpwellenlänge von 969 nm mehr als verdreifacht, bzw. im Falle der optischen Anregung bei 940 nm mehr als verdoppelt werden [133]. Sowohl die Strahllagestabilität des ausgekoppelten Laserstrahls als auch die Langzeitstabilität der Ausgangsleistung des Lasers ließen sich durch den in den Resonator integrierten GWS verbessern. Eine aufwändige manuelle Justage der Resonatoroptiken im Laserbetrieb entfällt hierdurch.

Insgesamt stellt der Einsatz eines GWS zur resonatorinternen Stabilisierung von im Grundmode betriebenen Scheibenlasersystemen eine attraktive und einfach zu realisierende Lösung zur weiteren Leistungsskalierung dieser Laserarchitektur dar. Abschließend sei erwähnt, dass es außerdem denkbar ist, dass sich die vorgestellte Methode auch auf andere Laserarchitekturen übertragen lässt, in denen Wellenfrontstörungen aufgrund von Konvektion derzeit eine Skalierung der Ausgangsleistung limitieren (Bspw. Bulk- oder Slab-Laser).

6 Zusammenfassung

Die gezielte Änderung, Anpassung oder Beeinflussung der Eigenschaften eines Laserstrahls, die sogenannte *Strahlformung*, gewinnt zunehmend an Bedeutung. Dabei kann die notwendige Manipulation der Eigenschaften des Laserstrahls durch geeignete hochleistungsfähige und verlustarme optische Komponenten innerhalb des Laserresonators vorgenommen werden. Derzeit zur Stabilisierung und Selektion der spektralen Zusammensetzung und der Polarisation eingesetzte Komponenten leiden jedoch an niedrigen Zerstörschwellen oder unwirtschaftlicher Komplexität und Verursachen im Laserbetrieb hohe Verluste sowie zusätzliche thermo-optische Effekte.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es daher, alternative Komponenten zur resonatorinternen Strahlformung mit hoher optischer Qualität, hohen Zerstörschwellen und einfache Integrierbarkeit zu untersuchen. Hierbei wurde die Technologie der Gitterwellenleiterspiegel untersucht. Dabei lag der Schwerpunkt auf einer möglichen resonatorinternen Stabilisierung und der Selektion der spektralen Zusammensetzung und der Polarisation bei Ausgangsleistungen im kW-Bereich.

Anhand unterschiedlicher experimenteller Untersuchungen konnte die Hochleistungstauglichkeit unterschiedlicher GWS-Typen am Beispiel des Hochleistungsscheibenlasers demonstriert werden. So konnte ein *resonant-diffraction*-GWS in Littrow-Konfiguration erfolgreich zur Stabilisierung der Phasenanpassungsbedingung in einem frequenzverdoppelnden Scheibenlaser integriert werden. Die Beugungseffizienz des GWS betrug hierbei für einen TE-polarisierten Strahl $99,7\% \pm 0,2\%$ über einen Wellenlängenbereich von 1010 nm bis 1040 nm. Im zentralen Bereich des Gitters (18 mm Durchmesser) betrug die gemessene Beugungseffizienz $> 99,6\%$ für TE-Polarisation und bei $\lambda = 1030$ nm. Integriert in einen Scheibenlaserresonator konnte im Multimode-Betrieb ($M^2 \approx 20$, $SPP = 3,4 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$) bei einer Wellenlänge von 515 nm eine Ausgangsleistung von mehr als 1 kW bei einer optischen Effizienz von 51,6% (optische Anregung der Laserscheibe bei 969 nm) sowie 46,0% (optische Anregung der Laserscheibe bei 940 nm) demonstriert werden. Die Zerstörschwelle des eingesetzten GWS wurde nicht erreicht. Die maximale Leistungsdichte des oszillierenden Laserstrahls auf der Oberfläche des GWS betrug ca. 40 kW/cm^2 . Die Hochleistungstauglichkeit des GWS konnte auch anhand eines

im Grundmode betriebenen resonatorintern frequenzverdoppelnden Scheibenlasers bestätigt werden. Hierbei wurde eine maximale Ausgangsleistung von 419 W bei einer optischen Effizienz von 45,4% (optische Anregung der Laserscheibe bei 969 nm) erreicht. Die gemessenen Beugungsmaßzahlen betragen bei maximaler Ausgangsleistung $M_H^2 = 1,28$ und $M_V^2 = 1,36$. Der eingesetzte GWS blieb trotz einer maximalen Leistungsdichte von ca. 60 kW/cm^2 unbeschadet. Es konnten keine durch den GWS erzeugten thermo-optischen Effekte beobachtet werden. Neben der verfügbaren Pumpleistung (Multimode-Betrieb) und der Resonatorauslegung (Multi- und Grundmodebetrieb), konnte die Restabsorption der oszillierenden Strahlung, welche zu thermisch induzierten Wellenfrontfehlern im nicht-linearen SHG-Kristall führt, als derzeitige Hauptlimitierung ausgemacht werden. Unter Berücksichtigung dieser Limitierungen sind in Zukunft bereits weitere experimentelle Untersuchungen von noch leistungsfähigeren Lasersystemen geplant, welche eine Ausgangsleistung im Multimodebetrieb von mehr als 2 kW bei einer Wellenlänge von 515 nm anstreben. Hierbei sollen großflächige GWS mit verbesserter optischer Qualität in den Scheibenlaserresonator implementiert werden. Auch gibt es bereits erste Überlegungen zur resonatorinternen Erzeugung von UV-Strahlung, bspw. durch Anregung der dritten Harmonischen ($\lambda = 343 \text{ nm}$) anhand eines weiteren in den Resonator integrierten nicht-linearen Kristalls. Für diesen Konversionsprozess wird ein genau abgestimmtes Verhältnis der erzeugten Intensitäten von Fundamentaler ($\lambda = 1030 \text{ nm}$) und zweiter Harmonischen ($\lambda = 515 \text{ nm}$) benötigt, was die Komplexität der Auslegung der Laserquelle erhöht. Die nötige Stabilisierung der Polarisation und der Spektralanteile soll anhand eines im Resonator integrierten GWS ermöglicht werden.

Auch die resonatorinterne Erzeugung radial polarisierter Laserstrahlen mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich konnte anhand eines in den Resonator integrierten *leaky-mode*-GWS erfolgreich demonstriert werden. So wurde in dieser Arbeit eine neue Generation dieses GWS-Typs vorgestellt, wobei sich der GWS durch eine hohe spektrale Bandbreite der Separation der Reflektivität zwischen TE- und TM-Polarisation ($\geq 20\%$) von $> 70 \text{ nm}$ auszeichnet. Bei einer Wellenlänge von 1030 nm betrug der Unterschied der Reflektivität des GWS für einen TM- und TE-polarisierten Strahl $\approx 45\%$, wobei eine Reflektivität für TM-Polarisation von $(99,8 \pm 0,2)\%$ gemessen wurde. Der Durchmesser der Gitterstruktur betrug 16 mm. Durch Integration des GWS als Resonatorendspiegel in einem cw-betriebenen Scheibenlaser konnte ein radial polarisierter Laserstrahl mit einer maximalen Ausgangsleistung von 980 W (bei 50,5% optischem Wirkungsgrad) erzeugt werden. Über den gesamten Leistungsbereich konnte ein Polarisationsgrad $> 95\%$ demonstriert werden. In

Bezug auf bisherige Publikationen konnte die Ausgangsleistung des vorgestellten Lasers damit um einen Faktor von ca. 3,5 gesteigert werden. Dabei wurde die erreichte Ausgangsleistung nicht durch den GWS, sondern durch die einsetzbare Pumpleistung, das Resonator-Design und Strahl-Aberrationen am Pumpfleckenrand limitiert. Darüber hinaus sollte sich durch Anpassung der Gitterwellenleiterparameter ein analoger polarisationsselektiver Effekt für TE-Polarisation erzeugen lassen. Folglich sollte ohne Änderungen des Laserresonators die resonatorinterne Erzeugung azimuthaler Polarisation mit vergleichbarer Ausgangsleistung möglich sein. Alternativ lässt sich die (radiale) Polarisation auch resonatorextern in eine azimuthale Polarisationsverteilung konvertieren. In einem weiteren Experiment konnte mit einem GWOC ein radial polarisierter Laserstrahl mit einer Ausgangsleistung von 750 W erzeugt werden.

Im dritten Experiment wurde ein GWS in einen Scheibenlaserresonator integriert, mit welchem die optischen Auswirkungen von Wellenfrontstörungen, welche aufgrund thermisch induzierter Konvektion an der ungekühlten Frontseite des Laserkristalls auftreten und die maximal erreichbare Ausgangsleistung eines im Grundmode betriebenen Scheibenlasers üblicherweise limitieren, kompensiert werden konnten. Der vorgestellte Ansatz zur resonatorinternen passiven Strahl-lage-stabilisierung wird in Littrow-Konfiguration erreicht, sofern die Gitterlinien senkrecht zur Richtung der auftretenden Konvektion orientiert werden. In dieser Orientierung bewirkt eine Verkippung der Wellenfront an der Laserscheibe, dass sich der Einfallswinkel auf dem GWS ändert. Statt einer Änderung der Position des oszillierenden Laserstrahls auf dem optisch angeregten Bereich des Laserkristalls weicht der Laser spektral auf die Wellenlänge aus, die durch die Littrow-Bedingung vorgegeben wird. Verglichen mit einem Referenzexperiment ohne GWS konnte in den durchgeführten Experimenten die Ausgangsleistung eines im Grundmode betriebenen Scheibenlasers durch den Einsatz des GWS bei einer Pumpwellenlänge von 969 nm mehr als verdreifacht, bzw. im Falle der optischen Anregung des Laserkristalls bei $\lambda_P = 940$ nm mehr als verdoppelt werden. Sowohl die Strahl-lage-stabilität des erzeugten Laserstrahls als auch die Langzeitstabilität der Ausgangsleistung des Lasers ließen sich durch Integration des GWS in den Resonator verbessern. Eine notwendige pump-leistungsabhängige Justage der Resonatoroptiken im Laserbetrieb entfällt. Damit stellt der Einsatz eines GWS zur passiven resonatorinternen Strahl-lage-stabilisierung eine attraktive und simple Lösung zur weiteren Leistungsskalierung brillanter Scheibenlaser dar. Abschließend sei erwähnt, dass es außerdem denkbar ist, dass sich die vorgestellte Methode auch auf andere Laserarchitekturen übertragen lässt, in denen Wellenfrontstörungen aufgrund von Konvektion derzeit eine Skalierung

der Ausgangsleistung limitiert (Bspw. Bulk- oder Slab-Laser).

Insgesamt stellen die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Gitterwellenleiterspiegel einen leicht integrierbaren und hochleistungstauglichen Ansatz zur resonatorinternen Strahlformung in Hochleistungslasern dar. Aus diesem Grund wurde 2016 beschlossen sich der zukünftigen Kommerzialisierung und Industrialisierung der Gitterwellenleiterspiegel durch eine Ausgründung (*MarTec Photonics*, [134]) zu widmen.

Literaturverzeichnis

- [1] PALIK, E. D.: *Handbook of optical constants of solids*, Bd. 3. Academic press, 1998.
- [2] HEIDER, A.; STRITT, P.; HESS, A.; WEBER, R.; GRAF, T.: *Process stabilization at welding copper by laser power modulation*. Physics Procedia **12** (2011), S. 81–87.
- [3] ENGLER, S.; RAMSAYER, R.; POPRAWA, R.: *Process studies on laser welding of copper with brilliant green and infrared lasers*. Physics Procedia **12** (2011), S. 339–346.
- [4] HESS, A.; SCHUSTER, R.; HEIDER, A.; WEBER, R.; GRAF, T.: *Continuous wave laser welding of copper with combined beams at wavelengths of 1030 nm and of 515 nm*. Physics Procedia **12** (2011), S. 88–94.
- [5] HESS, A.; HEIDER, A.; SCHUSTER, R.; WEBER, R.; GRAF, T.; ET AL.: *Benefits from combining laser beams with different wavelengths (green and IR) for copper welding*. In: Proceedings of ICALCO. 2010, S. 540–546.
- [6] POHL, R.; ANTOGNINI, A.; NEZ, F.; AMARO, F. D.; BIRABEN, F.; CARDOSO, J. M.; COVITA, D. S.; DAX, A.; DHAWAN, S.; FERNANDES, L. M.; ET AL.: *The size of the proton*. Nature **466** (2010) Nr. 7303, S. 213–216.
- [7] SAKUMA, J.; ASAKAWA, Y.; OBARA, M.: *Generation of 5-W deep-UV continuous-wave radiation at 266 nm by an external cavity with a CsLiB6O10 crystal*. Opt. Lett. **29** (2004) Nr. 1, S. 92–94.
- [8] NIZIEV, V.; NESTEROV, A.: *Influence of beam polarization on laser cutting efficiency*. J. Phys. D: Appl. Phys. **32** (1999) Nr. 13, S. 1455.
- [9] 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.
- [10] KRAUS, M.; ABDOU AHMED, M.; 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.
- [11] HÄCKER, T.: *Adapted polarization for sheet metal cutting*. In: AKL '17. International laser technology congress, 2017.

- [12] DORN, R.; QUABIS, S.; LEUCHS, G.: *Sharper focus for a radially polarized light beam*. Physical review letters **91** (2003) Nr. 23, S. 233901.
- [13] LERMAN, G. M.; LEVY, U.: *Tight focusing of spatially variant vector optical fields with elliptical symmetry of linear polarization*. Opt. Lett. **32** (2007) Nr. 15, S. 2194–2196.
- [14] ZHANG, Z.; PU, J.; WANG, X.: *Tight focusing of radially and azimuthally polarized vortex beams through a uniaxial birefringent crystal*. Appl. Optics **47** (2008) Nr. 12, S. 1963–1967.
- [15] TIAN, B.; PU, J.: *Tight focusing of a double-ring-shaped, azimuthally polarized beam*. Opt. Lett. **36** (2011) Nr. 11, S. 2014–2016.
- [16] NIEMINEN, T. A.; HECKENBERG, N. R.; RUBINSZTEIN-DUNLOP, H.: *Forces in optical tweezers with radially and azimuthally polarized trapping beams*. Opt. Lett. **33** (2008) Nr. 2, S. 122–124.
- [17] 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.
- [18] PIEHLER, S.: *Resonatorinterne Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontstörungen in hochbrillanten Scheibenlasern*. Herbert Utz Verlag, 2017.
- [19] WITTMÜSS, P.: *Ansätze zur dynamischen Modellierung thermischer Aktoren in Laserresonatoren*. Herbert Utz Verlag, 2017.
- [20] RUMPEL, M.: *Wavelength and Polarization Selective Resonant Grating Mirrors*. Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 2011.
- [21] LAUTERBORN, W.; KURZ, T.: *Coherent optics: fundamentals and applications*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [22] EVANS, J. W.: *The birefringent filter*. JOSA **39** (1949) Nr. 3, S. 229–242.
- [23] LYOT, B.: *Le filtre monochromatique polarisant et ses applications en physique solaire*. In: Annales d'astrophysique. 1944, S. 31.
- [24] BAUM, A.; GREBNER, D.; PAA, W.; TRIEBEL, W.; LARIONOV, M.; GIESEN, A.: *Axial mode tuning of a single frequency Yb: YAG thin disk laser*. Appl. Phys. B **81** (2005) Nr. 8, S. 1091.
- [25] STOLZENBURG, C.; LARIONOV, M.; GIESEN, A.; BUTZE, F.: *Power scalable single-frequency thin disk oscillator*. In: Advanced Solid-State Photonics. Optical Society of America, 2005, S. TuB40.
- [26] PETERS, R.; KRÄNKEL, C.; PETERMANN, K.; HUBER, G.: *Broadly tunable high-power Yb:Lu₂O₃ thin disk laser with 80% slope efficiency*. Opt. Express **15** (2007) Nr. 11, S. 7075–7082.
- [27] STOLZENBURG, C.; SCHÜLE, W.; ZAWISCHA, I.; KILLI, A.; SUTTER, D.: *700W intracavity-frequency doubled Yb:YAG thin-disk laser at 100 kHz repe-*

- tition rate*. In: SPIE LASE. International Society for Optics and Photonics, 2010, S. 75780A–75780A.
- [28] WEILER, S.; HANGST, A.; STOLZENBURG, C.; ZAWISCHA, I.; SUTTER, D.; KILLI, A.; KALFHUES, S.; KRIEGSHAUSER, U.; HOLZER, M.; HAVRILLA, D.: *Frequency doubled high-power disk lasers in pulsed and continuous-wave operation*. In: SPIE LASE. International Society for Optics and Photonics, 2012, S. 823907–823907.
- [29] BANNING, M.: *Practical methods of making and using multilayer filters*. JO-SA **37** (1947) Nr. 10, S. 792–797.
- [30] VOLODIN, B.; DOLGY, S.; MELNIK, E.; DOWNS, E.; SHAW, J.; BAN, V.: *Wavelength stabilization and spectrum narrowing of high-power multimode laser diodes and arrays by use of volume Bragg gratings*. Opt. Lett. **29** (2004) Nr. 16, S. 1891–1893.
- [31] WEICHELT, B.; VOSS, A.; ABDU AHMED, M.; GRAF, T.: *Enhanced performance of thin-disk lasers by pumping into the zero-phonon line*. Opt. Lett. **37** (2012) Nr. 15, S. 3045–3047.
- [32] WITTE, U.; SCHNEIDER, F.; TRAUB, M.; HOFFMANN, D.; DROVS, S.; BRAND, T.; UNGER, A.: *kW-class direct diode laser for sheet metal cutting based on DWDM of pump modules by use of ultra-steep dielectric filters*. Opt. Express **24** (2016) Nr. 20, S. 22917–22929.
- [33] RIED, S.; RAUCH, S.; IRMLER, L.; RIKELS, J.; KILLI, A.; PAPASTATHOPOULOS, E.; SARAILOU, E.; ZIMER, H.: *Next generation diode lasers with enhanced brightness*. In: High-Power Diode Laser Technology XVI. International Society for Optics and Photonics, 2018, S. 105140G.
- [34] GOLUBENKO, G.; SVAKHIN, A. S.; SYCHUGOV, V. A.; TISHCHENKO, A. V.: *Total reflection of light from a corrugated surface of a dielectric waveguide*. Soviet journal of quantum electronics **15** (1985) Nr. 7, S. 886.
- [35] AVRUTSKY, I.; SYCHUGOV, V.: *Reflection of a beam of finite size from a corrugated waveguide*. Journal of modern optics **36** (1989) Nr. 11, S. 1527–1539.
- [36] SYCHUGOV, V. A.; TISHCHENKO, A. V.: *Light emission from a corrugated dielectric waveguide*. Soviet Journal of Quantum Electronics **10** (1980) Nr. 2, S. 186.
- [37] AVRUTSKIĬ, I.; GOLUBENKO, G.; SYCHUGOV, V. A.; TISHCHENKO, A. V.: *Spectral and laser characteristics of a mirror with a corrugated waveguide on its surface*. Soviet Journal of Quantum Electronics **16** (1986) Nr. 8, S. 1063.
- [38] VINCENT, P.; NEVIERE, M.: *Corrugated dielectric waveguides: A numerical study of the second-order stop bands*. Applied physics **20** (1979) Nr. 4, S. 345–

- 351.
- [39] POPOV, E.; MASHEV, L.; MAYSTRE, D.: *Theoretical study of the anomalies of coated dielectric gratings*. Journal of Modern Optics **33** (1986) Nr. 5, S. 607–619.
- [40] ADAMS, M. J.: *An introduction to optical waveguides*, Bd. 14. Wiley New York, 1981.
- [41] RUMPEL, M.: *Resonant grating waveguide structures for applications in solid state lasers*, Bd. -. Herbert Utz Verlag, 2018.
- [42] PARRIAUX, O.; SYCHUGOV, V. A.; TISHCHENKO, A. V.: *Coupling gratings as waveguide functional elements*. Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A **5** (1996) Nr. 4, S. 453.
- [43] ABDOU AHMED, M.: *Réseaux de diffraction résonnants pour le contrôle de la polarisation des lasers à l'état solide*. Thèse de doctorat en Physique, 2003. Université Saint-Etienne, Dissertation.
- [44] HESSEL, A.; OLINER, A.: *A new theory of Wood's anomalies on optical gratings*. Appl. Optics **4** (1965) Nr. 10, S. 1275–1297.
- [45] WOOD, R.: *On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum (from Philosophical Magazine 1902)*. SPIE MILESTONE SERIES MS **83** (1993), S. 287–287.
- [46] RUMPEL, M.; DANNECKER, B.; VOSS, A.; MOELLER, M.; MOORMANN, C.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *Thermal behavior of resonant waveguide-grating mirrors in Yb:YAG thin-disk lasers*. Opt. Lett. **38** (2013) Nr. 22, S. 4766–4769.
- [47] VOGEL, M. M.; RUMPEL, M.; WEICHEL, B.; VOSS, A.; HAEFNER, M.; PRUSS, C.; OSTEN, W.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *Single-layer resonant-waveguide grating for polarization and wavelength selection in Yb:YAG thin-disk lasers*. Opt. Express **20** (2012) Nr. 4, S. 4024–4031.
- [48] AUBOURG, A.; RUMPEL, M.; DIDIERJEAN, J.; AUBRY, N.; GRAF, T.; BALEMOIS, F.; GEORGES, P.; AHMED, M. A.: *1617 nm emission control of an Er:YAG laser by a corrugated single-layer resonant grating mirror*. Opt. Lett. **39** (2014) Nr. 3, S. 466–469.
- [49] AVRUTSKY, I.; RABADY, R.: *Waveguide grating mirror for large-area semiconductor lasers*. Opt. Lett. **26** (2001) Nr. 13, S. 989–991.
- [50] SIMS, R. A.; ROTH, Z. A.; WILLIS, C. C.; KADWANI, P.; MCCOMB, T. S.; SHAH, L.; SUDESH, V.; POUTOUS, M.; JOHNSON, E. G.; RICHARDSON, M.: *Spectral narrowing and stabilization of thulium fiber lasers using guided-mode resonance filters*. Opt. Lett. **36** (2011) Nr. 5, S. 737–739.
- [51] FLURY, M.; TISHCHENKO, A. V.; PARRIAUX, O.: *The leaky mode reso-*

- nance condition ensures 100% diffraction efficiency of mirror-based resonant gratings. *Journal of lightwave technology* **25** (2007) Nr. 7, S. 1870–1878.
- [52] TISHCHENKO, A.; SYCHUGOV, V.: *High grating efficiency by energy accumulation in a leaky mode*. *Optical and quantum Electronics* **32** (2000) Nr. 6-8, S. 1027–1031.
- [53] LOEWEN, E.; NEVIÈRE, M.; MAYSTRE, D.: *Grating efficiency theory as it applies to blazed and holographic gratings*. *Appl. Optics* **16** (1977) Nr. 10, S. 2711–2721.
- [54] RUMPEL, M.; VOSS, A.; MOELLER, M.; HABEL, F.; MOORMANN, C.; SCHACHT, M.; GRAF, T.; ABDU AHMED, M.: *Linearly polarized, narrow-linewidth, and tunable Yb:YAG thin-disk laser*. *Opt. Lett.* **37** (2012) Nr. 20, S. 4188–4190.
- [55] LYNDIN, N.; FLURY, M.; TONCHEV, S.; FECHNER, R.; PARRIAUX, O.: *Design and fabrication of an all-dielectric grating with top-hat high diffraction efficiency over a broad spectral range*. *Journal of the European Optical Society-Rapid publications* **2** (2007).
- [56] HOCQUET, S.; NEAUPORT, J.; BONOD, N.: *The role of electric field polarization of the incident laser beam in the short pulse damage mechanism of pulse compression gratings*. *Appl. Phys. Lett.* **99** (2011) Nr. 6, S. 061101.
- [57] BONOD, N.; NEAUPORT, J.: *Diffraction gratings: from principles to applications in high-intensity lasers*. *Advances in Optics and Photonics* **8** (2016) Nr. 1, S. 156–199.
- [58] RUMPEL, M.; MOELLER, M.; MOORMANN, C.; GRAF, T.; ABDU AHMED, M.: *Broadband pulse compression gratings with measured 99.7% diffraction efficiency*. *Opt. Lett.* **39** (2014) Nr. 2, S. 323–326.
- [59] UNIVERSITÄT-STUTTGART: *High throughput Laser processing of diamond and silicon*, 2017, <https://www.hiperdias.eu/>, Abfrage: 2018-04-03.
- [60] Norm DIN EN ISO 11254:2001 2001. *Lasers and laser-related equipment*.
- [61] ABDU AHMED, M.; VOSS, A.; VOGEL, 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. 3272–3274.
- [62] SMITH, R.: *Theory of intracavity optical second-harmonic generation*. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **6** (1970) Nr. 4, S. 215–223.
- [63] STOLZENBURG, C.: *Hochrepetierende Kurzpuls-Scheibenlaser im infraroten und grünen Spektralbereich*, Bd. 63. Herbert Utz Verlag, 2011.
- [64] GAO, J.: *Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheibenlaser: hohe Ausgangsleistung und Frequenzverdopplung*. Herbert Utz Verlag, 2005.
- [65] KOECHNER, W.: *Solid-state laser engineering*, Bd. 1. Springer, 2013.

- [66] GAPONTSEV, V.; AVDOKHIN, A.; KADWANI, P.; SAMARTSEV, I.; PLATONOV, N.; YAGODKIN, R.: *SM green fiber laser operating in CW and QCW regimes and producing over 550 W of average output power*. In: SPIE LASE. International Society for Optics and Photonics, 2014, S. 896407–896407.
- [67] NEGEL, J.-P.; LOESCHER, A.; VOSS, A.; BAUER, D.; SUTTER, D.; KILLI, A.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier delivering 1.4 kW (4.7 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm*. Opt. Express **23** (2015) Nr. 16, S. 21064–21077.
- [68] GRONLOH, B.; RUSSBUELDT, P.; JUNGBLUTH, B.; HOFFMANN, H.-D.: *Green sub-ps laser exceeding 400 W of average power*. In: Solid State Lasers XXIII: Technology and Devices. International Society for Optics and Photonics, 2014, S. 89590T.
- [69] KHRIPUNOV, S.; KOBTSEV, S.; RADNATAROV, D.: *Efficiency of different methods of extra-cavity second harmonic generation of continuous wave single-frequency radiation*. Appl. Optics **55** (2016) Nr. 3, S. 502–506.
- [70] OCHI, Y.; NAGASHIMA, K.; MARUYAMA, M.; TSUBOUCHI, M.; YOSHIDA, F.; KOHNO, N.; MORI, M.; SUGIYAMA, A.: *Yb: YAG thin-disk chirped pulse amplification laser system for intense terahertz pulse generation*. Opt. Express **23** (2015) Nr. 11, S. 15057–15064.
- [71] GRONLOH, B.; RUSSBUELDT, P.; JUNGBLUTH, B.; HOFFMANN, H.-D.: *Ultrafast green laser exceeding 400 W of average power*. In: SPIE Photonics Europe. International Society for Optics and Photonics, 2014, S. 91350C–91350C.
- [72] SÜDMEYER, T.; IMAI, Y.; MASUDA, H.; EGUCHI, N.; SAITO, M.; KUBOTA, S.: *Efficient 2nd and 4th harmonic generation of a single-frequency, continuous-wave fiber amplifier*. Opt. Express **16** (2008) Nr. 3, S. 1546–1551.
- [73] MAGNI, V.: *Multielement stable resonators containing a variable lens*. JOSA A **4** (1987) Nr. 10, S. 1962–1969.
- [74] STOLZENBURG, C.; SCHÜLE, W.; ANGRICK, V.; BOUZID, M.; KILLI, A.: *Multi-kW IR and green nanosecond thin-disk lasers*. In: SPIE LASE. International Society for Optics and Photonics, 2014, S. 89590O–89590O.
- [75] PRICKING, S.; HUBER, R.; KLAUSMANN, K.; KAISER, E.; STOLZENBURG, C.; KILLI, A.: *High-power CW and long-pulse lasers in the green wavelength regime for copper welding*. In: SPIE LASE. International Society for Optics and Photonics, 2016, S. 97410G–97410G.
- [76] GUO, X.; HOU, W.; PENG, H.; ZHANG, H.; WANG, G.; BI, Y.; GENG, A.; CHEN, Y.; CUI, D.; XU, Z.: *4.44 W of CW 515 nm green light generated*

- by intracavity frequency doubling Yb:YAG thin disk laser with LBO*. Optics communications **267** (2006) Nr. 2, S. 451–454.
- [77] PENG, X.; XU, L.; ASUNDI, A.: *High-power efficient continuous-wave TEM-00 intracavity frequency-doubled diode-pumped Nd:YLF laser*. Appl. Optics **44** (2005) Nr. 5, S. 800–807.
- [78] TAFELMAIER, H.: *Tafelmaier Dünnschicht-Technik GmbH*, 2017, <http://www.tafelmaier.de/index.php?page=beschichtung&lng=de>, Abfrage: 2017-10-30.
- [79] MÜLLER, L.: *Investigations on grating waveguide structures in thin-disk lasers*. Universität Stuttgart, Masterthesis, 2017.
- [80] MOHARAM, M.; GAYLORD, T.: *Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction*. JOSA **71** (1981) Nr. 7, S. 811–818.
- [81] CONTAG, K.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, C.; GIESEN, A.; HUGEL, H.: *Theoretical modelling and experimental investigations of the diode-pumped thin-disk Yb:YAG laser*. Quantum Electronics **29** (1999) Nr. 8, S. 697.
- [82] DIETRICH, T.; RUMPEL, M.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *Investigations on ring-shaped pumping distributions for the generation of beams with radial polarization in an Yb:YAG thin-disk laser*. Opt. Express **23** (2015) Nr. 20, S. 26651–26659.
- [83] INOCHKIN, M.; BEZZUBIK, V.: *How phase dispersion of optical coatings affects intracavity second-harmonic generation of laser radiation*. Journal of Optical Technology **81** (2014) Nr. 10, S. 565–570.
- [84] BELASHENKOV, N.; INOCHKIN, M.: *Optimization of nonlinear crystal location for intracavity second-harmonic generation*. Journal of Optical Technology **83** (2016) Nr. 4, S. 213–218.
- [85] BEIL, K.; FREDRICH-THORNTON, S. T.; TELLKAMP, F.; PETERS, R.; KRÄNKEL, C.; PETERMANN, K.; HUBER, G.: *Thermal and laser properties of Yb:LuAG for kW thin disk lasers*. Opt. Express **18** (2010) Nr. 20, S. 20712–20722.
- [86] PIEHLER, S.; DIETRICH, T.; WITTMÜSS, P.; SAWODNY, O.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *Deformable mirrors for intra-cavity use in high-power thin-disk lasers*. Opt. Express **25** (2017) Nr. 4, S. 4254–4267.
- [87] CONTAG, K.: *Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers*. Herbert Utz Verlag, 2002.
- [88] PERCHERMEIER, J.; WITTRÖCK, U.: *Precise measurements of the thermo-optical aberrations of an Yb:YAG thin-disk laser*. Opt. Lett. **38** (2013) Nr. 14, S. 2422–2424.
- [89] BAER, C. R.; HECKL, O. H.; SARACENO, C. J.; SCHRIEBER, C.; KRÄN-

- KEL, C.; SÜDMEYER, T.; KELLER, U.: *Frontiers in passively mode-locked high-power thin disk laser oscillators*. Opt. Express **20** (2012) Nr. 7, S. 7054–7065.
- [90] GRAF, T.: *Laser - Grundlagen der Laserstrahlquellen*. Vieweg-Teubner Verlag, 2009.
- [91] SMITH, A. V.: *SNLO nonlinear optics code available from A. V. Smith, AS-Photonics, Albuquerque, NM*.
- [92] DIETRICH, T.; PIEHLER, S.; RUMPEL, M.; VILLEVAL, P.; LUPINSKI, D.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *Highly-efficient continuous-wave intracavity frequency-doubled Yb:LuAG thin-disk laser with 1 kW of output power*. Opt. Express **25** (2017) Nr. 5, S. 4917–4925.
- [93] PIEHLER, S.; DIETRICH, T.; RUMPEL, M.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *Highly efficient 400 W near-fundamental-mode green thin-disk laser*. Opt. Lett. **41** (2016) Nr. 1, S. 171–174.
- [94] HÜGEL, H.; GRAF, T.: *Laser in der Fertigung*, Bd. 352. Springer, 2009.
- [95] BOMZON, Z.; BIENER, G.; KLEINER, V.; HASMAN, E.: *Radially and azimuthally polarized beams generated by space-variant dielectric subwavelength gratings*. Opt. Lett. **27** (2002) Nr. 5, S. 285–287.
- [96] MACHAVARIANI, G.; LUMER, Y.; MOSHE, I.; MEIR, A.; JACKEL, S.: *Efficient extracavity generation of radially and azimuthally polarized beams*. Opt. Lett. **32** (2007) Nr. 11, S. 1468–1470.
- [97] ABDOU AHMED, M.; VOGEL, M.; VOSS, A.; GRAF, T.: *A 1-kW radially polarized thin-disk laser*. In: The European Conference on Lasers and Electro-Optics. Optical Society of America, 2009, S. CA1.1.
- [98] LOESCHER, A.; NEGEL, J.-P.; GRAF, T.; ABDOU AHMED, M.: *Radially polarized emission with 635 W of average power and 2.1 mJ of pulse energy generated by an ultrafast thin-disk multipass amplifier*. Opt. Lett. **40** (2015) Nr. 24, S. 5758–5761.
- [99] LOESCHER, A.; NEGEL, J.-P.; GRAF, T.; PALLMANN, W.; RESAN, B.; MARTIAL, I.; DIDIERJEAN, J.; LESPARRE, F.; GOMES, J.-T.; DELEN, X.; ET AL.: *A 265 W and 782 fs amplified radially polarized beam emitted by a thin-disk multipass amplifier*. In: Advanced Solid State Lasers. Optical Society of America, 2015, S. AT3A–3.
- [100] 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** (2017) Nr. 5, S. 156.

- [101] CLAUSNITZER, T.; KÄMPFE, T.; KLEY, E.-B.; TÜNNERMANN, A.; TISHCHENKO, A.; PARRIAUX, O.: *Highly-dispersive dielectric transmission gratings with 100% diffraction efficiency*. Opt. Express **16** (2008) Nr. 8, S. 5577–5584.
- [102] CLAUSNITZER, T.; KÄMPFE, T.; BRÜCKNER, F.; HEINZE, R.; KLEY, E.-B.; TÜNNERMANN, A.: *Reflection-reduced encapsulated transmission grating*. Opt. Lett. **33** (2008) Nr. 17, S. 1972–1974.
- [103] BUNKOWSKI, A.; BURMEISTER, O.; CLAUSNITZER, T.; KLEY, E.-B.; TÜNNERMANN, A.; DANZMANN, K.; SCHNABEL, R.: *Optical characterization of ultrahigh diffraction efficiency gratings*. Appl. Optics **45** (2006) Nr. 23, S. 5795–5799.
- [104] 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.
- [105] GOEMAN, S.; BOONS, S.; DHOEDT, B.; VANDEPUTTE, K.; CAEKEBEKE, K.; VAN DAELE, P.; BAETS, R.: *First demonstration of highly reflective and highly polarization selective diffraction gratings (GIRO-gratings) for long-wavelength VCSELs*. IEEE Photonics Technology Letters **10** (1998) Nr. 9, S. 1205–1207.
- [106] DELBEKE, D.; BAETS, R.; MUYS, P.: *Polarization-selective beam splitter based on a highly efficient simple binary diffraction grating*. Appl. Optics **43** (2004) Nr. 33, S. 6157–6165.
- [107] ORON, R.; BLIT, S.; DAVIDSON, N.; FRIESEM, A. A.; BOMZON, Z.; HASMAN, E.: *The formation of laser beams with pure azimuthal or radial polarization*. Appl. Phys. Lett. **77** (2000) Nr. 21, S. 3322–3324.
- [108] BERESNA, M.; GECEVIČIUS, M.; KAZANSKY, P. G.: *Polarization sensitive elements fabricated by femtosecond laser nanostructuring of glass*. Optical Materials Express **1** (2011) Nr. 4, S. 783–795.
- [109] LIN, D.; DANIEL, J. M.; GECEVIČIUS, M.; BERESNA, M.; KAZANSKY, P.; CLARKSON, W.: *Cladding-pumped ytterbium-doped fiber laser with radially polarized output*. Opt. Lett. **39** (2014) Nr. 18, S. 5359–5361.
- [110] 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.
- [111] AHMED, M. A.; SCHULZ, J.; VOSS, A.; PARRIAUX, O.; POMMIER, J.-C.; GRAF, T.: *Radially polarized 3 kW beam from a CO₂ laser with an intracavity resonant grating mirror*. Opt. Lett. **32** (2007) Nr. 13, S. 1824–1826.
- [112] BORSTEL, M.; ERHARD, S.; SCHULZ, J.: *Wavelength Specific Advantages*

- of CO₂ Lasers*. In: Proceedings of SLT. 2010, S. 8–10.
- [113] ABDOU AHMED, M.; 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.
- [114] RUMPEL, M.; ABDOU AHMED, M.; VOSS, A.; GRAF, T.: *Grating waveguide structures for intracavity generation of beams with azimuthal polarization in an Yb:YAG thin-disk laser*. In: SPIE Photonics Europe. International Society for Optics and Photonics, 2012, S. 84331A–84331A.
- [115] VOSS, A.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *Application of the extended Jones matrix formalism for higher-order transverse modes to laser resonators*. Opt. Express **18** (2010) Nr. 21, S. 21540–21550.
- [116] HAEFNER, M.; PRUSS, C.; OSTEN, W.: *Laser direct writing of rotationally symmetric high-resolution structures*. Appl. Optics **50** (2011) Nr. 31, S. 5983–5989.
- [117] LIEBIG, T.; ABDOU AHMED, M.; VOSS, A.; GRAF, T.: *Novel multi-sensor polarimeter for the characterization of inhomogeneously polarized laser beams*. SPIE LASE, Photonics West 2010 (2010).
- [118] VOSS, A.; AHMED, M. A.; GRAF, T.: *Extension of the Jones matrix formalism to higher-order transverse modes*. Opt. Lett. **32** (2007) Nr. 1, S. 83–85.
- [119] KIM, J.; MACKENZIE, J.; HAYES, J.; CLARKSON, W.: *High power Er:YAG laser with radially-polarized Laguerre-Gaussian (LG01) mode output*. Opt. Express **19** (2011) Nr. 15, S. 14526–14531.
- [120] LIN, D.; CLARKSON, W. A.: *End-pumped Nd:YVO₄ laser with reduced thermal lensing via the use of a ring-shaped pump beam*. Opt. Lett. **42** (2017) Nr. 15, S. 2910–2913.
- [121] ECKERLE, M.; BEIROW, F.; DIETRICH, T.; SCHAAL, F.; PRUSS, C.; OSTEN, W.; AUBRY, N.; PERRIER, M.; DIDIERJEAN, J.; DÉLEN, X.; ET AL.: *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.
- [122] BEIROW, F.; ECKERLE, M.; DANNECKER, B.; DIETRICH, T.; AHMED, M. A.; 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.
- [123] I.G.F., I. G.: *Sub-Wellenlängenstrukturen für die Generierung von zylindrischen Polarisationsstrukturen (SubWell)*, 2018, <https://www.forschung-fom.de/forschung/aktuell-single-view/article/subwell/>, Abfrage: 2018-06-20.
- [124] DIETRICH, T.; RUMPEL, M.; FU, L.; PRUSS, C.; OSTEN, W.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *CW thin-disk laser emitting kW-class beams with radi-*

- al polarization*. In: CLEO/Europe-EQEC 2017. Optical Society of America, 2017, S. CA–2.1.
- [125] DIETRICH, T.; RUMPEL, M.; BEIROW, F.; MATEO, C. M.; PRUSS, C.; OSTEN, W.; AHMED, M. A.; 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. 1371–1374.
- [126] LARIONOV, M.: *Kontaktierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser*. Herbert Utz Verlag, 2008.
- [127] SCHAD, S.; KUHN, V.; GOTTWALD, T.; NEGOITA, V.; KILLI, A.; WALLMEROOTH, K.: *Near fundamental mode high-power thin-disk laser*. In: Proc. SPIE. 2014, S. 89590U.
- [128] SCHUHMANN, K.; KIRCH, K.; NEZ, F.; POHL, R.; ANTOGNINI, A.: *Thin-disk laser scaling limit due to thermal lens induced misalignment instability*. Appl. Optics **55** (2016) Nr. 32, S. 9022–9032.
- [129] PIEHLER, S.; WEICHEL, B.; VOSS, A.; ABDU AHMED, M.; GRAF, T.: *Power scaling of fundamental-mode thin-disk lasers using intracavity deformable mirrors*. Opt. Lett. **37** (2012) Nr. 24, S. 5033–5035.
- [130] OF STANDARDS, N. I.; (NIST), T.: *Engineering metrology toolbox*, 2017, <https://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Edlen.asp>, Abfrage: 2018-04-20.
- [131] PENG, Y. H.; LIM, Y. X.; CHENG, J.; GUO, Y.; CHEAH, Y. Y.; LAI, K. S.: *Near fundamental mode 1.1 kW Yb:YAG thin-disk laser*. Opt. Lett. **38** (2013) Nr. 10, S. 1709–1711.
- [132] Norm DIN EN ISO 11146:2005-04 2005. *Test methods for laser induced damage threshold of optical surfaces*.
- [133] DIETRICH, T.; PIEHLER, S.; RÖCKER, C.; RUMPEL, M.; ABDU AHMED, M.; GRAF, T.: *Passive compensation of the misalignment instability caused by air convection in thin-disk lasers*. Opt. Lett. **42** (2017) Nr. 17, S. 3263–3266.
- [134] RUMPEL, M.: *MarTec Photonics*, 2017, <https://www.martec-photonics.com/contact/>, Abfrage: 2018-04-06.

Danksagung

Die Arbeiten zur Frequenzverdopplung erhielten Förderung aus dem „Seventh Framework Program for research, technological development, and demonstration“ (FP7) der Europäischen Union im Projekt „TiSa-TD“ (Grant No. 619177) sowie durch das vom Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie geförderte Zim-Vorhaben „ResoGit“ (KF2628301).

Die Arbeiten zur Erzeugung radial polarisierter Strahlung erhielten Förderung aus dem „Seventh Framework Program for research, technological development, and demonstration“ (FP7) der Europäischen Union im Projekt „RaziPol“ (Grant No. 619237) sowie durch die Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen im IGF-Projekt „SubWell“ (18728 N).

An dieser Stelle möchte ich mich außerdem bei all jenen bedanken, die mich während der Erstellung der Arbeit fortlaufend unterstützt und zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt dabei Herrn Prof. Dr. Thomas Graf für die Betreuung meiner Doktorarbeit und die Übernahme des Hauptberichts. Die vielen konstruktiven Anmerkungen und Vorschläge haben die Qualität dieser Arbeit und aller zugehörigen Publikationen in vielerlei Hinsicht maßgeblich verbessert. Auch Danke ich Prof. Dr. Alois Herkommer für das Interesse an der vorliegenden Arbeit und für die Übernahme des Mitberichts.

Weiterhin gebührt mein besonderer Dank dem Abteilungsleiter der Laserentwicklung Herrn Dr. Marwan Abdou Ahmed für dessen geleistete Arbeit und seinem Wissensschatz, wodurch die Anfertigung dieser Dissertation erst ermöglicht wurde. Lieber Marwan, ich bedanke mich für das entgegengebrachte Vertrauen und den stetigen wissenschaftlichen Freiraum. Ich habe dich stets als Mentor in meiner Zeit am IFSW gesehen.

Außerdem danke ich speziell meinem ehemaligen Gruppenleiter Dr. Stefan Piehler, meinem ehemaligen Thesisbetreuer Herrn Martin Rumpel und meinen Kollegen Benjamin Dannecker und Christoph Röcker. Ich hatte das Glück sehr viel von

Euch lernen zu dürfen, sowohl anhand unzähliger Diskussionen als auch durch gemeinsame Experimente im Labor.

Ich danke all meinen Kollegen der LEO für die Unterstützung, die vielen wissenschaftlichen Diskussionen und die tolle Arbeitsatmosphäre. Mein Dank gilt auch meinen Studenten und Hiwis (Lukas, Stefan und Florian). Außerdem sei an dieser Stelle die Mithilfe aller Techniker, speziell der Hilfe von Herrn Schienle und Herrn Chatrny, sowie der Verwaltung hervorgehoben.

Weiterhin danke ich allen Kollegen vom Institut für Technische Optik (ITO) sowie Herrn Belschner von IMS Chips für die tolle Zusammenarbeit.

Abseits des Instituts gilt mein Dank meinen Eltern Heike und Ronald für die jahrelange Unterstützung, sowohl während des Studiums als auch während meiner Promotion.

Zuletzt bedanke ich mich bei meiner Frau Sandy und meinem Sohn Arno für die Unterstützung und das entgegengebrachte Verständnis, wenn ich mich meiner Dissertation gewidmet habe.

Stuttgart, Februar 2019.

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Zoske, Uwe

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

Gorritz, Michael

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

Mohr, Ursula

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

Rudlaff, Thomas

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

Borik, Stefan

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

Paul, Rüdiger

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

Wahl, Roland

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

Frederking, Klaus-Dieter

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

Grünewald, Karin M.

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

Shen, Jialin

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

Arnold, Johannes M.

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

Holzwarth, Achim

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

Dausinger, Friedrich

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

Meiners, Eckhard

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

Beck, Markus

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

Breining, Klaus

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

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

Laserschweißtauglichkeit 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 3-519-06227-8

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

Plaaß, Wilfried

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

Schaller, Markus K. R.

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

Hack, Rüdiger

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

Krupka, René

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

Pfeiffer, Wolfgang

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

Volz, Robert

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

Bartelt-Berger, Lars

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

Müller-Hummel, Peter

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

Rohde, Hansjörg

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

Huonker, Martin

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

Callies, Gert

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

Schubert, Michael E.

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

Kern, Markus

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

Raiber, Armin

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

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Schittenhelm, Henrik

Diagnostik des laserinduzierten Plasmas beim Abtragen und Schweißen
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-712-1

Stewen, Christian

Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung
2000, 145 Seiten, ISBN 3-89675-763-6

Schmitz, Christian

Gaselektronische Analysemethoden zur Optimierung von Lasergasentladungen
2000, 107 Seiten, ISBN 3-89675-773-3

Karszewski, Martin

Scheibenlaser höchster Strahlqualität
2000, 132 Seiten, ISBN 3-89675-785-7

Chang, Chin-Lung

Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-825-X

Haag, Matthias

Systemtechnische Optimierungen der 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 Karosseriebau
2001, 194 Seiten, ISBN 3-89675-881-0

Breitschwerdt, Sven

Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen
2001, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0032-5

Mochmann, Gunter

Laserkristallisation von Siliziumschichten auf Glas- und Kunststoffsubstraten für die Herstellung verbesserter Dünnschichttransistoren
2001, 170 Seiten, ISBN 3-89675-811-X

Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung des Weichlötlens mit Diodenlasern
2002, 133 Seiten, ISBN 3-8316-0086-4

Mästle, Rüdiger

Bestimmung der Propagationseigenschaften von Laserstrahlung
2002, 147 Seiten, ISBN 3-8316-0113-5

Voß, Andreas

Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG
2002, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0121-6

Müller, Matthias G.

Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0144-5

Abeln, Tobias

Grundlagen und Verfahrenstechnik des reaktiven Laserpräzisionsabtragens von Stahl
2002, 138 Seiten, ISBN 3-8316-0137-2

Erhard, Steffen

Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser
2002, 184 Seiten, ISBN 3-8316-0173-9

Contag, Karsten

Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers
2002, 155 Seiten, ISBN 3-8316-0172-0

Krastel, Klaus

Konzepte und Konstruktionen zur laserintegrierten Komplettbearbeitung in Werkzeugmaschinen
2002, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0176-3

Staud, Jürgen

Sensitive Werkzeuge für ein neues Montagekonzept in der Mikrosystemtechnik
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0175-5

Schinzel, Cornelius M.

Nd:YAG-Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Automobilbau
2002, 177 Seiten, ISBN 3-8316-0201-8

Sebastian, Michael

Grundlagenuntersuchungen zur Laser-Plasma-CVD Synthese von Diamant und amorphen Kohlenstoffen
2002, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0200-X

Lücke, Bernd

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

Hohenberger, Bernd

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

Jasper, Knut

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

Heimerdinger, Christoph

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

Christoph Fleig

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

Joachim Radtke

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

Michael Brandner

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

Reinhard Winkler

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

Helmut Kindler

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

Andreas Ruf

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

Guido Hergenhan

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

Klaus Goth

Schweißen von Mischverbindungen aus Alumini-
umguß- und Knetlegierungen mit CO₂-Laser
unter besonderer Berücksichtigung der Nahtart
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0427-4

Armin Strauch

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

Thomas Wawra

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

Michael Honer

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

Thomas Herzinger

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

Reiner Heigl

Herstellung von Randschichten auf Aluminium-
gusslegierungen mittels Laserstrahlung
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-8

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim Laserstrahl-tiefschweißen von Stahl

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

Daniel Müller

Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpuls-verstärkern im Scheibenlaserdesign

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

Jiancun Gao

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

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

Wolfgang Gref

Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit der Fokusmatrixtechnik

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

Michael Weikert

Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laser-pulsen

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

Julian Sigel

Lasergenerieren metallischer Bauteile mit vari-ablem 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 Nahteigen-schaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

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

Mikhail Larionov

Kontaktierung und Charakterisierung von Kristal-len für Scheibenlaser

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

Jürgen Müller-Borhanian

Kamerabasierte In-Prozessüberwachung beim 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 Breiting

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 Getriebekonstruktion – 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

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 978-3-8316-4638-8

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

Andreas Heider

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

Marcel Schäfer

Energetische Beeinflussung von 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

