

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

G. Stöppler
Untersuchung eines OPOs im mittleren
Infrarot im Hinblick auf Anwendungen
für minimalinvasive Chirurgie

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.

Untersuchung eines OPOs im mittleren Infrarot im Hinblick auf Anwendungen für minimalinvasive Chirurgie

von Dr.-Ing. Georg Stöppler
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

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

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

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

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2014

D 93

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

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2015

ISBN 978-3-8316-4437-7

Printed in Germany

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

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	5
Symbolverzeichnis	7
Kurzfassung der Arbeit	13
Extended Abstract	15
1 Einleitung	19
1.1 Motivation	19
1.2 Gliederung der Arbeit	24
2 Theoretische Grundlagen	27
2.1 Festkörperlaser	27
2.1.1 Thulium ³⁺ -Laser	28
2.1.2 Holmium ³⁺ -Laser	30
2.2 Nichtlineare Wellenlängenkonversion	33
2.2.1 Der optisch parametrische Oszillator	33
2.2.2 Phasenanpassung	36
2.2.3 Resonatordesign für OPOs	43
3 OPOs im mittleren Infrarot	49
3.1 CSP-OPO zur direkten Frequenzkonversion, von Strahlung bei $\lambda = 1 \mu\text{m}$	49
3.1.1 Aufbau des Experiments	50
3.1.2 Konversionsresultate mit CSP	53
3.1.3 Fazit zur direkten Frequenzkonversion mit einem CSP-OPO . . .	55
3.2 ZGP-OPO zur indirekten Frequenzkonversion mit Tandem-OPO bei $\lambda =$	
$2 \mu\text{m}$	56
3.2.1 Aufbau des Experiments	57
3.2.2 Resultate des indirekt gepumpten ZGP-RISTRA-OPOs	60
3.2.2.1 Nicht kollineare Wellenlängenabstimmung	64
3.2.3 Fazit zur indirekten Frequenzkonversion mit einem ZGP-OPO . .	65

3.3	ZGP-OPO zur direkten Frequenzkonversion, gepumpt bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$. . .	67
3.3.1	Aufbau des Experiments	68
3.3.2	Resultate des direkt gepumpten ZGP-RISTRA-OPOs	70
3.3.2.1	Gaußförmiges Pumpprofil	70
3.3.2.2	Top-Hat Pumpprofil	73
3.3.2.3	Einfluss der nicht kollinearen Phasenanpassung	76
3.3.2.4	Einfluss der Luftfeuchtigkeit auf die Strahlung des OPOs	77
3.3.3	Fazit zum direkt bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$ gepumpten ZGP-OPO	80
3.4	OP-GaAs-OPO zur direkten Frequenzkonversion, gepumpt bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$	81
3.4.1	Aufbau von Pumplaser und OPO	81
3.4.2	Ergebnisse und Auswertung	84
3.4.3	Skalierung der Pulsenergie des Tm^{3+} :YAG-Lasers	87
3.4.4	Fazit zur direkten Frequenzkonversion mit einem OP-GaAs-OPO	90
4	Zusammenfassung	93
A	Kristalldaten	99
A.1	Cadmium-Silizium-Phosphid (CdSiP_2 , CSP)	99
A.2	Zink-Germanium-Phosphid (ZnGeP_2 , ZGP)	101
A.3	Gallium-Arsenid (GaAs)	102
B	Realisierung der RISTRA-Kavität	103
C	Nicht kollineare Phasenanpassung	105
D	Alternative Pumpquelle für Ho^{3+}-dotierte Lasermedien	107
D.1	Überblick der Scheibenlaser bei $\lambda \approx 2 \mu\text{m}$	108
D.2	Scheibenlasermaterial aus Fluorid	109
D.3	Ergebnisse mit Tm^{3+} :LLF	111
D.3.1	Auswahl der Laserlinie mit einem Etalon	117
D.4	Fazit zum neuen Scheibenlasermaterial Tm^{3+} :LLF	119
	Literaturverzeichnis	121

Symbolverzeichnis

Symbol	Einheit	Bedeutung
a	[m]	Aperturradius
c_o	[m/s]	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
d_{14}, d_{36}	[m/V]	Nichtlinearer optischer Koeffizient
d_{eff}	[m/V]	Effektiver nichtlinearer Koeffizient
d_{Pump}	[m]	Durchmesser des Pumpstrahls
d_{QPM}	[m/V]	Effektiver nichtlinearer optischer Koeffizient bei QPM
dn_e/dT	[1/K]	Thermooptischer Koeffizient des außerordentlichen Strahls
dn_o/dT	[1/K]	Thermooptischer Koeffizient des ordentlichen Strahls
ΔE	[1/m]	Differenz zwischen zwei Energieniveaus
E_g	[eV]	Bandlückenenergie
E_{Ph}	[1/m]	Phononenenergie
E_p	[J]	Pulsenergie
f'	[m]	Brennweite einer Linse
f_{Rep}	[Hz]	Repetitionsrate
h	[Js]	Planck-Konstante
I_{Pump}	[W/m ²]	Pumpintensität
J_{Sat}	[J/m ²]	Sättigungsfluenz
J_Z	[J/m ²]	Optische Zerstörschwelle
Δk	[1/m]	Phasenfehlانpassung beim parametrischen Konversionsprozess
\vec{k}_i	[1/m]	Wellenvektor der Idlerstrahlung
\vec{k}_p	[1/m]	Wellenvektor der Pumpstrahlung
\vec{k}_s	[1/m]	Wellenvektor der Signalstrahlung
$L_{Kohärenz}$	[m]	Kohärenzlänge in nicht phasenangepassten Materialien
$L_{Kristall}$	[m]	Kristalllänge
$L_{Resonator}$	[m]	Einfache Resonatorlänge
$m_{Umlenkung}$	[-]	Anzahl Umlenkungen durch die Scheibe
m_{QPM}	[-]	Ordnung der Kristallperiode bei QPM

Symbol	Einheit	Bedeutung
M^2	[-]	Beugungsmaßzahl
M_x^2	[-]	Beugungsmaßzahl in Richtung der x -Achse, parallel zur Tischebene
M_y^2	[-]	Beugungsmaßzahl in Richtung der y -Achse, senkrecht zur Tischebene
n	[-]	Brechungsindex
n_e	[-]	Außerordentlicher Brechungsindex
n_i	[-]	Brechungsindex bei der Idlerwellenlänge
n_o	[-]	Ordentlicher Brechungsindex
n_p	[-]	Brechungsindex bei der Pumpwellenlänge
n_s	[-]	Brechungsindex bei der Signalwellenlänge
N_{Dot}	[1/m ³]	Dotierungsbedingte räumliche Ionenkonzentration
N_F	[-]	Fresnelzahl
N_m	[1/m ³]	Ionendichte im Energieniveau m
P_{avg}	[W]	Mittlere Laserleistung eines Lasers
P_{Mittel}	[W]	Mittlere Pumpleistung eines Lasers
P_{Pump}	[W]	Pumpleistung eines Lasers
P_{Rest}	[W]	Nicht absorbierte Pumpleistung
rH	[-]	Relative Luftfeuchte
$R_{HR-Scheibe}$	[-]	Reflektivität der Rückseite eines Scheibenlasermediums
R_{OC}	[-]	Reflektivität des Auskoppelspiegels
R_P	[-]	Reflektivität des Parabolspiegels eines Scheibenlasers
R_{Pr}	[-]	Reflektivität der Prismen eines Scheibenlasers
$R_{Scheibe}$	[m]	Krümmungsradius der Scheibe
$R_{Spiegel}$	[m]	Krümmungsradius eines Spiegels
T	[K]	Temperatur
T_{HT}	[-]	Transmission der Vorderseite eines Scheibenlasermediums
T_p	[s]	Zeitabschnitt in dem das laseraktive Medium gepumpt wird
$T_{Scheibe}$	[-]	Transmission durch Scheibenlasermedium
w_{Mode}	[m]	Transversaler Modenradius
w_p	[m]	Radius des Pumpstrahls
W_{Kr}	[1/s]	Übergangsrate durch Kreuzrelaxation
W_L	[1/s]	Übergangsrate des Laserprozesses
W_P	[1/s]	Pumprate

Symbol	Einheit	Bedeutung
W_{Reabs}	[1/s]	Übergangsrate durch Reabsorption
W_{Up}	[1/s]	Übergangsrate durch Upconversion
α	[°]	Winkel im Kristall zwischen den Wellenvektoren des Pump- und des Signalstrahls
α_{abs}	[1/m]	Absorptionskoeffizient
β	[°]	Winkel im Kristall zwischen den Wellenvektoren des Pump- und des Idlerstrahls
Γ_{OPA}	[1/m]	Verstärkungskoeffizient der parametrischen Verstärkung
γ	[°]	Winkel im Kristall zwischen den Wellenvektoren des Signal- und des Idlerstrahls
δ	[°]	Winkel außerhalb des Kristalls zwischen den Wellenvektoren des Signal- und des Idlerstrahls
ϵ_0	[As/Vm]	Elektrische Feldkonstante
η_{diff}	[-]	Differentieller Wirkungsgrad
η_{opt}	[-]	Optischer Wirkungsgrad
η_p	[-]	Pumpeffizienz im gepulsten Betrieb
θ_{CSP}	[°]	Kristallschnittwinkel von CSP
θ_{ZGP}	[°]	Kristallschnittwinkel von ZGP
θ_{PM}	[°]	Kollinearer Phasenangepassungswinkel zwischen der c -Achse und dem Wellenvektor des Pumpstrahls
λ	[m]	Wellenlänge
λ_D	[m]	Degenereszenzwellenlänge
λ_i	[m]	Idlerwellenlänge
λ_L	[m]	Laserwellenlänge
λ_{OPA}	[m]	Laserwellenlänge des optisch parametrischen Verstärkers
λ_p	[m]	Pumpwellenlänge
λ_s	[m]	Signalwellenlänge
Λ	[-]	Resonatorverluste
$\Lambda_{Periode}$	[m]	Domänenperiode
σ_{abs}	[m ²]	Wirkungsquerschnitt für Absorption
σ_{em}	[m ²]	Wirkungsquerschnitt für Emission
τ_f	[s]	Fluoreszenzlebensdauer (Abfall auf 1/e)
τ_{FWHM}	[s]	Pulsdauer bei voller Halbwertsbreite
τ_i	[s]	Fluoreszenzlebensdauer der angeregten Ionen in Niveau i

Symbol	Einheit	Bedeutung
φ	[rad]	Azimutwinkel zwischen einer a -Achse und der Projektion auf die von den a -Achsen aufgespannte Fläche
ω_i	[1/s]	Kreisfrequenz der Idlerstrahlung
ω_p	[1/s]	Kreisfrequenz der Pumpstrahlung
ω_s	[1/s]	Kreisfrequenz der Signalstrahlung

Abkürzungen

AR	Antireflektierend
BaF ₂	Bariumfluorid
CaF ₂	Calciumfluorid
CSP	Cadmium-Siliziumphosphid (CdSiP ₂)
ESA	Absorption aus einem angeregten Zustand (engl.: excited state absorption)
FEL	Freie-Elektronen Laser
FWHM	Volle Halbwertsbreite (engl.: full width at half maximum)
HR	Hochreflektierende Beschichtung
KTH	Königlich Technische Hochschule, Stockholm
LLF	Lithium-Lutetium-Fluorid (LiLuF ₄)
MBI	Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie, Berlin
MIRSURG	Mid-infrared solid-state laser systems for minimally invasive surgery
MOPA	Laser mit Verstärkungsstufe (engl.: master oscillator power amplifier)
OP-GaAs	Periodisch orientiert gewachsenes Galliumarsenid (engl.: orientation-patterned gallium arsenide)
OPA	Optisch-parametrischer Verstärker (engl.: optical parametric amplifier)
OPG	Optisch-parametrischer Generator
OPO	Optisch-parametrischer Oszillator
PM	Phasenanpassung (engl.: phase-matching)
PPKTP	Periodisch gepoltes Kaliumtitanylphosphat (KTiOPO ₄)
PPLN	Periodisch gepoltes Lithiumniobat
PPRKTp	Periodisch gepoltes Kaliumtitanylphosphat mit Rubidium-Dotierung (RbKTiOPO ₄)

QPM	Quasi-Phasenanpassung (engl.: quasi-phase-matching)
RISTRA	Einfach resonante Ringkavität mit 90° Bildrotation (engl.: rotated image singly-resonant twisted rectangle cavity)
RMS	Effektivwert (engl.: root mean square)
UMCU	Medizinisches Universitätszentrum Utrecht
YAG	Yttrium-Aluminium-Granat ($Y_2Al_3O_{12}$)
YAP	Yttrium-Aluminium-Perowskit ($YAlO_3$)
YLF	Yttrium-Lithium-Fluorid ($LiYF_4$)
KLu(WO_4) ₂	Kalium-Lutetium-Wolframat
KY(WO_4) ₂	Kalium-Yttrium-Wolframat
ZGP	Zink-Germanium-Phosphid ($ZnGeP_2$)
ZPA	Zwei-Photonen Absorption

Kurzfassung der Arbeit

Laserstrahlquellen werden in der Medizin bereits für unterschiedliche Behandlungen eingesetzt. Diese können sowohl stimulierend als auch zerstörend auf das Gewebe wirken. Bei vielen chirurgischen Eingriffen ist die Eiweiß-Koagulation des zu bearbeitenden Gewebes erwünscht, um diesen Effekt gleichzeitig zur Blutstillung nutzen zu können. Dies führt jedoch zu einer kollateralen Schädigung des umliegenden Gewebes. Will man diese vermeiden, z.B. im Bereich der Neurochirurgie, benötigt man eine möglichst starke Ablation des Gewebes ohne übermäßigen Wärmeeintrag, was mit einer Laserstrahlung in einem Wellenlängenbereich von $6\ \mu\text{m}$ - $6,5\ \mu\text{m}$ erreicht werden kann.

Dies wurde mit einem Freie-Elektronen Laser (FEL) verifiziert, welcher bisher die einzige Quelle für diese spezielle Laserstrahlung mit den für den Ablationsprozess notwendigen Eigenschaften darstellte. Der FEL ist jedoch aufgrund seiner Größe, den enormen Kosten und der Verfügbarkeit absolut ungeeignet, um in vielen chirurgischen Einrichtungen verwendet werden zu können.

Daher finanzierte die Europäische Kommission die Entwicklung einer Strahlungsquelle bei $\lambda = 6\ \mu\text{m}$ - $6,5\ \mu\text{m}$ mit Festkörperlasern in einem Förderprogramm. Das Ziel war die Untersuchung kompakter Lasersysteme, die in absehbarer Zeit als kommerzielles Produkt für Kliniken zur Verfügung stehen könnten. Die gepulste Laserstrahlung sollte eine Pulsenergie von einigen mJ mit einer Pulsdauer im ns-Bereich aufweisen und durch eine nichtlineare Frequenzkonversion erzeugt werden. Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit lag daher in der Untersuchung von möglichst kompakten Lasersystemen für diesen Zweck. Dazu wurden unterschiedliche nichtlineare Materialien mit verschiedenen Festkörperlasern gepumpt und hinsichtlich der jeweiligen Pumpquelle, der Konversionseffizienz und der maximal erreichten Pulsenergie bewertet.

Extended Abstract

Since the development of laser sources in the 1960's, laser radiation is used in a wide field of applications and the laser sources have to be more and more well adapted to optimize the result. In the field of medical surgery of human tissue, laser radiation can cause various effects depending on the interaction time and the intensity. Here, laser radiation is often used to shrink or cut the treated tissue [1]. Normally, this will cause coagulated tissue after the treatment [2]. For some special cases, e.g. neurosurgery, the collateral damage due to coagulation has to be largely minimized or avoided [3]. In 1999 a cerebral tumor was removed with a laser radiation at $\lambda = 6.45 \mu\text{m}$ with low collateral damage [4]. This success made laser radiation at this wavelength very interesting for minimally invasive surgery.

The highly reduced collateral damage caused by laser radiation at $\lambda = 6.45 \mu\text{m}$ arises from specific interaction phenomena with biological material [2, 5]. The interaction time and the intensity of the focused laser radiation in the experiments of [5] were chosen to ablate tissue without the generation of disruptive shock waves. The amide II vibrational mode of protein shows a strong absorption at the wavelength of $6.45 \mu\text{m}$ [6, 7]. Some cell types like nerves or brain tissue show a particularly high protein concentration. For more selective absorption of the laser radiation in this kind of tissue the ratio of the absorption in protein to the one in water should be as high as possible, which leads to the choice of the wavelength of $6.45 \mu\text{m}$ [8, 9]. Another positive effect of a lessened coagulated tissue is an improvement of the healing rate [5].

The first experiments and medical surgery with laser radiation at $\lambda = 6.45 \mu\text{m}$ were performed with a Free-Electron Laser (FEL) [5, 8, 10, 11]. The ps-pulses with a repetition rate of several MHz were combined to macro pulses of several μs at total pulse energies in the mJ regime. This type of accelerator-based laser source exists solely a few times worldwide and was the only possible way to achieve parameters suitable for surgery. Unfortunately, the total cost of an FEL is in the range of several 10's to 100's of million euro, which can not be funded by most of the hospitals. The dimensions of such an accelerator requires some 10's of meter and therefore can only be installed in a few research facilities as stationary device. Some investigations were already performed to scale down the laser source with solid-state lasers and nonlinear conversion processes

[12, 13]. The setups were still complicated and the conversion efficiency was very low, which ended in a limited maximum pulse energy.

In 2008 the European Union funded a project called MIRSURG (**M**id-**I**nfrared **S**olid-State Laser Systems for **M**inimally **I**nvasive **S**urgery) in the 7th Framework Programme. The goal of this project was to investigate a practical, reliable and cost-effective alternative to the FEL as a table-top solid-state laser source. The main strategy was to use a nonlinear frequency conversion with a combination of new materials and novel pump laser sources to create laser radiation at $\lambda = 6 \mu\text{m} - 6.5 \mu\text{m}$. The laser system should operate at repetition rates of 100 Hz - 200 Hz with pulse durations less than 100 ns and an average output power of 1 W. If possible the beam quality factor M^2 should be less than 3 for additional purposes, e.g. efficient coupling into delivering fibers for endoscopic applications.

This work will focus on the investigation of four conversion concepts and their evaluation, as schematically shown in a brief overview in figure 1. The concepts are based on commercial and non-commercial pump sources as well as nonlinear materials in an optical parametric oscillator (OPO) to investigate the most useful designs. The nonlinear materials have very large nonlinear optical coefficients ($75 \text{ pm/V} < d_{36} < 94 \text{ pm/V}$) to achieve high conversion efficiencies. These crystals are OP-GaAs, CSP and ZGP, from which currently only ZGP is commercially available.

Due to the high pulse energy required in the mid-infrared (mid-IR) and the relatively low optical damage threshold of the used nonlinear crystals, the pump spot diameter has to

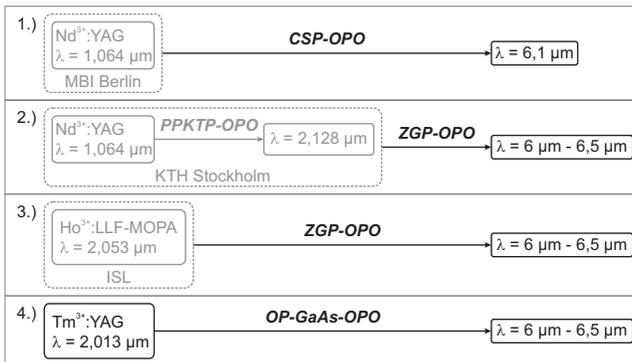


Figure 1: Overview of the four investigated conversion concepts to create a radiation in the middle infrared (mid-IR).

be in the order of several millimeters. With increasing diameter in a short linear cavity higher order modes will start oscillating and the beam quality of the converted radiation will deteriorate. In the first three concepts, therefore a non planar ring cavity was used to obtain good beam quality at pump spot diameters of several millimeters and to improve drawbacks of linear cavities, e.g. alignment issues.

The first approach to generate laser radiation in the mid-IR in this work was to use commercial Nd^{3+} :YAG laser sources with high pulse energies to pump an OPO. A direct efficient conversion of laser radiation at $\lambda = 1 \mu\text{m}$ to $\lambda > 6 \mu\text{m}$ is difficult and can only be achieved with a few nonlinear crystals. The problem is related to three constraints: the absorption coefficient of the material, the conservation of energy and the nonlinear optical coefficient. The absorption coefficient of the nonlinear material has to be as low as possible for all interacting radiation fields. Due to the large wavelength difference between $1 \mu\text{m}$ to $> 6 \mu\text{m}$ the conservation of energy leads to a low conversion efficiency. This means that the nonlinear optical coefficient has to be as high as possible to achieve a good overall efficiency with a low threshold. Taking these points into account only the nonlinear material CSP was considered to be suitable.

In collaboration with the Max-Born-Institute in Berlin CSP has been pumped directly by a Nd^{3+} :YAG laser. The big advantage of this concept is the simple setup that is easy to operate. The demonstrated output energy was limited to about 0.2 mJ due to the low optical damage threshold and a non-optimized single-layer coating on this crystal which is not available from the shelf. The optical damage threshold of the end surface was low due to the fact that CSP is difficult to polish. The cross-section of the CSP crystal could in principle be increased, therefore the already obtained results of the pulse energy can further be upscaled. In addition, an optical parametric generator (OPG) has been set up, based on the high nonlinear optical coefficient and its crystal length of 21.4 mm. This was the first demonstration of an OPG in an uniaxial crystal with ns-pulses and an OPG threshold of $1 \text{ MW}/\text{cm}^2$. Typical OPG materials, e.g. PPLN, show thresholds of more than about one order of magnitude higher than this value, with the crystal length already approaching up to four times the length of the used CSP crystal [14].

Another conversion concept, also using a commercial pump source, was investigated in collaboration with the KTH Stockholm. The laser radiation at $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ was first converted to $\lambda = 2.128 \mu\text{m}$ and amplified in a second step with a part of the pump radiation. With a ZGP crystal a maximum pulse energy of 0.9 mJ was obtained. This concept is the only one that can be set up completely based on commercially available components. Unfortunately, the alignment of the setup was found to be very sensitive due to interference effects arising in this pumping scheme at the amplifier stage.

The third conversion concept used laser radiation at $\lambda = 2 \mu\text{m}$ directly from a Q-switched Ho^{3+} :LLF MOPA system, which presently is only available as a laboratory prototype. This setup also used a ZGP crystal for conversion where a maximum pulse energy of 6.4 mJ has been achieved at a repetition rate of 100 Hz. With a repetition rate of 200 Hz more than 1 W of average power has been obtained. This third conversion concept achieved the highest conversion efficiency of 14.3 % in this work. The only drawback of this concept is the expensive commercial fiber laser at $\lambda = 1.9 \mu\text{m}$, which is needed to pump of the Ho^{3+} :LLF laser. Therefore an alternative pump source for Ho^{3+} -doped host materials has been additionally investigated as described in the appendix of this work.

The last conversion concept investigated here uses the quasi-phase-matched nonlinear material OP-GaAs, which was pumped by a pulsed Tm^{3+} :YAG laser. Tm^{3+} :YAG can be pumped with high power diodes around $\lambda = 804 \text{ nm}$. This type of diode is also used to pump the well known Nd^{3+} :YAG lasers, that are widely used in laser applications. Compared to the other pulsed laser systems in this work, a pulsed Tm^{3+} :YAG laser is thus the „cheapest“ source. The OP-GaAs material has the highest nonlinear coefficient of all three nonlinear crystals and the lowest absorption coefficient at a wavelength of $2 \mu\text{m}$. To the best of the authors knowledge the generated pulse energy of the OP-GaAs-OPO at $\lambda = 6 \mu\text{m} - 7 \mu\text{m}$ has not been achieved before [15].

1 Einleitung

Bereits ein Jahr nach der ersten erfolgreichen Laser-Demonstration durch MAIMAN im Jahr 1960 wurde der erste medizinische Eingriff mittels eines Lasers an einem Netzhauttumor vorgenommen [16, 17]. Seitdem konnten mit Hilfe von Lasern viele neue und effiziente Behandlungsmethoden in der Medizin entwickelt werden, wobei die unterschiedlichsten Lasertypen und Wellenlängen im kontinuierlichen wie im gepulsten Betrieb zum Einsatz kommen [18, 19].

1.1 Motivation

Die Prozesse der Wechselwirkung von Laserstrahlung mit organischem Gewebe sind abhängig von Laserintensität und Wechselwirkungsdauer und werden für therapeutische Laseranwendungen in folgende Gruppen eingeteilt [20]:

- Photochemie
- Photothermik
- Photoablation
- Photodisruption

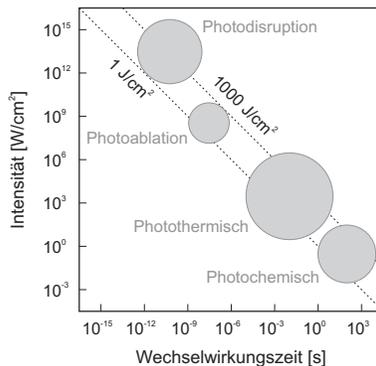


Bild 1.1: Intensitäten und Wechselwirkungszeiten für therapeutische Laseranwendungen [20].

Die Übersicht in Bild 1.1 zeigt, dass diese Laseranwendungen einen sehr breiten Bereich von Intensität und Wechselwirkungsdauer abdecken. Allerdings liegen die therapeutisch sinnvollen Anwendungen in einem schmalen Band, bei dem das Produkt von Intensität und Wechselwirkungszeit, d.h. die deponierte Energie pro Fläche, einen Bereich von 1 J/cm^2 bis 1000 J/cm^2 abdeckt [20].

Bei niedriger Intensität und langer Wechselwirkungszeit sollen körpereigene photochemische Prozesse zur besseren Therapie stimuliert werden. Ab einer Intensität von ca. 100 W/cm^2 wird das Gewebe photothermisch verändert, welches zu einer Denaturierung der Proteine führt [20]. Infolge dieser irreversiblen Strukturänderung koaguliert das betreffende organische Gewebe. Dieser Prozess wird in vielen medizinischen Bereichen zur Schrumpfung von Gewebe oder zur Blutstillung eingesetzt. Bei hohen Intensitäten von über 10^6 W/cm^2 kommt es zur Photoablation, bei der schlagartig ein kleines Gewebvolumen erhitzt und verdampft wird. Durch die kurze Wechselwirkungsdauer im ns-Bereich wird kaum Wärme in das umgebende Gewebe eingetragen. Ab einer Intensität von mehr als 10^9 W/cm^2 wird eine sogenannte Photodisruption erzeugt. Dabei entsteht ein laserinduziertes Plasma, welches Stoßwellen generiert, die das Gewebe schädigen.

Das menschliche Gewebe besteht, je nach Alter und Geschlecht, zu ungefähr zwei Dritteln aus Wasser. Die Absorption der Laserstrahlung wird daher überwiegend durch die Wasserabsorption bestimmt. In Bild 1.2(a) ist der Verlauf des Absorptionskoeffizienten und der mittleren Eindringtiefe in Wasser als Funktion der Wellenlänge aufgetragen. Das Absorptionsmaximum von Wasser liegt bei einer Wellenlänge von $2,9 \mu\text{m}$. Daher werden oft Erbium-dotierte Laser eingesetzt, welche Strahlung bei dieser Wellenlänge erzeugen können. Jedoch werden kommerziell erhältliche Erbium-Laser mit Blitzlam-

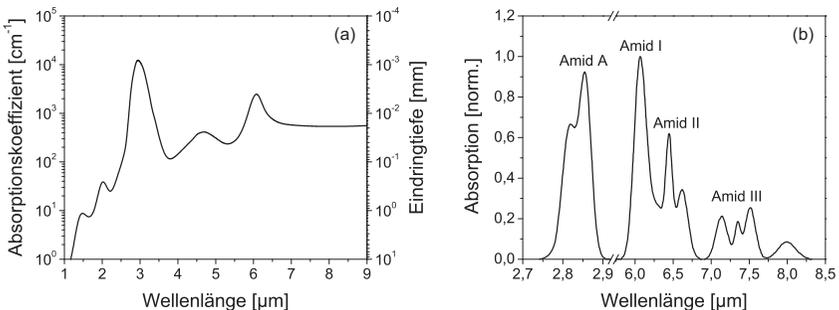


Bild 1.2: Absorptionsspektrum (a) von Wasser [21] und (b) von Peptid [6].

pen gepumpt, sodass die Emissionsdauern typischerweise in einem Bereich von mehreren 10 μs bis zu einigen 100 μs liegen. Durch die lange Wechselwirkungsdauer wird im angrenzenden Gewebe eine starke Koagulation erzeugt. Bei einigen chirurgischen Eingriffen ist dieser blutungsstillende Effekt hilfreich [1]. In der Gehirn- oder Neurochirurgie sollten solche kollaterale Gewebeschädigungen allerdings so gering wie möglich ausfallen [3].

Neben Wasser bestehen Gehirn- und Nervenzellen zu einem hohen Anteil aus Proteinen [22], die aus einer Verknüpfung von vielen Aminosäuren aufgebaut sind [23]. Die einzelnen Aminosäuren sind mittels Amid-Bindungen miteinander verbunden, welche häufig auch als Peptid-Bindungen bezeichnet werden [24]. Das Absorptionsspektrum der Amid-Bindungen im infraroten Spektralbereich ist in Bild 1.2(b) dargestellt. Die höchste Absorption zeigen die Amid I und die Amid A Vibrationsbanden, die der Streck-schwingung der C=O bzw. der N-H Bindung zugeordnet werden [6, 7]. Ihre Lage bei $\lambda = 6,1 \mu\text{m}$ bzw. $\lambda = 2,85 \mu\text{m}$ fallen jedoch mit den Hauptabsorptionsbanden des Wassers zusammen. Die Amid II Vibration (Biegeschwingung der N-H Bindung und Streck-schwingung der C-N und C-C Bindung [6, 7]) bei der Wellenlänge von $6,45 \mu\text{m}$ liegt deutlich neben der Absorptionsspitze von Wasser bei $\lambda = 6,1 \mu\text{m}$. Ausgehend von den betrachteten Zusammenhängen erhofft man sich dadurch eine selektive Absorption in Gehirn- und Nervengewebe bei einer Wellenlänge von $6,45 \mu\text{m}$ [8, 9].

Die ersten Ablationsversuche an Gewebe mit einer Wellenlänge von $6,45 \mu\text{m}$ wurden mit einem Freie-Elektronen Laser (FEL) im Jahr 1994 durchgeführt [8]. Dieser FEL erzeugte bei einer Repetitionsrate von 2,85 GHz Pulsenergien bis $6 \mu\text{J}$ bei einer Pulsdauer von wenigen Pikosekunden. Dadurch ließ sich eine Intensität von über 10^9 W/cm^2 erreichen, wobei die Energiedichte eines einzelnen Pulses jedoch zu gering ist, um Gewebe zu ablatieren. Durch die Addition von über zehntausend ps-Pulsen zu einem Makropuls wurde eine Pulsenergie von mehreren 10 mJ erreicht. Die Makropulsdauer konnte maximal $6 \mu\text{s}$ betragen, bei einer Repetitionsrate von bis zu 30 Hz. Mit dieser Laserquelle wurden die ersten Operationen an Gehirntumoren durchgeführt und vielversprechende Ergebnisse erzielt [5]. Die Notwendigkeit eines Elektronenbeschleunigers und der damit verbundenen großen Dimensionen und Kosten machen aber eine flexible Verwendung eines FEL unmöglich.

Aus diesem Grund wurden bereits im Jahr 2007 erste Ansätze untersucht, die Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von $6,45 \mu\text{m}$ mit deutlich kleineren und günstigeren Lasersystemen zu erzeugen [13]. Dabei wurde unter Zuhilfenahme eines vierstufigen Konversionsprozesses eine Pulsenergie von 2 mJ bei einer Pulsdauer von ca. 5 ns erreicht. Die geringe Gesamteffizienz dieses Konzepts von $\eta_{opt} = 0,019 \%$ und die nied-

rige Repetitionsrate von nur 0,5 Hz erlaubten allerdings keine effiziente chirurgische Anwendung. Ein anderes Konzept verwendete einen gütegeschalteten Er^{3+} :YAG-Laser bei einer Wellenlänge von 2,94 μm und einer Pulsdauer von 100 ns [12]. Durch einen nichtlinearen Konversionsprozess wurde mit einer Repetitionsrate von 5 Hz eine Pulsenergie von 250 μJ mit Wellenlängen von 6,1 μm bis 6,73 μm erzeugt.

Um diese Arbeiten voranzutreiben, unterstützte die Europäische Kommission in einem Förderprogramm (Mid-Infrared Solid-State Laser Systems for Minimally Invasive Surgery, MIRSURG) die Entwicklung einer Strahlungsquelle in dem bevorzugten Wellenlängenbereich bei 6 μm . Es war erforderlich einen kompakten und kostengünstigen Festkörperlaser zu entwickeln, welcher unter anderem folgende Merkmale aufweisen sollte:

- Wellenlängenbereich: 6 μm - 6,5 μm
- Durchschnittsleistung: 1 W
- Repetitionsrate: 100 Hz - 200 Hz
- Pulsdauer: < 100 ns

Mit den bekannten Festkörperlasern können die gewünschten Wellenlängen nicht direkt aus einem elektronischen Laserübergang und mit Pulsenergien im mJ-Bereich erzeugt werden. Die Erklärung hierfür liegt primär in der maximalen Phononenenergie des Wirtsmaterials des aktiven Lasermediums [25]. Bei einem zu geringen Abstand der Energieniveaus zueinander wird die Übergangsrate der nicht strahlenden Relaxation, die in Gitterschwingungen übergeht, vorherrschend. Ist dies der Fall, findet zwischen diesen Energieniveaus kein strahlender Übergang mehr statt. Die spezifische maximale Phononenenergie eines Wirtsmaterials ergibt sich aus dessen maximaler Gitterschwingungsfrequenz. Aufgrund von überschlägigen theoretischen Betrachtungen muss der Abstand zwischen zwei Energieniveaus mindestens das Vier- bis Fünffache der maximalen Phononenenergie des Wirtsmaterials betragen, um einen effizienten Laserübergang realisieren zu können [26].

Zur Erzeugung einer Laserstrahlung mit $\lambda = 6,45 \mu\text{m}$ entspricht die Differenz zwischen zwei Energieniveaus ungefähr $\Delta E = 1550 \text{ cm}^{-1}$. Das laseraktive Medium sollte somit eine maximale Phononenenergie von weniger als $E_{ph} \approx 390 \text{ cm}^{-1}$ aufweisen. Diese Bedingung kann heute lediglich von der Gruppe der Chloride (z.B. KPb_2Cl_5) mit einer maximalen Phononenenergie von $E_{ph} \approx 200 \text{ cm}^{-1}$ erfüllt werden [26]. Diese Materialien besitzen jedoch einige problematische Eigenschaften, die einem einfachen Laserbetrieb entgegenwirken. Die Herstellung dieser speziellen Chlorid-Wirtsmaterialien ist äußerst

Kristallmaterial	Transmission*	Nichtlinearer Koeffizient	Kommerziell
CSP	0,94 μm - 6,64 μm [28]	$d_{36} = 84,5 \text{ pm/V}$ [29]	-
ZGP	1,9 μm - 8,4 μm [28]	$d_{36} = 75 \text{ pm/V}$ [30]	+
OP-GaAs	1,5 μm - 12,8 μm [15]	$d_{14} = 94 \text{ pm/V}$ [31]	-

Tabelle 1.1: Überblick über die ausgewählten nichtlinearen Materialien.
(* Absorptionskoeffizient $< 0,2 \text{ cm}^{-1}$)

schwierig, wobei einige Chloride (z.B. LaCl_3) stark hygroskopisch sind. Eine Verwendung als gepulstes Lasersystem ist durch die sehr weiche Beschaffenheit (niedrige optische Zerstörschwelle) und der daraus resultierenden geringen thermo-mechanischen Widerstandsfähigkeit stark limitiert. Obwohl ein Laserübergang mit einer Wellenlänge von über $7 \mu\text{m}$ in einem Chlorid wie z.B. KPB_2Cl_5 existiert, ist ein kommerzieller Einsatz mit diesem Lasermaterial derzeit nicht absehbar [26, 27].

Infolgedessen muss auf einen nichtlinearen Konversionsprozess ausgewichen werden. Die Konversion der Laserstrahlung wird dabei mittels eines optisch parametrischen Oszillators (OPO) realisiert. Unter Erfüllung der Energie- und Impulserhaltung wird in einem OPO ein Pumpphoton mit einer Wellenlänge λ_p in zwei Photonen mit den Wellenlängen λ_s und λ_i aufgespalten. Hierbei spricht man jeweils von Signal- und Idlerstrahlung.

Für die hier vorgestellten Untersuchungen zu OPOs wurden drei nichtlineare Kristalle ausgewählt: Cadmium-Silizium-Phosphid (CdSiP_2 , CSP), Zink-Germanium-Phosphid

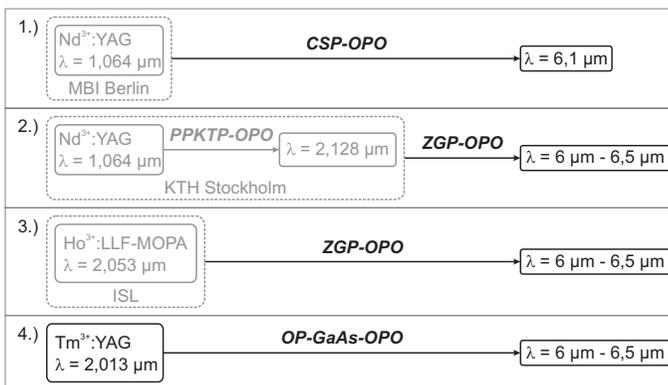


Bild 1.3: Überblick über die vier unterschiedlichen Konversionskonzepte zur Erzeugung der Strahlung im mittleren Infrarot mit OPOs.

(ZnGeP₂, ZGP) und „orientation-patterned“ Galliumarsenid (OP-GaAs), deren wichtigste Eigenschaften in Tabelle 1.1 zusammengefasst sind. Nur der Transmissionsbereich von CSP erlaubt die Verwendung von kommerziellen gepulsten Laserquellen bei einer Wellenlänge von 1 μm für eine nichtlineare Frequenzkonversion nach $\lambda > 6 \mu\text{m}$. Die anderen beiden Materialien müssen mit Strahlungsquellen bei einer Wellenlänge $> 1,9 \mu\text{m}$ gepumpt werden. Alle aufgeführten Kristallmaterialien versprechen durch ihren hohen nichtlinearen Koeffizienten eine gute Konversionseffizienz. Das Material ZGP kann zudem kommerziell erworben werden.

Eine vergleichende Evaluation dieser verschiedenen Konversionsmöglichkeiten ins mittlere Infrarot für einen Wellenlängenbereich von 6 μm - 6,5 μm existierte noch nicht. Daher wurden basierend auf den ausgewählten drei nichtlinearen Materialien im Rahmen dieser Arbeit vier unterschiedliche Laserkonzepte untersucht, die schematisch in Bild 1.3 dargestellt sind.

- Das erste Konzept ist ein CSP-OPO, der direkt mit einem kommerziellen gepulsten Laser bei einer Wellenlänge von 1,064 μm gepumpt wird.
- Das zweite Konzept beruht auf einem sogenannten Tandem-OPO. Die erste Stufe verdoppelt die Wellenlänge einer ebenfalls gepulsten, weit verbreiteten Strahlungsquelle bei $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$. Mit der konvertierten Strahlung von $\lambda = 2,128 \mu\text{m}$ wird in einer zweiten Stufe ein ZGP-OPO gepumpt.
- Das dritte und vierte Konzept basiert jeweils auf gepulsten Festkörperlaser direkt bei einer Wellenlänge von 2 μm . Da diese Laser noch nicht kommerziell erhältlich sind, wurden für diesen Zweck vorerst nur im Labor aufgebaute Prototypen zum Pumpen der OPOs benutzt.

Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt auf der Charakterisierung und Bewertung der vier vorgestellten Konzepte hinsichtlich der effizienten, kompakten und kostengünstigen Umsetzung einer Strahlungsquelle im Wellenlängenbereich von 6 μm bis 6,5 μm .

1.2 Gliederung der Arbeit

In dieser Arbeit dienen sowohl kommerzielle gepulste Lasersysteme als auch Laborprototypen als Pumpquelle für den nichtlinearen Konversionsprozess. Die wichtigsten

Merkmale der Lasermaterialien der im Labor realisierten Lasersysteme werden in Kapitel 2 vorgestellt. Dabei handelt es sich um Tm^{3+} - und Ho^{3+} -dotierte Festkörperlaser die zur Erzeugung einer gepulsten Laserstrahlung bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$ verwendet wurden. Zum besseren Verständnis des nichtlinearen Konversionsprozesses werden daran anschließend einige spezielle Grundlagen behandelt.

Die in Bild 1.3 aufgeführten Ansätze zur Erzeugung von Laserstrahlung im Wellenlängenbereich von $6 \mu\text{m}$ - $6,5 \mu\text{m}$ werden in Kapitel 3 vorgestellt. Dazu werden die drei nichtlinearen Materialien CSP, ZGP und OP-GaAs mit vier verschiedenen Strahlungsquellen gepumpt. Die Konversionskonzepte wurden zum Teil in Kollaboration mit dem Max-Born-Institut (MBI) in Berlin und der Königlich Technischen Hochschule (KTH) in Stockholm durchgeführt [32, 33].

Die Ergebnisse dieser Arbeit werden in Kapitel 4 zusammengefasst und abschließend diskutiert. Im Anhang befinden sich die Kristalldaten der verwendeten nichtlinearen Kristalle, der Aufbau einer eingesetzten nicht planaren Ringanordnung für den parametrischen Konversionsprozess und die mathematische Beschreibung für die nicht kollineare Phasenanpassung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde außerdem eine effizientere und kostengünstigere Alternative zu kommerziellen Tm^{3+} -Faserlasern untersucht. Diese neue Variante besteht aus einem Tm^{3+} :LLF-Scheibenlaser und kann als Pumpquelle für Ho^{3+} -dotierte Lasersysteme eingesetzt werden, wodurch sich dessen momentan hohe Anschaffungskosten reduzieren lassen. Erste experimentelle Ergebnisse hierzu sind im Anhang aufgeführt.

2 Theoretische Grundlagen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene gütegeschaltete Laser verwendet, die als Pumpquelle zur nichtlinearen Wellenlängenkonversion von Laserstrahlung nach $\lambda = 6 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$ dienen. Der Schwerpunkt von Kapitel 2.1 bezieht sich nur auf Thulium (Tm^{3+}) und Holmium (Ho^{3+}) dotierte Festkörpermedien und deren wichtigste Merkmale. Die verwendeten kommerziellen Laser mit einem Neodym (Nd^{3+}) dotierten Lasermedium werden nicht behandelt. Im Anschluss wird in Kapitel 2.2 auf die in diesem Zusammenhang genutzte nichtlineare Wellenlängenkonversion und eine nicht planare Ringkavität eingegangen.

2.1 Festkörperlaser

Die verbreitetsten mit Seltenen Erden dotierten Festkörperlaser sind entweder sogenannte Vier-Niveau oder Quasi-Drei-Niveau Systeme [34]. Der Vorteil von Vier-Niveau Systemen (z.B. Nd^{3+} -dotierte Materialien) zu Quasi-Drei-Niveau Systemen liegt darin, dass aufgrund des größeren energetischen Abstands des unteren Laserniveaus vom Grundzustandsniveau eine vernachlässigbare Reabsorption auf dieser Laserlinie auftritt. Diese Vier-Niveau Systeme reagieren daher unempfindlicher auf höhere Temperaturen als Quasi-Drei-Niveau Systeme. In einem Resonator mit einem Vier-Niveau Medium können zudem Moden höherer Ordnung ohne nennenswerte Verluste im laseraktiven Medium anschwingen, da in den ungepumpten Bereichen keine Reabsorption auftritt. Im Gegensatz dazu wird bei Quasi-Drei-Niveau Medien durch die Wahl des gepumpten Bereichs eine transversale Modenselektion möglich. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten nicht kommerziellen Festkörperlaser besitzen entweder eine Tm^{3+} - oder Ho^{3+} -Dotierung und sind bei der verwendeten Emissionswellenlänge von $2 \mu\text{m}$ beide als Quasi-Drei-Niveau Systeme zu betrachten. Die wichtigsten materialspezifischen Merkmale werden im Folgenden näher erläutert.

2.1.1 Thulium³⁺-Laser

Zur Beschreibung der Wechselwirkungsmechanismen in einem Laser wird das Term-schemata zur Darstellung der Energieniveaus des aktiven Mediums verwendet. Die Anordnung dieser Energieniveaus wird durch die Coulomb-Wechselwirkung (Größenordnung $\approx 10000 \text{ cm}^{-1}$), die Spin-Bahn-Kopplung, auch LS-Kopplung genannt (Größenordnung $\approx 1000 \text{ cm}^{-1}$), und die Stark-Wechselwirkung (Größenordnung $\approx 100 \text{ cm}^{-1}$) zwischen den Elektronen und dem elektrischen Feld der umgebenden Kristallstruktur (Kristallfeld) beeinflusst [34]. In Bild 2.1(a) sind die verschiedenen Wechselwirkungen exemplarisch anhand des Tm^{3+} -Ions und der für den Laserprozess wichtigen Stark-Aufspaltungen von Tm^{3+} :YAG dargestellt. Die Energieniveaus erhalten durch die beiden ersten Wechselwirkungsmechanismen ihre charakteristische Verteilung. Durch den schwachen Einfluss des Kristallfeldes werden die LS-Energieniveaus durch die Stark-Wechselwirkung in sogenannte Multipletts aufgespalten. Diese Multipletts beinhalten viele dicht beieinander liegende Energieniveaus (Stark-Niveaus). Aufgrund des geringen Abstands (wenige 100 cm^{-1}) und der sehr schnellen Thermalisierung mit dem Wirtsgitter liegt ein thermisches Gleichgewicht zwischen den einzelnen Stark-Niveaus vor. Neben dem eigentlichen Pump- und Laserprozess laufen im Lasermedium während des Pumpvorgangs weitere Prozesse ab, die Verluste erzeugen oder zu einer zusätzlichen Erwärmung des Mediums beitragen. In Bild 2.1(b) ist diesbezüglich eine schemati-

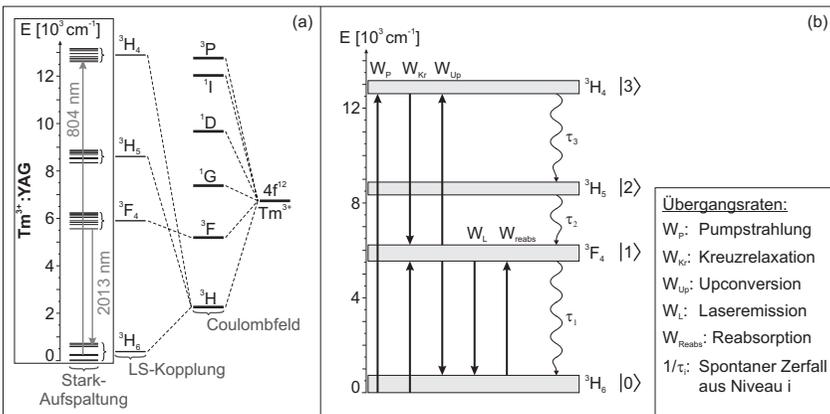


Bild 2.1: (a) Energieniveaudiagramm des Tm^{3+} -Ions mit der Stark-Aufspaltung von Tm^{3+} :YAG und den in dieser Arbeit verwendeten Anregungs- und Laserwellenlängen. Die Coulombfeldaufspaltung ist nicht maßstäblich gezeichnet. (b) Die Übergangsprozesse in Tm^{3+} :YAG.

sche Darstellung mit den Übergängen zu Anregung (W_P), Emission (W_L), Reabsorption (W_{Reabs}), Kreuzrelaxation (W_{Kr}) und Upconversion (W_{Up}) in Tm^{3+} :YAG dargestellt. Die spontane Zerfallsrate aus einem Energieniveau ergibt sich aus dem reziproken Wert der Fluoreszenzlebensdauer τ_i des betreffenden Niveaus. Aufgrund der gewählten Darstellungsart ist der sogenannte Migrationsprozess nicht berücksichtigt. Dieser Energieübertragungsmechanismus kann zwischen allen Energieniveaus der Ionen stattfinden und ist vom Abstand der Ionen im Wirtsgitter abhängig [35].

Das Lanthanoid-Ion Tm^{3+} zeigt bei entsprechender Anregung in das Multiplett 3H_4 ein besonderes Verhalten. Dabei kann gleichzeitig mit dem Übergang eines angeregten Ions von 3H_4 zu 3F_4 ein Ion aus dem Grundzustandsmultiplett 3H_6 ebenfalls in das Multiplett 3F_4 angehoben werden. Dieser Vorgang wird als sogenannte Kreuzrelaxation bezeichnet, bei dem die beim Übergang 3H_4 zu 3F_4 des ersten Ions freigesetzte Energie ein benachbartes Tm^{3+} -Ion anregt und somit durch ein Pumpphoton zwei angeregte Ionen erzeugt werden.

Der Umkehrprozess ist die sogenannte Upconversion, welche das Laserniveau 3F_4 wiederum entleert. Beim Übergang von 3H_4 zu 3F_4 wird mehr Energie frei als für den Übergang von 3H_6 zu 3F_4 benötigt wird. Aus diesem Grund ist die Kreuzrelaxation gegenüber der Upconversion thermodynamisch bevorzugt und somit der dominante Prozess. Dieser kleine Anteil der zusätzlich frei gewordenen Energie wird vom Kristallgitter aufgenommen und in Gitterschwingungen, also Wärme umgewandelt. Der quantisierte Anteil der Energie, welcher in Gitterschwingungen übergeht, wird in Phononen angegeben [37]. Die Kreuzrelaxation und die Upconversion führen bei der mathematischen Beschreibung eines Lasers zu nichtlinearen Termen, sodass die Ratengleichungen von Tm^{3+} nur

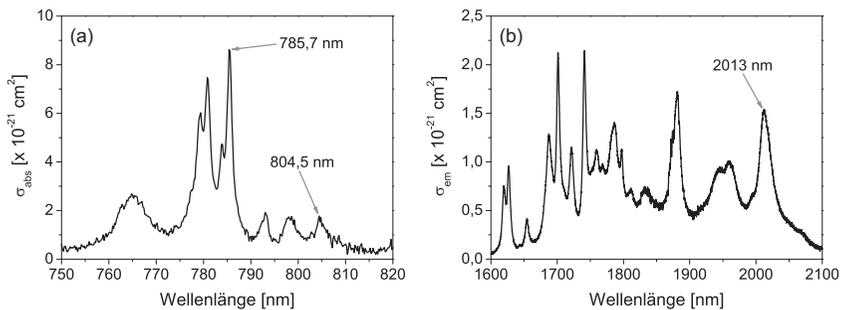


Bild 2.2: (a) Der Absorptionswirkungsquerschnitt und (b) der Emissionswirkungsquerschnitt von Tm^{3+} :YAG mit den in dieser Arbeit relevanten Absorptions- und Emissionsmaxima [36].

mit numerischen Methoden gelöst werden können [38]. Der Quasi-Drei-Niveau Übergang 3F_4 zu 3H_6 ermöglicht die gewünschte Laseremission bei einer Wellenlänge von $2\ \mu\text{m}$.

Trotz der starken Kreuzrelaxation befinden sich stets auch Ionen im Niveau 3H_4 , sodass von dort auch ein bestimmter Anteil in das Niveau 3H_5 relaxiert. Ein kleiner Anteil dieser angeregten Ionen kann mit Hilfe der Pumpstrahlung in ein noch höheres Niveau angeregt werden. Dieser Anregungsmechanismus wird als „excited state absorption“ (ESA) bezeichnet. In $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ kann die Existenz der ESA durch die spontane Emission von Ionen aus diesem Niveau in das Grundzustandsmultiplett als blaue Fluoreszenz ($\lambda \approx 483\ \text{nm}$) wahrgenommen werden [39].

Das Absorptionsspektrum von $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ und die Pumpwellenlängen der in Kapitel 3.4 beschriebenen $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ -Lasersysteme sind in Bild 2.2(a) dargestellt. In Bild 2.2(b) ist der Emissionswirkungsquerschnitt im Bereich von $\lambda = 1,6\ \mu\text{m} - 2,1\ \mu\text{m}$ dargestellt. Bei einer Wellenlänge von $\approx 2,013\ \mu\text{m}$ weist $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ die höchste Verstärkung auf. Die bisher verwendeten Laserwellenlängen mit Tm^{3+} -dotierten Medien liegen in einem Bereich von $\lambda = 1,72\ \mu\text{m} - 2,16\ \mu\text{m}$ [40, 41].

2.1.2 Holmium³⁺-Laser

In dieser Arbeit wurde mit Ho^{3+} ein zweites Lanthanoid-Ion verwendet, welches ebenfalls bei einer Wellenlänge um $2\ \mu\text{m}$ emittiert. Das Termschema des Ho^{3+} -Ions ist in

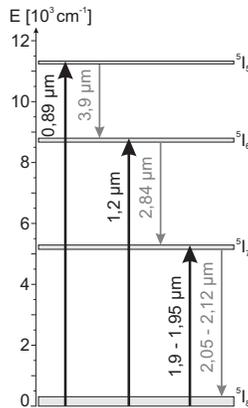


Bild 2.3: Das Energieniveaudiagramm des Ho^{3+} -Ions mit den bisher realisierten Anregungs- und Laserwellenlängen.

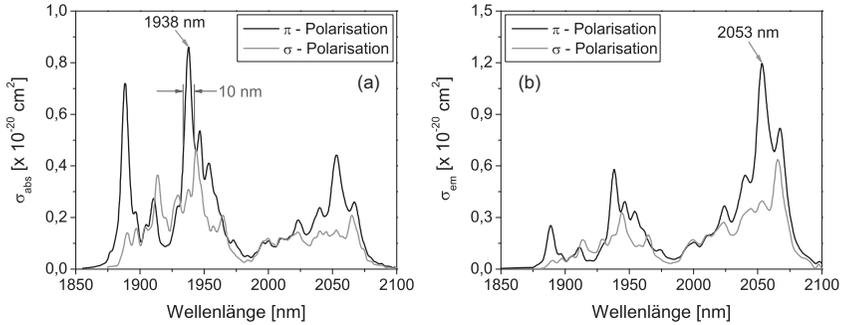


Bild 2.4: (a) Der Absorptionswirkungsquerschnitt und (b) der Emissionswirkungsquerschnitt von Ho^{3+} :LLF im Bereich von $\lambda = 1,85 \mu\text{m} - 2,1 \mu\text{m}$ [46].

Bild 2.3 für die bereits realisierten Laserwellenlängen gezeigt. Als laseraktives Ion ist es im Bereich von $\lambda = 2,05 \mu\text{m} - 2,12 \mu\text{m}$, bei $\lambda = 2,84 \mu\text{m}$ oder $\lambda = 3,9 \mu\text{m}$ bekannt [42, 43, 44, 45]. Für eine Laserwellenlänge bei $\approx 2 \mu\text{m}$ wird mit einer Pumpwellenlänge von $\approx 1,9 \mu\text{m}$ direkt in dasselbe Multiplett gepumpt, in dem sich auch das obere Laserniveau befindet. Aufgrund des geringen Wellenlängenunterschieds ergibt sich ein sehr geringer Quantendefekt.

In Kapitel 3.3 wird ein Ho^{3+} -dotiertes Fluoridmaterial (Ho^{3+} :LiLuF₄) als laseraktives Medium behandelt. Aufgrund seiner Kristallstruktur ist LiLuF₄ (LLF) doppelbrechend und weist daher einen polarisationsabhängigen Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt auf [47]. In Bild 2.4 sind die jeweiligen Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte der beiden senkrecht zueinander stehenden Polarisationen (π - und σ -Polarisation) für den Übergang $^5I_7 \leftrightarrow ^5I_8$ abgebildet [46]. Für eine größtmögliche Absorption der Pumpstrahlung wird das laseraktive Medium bei der Wellenlänge mit dem höchsten Wirkungsquerschnitt gepumpt, welcher sich in Ho^{3+} :LLF bei $\lambda = 1938 \text{ nm}$ befindet. Die π -Polarisation weist den höchsten Emissionswirkungsquerschnitt auf, der sich bei $\lambda = 2053 \text{ nm}$ befindet. Im gepulsten Betrieb entsteht aufgrund der hohen Verstärkung eine kurze Pulsdauer von mehreren 10 ns, welche mit Tm^{3+} -dotierten Materialien schwieriger zu erreichen ist, da diese einen geringeren Emissionswirkungsquerschnitt besitzen.

In gepulsten Lasersystemen kann anhand der Sättigungsfluenz

$$J_{Sat} = \frac{h \cdot c_o}{\lambda_L \cdot (\sigma_{abs}(\lambda_L) + \sigma_{em}(\lambda_L))} \quad (2.1)$$

bei der oszillierenden Laserwellenlänge λ_L abgeschätzt werden, ob mit diesem Lasermedium ein effizienter Betrieb realisierbar ist [34]. Dazu vergleicht man die Sättigungsfluenz mit der optischen Zerstörschwelle J_Z des Lasermediums (insbesondere der Endflächenbeschichtung). Für $J_{Sat} \ll J_Z$ lässt sich das Medium somit effizient betreiben, ohne dass es zu einer Oberflächenzerstörung an den Ein- und Austrittsflächen des Lasermediums kommt. Mit den Wirkungsquerschnitten aus Bild 2.2 und Bild 2.4 ergibt sich eine Sättigungsfluenz von ca. $62,1 \text{ J/cm}^2$ für $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ und bei $\text{Ho}^{3+}:\text{LLF}$ eine Sättigungsfluenz von etwa $5,9 \text{ J/cm}^2$. Sehr gute Beschichtungen von optischen Resonatorelementen können heutzutage Fluenzen von bis zu $\approx 20 \text{ J/cm}^2$ standhalten. Daher wird ein effizienter gepulster Laser mit $\text{Ho}^{3+}:\text{LLF}$ einfacher aufzubauen sein als mit $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$.

Ein erheblicher Nachteil von Ho^{3+} -dotierten Lasern besteht jedoch in der momentan noch kostenintensiveren Pumpquelle bei $\lambda = 1,9 \mu\text{m}$ verglichen mit den in hoher Stückzahl produzierten Pumpquellen für Nd^{3+} - oder Yb^{3+} -dotierte Lasersysteme. Bisher wird entweder der Umweg über zusätzliche Dotierungen gewählt (Kodotierung), die die optische Effizienz jedoch reduzieren und zusätzliche unerwünschte Effekte verursachen können [48]. Eine weitere Variante zum Pumpen von Ho^{3+} -dotierten Lasermaterialien besteht in einem Tm^{3+} -dotierten Festkörperlaser z.B. einem Faserlaser mit einer sehr schmalen Emissionsbandbreite [49]. Das Absorptionsmaximum von $\text{Ho}^{3+}:\text{LLF}$ besitzt eine relativ geringe Linienbreite von 10 nm , siehe hierzu Bild 2.4(a). Für die effizienteste optische Anregung mittels eines Diodenlasers kann eine geeignete Laserstrahlung heutzutage zwar erzeugt werden, aber nur mit Linienbreiten von ca. $20 \text{ nm} - 30 \text{ nm}$ für Wellenlängen bei $\approx 1,9 \mu\text{m}$. Solche Pumpdioden zeigen zudem noch eine starke Wellenlängenverschiebung mit zunehmendem Diodenstrom, die das Absorptionsverhalten deutlich beeinflusst. Jedoch existiert bereits eine neue Technologie, bei der durch spektrale Einengung mittels Bragg-Gitter ein direktes schmalbandiges Pumpen mit Laserdioden möglich wird [50]. Dies ist derzeit noch Gegenstand aktueller Forschung und eignet sich somit noch nicht, um als einfach anzuwendende Pumpquelle zu dienen.

Aus Experimenten und Modellierungen ist bekannt, dass die Verlustrate durch Upconversion bei Dotierungskonzentrationen $> 2 \text{ at.}\%$ sehr hoch ist [51, 52, 53]. Bei aktuellen Ho^{3+} -dotierten Lasersystemen werden daher Dotierungen $< 1 \text{ at.}\%$ verwendet, um diese Problematik definitiv vermeiden zu können.

2.2 Nichtlineare Wellenlängenkonversion

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Grundlagen für die nichtlinearen Prozesse vorgestellt, die zum Verständnis der Untersuchungen in Kapitel 3 benötigt werden. Die nichtlineare Wellenlängenkonversion ermöglicht sowohl die Kombination von unterschiedlichen Laserwellenlängen zu einer neuen Wellenlänge und umgekehrt die Aufteilung von Laserstrahlung einer einzelnen Wellenlänge in verschiedene Wellenlängenkombinationen. Eine umfassende Betrachtung aller Konversionsmöglichkeiten der nichtlinearen Optik kann in diversen Lehrbüchern nachgelesen werden [54, 55].

2.2.1 Der optisch parametrische Oszillator

In der nichtlinearen Optik gilt allgemein, dass durch Einwirken eines elektrischen Feldes auf ein dielektrisches Volumen eine nichtlineare Antwort in Form von veränderten Frequenzen resultiert. Wie stark dieser Effekt ist, hängt von der Stärke des elektrischen Feldes bzw. der Pumpintensität I_{pump} und des effektiven nichtlinearen optischen Koeffizienten d_{eff} ab. Der Koeffizient d_{eff} wird durch den jeweiligen Phasenanpassungstyp in einer gegebenen Kristallklasse mit dem dazugehörigen Tensorelement und dem Kristallschnittwinkel bestimmt.

Bei nichtlinearen Konversionsprozessen mit drei Strahlungskomponenten wird die hochenergetische Strahlung, aus der zwei neue Strahlungen mit jeweils niedrigerer Energie entstehen, als Pumpstrahlung (λ_p) bezeichnet. Die beiden neuen Strahlungskomponenten sind ausgehend von der höheren Frequenz als Signalstrahlung (λ_s) und Idlerstrahlung (λ_i) definiert, wobei immer $\lambda_p < \lambda_s \leq \lambda_i$ gilt. Wird bei dieser Frequenzkonversion ein phasengepassenes Medium mit einer Laserstrahlung λ_p gepumpt und besitzt dabei keine Kavität, wird dieser nichtlineare Konverter als optisch parametrischer Generator bezeichnet (engl.: optical parametric generator, OPG). In Bild 2.5(a) ist dieser OPG als Prinzipskizze zu sehen. Der Verstärkungsgrad des OPGs fällt verhältnismäßig klein aus, sodass sehr hohe Pumpintensitäten ($> 100 \text{ MW/cm}^2$) notwendig sind [56]. Ein OPG wird deshalb nur in speziellen Fällen angewendet, da der Kristall eine ausreichend hohe Zerstörschwelle und aufgrund der geringen Verstärkung eine sehr große aktive Länge aufweisen muss.

Eine andere Methode beruht auf dem Oszillatorprinzip, bei dem sich das nichtlineare Medium innerhalb einer Kavität befindet und mindestens eine der beteiligten Strahlungskomponenten in der Kavität oszilliert. Der Konversionsprozess im optisch parametrischen Oszillator (OPO) ist aufgrund der Rückkopplung im Resonator deutlich effi-

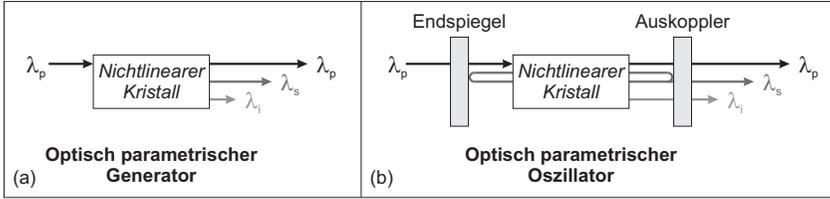


Bild 2.5: Prinzipskizze eines optisch parametrischen Generators (OPG) und eines optisch parametrischen Oszillators (OPO).

zienter, da die Signal- oder Idlerstrahlung nicht ständig aus dem Vakuumrauschen neu aufgebaut werden müssen. Der Aufbau eines einfachen OPOs ist in Bild 2.5(b) als Prinzipskizze zu sehen.

Die am häufigsten verwendete Variante eines OPOs ist der sogenannte einfach resonante Oszillator (engl.: singly resonant oscillator, SRO), bei dem üblicherweise die Signalstrahlung in der Kavität oszilliert. Bild 2.5(b) zeigt die Prinzipskizze eines solchen OPOs. Wenn sowohl die Signalstrahlung als auch die Idlerstrahlung oszillieren, ist dies ein doppelt resonanter Oszillator. Mit diesem Resonatortyp wird eine höhere Verstärkung und somit eine bessere Umwandlungseffizienz als beim SRO erreicht [54]. Die Empfindlichkeit gegenüber äußeren Einflüssen ist beim doppelt resonanten Oszillator jedoch, bedingt durch die Erfüllung von zwei Resonanzbedingungen, deutlich höher.

In dieser Arbeit wurden ausschließlich SROs verwendet, bei denen der Auskoppelspiegel eine Signalreflektivität von $R_{OC} \geq 50\%$ besitzt und die Idlerstrahlung mit mehr als 95% ausgekoppelt wird. Bei resonanter Signalstrahlung und geringen Kavitätsverlusten kann die OPO-Schwelle nach [54] mit

$$(\Gamma_{OPA} \cdot L_{Kristall})^2 \cong 2 \cdot \left(1 - R_{OC} \cdot e^{-\alpha_{abs}(\lambda_s) \cdot L_{Kristall}}\right) \quad (2.2)$$

berechnet werden. Dabei steht $L_{Kristall}$ für die Kristalllänge, R_{OC} für die Reflektivität des Auskoppelspiegels und $\alpha_{abs}(\lambda_s)$ für den Absorptionskoeffizienten des Mediums auf der Signalwellenlänge. Die linke Seite von Gleichung 2.2 stellt die parametrische Verstärkung dar. Der Verstärkungskoeffizient Γ_{OPA} ist in [54] durch

$$\Gamma_{OPA} = \pi \cdot d_{eff} \cdot \sqrt{\frac{8 \cdot I_{Pump}}{\epsilon_o \cdot c_o \cdot n_p \cdot n_s \cdot n_i \cdot \lambda_s \cdot \lambda_i}} \quad (2.3)$$

definiert und beinhaltet den effektiven nichtlinearen optischen Koeffizienten d_{eff} , die Pumpintensität I_{Pump} , die Brechungsindizes n_p , n_s und n_i des Kristalls bei der Pump-,

Signal- und Idlerstrahlung, sowie die Wellenlänge λ_s und λ_i der Signal- und Idlerstrahlung.

Zusätzlich zur generellen Beeinflussung der OPO-Ausgangsleistung durch Reflexions- und Absorptionsverluste wird der Konversionsprozess auch vom Intensitätsprofil der Pumpstrahlung beeinflusst. Das Intensitätsprofil ändert sich entlang des gepumpten Kristallvolumens aufgrund des nichtlinearen Konversionsprozesses. Wie sich dies in einem SRO mit zunehmender Pumpintensität auf die Konversionseffizienz auswirkt, ist in Bild 2.6 exemplarisch für ein rechteckiges und ein gaußförmiges Intensitätsprofil dargestellt. Die Konversionseffizienz ist dabei eine Funktion des Quotienten aus der Pumpleistung im OPO-Betrieb und der OPO-Schwelle.

Bei einem homogenen rechteckförmigen Intensitätsprofil, wie dies bei einem Laserstrahl mit Top-Hat-Profil der Fall ist, kann eine Konversionseffizienz von 100 % bei einer Pumpleistung erreicht werden, die ungefähr dem 2,5-fachen der OPO-Schwelle entspricht [57]. Wenn der SRO jedoch mit einem gaußförmigen Intensitätsprofil gepumpt wird, trägt nicht mehr die gesamte transversale Querschnittsfläche des Pumpstrahls in gleichem Maße zur Konversion bei und es kann deshalb nur eine maximale Konversionseffizienz von ≈ 71 % bei einer Pumpleistung von 6,2-mal die OPO-Schwelle erreicht werden [58]. Allgemein gilt für nichtlineare Konversionsprozesse, dass diese vollständig umkehrbar sind. Die aus der Pumpstrahlung erzeugten Strahlungskomponenten, können ihrerseits auch wieder die ursprüngliche Pumpwelle erzeugen. Diese Rückkonversi-

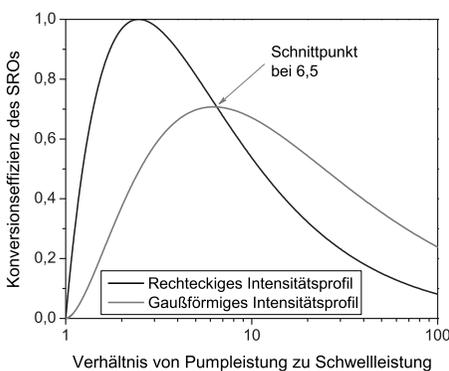


Bild 2.6: Vergleich der Konversionseffizienz eines rechteckförmigen und eines gaußförmigen Intensitätsprofils beim Pumpen eines einfach resonanten OPOs, aufgetragen über dem Verhältnis aus Pumpleistung zu Schwellleistung des OPOs [57].

on (engl.: back conversion) nimmt mit steigender Intensität zu. Der zurückkonvertierte Strahlungsanteil ist jedoch 180° außer Phase mit der ursprünglichen Pumpstrahlung, so dass er auch bei weiterer Propagation im Kristall nicht mehr zum Konversionsprozess beitragen kann. Somit verringert sich die Konversionseffizienz und es tritt zusätzlich eine Verschlechterung der Strahlqualität der OPO-Strahlung auf.

In Bild 2.6 schneiden sich die Kurven der Konversionseffizienz bei einem Verhältnis von Pump- zu Schwellleistung von 6,5. Bei einem geringeren Verhältnis ist das Pumpen mit einem Rechteckprofil, bei einem größeren Verhältnis die Verwendung gaußförmiger Strahlen effizienter. In beiden Fällen sollte jedoch die Wellenfront der Pumpstrahlung im Kristall so eben wie möglich sein, um die maximale Konversionseffizienz erreichen zu können.

2.2.2 Phasenanpassung

Beim nichtlinearen Konversionsprozess werden die im Kristall generierten Strahlungskomponenten nur dann weiter verstärkt, wenn sie die Phasenanpassungsbedingungen erfüllen [54]. Die erste grundlegende Phasenanpassungsbedingung hierfür ergibt sich aus der Energieerhaltung als

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (2.4)$$

und als zweite Bedingung, welche auch als Impulserhaltung bezeichnet wird, muss

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i \quad (2.5)$$

erfüllt sein. Aus der Energieerhaltung in Gleichung 2.4 geht für den nichtlinearen Konversionsprozess hervor, dass die hochenergetische Pumpstrahlung mit der Kreisfrequenz ω_p der Summe aus zwei niederenergetischen Strahlungen mit den Kreisfrequenzen ω_s und ω_i entspricht. Die Wellenvektoren \vec{k} der einzelnen Strahlungskomponenten müssen der Impulserhaltung aus Gleichung 2.5 entsprechen. In einem isotropen Kristall ist daher eine Verstärkung der generierten Wellen aufgrund der dispersiven Eigenschaften des Mediums unmöglich. Eine sogenannte Phasenanpassung (engl.: phase-matching) kann somit nur in anisotropen Kristallen durch Wechselwirkung unterschiedlich polarisierter Wellen erfüllt werden.

Sind die Bedingungen für die Phasenanpassung erfüllt, wird durch die Propagationsrichtung des Pumpstrahls auch die Richtung vorgegeben bei der die oszillierende OPO-Strahlung einer bestimmten Wellenlänge weiter verstärkt wird.

Wenn die Wellenvektoren aller drei Strahlungskomponenten parallel zueinander verlau-

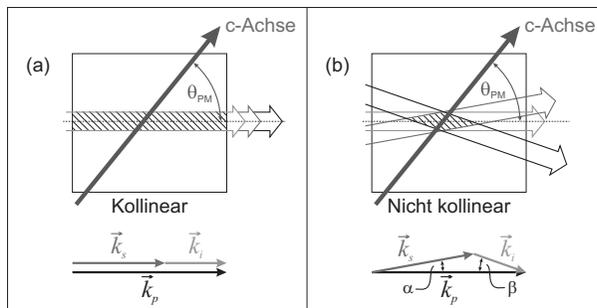


Bild 2.7: Schematische Darstellung der Wellenvektoren bei (a) kollinear und (b) nicht kollinear Phasenanpassung.

fen, wie dies in Bild 2.7(a) dargestellt ist, spricht man von einer kollinearen Phasenanpassung. Verläuft der Wellenvektor einer Strahlungskomponente nicht parallel zu den anderen beiden erhält man eine nicht kollineare Phasenanpassung. In Bild 2.7 ist die Überlappung der Strahlungskomponenten vereinfacht schraffiert ausgefüllt, um den effektiven Wechselwirkungsbereich im nichtlinearen Medium aufzuzeigen. In der idealisierten Darstellung in Bild 2.7 entsteht ohne den Einfluss der Doppelbrechung bei kollinear Phasenanpassung im Kristall das größte Überlappvolumen aus allen drei Strahlungskomponenten. Bei kleinen Pumpstrahldurchmessern verringert sich für den Fall nicht kollinear Phasenanpassung die effektive Interaktionslänge des Pumpstrahls mit den OPO-Strahlen, wodurch die Strecke für die parametrische Verstärkung kürzer wird und die Konversionseffizienz abnimmt.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten nichtlinearen Kristallen ZGP und CSP handelt es sich um sogenannte uniaxiale Kristalle. Diese besitzen eine ausgezeichnete Kristallachse (*c*-Achse), welche senkrecht auf den anderen beiden *a*-Achsen steht. Propagiert eine Strahlung entlang der *c*-Achse, so ergibt sich für sie unabhängig von der Polarisation der ordentliche Brechungsindex (engl.: ordinary, *o*). Weicht die Propagationsrichtung von der *c*-Achse ab, so erscheint der Kristall doppelbrechend. Die Polarisationskomponente entlang der *a*-Achse erfährt eine Propagation gemäß dem ordentlichen Brechungsindex n_o , während für die Polarisationskomponente entlang der *c*-Achse der außerordentliche Brechungsindex (engl.: extra-ordinary, *e*) n_e gilt. Durch geeignete Wahl des Winkels zwischen der Propagationsrichtung der Pumpstrahlung und der *c*-Achse (Phasenanpassungswinkel θ_{PM}) lassen sich die Phasenanpassung und somit die erzeugte Wellenlänge einstellen.

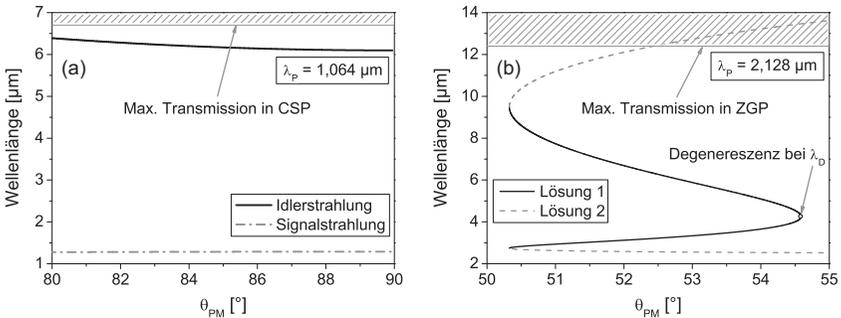


Bild 2.8: Berechnete kollineare Phasenanpassung in (a) CSP für $\lambda_p = 1,064 \mu\text{m}$ (basierend auf den Sellmeier-Gleichungen aus [60]) und (b) ZGP für $\lambda_p = 2,128 \mu\text{m}$ (basierend auf den Sellmeier-Gleichungen aus [61]).

Beträgt der Winkel θ_{PM} des Wellenvektors der Pumpstrahlung 90° , steht der Wellenvektor somit senkrecht zur c -Achse. In dieser Position wird die Phasenanpassung als nicht kritisch bezeichnet. Eine Abweichung der Propagationsrichtung (engl.: walk-off) der außerordentlich polarisierten Strahlungskomponenten wird bei $\theta_{PM} = 90^\circ$ nicht hervorgerufen (kein „walk-off“ Effekt). Bei nicht kritischer Phasenanpassung ändert sich die Wellenlänge der resultierenden OPO-Strahlung kaum, wenn der Einfallswinkel der Pumpstrahlung zur c -Achse geändert wird.

In Bild 2.8(a) ist exemplarisch die kollineare Phasenanpassungskurve von CSP bei nicht kritischer Phasenanpassung für eine Pumpstrahlung mit $\lambda_p = 1,064 \mu\text{m}$ dargestellt. Die Phasenanpassungskurve verläuft in dem ausgewählten Winkelbereich nahezu horizontal für die Signalstrahlung und besitzt nur eine sehr geringe Steigung im Wellenlängenbereich der Idlerstrahlung.

Weicht der Phasenanpassungswinkel θ_{PM} deutlich von 90° ab, wird dies als kritische Phasenanpassung bezeichnet, da sich die Winkeländerung zwischen Wellenvektor der Pumpstrahlung und der c -Achse sehr stark auf die Wellenlänge der OPO-Strahlung auswirkt. Bei der kritischen Phasenanpassung erfahren Strahlungskomponenten mit einer Polarisation in der außerordentlichen (engl.: extraordinary, (e)) Ebene eine kleine Ablenkung „walk-off“ aus ihrer Propagationsrichtung [59].

Am Beispiel von ZGP mit einer Pumpwellenlänge λ_p von $2,128 \mu\text{m}$ wird dieser Sachverhalt erläutert. Die Phasenanpassungsbedingungen werden in einem Winkelbereich von $\theta_{PM} = 50,33^\circ - 90^\circ$ erfüllt. Eine kritische Phasenanpassung ist jedoch nur in dem von Bild 2.8(b) dargestellten Winkelabschnitt sinnvoll [62], der den Verlauf der Kurve nur

bis zu einem Winkel von 55° zeigt.

Der Verlauf der resultierenden Wellenlängen bei kollinearcr Phasenanpassung als Funktion des Winkels zwischen dem Wellenvektor des Pumpstrahls und der c -Achse muss je nach Kristalltyp und Polarisation der einzelnen Strahlungskomponenten separat berechnet werden. In einem positiv uniaxialen Kristall (außerordentlicher Brechungsindex n_e ist größer als der ordentliche Brechungsindex n_o) und für eine Polarisationskombination $\lambda_i \rightarrow(e)$, $\lambda_s \rightarrow(e)$ und $\lambda_p \rightarrow(o)$ (ee-o) wird der Phasenanpassungswinkel θ_{PM} nach [59] mit

$$\tan^2[\theta_{PM}] \cong \frac{1 - \frac{\left(\frac{n_o(\lambda_i)}{\lambda_i} + \frac{n_o(\lambda_s)}{\lambda_s}\right)^2}{\left(\frac{n_o(\lambda_p)}{\lambda_p}\right)^2}}{\frac{\left(\frac{n_o(\lambda_i)}{\lambda_i} + \frac{n_o(\lambda_s)}{\lambda_s}\right)^2}{\left(\frac{n_o(\lambda_p)}{\lambda_p}\right)^2} - \frac{\left(\frac{n_o(\lambda_i)}{\lambda_i} + \frac{n_o(\lambda_s)}{\lambda_s}\right)^2}{\left(\frac{n_e(\lambda_i)}{\lambda_i} + \frac{n_e(\lambda_s)}{\lambda_s}\right)^2}} \quad (2.6)$$

bestimmt. Legt man nun die Wellenlänge der Pumpstrahlung fest und berücksichtigt die Energieerhaltung aus Gleichung 2.4, so lässt sich dieses Gleichungssystem nach $\lambda_s(\theta_{PM})$ und $\lambda_i(\theta_{PM})$ auflösen.

Mit den Dispersionsrelationen von ZGP für $n_e(\lambda)$ und $n_o(\lambda)$ erhält man dann das Phasenanpassungsdiagramm. In Bild 2.8(b) ist das Phasenanpassungsdiagramm von ZGP wie bereits erwähnt für eine Pumpwellenlänge von $\lambda_p = 2,128 \mu\text{m}$ in einem ausgewählten Winkelbereich des Phasenanpassungswinkels θ_{PM} dargestellt. In diesem Winkelbereich ergeben sich zwei Möglichkeiten, bei dem mit θ_{PM} entweder eine Wellenlängenkombination auf der schwarzen durchgezogenen Linie (Lösung 1) oder auf der grau gestrichelten Linie (Lösung 2) möglich ist. Der physikalisch wichtigste Bereich der kollinearen Phasenanpassungskurve stellt Lösung 1 dar. Lösung 2, die grau gestrichelte Linie im oberen und unteren Abschnitt, ist theoretisch ebenfalls bei kollinearcr Phasenanpassung möglich. Der nichtlineare Konversionsprozess weist jedoch bei einer Wellenlängenkombination an der Degenereszenz mit $\lambda_D = 2 \cdot \lambda_p$ die größte Verstärkung auf [54]. Mit zunehmendem Abstand der OPO-Wellenlängen zu λ_D sinkt der Verstärkungskoeffizient Γ_{OPA} aus Gleichung 2.3 und damit auch die parametrische Verstärkung $(\Gamma_{OPA} \cdot L_{Kristall})^2$.

Innerhalb des Winkelbereichs von θ_{PM} der sowohl Lösung 1 als auch Lösung 2 ermöglichen würde, kann eine Wellenlängenkombination auf der grau gestrichelten Linie nur mit speziell angepassten Spiegelreflektivitäten erreicht werden, die keine Oszillation von Strahlungen im Wellenlängenbereich der durchgezogenen schwarzen Linie ermöglichen.

Der Aufwand und die notwendigen Pumpintensitäten für einen OPO im Wellenlängenbereich von Lösung 2 sind daher als sehr hoch zu bewerten. Hinzu kommt, dass Lösung 2 teilweise nicht mehr im Transparenzbereich des Kristalls liegt und daher starke Verluste beinhaltet.

Bei nicht kollinearer Phasenanpassung gilt: Unter Berücksichtigung der Impulserhaltung kann jeder Wellenvektor der drei beteiligten Strahlungskomponenten in Abhängigkeit des Winkels zwischen den anderen beiden Komponenten aufgestellt werden. Aus der schematischen Darstellung in Bild 2.7(b) lässt sich mit Hilfe des Kosinussatzes und der Beträge der k -Vektoren ($|\vec{k}| = \frac{2\cdot\pi\cdot n}{\lambda}$) der unbekannte Wellenvektor der Idlerstrahlung mit

$$|\vec{k}_i|^2 = |\vec{k}_p|^2 + |\vec{k}_s|^2 - 2 \cdot |\vec{k}_p| \cdot |\vec{k}_s| \cdot \cos[\alpha]. \quad (2.7)$$

bestimmen. Für einen festen Winkel θ_{PM} zwischen optischer Achse und Richtung der Pumpstrahlung ist die Wellenlängenänderung des Idler- und Signalstrahls bei nicht kollinearer Phasenanpassung unabhängig vom Vorzeichen des Winkels α zwischen der Signal- und der Pumpstrahlung.

Bild 2.9 zeigt beispielhaft für drei jeweils konstante Phasenanpassungswinkel θ_{PM} die Änderung der Wellenlänge der beiden generierten Strahlungskomponenten bei nicht kollinearer Phasenanpassung. Die Kurven wurden mit den Gleichungen aus Anhang C be-

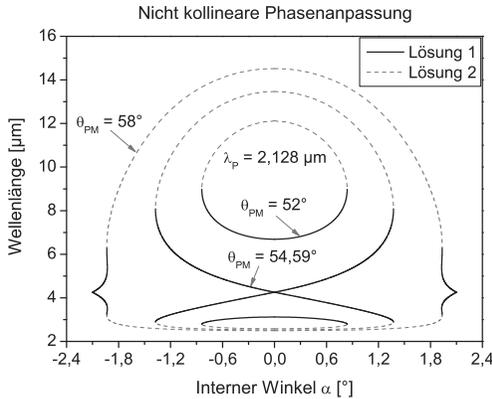


Bild 2.9: Berechnete nicht kollineare Phasenanpassungskurve in ZGP bei $\lambda_p = 2,128 \mu\text{m}$ (basierend auf den Sellmeier-Gleichungen aus [61]) für drei verschiedene Phasenanpassungswinkel θ_{PM} .

rechnet. Der Winkel α der nicht kollinearen Phasenanpassungskurven in Bild 2.9 befindet sich, nach der Notation aus Bild 2.7(b), zwischen dem Wellenvektor des Pumpstrahls \vec{k}_p und dem Wellenvektor des Signalstrahls \vec{k}_s . Analog zur kollinearen Phasenanpassung werden auch bei der nicht kollinearen Phasenanpassung nur zwei neue Strahlungsanteile erzeugt. Aus diesem Grund ist hier der bevorzugte Bereich der nichtlinearen Frequenzkonversion durch eine schwarze durchgezogene Linie dargestellt. Der grau gestrichelte Linienabschnitt kann auch hier nur mit speziell für diese Wellenlängenbereiche angepasste Kavitätsspiegel des OPOs erreicht werden.

Mit der nicht kollinearen Phasenanpassung werden bestimmte Vorteile gegenüber der kollinearen Phasenanpassung erreicht [63]. Durch die nicht kollineare Phasenanpassung kann bereits mit einer kleinen Winkeländerung zwischen dem Wellenvektor der Pump-, Signal- oder Idlerstrahlung eine Wellenlängenkombination in einem breiten spektralen Bereich eingestellt werden. Bei kollinearer Phasenanpassung müsste dafür der Winkel zwischen dem Wellenvektor des Pumpstrahls und der c -Achse viel stärker verändert werden. Bei nicht kollinearer Phasenanpassung können die beiden OPO-Strahlen sehr leicht separiert werden und der durch die Doppelbrechung hervorgerufene „walk-off“ kann kompensiert werden. Eine Reduzierung oder Kompensation des „walk-off“ führt speziell bei einem kleinen Pumpdurchmesser im nichtlinearen Kristall zu einer Verlängerung der effektiven Interaktionslänge und somit zu einer Verbesserung der Konversionseffizienz.

Bei modengekoppelten Pumplasern kann im nichtlinearen Kristall durch die nicht kollineare Phasenanpassung der Gruppengeschwindigkeitsunterschied (engl.: group velocity mismatch) zwischen den beiden OPO-Strahlungen reduziert werden [63]. Durch die Änderung des Brechungsindex erfahren die Pulse der OPO-Strahlung eine unterschiedliche Dispersion im nichtlinearen Medium und die zeitliche Überlappung der sehr kurzen Pulse (ps- oder fs-Bereich) verbessert sich, sodass die parametrische Verstärkung zunimmt.

Zu Beginn dieses Abschnitts wurde bereits darauf hingewiesen, dass eine Phasenanpassung und somit eine effiziente Frequenzkonversion in rein isotropen Materialien unmöglich ist. Der Grund dafür liegt in der vollständigen Rückkonversion der erzeugten OPO-Strahlung nach einer materialspezifischen Kohärenzlänge $L_{\text{Kohärenz}}$. Diese lässt sich mit

$$L_{\text{Kohärenz}} = \frac{\pi}{|\Delta k|} \quad (2.8)$$

bestimmen, wobei $|\Delta k| = \left| \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i \right|$ die Phasenfehlanpassung ist [54].

Mit Hilfe von künstlich erzeugten Strukturen kann in isotropen Materialien eine sogenannte Quasi-Phasenanpassung (engl.: quasi-phase-matching, QPM) erzeugt werden. Dabei wird eine Phasenfehlanpassung ($\Delta k \neq 0$) nach $L_{\text{Kohärenz}}$ korrigiert, indem periodisch Abschnitte mit wechselndem Vorzeichen der nichtlinearen Suszeptibilität mit einer Periode von $\Lambda_{\text{Periode}} = 2 \cdot L_{\text{Kohärenz}}$ aneinandergereiht werden. Die Vorzeichenänderung wird durch Invertierung der Materialmatrix erreicht.

Die zur Korrektur der Phasenfehlanpassung Δk_{QPM} notwendige Periode Λ_{Periode} für QPM wird nach [55] mit

$$\Delta k_{\text{QPM}} = k_p - k_s - k_i - \frac{2 \cdot \pi \cdot m_{\text{QPM}}}{\Lambda_{\text{Periode}}} = 0 \quad (2.9)$$

bestimmt. Dabei steht m_{QPM} für die Ordnung der Strukturperiode, die mit der ersten Ordnung $m_{\text{QPM}} = 1$ die höchste Konversion erreicht. Diese Methode zur Kompensation der Phasenfehlanpassung in isotropem Material besitzt jedoch den Nachteil, dass der effektive nichtlineare Koeffizient bei QPM d_{QPM} mit

$$d_{\text{QPM}} = \frac{2}{\pi \cdot m_{\text{QPM}}} \cdot d_{\text{eff}} \quad (2.10)$$

nur maximal 63,7 % des effektiven nichtlinearen Koeffizienten der Phasenanpassung mit doppelbrechenden Materialien betragen kann [55]. Der Unterschied zwischen der per-

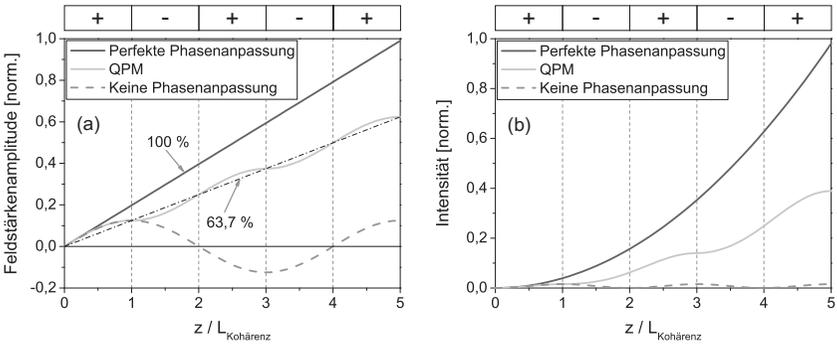


Bild 2.10: Verhalten der Feldstärkenamplitude (a) und der entsprechenden Intensität (b) bei perfekter Phasenanpassung (Doppelbrechung), Quasi-Phasenanpassung (modulierende periodische Struktur mit $m_{\text{QPM}} = 1$) und keiner Phasenanpassung entlang der Propagationsstrecke z im nichtlinearen Kristall [55].

fekten Phasenanpassung und der Quasi-Phasenanpassung erster Ordnung ist in Bild 2.10 (a) anhand der jeweiligen Steigung der Feldstärkenamplitude ersichtlich. In Bild 2.10(b) ist der daraus resultierende Verlauf der jeweiligen Intensität zu sehen. Die gestrichelte Kurve zeigt das Verhalten der erzeugten OPO-Strahlung, wenn keine Phasenanpassung im isotropen Material vorliegt.

Durch die Phasenanpassung mit QPM ist es jedoch möglich den „walk-off“ zu vermeiden und durch geeignete Ausrichtung des isotropen Kristallgitters den nichtlinearen optischen Koeffizienten für den parametrischen Konversionsprozess auszuwählen.

2.2.3 Resonatordesign für OPOs

Nichtlineare Kristalle mit einem Absorptionskoeffizienten $< 0,1 \text{ cm}^{-1}$ in einem Wellenlängenbereich von $6 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$ wurden bereits mit einer optischen Zerstörschwelle von bis zu 2 J/cm^2 betrieben [64, 65]. Dieser Grenzwert wird unter Anderem durch Verunreinigungen im Material und die geringe Härte beeinflusst. So verhindern auch Poliermittelrückstände im weichen Kristallmaterial eine optimale Politur und somit auch eine gute Beschichtung der Oberfläche [66]. Bei Pumpenergien von mehreren 10 mJ müssen dementsprechend große Pumpdurchmesser verwendet werden, um eine Beschädigung definitiv ausschließen zu können. In der üblicherweise kurzen Kavität eines OPOs verursacht die Vergrößerung des Pumpdurchmessers jedoch eine sinkende Strahlqualität, was im Folgenden erläutert werden soll.

Allgemein betrachtet wird die OPO-Strahlung nur in den Bereichen verstärkt, in denen die Pumpintensität über der Schwellintensität liegt. Für eine grobe Abschätzung der resultierenden Beugungsverluste in der Kavität eines OPOs kann somit der Pumpdurchmesser als weiche Apertur angenommen werden. Bei großen weichen Aperturen entstehen daher Moden höherer Ordnung mit stärkerer Fresnelbeugung. Als Kenngröße für die Beugungsverluste gilt dabei die Fresnel-Zahl N_F , die durch

$$N_F = \frac{a^2}{L_{\text{Resonator}} \cdot \lambda} \quad (2.11)$$

gegeben ist [67]. Dafür werden die Wellenlänge λ der resonanten Strahlung, der Aperturradius a in der Kavität und die Resonatorlänge $L_{\text{Resonator}}$ benötigt, um die Verluste von Moden höherer Ordnung abschätzen zu können. Soll ein optimaler transversaler TEM₀₀-Betrieb erreicht werden, muss man ein $N_F \approx 1$ als hinreichende Bedingung erfüllen. Dadurch erfahren Moden höherer Ordnung ausreichende Beugungsverluste und

können somit nicht mehr anschwingen [68]. Mit steigender Fresnel-Zahl ($N_F > 1$) eines Resonators nehmen die Verluste für Moden höherer Ordnung ab, sodass diese anschwingen können und zu einer Verschlechterung der Strahlqualität führen.

Die Fresnel-Zahl kann bei konstantem Pumpdurchmesser durch Verlängerung der Resonatorlänge reduziert werden. Die Beugungsverluste für Moden höherer Ordnung steigen und eine niedrigere Beugungsmaßzahl der Resonatorstrahlung kann erreicht werden. Der längere Resonator führt jedoch zu einer höheren Resonatorumlaufzeit, wodurch die Aufbauzeit des Pulses der OPO-Strahlung ansteigt und infolgedessen auch die OPO-Schwelle. Da die Pumpimpulsdauer konstant bleibt verkürzt sich das Zeitfenster in dem der nichtlineare Konversionsprozess stattfinden kann und die OPO-Ausgangsleistung sinkt.

Da die Zerstörschwelle der Antireflex (AR) Beschichtung nicht überschritten werden darf, muss bei einer Erhöhung der Pumpenergie der Pumpstrahldurchmesser erhöht werden. Dadurch lässt sich die Pulsenergie der OPO-Strahlung erhöhen, gleichzeitig steigt jedoch auch die Fresnel-Zahl, sodass Moden höherer Ordnung anschwingen können und zu einer schlechteren Strahlqualität führen. Eine möglichst hohe OPO-Pulsenergie und gleichzeitig eine niedrige Beugungsmaßzahl zu erreichen stellt eine der größten Herausforderungen in der Skalierung von OPOs dar.

Mit Hilfe von numerischen Simulationen wurden im Jahr 2001 von SMITH und BOWERS verschiedene Möglichkeiten zur Erzielung einer guten Strahlqualität bei einer gleichzeitig hohen Konversionseffizienz untersucht [69]. Nach deren Meinung liegt das Kernproblem in Resonatoren mit planen Endspiegeln und großen Pumpdurchmessern in der Abnahme von transversal gekoppelten Regionen der Pumpstrahlung mit der OPO-Strahlung. Infolgedessen treten Phasenstörungen und Amplitudenschwankungen auf, welche eine schlechte Strahlqualität der generierten OPO-Strahlung hervorrufen. Eine Möglichkeit diesen Effekt zu verbessern wäre die Verwendung eines instabilen Resonators. Dabei verteilt sich die OPO-Strahlung aufgrund von Beugung und Verstärkung in der Kavität über den gesamten Pumpstrahldurchmesser. Nach wenigen Resonatorumläufen wird dann der äußere Bereich des resonanten OPO-Strahls, der eine starke Phasenstörung aufweisen kann, durch Beugung nicht mehr verstärkt und es entsteht wieder eine gleichmäßige Phase.

Mit diesem Ansatz geht jedoch auch viel Strahlungsenergie verloren, sodass damit keine hohe Konversionseffizienz erreicht werden kann. Aus diesem Grund wurde in [69] ein weiterer Ansatz untersucht, bei dem die räumliche Strahlabweichung, der „walk-off“, in verschiedenen Resonatoren mit dem Prinzip der Bildrotation kombiniert wurde.

Unter einer Bildrotation versteht man eine Drehung des transversalen Strahlprofils der resonanten Strahlung um die Resonatorachse. Mit dieser Methode werden nach jedem Resonatorumlauf und der daraus resultierenden definierten Bildrotation die Phasenstörungen des resonanten Strahls gemittelt. Durch die Bildrotation wirkt sich nun die Strahlablenkung durch den „walk-off“ glättend auf die Regionen der Phase der Signalstrahlung aus, die mit der Idlerstrahlung interagieren. Als weiterer Effekt kommt hinzu, dass beim Pumpen mit einer ebenen Wellenfront (sehr gute Strahlqualität) in der Ebene des Phasenangepassungswinkels Wellenfronten mit einem möglichst großen Krümmungsradius, z.B. der resonanten Signalstrahlung, die höchste Verstärkung erfahren. Daher weist ein OPO in dieser kritischen Ebene stets eine bessere Strahlqualität auf als senkrecht dazu [69]. Die 90°-Bildrotation führt deshalb dazu, dass dieser Effekt der Bevorzugung ebener Phasenfronten in beiden transversalen Strahlachsen wirkt und somit eine gute Strahlqualität für den Gesamtstrahl entsteht.

Auf diesen Überlegungen basierend konnten ARMSTRONG und SMITH eine Verbesserung der Strahlqualität in einem OPO bestätigen [70]. Die Bildrotation wurde in diesem ersten Nachweis durch ein Dove-Prisma und zwei $\frac{\lambda}{2}$ -Platten in einer einfachen Ringkavität realisiert.

Unter Beibehaltung der Bildrotation und mit dem Ziel, dennoch eine möglichst kurze Kavitätslänge ohne ein Dove-Prisma zu realisieren, wurde im Jahr 2002 von SMITH und ARMSTRONG eine spezielle Ringkavität patentiert [71]. In dieser speziellen Anordnung einer Ringkavität aus vier planen Umlenkspiegeln wurde pro Umlauf eine 90°-Bildrotation erzeugt. Der Aufbau wird als „Rotated-Image, Singly resonant, Twisted-RectAngle“ (RISTRA) bezeichnet [72]. Der Strahlverlauf der drei Strahlungskomponenten in dieser RISTRA-Ringkavität ist in Bild 2.11 mit einem nichtlinearen Kristall im

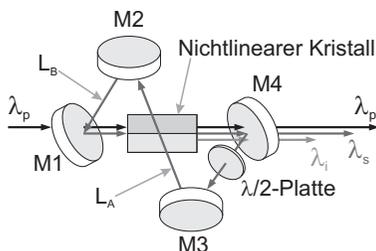


Bild 2.11: Prinzipskizze der RISTRA-Kavität mit dem Strahlverlauf der Pumpstrahlung λ_p , der Signalstrahlung λ_s und der Idlerstrahlung λ_i .

Strahlengang dargestellt. In dieser speziellen Ringkavität befindet sich der Strahlengang des umlaufenden Strahls nicht mehr nur in einer Ebene, sondern wird nach der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte vom Spiegel M3 nach oben aus der M1-M4-M3-Ebene reflektiert und vom Spiegel M2 wieder zurück zum Einkoppelspiegel M1 geleitet. Durch diese nicht planare Anordnung der Spiegel ergibt sich immer eine in sich geschlossene Umlaufstrecke, was diesen Resonator gegenüber Dejustierung unempfindlich macht. Der RISTRA-Resonator wird in dieser Arbeit als einfach resonanter Oszillator betrieben, sodass nur die Signalstrahlung in der Kavität resonant ist.

Mit Hilfe dieser nicht planaren Ring-Kavität konnte DERGACHEV mit einer Pumpenergie von 55 mJ bei einer Repetitionsrate von $f_{Rep} = 100$ Hz eine Pulsenergie von 10 mJ für die umlaufende Signalstrahlung bei $\lambda_s = 3,4 \mu\text{m}$ erreichen [42]. Obwohl die Kavität eine hohe Fresnel-Zahl von $N_F \approx 10$ aufwies, wurde die Beugungsmaßzahl in beiden Achsen zu $M^2 \approx 1,8$ bestimmt und zeigte eine homogene Intensitätsverteilung.

Die Anordnung der vier Spiegel lässt sich am Besten als monolithische Einheit realisieren. Bei einer präzisen Herstellung ist eine Justagemöglichkeit für die Kavitätsspiegel nicht nötig. Ringkavitäten bei OPOs besitzen gegenüber linearen Kavitäten einerseits den Vorteil einer niedrigeren Schwelle bei gleicher Resonatorlänge und andererseits reflektieren sie die Pumpstrahlung, aufgrund der schräg stehenden Kavitätsspiegel, nicht zurück zur Laserquelle. Eine Strahlisolation gegen Rückreflexionen wird daher nur dann benötigt, wenn die Normale der Eintrittsfläche des nichtlinearen Kristalls genau parallel zum Wellenvektor des Pumpstrahls zeigt. Die Umlaufrichtung der OPO-Strahlung in der Ringkavität wird durch die Propagationsrichtung der Pumpstrahlung vorgegeben, sodass die OPO-Strahlung nur in einer Richtung aus der Ringkavität emittiert wird.

Die Abstände zwischen M1 und M4 sowie M2 und M3 (L_A) sind identisch, genauso wie die Abstände zwischen M1 und M2 sowie M3 und M4 (L_B). Die Geometrie der Ringkavität wird grundlegend dadurch definiert, dass auf jedem Spiegel der Einfallswinkel der Strahlung $32,76^\circ$ beträgt.

Die Kavität besteht aus vier Spiegeln, wodurch sich ein Längenverhältnis von L_A zu L_B von $\sqrt{2}$ ergibt. Dies resultiert bei jedem Umlauf in einer Bildrotation von 90° . Da die Polarisation der Signalstrahlung dabei mit gedreht wird, muss sie mit einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte zurück gedreht werden. Danach weist die Signalstrahlung im Kristall wieder die richtige Polarisation auf und wird weiter verstärkt. Ohne die Korrektur der Polarisation mit einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte würde die Signalstrahlung nur bei jedem zweiten Umlauf die richtige Polarisation aufweisen, wodurch eine geringere Verstärkung entsteht und die OPO-Schwelle ansteigt. Die Platzierung der Verzögerungsplatte kann beliebig gewählt werden, sodass diese bei entsprechendem Platzangebot in einem der drei Kavitätsabschnitte ohne

Kristall erfolgen kann. Dies verhindert auch eine Beaufschlagung der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte durch die Idlerstrahlung, sodass die $\frac{\lambda}{2}$ -Platte z.B. nicht transparent für die Idlerstrahlung sein muss. Die Anzahl an unterschiedlichen Beschichtungen kann bei einer geeigneten Wahl der Transmissions- und Reflexionsbereiche auf der Vorder- und Rückseite der RISTRA-Spiegel auf drei reduziert werden. Der HR-Spiegel für die umlaufende Signalstrahlung kann damit auch als Einkoppelspiegel verwendet werden.

3 OPOs im mittleren Infrarot

Dieses Kapitel befasst sich mit den Ergebnissen zur Wellenlängenkonversion ins mittlere Infrarot. Für die Untersuchungen wurden mit Cadmium-Silizium-Phosphid (CdSiP_2 , CSP), Zink-Germanium-Phosphid (ZnGeP_2 , ZGP) und periodisch orientiert gewachsenem (engl.: orientation-patterned, OP) Galliumarsenid (OP-GaAs) drei nichtlineare Materialien in optisch parametrischen Oszillatoren eingesetzt. Diese Kristalle besitzen eine sehr gute Transmission im mittleren Infrarot und weisen einen hohen nichtlinearen optischen Koeffizienten d_{36} auf, wodurch eine gute Effizienz des gesamten Konversionsprozesses zu erwarten ist. Die Reihenfolge der Untersuchungen richtet sich nach der Wellenlänge der Pumpquelle für den OPO, welche von $1,064 \mu\text{m}$ bis $2,128 \mu\text{m}$ reichen. Die verschiedenen Ansätze wurden in Bild 1.3 bereits schematisch zusammengefasst, wobei zum Pumpen der OPOs Nd^{3+} -, Tm^{3+} - und Ho^{3+} -dotierte gepulste ns-Lasersysteme verwendet wurden.

Die vorgestellten OPO-Experimente betrachten nur die Konversion der Pumpstrahlung ins mittlere Infrarot und dort speziell Wellenlängen im Bereich von $6 \mu\text{m}$ - $6,5 \mu\text{m}$. In diesem Wellenlängenbereich zeigen die Amid I und die Amid II Bande von Proteinen eine gute Absorption, wodurch in Kombination mit ns-Pulsen eine geringe kollaterale Belastung des behandelten Gewebes erreicht wird [12, 73]. Diese Strahlungseigenschaften sind, wie bereits in Kapitel 1 erwähnt, speziell bei chirurgischen Eingriffen an Hirntumoren oder Nervenzellen von großem Interesse.

3.1 CSP-OPO zur direkten Frequenzkonversion, von Strahlung bei $\lambda = 1 \mu\text{m}$

Bei nichtlinearen Kristallen sind nicht nur die charakteristischen physikalischen Eigenschaften wie Transmissionsbereich, nichtlinearer optischer Koeffizient oder optische Zerstörschwelle wichtig, sondern auch die Herstellbarkeit des jeweiligen Materials. Im Zuge der Verbesserung bestehender und die Entwicklung neuer Herstellungsverfahren lassen sich heutzutage Materialien herstellen, deren chemische und kristallographische Eigenschaften zwar schon bekannt waren, jedoch eine reproduzierbare Herstellung dieser speziellen Verbindungen in einer einsetzbaren Kristallgröße und -reinheit noch nicht

erreicht werden konnte.

Eine besondere Herausforderung liegt dabei in der Entwicklung effizienter nichtlinearer Materialien, die eine gute Transmission bei Wellenlängen $> 6 \mu\text{m}$ und gleichzeitig bei ca. $1 \mu\text{m}$ aufweisen. Lasersysteme mit einer Emissionswellenlänge bei $\lambda = 1 \mu\text{m}$ sind aufgrund ihrer hohen Effizienz und Laserleistung in vielen industriellen Bereichen zu finden. Die hohen Stückzahlen machen diese Laserquelle zu einer sehr günstigen Pumpquelle für nichtlineare Konversionsprozesse.

Die Pumpstrahlung sollte bei der Frequenzkonversion im Idealfall nicht vom Kristallmaterial absorbiert werden. Ein wichtiger Hinweis darauf, ob ein nichtlineares Material die Pumpstrahlung absorbieren wird, ist die Bandlücke E_g zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband. Je größer diese Bandlücke ist, desto geringer ist die Gefahr der Zwei-Photonen Absorption (ZPA), die einen nichtlinearen Konversionsprozess unterbinden würde. Aus Messungen der ZPA ergab sich als Richtwert zur Vermeidung der ZPA, dass die minimal notwendige Pumpwellenlänge umgerechnet der Energie der halben Bandlücke E_g entsprechen muss [74]. Bei einem Nd^{3+} :YAG-Laser ($\lambda = 1,064 \mu\text{m}$) müsste die Bandlücke E_g eines geeigneten nichtlinearen Kristalls somit mindestens $2,33 \text{ eV}$ betragen.

Mit Hilfe eines neuen Verfahrens ist es gelungen, Kristallverbindungen herzustellen, die eine hohe Schmelztemperatur und gleichzeitig einen hohen Dampfdruck während der Züchtung aufweisen [75]. Dadurch wurde es möglich, Cadmium-Silizium-Phosphid (CSP) herzustellen. Der Kristall weist eine Chalkopyritstruktur ($II\text{-IV-V}_2$) auf und besitzt bei einer Schmelztemperatur von $1133 \text{ }^\circ\text{C}$ einen Dampfdruck von 20 bar [76]. Die römischen Ziffern der Gitterstruktur stehen für die Hauptgruppenelemente und in kursiver Darstellung für die Nebengruppenelemente des Periodensystems. In CSP beträgt die Bandlücke E_g etwa $2,45 \text{ eV}$ [77]. In einem Wellenlängenbereich von $1 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$ zeigt CSP eine sehr gute Transmission (siehe Bild A.1 aus Anhang A), wodurch es sich hervorragend für die Erzeugung medizinisch relevanter Wellenlängen bei $6 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$ mit kommerziellen Pumpquellen bei einer Wellenlänge von $\approx 1 \mu\text{m}$ eignet.

3.1.1 Aufbau des Experiments

In Zusammenarbeit mit dem Max-Born-Institut in Berlin (MBI) konnten im Rahmen dieser Arbeit Experimente mit diesem neuen nichtlinearen Material durchgeführt werden. Der Testaufbau ist in Bild 3.1 schematisch dargestellt und zeigt die wesentlichen

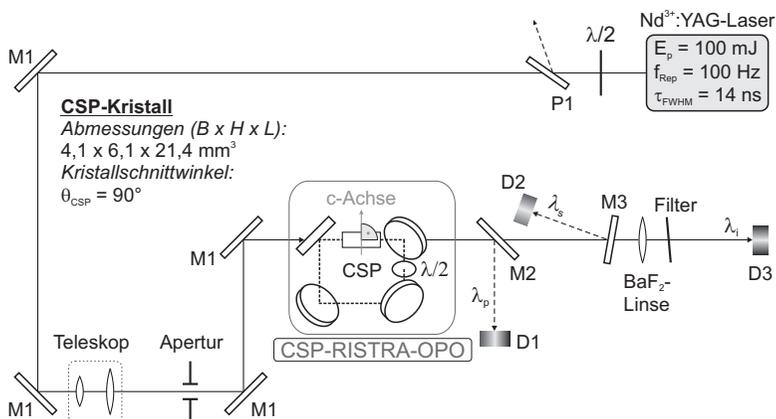


Bild 3.1: Schematische Darstellung des Pumpaufbaus mit dem CSP-RISTRA-OPO.

Bestandteile wie Laserquelle, OPO und Messaufbau. Der OPO wurde mit einem kommerziellen gütegeschalteten Nd³⁺:YAG-Laser gepumpt. Bei einer Repetitionsrate f_{Rep} von 100 Hz betrug die Pulsenergie E_p dieses Pumpasers etwa 100 mJ und die Pulsdauer τ_{FWHM} etwa 14 ns. Der Laserstrahl wies an diesem Betriebspunkt eine Beugungsmaßzahl M^2 von ≈ 4 auf und war linear polarisiert. Die Pulsenergie des Nd³⁺:YAG-Lasers konnte mittels einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte und eines Polarisators variabel abgeschwächt werden. Der transmittierte Laserstrahl war somit parallel zur Zeichenebene polarisiert und wurde über vier 90°-Umlenkspiegel M1 zum CSP-Kristall geführt.

Das Strahlprofil des Nd³⁺:YAG-Lasers wies eine elliptische Strahlform auf, weswegen der Strahl mit einem Teleskop aufgeweitet und mittels einer Blende ein Strahldurchmesser von ca. 2,9 mm vom aufgeweiteten Strahl herausgeschnitten wurde. Das Pumpprofil entsprach damit ungefähr einem Top-Hat-Profil und konnte ohne Aperturverluste durch den CSP-Kristall mit den Abmaßen $4,1 \times 6,1 \times 21,4 \text{ mm}^3$ (B x H x L) propagieren. Nach dem CSP-OPO wurde die Pumpstrahlung durch einen 90°-Umlenkspiegel M2 von der OPO-Strahlung getrennt und zum Leistungsdetektor D1 geführt.

Der Spiegel M3 separierte die Signal- und Idlerstrahlung, sodass die Signalstrahlung am Leistungsdetektor D2 und die Idlerstrahlung am Detektor D3 gemessen werden konnte. Der Detektor D3 bestand aus einer pyroelektrischen Photodiode mit einem kleinen Sensordurchmesser, weswegen die Idlerstrahlung mit einer unbeschichteten BaF₂-Linse auf diesen Detektor fokussiert wurde. Aufgrund der Energieerhaltung des nichtlinearen Konversionsprozesses mit einer Pumpstrahlung bei $\lambda_p = 1,064 \mu\text{m}$ und einer Idlerstrahlung

bei $\lambda_i \approx 6 \mu\text{m}$ ergibt sich die Pulsenergie der Pump- und Signalstrahlung um ein vielfaches höher als die Energie der Idlerpulse. Damit nur der Strahlungsanteil des Idlerstrahls an Detektor D3 gemessen wird, befindet sich nach dem Spiegel M3 ein Hochpassfilter (Transmission nur für Wellenlängen $> 2,5 \mu\text{m}$).

Die kristallographische Ausrichtung des CSP-Kristalls wurde so gewählt, dass die beiden OPO-Strahlen dieselbe Polarisation aufweisen. Diese Konfiguration wird als Typ I-Phasenanpassung bezeichnet [68]. Der Kristallschnittwinkel θ_{CSP} des CSP-Kristalls betrug 90° (nicht kritische Phasenanpassung). Die c -Achse des Kristalls verläuft dabei parallel zur beschichteten Eintritts- und Austrittsfacette des Kristalls, siehe Bild 3.1. Bei diesem Phasenanpassungswinkel tritt kein „walk-off“ auf.

Die Politur der Kristallendflächen des CSP-Materials konnte noch nicht mit derselben Qualität hergestellt werden wie dies z.B. bei ZGP erreicht werden kann. Damit die Zerstörschwelle der Beschichtung trotzdem einen hohen Wert aufweist, wurde eine einfache Entspiegelungsbeschichtung auf den Endflächen des CSP-Kristalls gewählt. Diese bestand jeweils nur aus einer dünnen Schicht Saphir. Auf Testsubstraten wurde am MBI die Zerstörschwelle dieser Beschichtung auf CSP zu etwa $0,2 \text{ J/cm}^2$ bestimmt [78]. Damit eine Beschädigung der Beschichtung definitiv ausgeschlossen werden konnte, wurde die Pulsenergie des Nd^{3+} :YAG-Lasers auf 5 mJ am Kristall limitiert, was bei dem verwendeten Top-Hat-Profil einer maximalen Fluenz von $0,08 \text{ J/cm}^2$ entspricht.

Die Reflektivität der Entspiegelung des CSP-Kristalls ist in Tabelle 3.1 zu sehen. Die Beschichtung weist bei $\lambda_i = 6,1 \mu\text{m}$ jedoch keine optimale Entspiegelung auf, sodass die Idlerstrahlung relativ hohe Verluste an der Austrittsfläche des CSP-Kristalls erfährt. Der Absorptionskoeffizient α_{abs} des CSP-Kristalls für die außerordentliche Polarisationssebene betrug bei $\lambda_p = 1,064 \mu\text{m}$ ca. $0,1 \text{ cm}^{-1}$.

Der OPO bestand aus einer nicht planaren Ringanordnung mit vier Spiegeln und einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte. Diese RISTRA Resonatorkonfiguration wurde bereits in Kapitel 2.2.3 ausführlich erläutert. Die Ausrichtung der planen OPO-Spiegel zueinander ist durch die monolithische Bauweise der verwendeten RISTRA-Kavität fest vorgegeben. Aus diesem Grund wird der Pumpstrahl nur in Strahlhöhe und Einfallswinkel zur Resonatorachse der RISTRA-Kavität eingestellt, was durch die beiden Umlenkspiegel M1 direkt vor dem OPO in Bild 3.1 realisiert wird.

Wellenlänge	1,064 μm	1,29 μm	6,1 μm
Reflektivität	1,3 %	2 %	20 %

Tabelle 3.1: Reflektivität der Entspiegelung des CSP-Kristalls bei den beteiligten Wellenlängen.

Der OPO selbst wurde als einfach resonanter Resonator betrieben, bei dem die Signalstrahlung zu 99 % am Auskoppelspiegel reflektiert wurde. Sowohl die Pumpstrahlung als auch die Idlerstrahlung wurden vollständig ausgekoppelt und erfuhren nur eine Reflexion von ca. 3 % am Auskoppelspiegel. Die $\frac{\lambda}{2}$ -Platte war für eine Zentralwellenlänge von $1,25 \mu\text{m}$ hergestellt und erzeugte für die Signalstrahlung bei $\lambda_s = 1,29 \mu\text{m}$ einen Transmissionsverlust von 1 %.

3.1.2 Konversionsresultate mit CSP

Der CSP-RISTRA-OPO wurde sowohl mit als auch ohne $\frac{\lambda}{2}$ -Platte betrieben. Die unterschiedlichen Ergebnisse der Idlerenergie mit diesen beiden Konfigurationen sind in Bild 3.2 abgebildet.

Mit der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte in der RISTRA-Kavität startete die OPO-Aktivität bereits bei einer Pumpintensität von $0,62 \text{ MW/cm}^2$. Die Pulsenergie der Idlerstrahlung betrug in dieser Konfiguration maximal $163 \mu\text{J}$ bei einer Pumpenergie von 5 mJ. Der differentielle Wirkungsgrad nahm oberhalb einer Pumpenergie von ca. 3 mJ ab. Dies entspricht ungefähr dem 6-fachen der OPO-Schwelle bei 0,61 mJ. Ein möglicher Grund dafür könnte die Abnahme der Umwandlungseffizienz des einfach resonanten Oszillators sein. In Bild 2.6 aus Kapitel 2.2.1 wurde dieses Verhalten bereits für zwei unterschiedliche Intensitätsprofile der Pumpstrahlung angeführt.

Ohne Verzögerungsplatte innerhalb der RISTRA-Kavität ist die OPO-Schwelle höher. Bei weiterhin unveränderten Pumpbedingungen nimmt der differentielle Wirkungsgrad

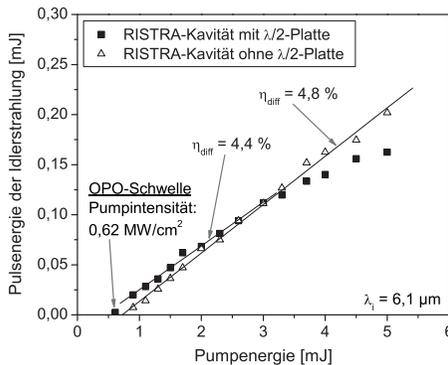


Bild 3.2: Pulsenergie der Idlerstrahlung für den CSP-RISTRA-OPO mit und ohne $\frac{\lambda}{2}$ -Platte.

der Idlerenergie im dargestellten Bereich der Pumpenergie jedoch nicht ab. Ohne Verzögerungsplatte besitzt nur jeder zweite Umlauf der Signalstrahlung in der RISTRA-Kavität die richtige Polarisation, um im nichtlinearen Kristall verstärkt werden zu können. Die Resonatorlänge verdoppelt sich somit für die umlaufende Signalstrahlung. Die OPO-Schwelle des CSP-RISTRA-OPOs ohne eine $\frac{\lambda}{2}$ -Platte stieg auf ca. 0,8 mJ an, wobei die Pulsenergie der Idlerstrahlung jedoch auf 202 μJ anstieg. Ohne die Verzögerungsplatte weist die gemessene Pulsenergie einen relativ konstanten differentiellen Wirkungsgrad η_{diff} von 4,8 % auf, welcher in Bild 3.2 eingezeichnet ist.

Eine Frequenzkonversion ins mittlere Infrarot ist auch ohne Verwendung von Kavitätsspiegeln möglich. Diese Art der Konversion wird als optisch parametrischer Generator (engl.: optical parametric generation, OPG) bezeichnet. Mit CSP wurde dies bereits im Jahr 2010 mit einer Pumpimpulsdauer von etwa 9 ps demonstriert [79]. Die Schwelle dieses OPGs betrug dabei 620 MW/cm^2 .

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen mit CSP wurde bei der Pulsdauer von 14 ns ebenfalls eine Frequenzkonversion ins mittlere Infrarot ohne Verwendung der RISTRA-Kavität nachgewiesen. An dieser Stelle muss aber erwähnt werden, dass die Idlerstrahlung an den entspiegelten Endflächen des Kristalls jeweils eine Reflexion von 20 % erfährt. Somit wurde der OPG von einer sehr schwachen OPO-Aktivität unterstützt und es kann also nicht von einem reinen OPG-Prozess ausgegangen werden. Diese Frequenzkonversion wird im Folgenden daher als „Quasi-OPG“ bezeichnet.

Die Ergebnisse im Quasi-OPG-Betrieb sind in Bild 3.3 zu sehen. Die Schwelle der Qua-

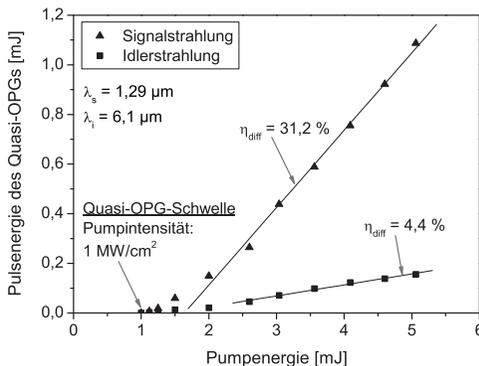


Bild 3.3: Pulsenergie bei Quasi-OPG-Betrieb mit dem CSP-Kristall ohne RISTRA-Kavität.

si-OPG betrug ca. 1 MW/cm^2 und bei maximaler Pumpenergie wurde eine Idlerenergie von $147 \mu\text{J}$ erreicht. Dieses Ergebnis entspricht der ersten bekannten Realisation eines ns-OPG mit einem doppelbrechenden Kristall (ohne Seed-Strahlung oder Verwendung von QPM) [54, 56]. Dabei ist besonders hervorzuheben, dass dies mit einer sehr niedrigen Schwelle erreicht wurde.

Zum Vergleich für eine sehr niedrige OPG-Schwelle kann das bekannte QPM-OPG-Material Lithiumniobat (periodisch gepoltes Lithiumniobat, PPLN) als Beispiel herangezogen werden. Im Jahr 2007 erreichten ACCO et al. bei einer Pumpimpulsdauer von 25 ns eine OPG-Schwellintensität in PPLN von $7,4 \text{ MW/cm}^2$ bei einer Pumpstrahlung von $\lambda_p = 1,064 \mu\text{m}$, einer Signalstrahlung von $\lambda_s = 1,45 \mu\text{m}$ und einer Idlerstrahlung von $\lambda_i = 4 \mu\text{m}$, ebenfalls ohne zusätzliche Pumpstrahldurchgänge oder Hilfsspiegel [14]. Bei diesen Untersuchungen wurde jedoch eine Kristalllänge von 80 mm verwendet, um die OPG-Schwelle so stark verringern zu können. Die deutlich kürzere erforderliche Kristalllänge und die Möglichkeit, auf die Verwendung von Quasi-Phasenanpassung verzichten zu können, machen CSP zu einem sehr interessanten OPG-Material, um zum Beispiel als Seedquelle die spektrale Bandbreite eines OPOs im mittleren Infrarot zu reduzieren [80].

3.1.3 Fazit zur direkten Frequenzkonversion mit einem CSP-OPO

Mit dem uniaxialen Kristall CSP konnte eine OPG-Aktivität bei einer Schwellintensität von 1 MW/cm^2 erzielt werden, die mit anderen Materialien selbst mit sehr langen quasi-phasenangepassten Kristallen noch nicht erreicht werden konnte.

Das Ziel einer Pulsenergie der Idlerstrahlung im mJ-Bereich erfordert eine höhere Zerstörschwelle der Kristallendflächen. Die Verwendung von kommerziellen Pumpquellen bei einer Wellenlänge von $1 \mu\text{m}$ und die direkte Konversion zu Wellenlängen bis $6,5 \mu\text{m}$ ist heutzutage von keinem anderen doppelbrechenden Material mit einem ähnlich hohen nichtlinearen Koeffizienten möglich. Aufgrund der Energieerhaltung wird jedoch eine hohe Pumpenergie bei $\lambda = 1 \mu\text{m}$ benötigt, um Pulsenergien im mJ-Bereich bei Wellenlängen $> 6 \mu\text{m}$ zu erhalten. Dies wird anhand der optischen Konversionseffizienz des CSP-RISTRA-OPOs deutlich, welche maximal $\eta_{opt} = 4 \%$ für die Idlerstrahlung betrug. Die Querschnittsfläche des Kristalls müsste dementsprechend groß gewählt werden, wodurch die Kosten für solch einen Kristall deutlich ansteigen und die Kosteneinsparung durch die günstigere Pumpquelle verringert wird.

3.2 ZGP-OPO zur indirekten Frequenzkonversion mit Tandem-OPO bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$

Die Umwandlungseffizienz bei einer nichtlinearen Wellenlängenkonversion wird im Wesentlichen vom effektiven nichtlinearen Koeffizienten d_{eff} und von den Absorptions- und Reflexionsverlusten des Kristalls beeinflusst [54]. Das im vorherigen Kapitel behandelte Kristallmaterial CSP zeichnet sich durch einen sehr hohen Koeffizienten d_{eff} und eine niedrige Absorption bei den jeweiligen OPO-Wellenlängen aus. Die Pulsenergie der Idlerstrahlung konnte jedoch noch nicht in den mJ-Bereich gesteigert werden, da aufgrund der Kristallquerschnittsfläche und der niedrigen optischen Zerstörschwelle die Pumpenergie des Nd³⁺:YAG-Lasers begrenzt werden musste.

Im folgenden Abschnitt wird beschrieben, wie Laserstrahlung im mittleren Infrarot bei Wellenlängen $> 6 \mu\text{m}$ mit einem kommerziell verfügbaren Material erzeugt werden kann. Dieses nichtlineare Material ist Zink-Germanium-Phosphid (ZGP), welches einen nichtlinearen optischen Koeffizienten d_{36} von 75 pm/V aufweist [30]. Die Zerstörschwelle der AR-Beschichtung von kommerziellen ZGP-Kristallen kann bis zu 1 J/cm^2 betragen. Bei der Verwendung eines ZGP-OPOs muss die Laserstrahlung der Pumpquelle mindestens eine Wellenlänge von $> 2 \mu\text{m}$ aufweisen, da ZGP eine steile Absorptionsflanke bei $\lambda \approx 2 \mu\text{m}$ aufweist. Die Absorption steigt zu kürzeren Wellenlängen stark an, was im Anhang A in Bild A.1 anhand des wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten zu sehen ist. Geeignete gepulste Laserquellen bei einer Wellenlänge von $2 \mu\text{m}$ existieren bisher nur als Laborprototypen und weisen eine geringere Effizienz auf als gepulste Laserquellen bei einer Wellenlänge von $1 \mu\text{m}$. Andererseits nimmt der spektrale Abstand zwischen der Pumpwellenlänge und der Zielwellenlänge des OPOs ab, wodurch sich die theoretische Umwandlungseffizienz des nichtlinearen Konversionsprozesses aufgrund der Energieerhaltung (siehe Gleichung 2.4) verbessert.

Die kostengünstige Verwendung eines gepulsten Lasersystems mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ist bei ZGP nicht ausgeschlossen. Mittels eines vorgeschalteten OPOs kann die Laserwellenlänge bei $\lambda = 1 \mu\text{m}$ auf $\lambda = 2 \mu\text{m}$ verdoppelt werden. Die Effizienz der Pumpquelle wird durch diesen zusätzlichen Konversionsprozess jedoch merklich verringert.

Im Rahmen des MIRSURG-Projekts wurde von der Abteilung für angewandte Physik der KTH Stockholm in Schweden ein Nd³⁺:YAG-gepumpter OPO mit einer Verstärkerstufe entwickelt, der wellenlängenstabilisiert bei $2,128 \mu\text{m}$ emittiert [81]. Dieses Laser-

system diene als Pumpquelle für den im Folgenden beschriebenen ZGP-OPO [33].

3.2.1 Aufbau des Experiments

Das verwendete gepulste Lasersystem ist zusammen mit dem aufgebauten ZGP-OPO in Bild 3.4 schematisch skizziert. Die Pumpquelle selbst basiert auf dem Konversionsprinzip von [81] und bestand aus einem Nd^{3+} :YAG-Laser, einem PPKTP-OPO und einem PPRKTP-OPA als Verstärkerstufe. Ausgangspunkt war eine kommerzielle Laserquelle, die aus einem gütegeschalteten Nd^{3+} :YAG-Laser mit einer maximalen Pulsenergie E_p von 80 mJ bei einer Repetitionsrate f_{Rep} von 100 Hz mit einer Pulsdauer τ_{FWHM} von ca. 10 ns bestand. Der linear polarisierte Ausgangsstrahl des Nd^{3+} :YAG-Lasers konnte mit Hilfe einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte und des Polarisators P1 aufgeteilt werden. Der transmittierende Strahlungsanteil konnte mit einer zusätzlichen Kombination aus einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte und dem Polarisator P2 geeignet abgeschwächt werden. Der linear polarisierte Strahl wurde danach mit einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte senkrecht zur Zeichenebene polarisiert. Dieser Pumpstrahl wurde mit Hilfe eines Teleskops kollimiert und auf einen Durchmesser von ca. 1,5 mm verkleinert.

Im OPO der Pumpquelle (oberer Teil von Bild 3.4) befand sich ein periodisch gepolter KTiOPO_4 -Kristall (PPKTP) mit dem eine Laserstrahlung von $\lambda = 2,128 \mu\text{m}$ erzeugt wurde. Die periodische Struktur erstreckte sich über die gesamte Kristalllänge von

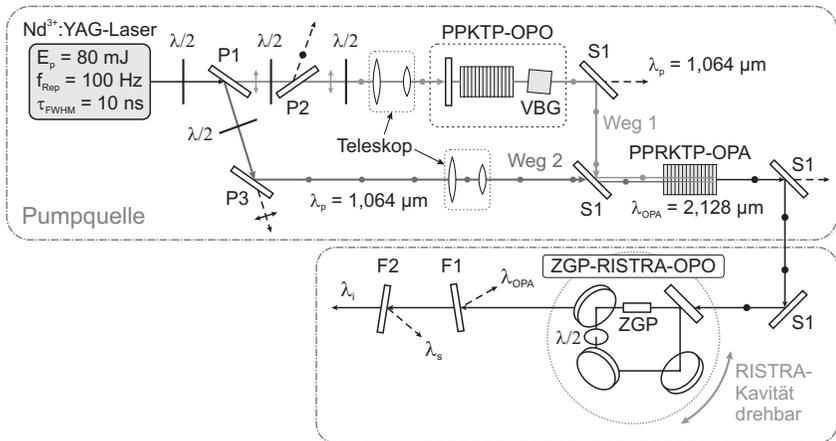


Bild 3.4: Schematische Darstellung des Tandem-OPOs aus PPKTP-OPO [81] und PPRKTP-OPA mit einem ZGP-RISTRA-OPO.

10 mm und besaß eine Domänenperiode von $\Lambda_{\text{periode}} = 38,86 \mu\text{m}$. Nur in diesem strukturierten Bereich des KTP-Kristalls ist eine Frequenzkonversion möglich. Der transversale Querschnitt der Domänenperiode betrug 3 mm in der Höhe und 5 mm in der Breite. Der plane Einkoppelspiegel des OPOs war hoch transmittierend (HT) für $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ und hoch reflektierend (HR) für $\lambda = 2,128 \mu\text{m}$. Um eine hohe Konversionseffizienz zu erzielen wurde der PPKTP-OPO in einer Konfiguration betrieben, bei der Signal- und Idlerwellenlänge identisch sind. Als Auskoppelspiegel wurde ein Volumen-Bragg-Gitter (VBG) mit einer Reflektivität R_{OC} von 50 % verwendet. Das VBG diente zusätzlich der Wellenlängenstabilisierung der OPO-Strahlung auf $\lambda = 2,128 \mu\text{m}$.

Die Pulsenergie des PPKTP-OPOs war durch die zur Verfügung stehende transversale Querschnittsfläche der Domänenstruktur und die Zerstörschwelle der Beschichtungen begrenzt. Deshalb wurde die im OPO erzeugte Strahlung in einer anschließenden Stufe weiter verstärkt. Der am Polarisator P1 reflektierte Anteil der Laserstrahlung bei $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ konnte mittels einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte und dem Polarisator P3 variabel eingestellt werden und diente als Pumpstrahlung für einen optisch parametrischen Verstärker (engl.: optical parametric amplifier, OPA). Die im OPO erzeugte Strahlung bei $\lambda = 2,128 \mu\text{m}$ wurde dabei mittels zweier 90° -Umlenkspiegel S1 in einen PPKTP-Kristall mit Rubidium-Dotierung (PPRKTP) geleitet und mit der am Polarisator P3 reflektierten Laserstrahlung vom Nd^{3+} :YAG-Laser kombiniert. Wird PPKTP mit Rubidium dotiert, lässt sich die Höhe der periodisch gepolten Struktur im Kristall vergrößern. Bei der gleichen Domänenperiode wie beim PPKTP-OPO lässt sich somit ein größerer transversaler Querschnitt von $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ auf einer Länge von 16 mm nutzen [82]. Der Strahldurchmesser der Nd^{3+} :YAG-Strahlung im PPRKTP-Kristall wurde mit einem Teleskop auf 3 mm verkleinert. Die Pumpstrahlung mit $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ transmittierte vollständig an den 90° -Umlenkspiegeln S1.

Das gleichzeitige Pumpen des PPKTP-OPOs und des nachfolgenden PPRKTP-OPAs über den Strahlteiler P1 aus einer kohärenten Pumpquelle verursacht einen besonderen Effekt: Durch die kohärente Phasenbeziehung der OPO-Strahlung zur Pumpstrahlung „interferiert“ die OPO-Strahlung im OPA mit der an P1 abgezweigten OPA-Pumpstrahlung während des OPA-Prozesses. Der Aufbau kann daher als „nichtlineares“ Mach-Zehnder-Interferometer verstanden werden, bei dem die Aufspaltung an P1 und die Zusammenführung im OPA-Kristall geschieht. Dadurch verursachen Änderungen der optischen Weglänge zwischen den Wegen 1 und 2 eine Verschiebung der relativen Phase von Pump- und Seed-Strahlung im OPA. Dies wiederum führt zu Schwankungen in der Verstärkungseffizienz und somit in der OPA-Ausgangsleistung, sodass dieses Konzept

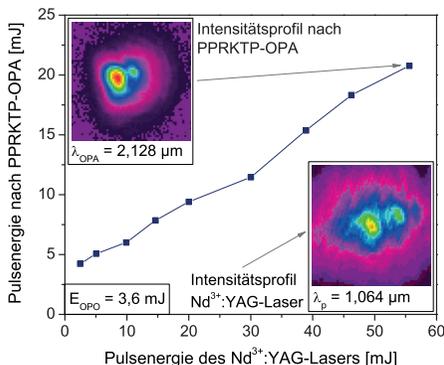


Bild 3.5: Ausgangsenergie des PPRKTP-OPAs bei einer Wellenlänge λ_{OPA} von $2,128 \mu\text{m}$ über der Pulsenergie des Nd^{3+} :YAG-Lasers bei $\lambda_p = 1,064 \mu\text{m}$. Das Intensitätsprofil des Laserstrahls nach dem PPRKTP-OPA wurde bei maximaler Pumpenergie aufgenommen. Die einfallende Pulsenergie E_{OPO} vom PPRKTP-OPO betrug konstant $3,6 \text{ mJ}$.

zur Erzeugung einer Strahlung bei $\lambda = 2,128 \mu\text{m}$ sehr vibrationsanfällig wird.

Mit dem PPRKTP-OPO wurde eine Pulsenergie von $E_{OPO} = 3,6 \text{ mJ}$ bei einer Pulsdauer τ_{FWHM} von 8 ns generiert. Durch den PPRKTP-OPA wurde diese Pulsenergie mit einer an P1 und P3 reflektierten Pulsenergie von $55,6 \text{ mJ}$ aus dem Nd^{3+} :YAG-Laser auf 21 mJ verstärkt. Die Ausgangsenergie des PPRKTP-OPAs ist in Bild 3.5 über der Pulsenergie aus dem Nd^{3+} :YAG-Laser aufgetragen. Das Intensitätsprofil des PPRKTP-OPAs in Bild 3.5 wurde bei maximaler Pumpenergie aufgenommen. Dieses Intensitätsprofil wies eine kleine Inhomogenität auf, die ausgehend vom Intensitätsprofil des Nd^{3+} :YAG-Lasers im Ausgangsstrahl des PPRKTP-OPOs und des PPRKTP-OPAs erhalten blieb.

Die im PPRKTP-OPA verstärkte Strahlung wurde dann über zwei 90° -Umlenkspiegel in eine RISTRA-Kavität eingekoppelt, welche in Kapitel 2.2.3 bereits erläutert wurde. Diese spezielle Ringanordnung konnte zudem sehr genau um den fest montierten nichtlinearen Kristall gedreht werden, sodass variabel zwischen kollinear und nicht kollinear Phasen Anpassung gewechselt werden konnte. Die RISTRA-Kavität wurde als einfach resonanter Oszillator (SRO) betrieben und wies eine Auskoppelreflektivität R_{OC} von 50% für die Signalstrahlung auf. Als nichtlinearer Kristall stand ein ZGP-Kristall mit einer quadratischen Apertur von 6 mm Kantenlänge und einer Kristalllänge von 14 mm zur Verfügung. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird dieser Kristall als ZGP A bezeichnet. Der Kristallschnittwinkel θ_{ZGP} betrug $52,5^\circ$, sodass bei diesem Phasen-

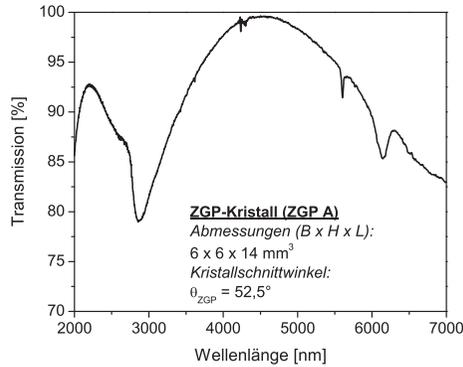


Bild 3.6: Mit einem FTIR-Spektrometer aufgenommene Transmission durch den hier verwendeten ZGP-Kristall (ZGP A). Der Kristallschnittwinkel θ_{ZGP} von Kristall ZGP A betrug $52,5^\circ$.

passungswinkel zwischen den Wellenvektoren der Strahlungskomponenten und der c -Achse eine Idlerstrahlung mit einer Wellenlänge von $\lambda_i > 6,2 \mu\text{m}$ resultiert. Die Vorderseite des Kristalls wurde senkrecht zur einfallenden Laserstrahlung ausgerichtet, welche einen Strahldurchmesser von etwa $3,5 \text{ mm}$ im Kristall aufwies. Die Transmission durch den Kristall ZGP A wurde mit einem FTIR-Spektrometer gemessen und ist in Bild 3.6 dargestellt. Bei der Laserstrahlung des PPRKTP-OPOs (λ_{OPA}) wies der Kristall ZGP A eine Transmission von ungefähr 92% auf.

Die im RISTRA nicht konvertierte Pumpstrahlung bei $\lambda_{OPA} = 2,128 \mu\text{m}$ wurde mit dem Filterspiegel F1 nach dem ZGP-RISTRA-OPO komplett aus dem Strahlengang entfernt. Der nachgeschaltete Filter F2 entfernte vollständig die Signalstrahlung in einem Wellenlängenbereich von $\lambda_s = 2,6 \mu\text{m} - 3,3 \mu\text{m}$ und wies eine hohe Transmission für Wellenlängen ab $\lambda = 5 \mu\text{m}$ auf. Beide Filterspiegel F1 und F2 waren aus CaF_2 , um die Absorptionsverluste für Wellenlängen im mittleren Infrarot so gering wie möglich zu halten.

3.2.2 Resultate des indirekt gepumpten ZGP-RISTRA-OPOs

In Bild 3.7 sind die gemessenen Pulsenergien der Signal- und Idlerwellenlänge über der aus dem PPRKTP-OPA bereitgestellten Pumpenergie abgebildet. Der ZGP-RISTRA-OPO wurde dafür in kollinear Phasenanpassung betrieben. Mit einer Pumpenergie von $19,4 \text{ mJ}$ wurde eine Pulsenergie von $1,25 \text{ mJ}$ bei einer Signalwellenlänge λ_s von $3,22 \mu\text{m}$ vom ZGP-RISTRA-OPO generiert. Der differentielle Wirkungsgrad η_{diff} betrug $13,6 \%$

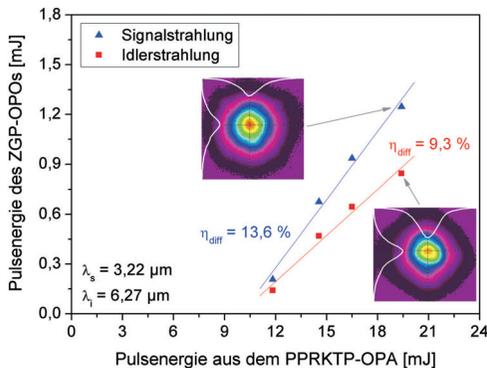


Bild 3.7: Pulsenergie des ZGP-OPOs in kollinearer Phasenanpassung mit steigender Pulsenergie aus dem PPRKTP-OPA.

für die Signalstrahlung und 9,3 % für die Idlerstrahlung, deren Pulsenergie 0,84 mJ betrug. Die in Bild 3.7 gezeigten Intensitätsprofile beider Strahlungskomponenten wurden bei maximaler Pumpenergie aufgenommen. Beide Intensitätsprofile weisen eine deutlich symmetrischere Intensitätsverteilung auf als das Pumpprofil vom PPRKTP-OPA, welches in Bild 3.5 dargestellt wurde. Der Randbereich des Pumpstrahls wird durch die Bildrotation der RISTRA-Kavität ausgeglichen, was aber nur für die resonante Signalstrahlung gilt. Bei diesem SRO resultiert das Intensitätsprofil der Idlerstrahlung aus dem Zusammenwirken der internen Profile von Pump- und Signalstrahlung.

Aus der Energieerhaltung sollte theoretisch ein Pulsenergieverhältnis von Signal- zur Idlerstrahlung von 1:2 resultieren. Mit dem verwendeten ZGP-Kristall betrug das Verhältnis jedoch nur 1:1,6, was in den Transmissionsverlusten des verwendeten ZGP-Kristalls begründet liegt und in Bild 3.6 zu sehen ist. Die umlaufende Signalstrahlung bei $\lambda_s \approx 3,2 \mu\text{m}$ erfährt ca. 16 % Verluste durch Reflexion an den Endflächen und durch Absorption im Kristall. Die Idlerstrahlung bei $\lambda_i \approx 6,3 \mu\text{m}$ zeigt ungefähr dieselbe Transmission wird jedoch nur an einer Endfläche, also mit Verlusten von ca. 4 % reflektiert.

Wenn die RISTRA-Kavität um den ZGP-Kristall gedreht wird und die OPO-Strahlen nicht mehr kollinear mit der Pumpstrahlung propagieren, ergibt sich eine nicht kollineare Phasenanpassung. Die Phasenanpassung kann in diesem Fall nur dann erfolgen, wenn sich die Wellenvektoren und somit die Wellenlängen der OPO-Strahlen ändern. Mit Hilfe dieser nicht kollinearen Phasenanpassung wurde die Wellenlänge der Idlerstrahlung auf $\lambda_i = 6,45 \mu\text{m}$ eingestellt. In dieser Konfiguration wurde die in Bild 3.8

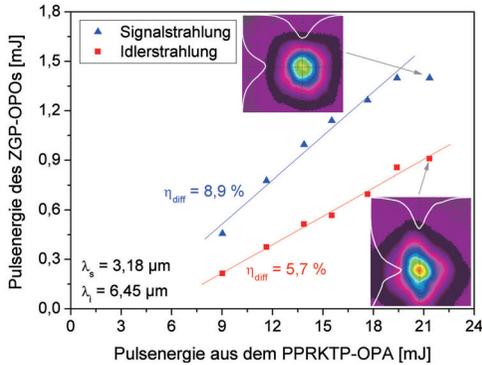


Bild 3.8: Pulsenergie des ZGP-OPOs in nicht kollinearer Phasenanpassung mit steigender Pulsenergie aus dem PPRKTP-OPA.

über der vom PPRKTP-OPA bereitgestellten Pumpenergie aufgetragene Pulsenergie der OPO-Strahlung gemessen. Die maximale Pulsenergie der OPO-Strahlung bei nicht kollinear Phasenanpassung war geringfügig höher als die bei kollinear Phasenanpassung. Die Pulsenergie der Signalstrahlung betrug 1,4 mJ und jene der Idlerstrahlung 0,91 mJ. Es änderte sich jedoch der differentielle Wirkungsgrad η_{diff} der Signalstrahlung zu 8,9 % und der für die Idlerstrahlung zu 5,7 %. Auf dieses Ergebnis wird im weiteren Verlauf dieses Abschnitts noch eingegangen werden. Die Pulsdauer τ_{FWHM} der Signal- und Idlerstrahlung betrug ungefähr 5 ns bei maximaler Pumpenergie.

Bei Betrachtung der Intensitätsprofile in Bild 3.8 für den Fall der nicht kollinearen Phasenanpassung ist eine leicht ungleichmäßigere Intensitätsverteilung gegenüber dem kollinearen Fall zu sehen. Dies ist dadurch zu erklären, dass sich durch die kürzere Interaktionsstrecke der Pumpstrahlung mit der resonanten Signalstrahlung und der Idlerstrahlung eine schlechtere Homogenisierung im Randbereich der OPO-Strahlung ergibt.

Wie bereits in Kapitel 2.2 erklärt, ist der Wirkungsgrad im nicht kollinearen Fall niedriger, da sich die Interaktionsstrecke und somit auch das Überlappvolumen der Pumpstrahlung mit der generierten OPO-Strahlung verringert. Durch die kürzere Interaktionsstrecke nimmt die Verstärkung ab und der parametrische Konversionsprozess beginnt erst bei einer höheren Strahlungsintensität, was einem Anstieg der OPO-Schwelle entspricht. Der niedrigere differentielle Wirkungsgrad im nicht kollinearen Fall folgt dieser theoretischen Überlegung. Die OPO-Schwelle bei kollinear Phasenanpassung betrug ungefähr 11 mJ und bei nicht kollinear Phasenanpassung nur noch 7 mJ. Dieses Verhalten entspricht jedoch nicht der theoretischen Betrachtung. Aufgrund der Verschiebung

der OPO-Schwelle ergab sich bei maximaler Pumpenergie fast dieselbe Pulsenergie der OPO-Strahlung für die nicht kollineare Phasenanpassung verglichen zum kollinearen Fall.

Die Ursache hierfür konnte nicht endgültig geklärt werden. Die Reflektivität der Spiegel und die Transmission der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte in der RISTRA-Kavität veränderten sich kaum. Die Verluste der Signal- und Idlerstrahlung durch den Kristall ZGP A nahmen bei nicht kollinearer Phasenanpassung nur um ca. 1 % - 2 % zu. Die Pulsdauer des Nd^{3+} :YAG-Lasers variierte um ungefähr 2 ns und ergibt mit der theoretischen Abschätzung nach [83] nur eine leichte Änderung der OPO-Schwelle durch die sich verändernde Pumpintensität. Die umlaufende Signalstrahlung wird in der Luft durch etwaige Wasserabsorptionslinien in einem Wellenlängenbereich von $3,1 \mu\text{m}$ - $3,3 \mu\text{m}$ kaum beeinflusst.

Die resonante Signalstrahlung ändert ihre Polarisierung nach einem vollständigen Umlauf in der RISTRA-Kavität um 90° gegenüber ihrer Ausgangspolarisation. Für eine effiziente Verstärkung muss mittels der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte diese Polarisationsdrehung bei jedem Umlauf korrigiert werden. Weicht die Drehung der linear polarisierten Signalstrahlung von 90° ab, nimmt der verstärkte Anteil der Signalstrahlung ab. Im schlechtesten Fall nimmt die $\frac{\lambda}{2}$ -Platte gar keinen Einfluss auf die Polarisierung und die Signalstrahlung besitzt nur nach jedem zweiten Umlauf die richtige Polarisierung, wodurch die OPO-Schwelle der RISTRA-Kavität deutlich ansteigt.

Die verwendete Verzögerungsplatte war eine „low order“ $\frac{\lambda}{2}$ -Platte für eine Zentralwellenlänge von $2,93 \mu\text{m}$. Aus diesem Grund weicht die effektive Drehung der linear polarisierten Signalstrahlung, mit zunehmendem spektralen Abstand, von 90° ab. Dies führt zu einer höheren OPO-Schwelle.

Ein vollständiger Umlauf der Signalstrahlung in der RISTRA-Kavität mit dem ZGP-Kristall beträgt 0,53 ns. Die Pulsdauer der Signalstrahlung betrug ca. 5 ns, sodass die Signalstrahlung mindestens 10 Resonatorumläufe absolvierte. Aufgrund der geringen Anzahl an Resonatorumläufen der resonanten Strahlung in der RISTRA-Kavität wird sich eine geringere Polarisationsdrehung der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte deutlich auf den Gesamtwirkungsgrad auswirken. Dies ist möglicherweise der Grund für die niedrigere OPO-Schwelle, obwohl eine nicht kollineare Phasenanpassung vorlag. Der niedrigere differentielle Wirkungsgrad in Bild 3.8 kann aber eindeutig der nicht kollinearen Phasenanpassung zugeordnet werden.

3.2.2.1 Nicht kollineare Wellenlängenabstimmung

Im vorherigen Abschnitt wurde beschrieben, dass die Wellenlänge der OPO-Strahlung mit Hilfe der nicht kollinearen Phasenanpassung verändert werden konnte.

In der RISTRA-Kavität ergibt sich durch die starre Spiegelanordnung eine feste Resonatorachse für die umlaufende Signalstrahlung. Wird die RISTRA-Kavität um den ZGP-Kristall gedreht, entsteht eine nicht kollineare Phasenanpassung bei der alle drei Strahlungskomponenten des OPOs in unterschiedliche Richtungen propagieren. Außerhalb des OPOs können die Strahlungskomponenten aufgrund ihrer getrennten Propagationsrichtung separat ohne Filterspiegel und somit ohne zusätzliche Verluste verwendet werden.

Die Phasenanpassung der drei Strahlungskomponenten verändert sich durch die Rotation der RISTRA-Kavität, wodurch eine Änderung der Wellenlängen der OPO-Strahlung hervorgerufen wird. Die Berechnung der nicht kollinearen Phasenanpassung wurde bereits in Kapitel 2.2.2 vorgestellt. Die Änderung der Wellenlänge bei nicht kollinearer Phasenanpassung wurde unter Verwendung des ZGP-RISTRA-OPOs gemessen. Dazu wurde der Kristall senkrecht zur Pumpstrahlung ausgerichtet, sodass die c -Achse des Kristalls unter $52,5^\circ$ zum Wellenvektor des Pumpstrahls stand.

Die Zentralwellenlänge der Signalstrahlung wurde durch ein an das Signal-Emissionsspektrum angefitztes Gaußprofil ermittelt. Bild 3.9 zeigt exemplarisch ein solches Emissionsspektrum und den resultierenden Fit.

Die RISTRA-Kavität wurde bei maximaler Pumpintensität soweit gedreht, bis kein Ausgangssignal des OPOs mehr gemessen werden konnte. Der externe Drehwinkel der

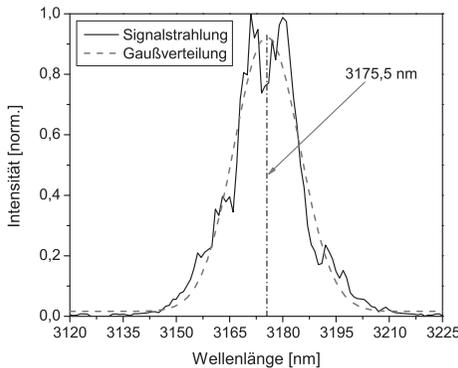


Bild 3.9: Ein Spektrum der Signalstrahlung mit gefitteter Gaußverteilung zur Ermittlung der Zentralwellenlänge (hier zu $\lambda = 3175,5$ nm bestimmt).

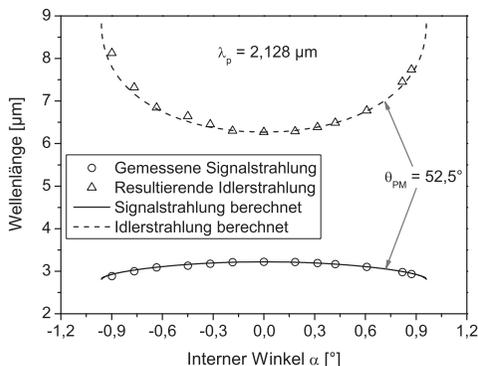


Bild 3.10: Gemessener und theoretischer Verlauf der Wellenlängen der OPO-Strahlung bei nicht kollinearer Phasenanpassung in Abhängigkeit vom internen Winkel α . Die Pumpwellenlänge λ_p betrug $2,128 \mu\text{m}$ und der Winkel θ_{PM} zwischen der Pumpstrahlung und der c -Achse des ZGP-Kristalls $52,5^\circ$.

RISTRA-Kavität wurde mit dem jeweiligen Brechungsindex der OPO-Strahlung in den internen Winkel zwischen Wellenvektor der Pumpstrahlung und der Signalstrahlung umgerechnet. Nach der Notation aus Bild C.1 aus Anhang C entspricht dies dem dortigen Winkel α .

Die gemessene Wellenlänge der Signalstrahlung durch Änderung des internen Winkels α ist in Bild 3.10 dargestellt, wobei sich die korrespondierende Idlerwellenlänge aus der Energieerhaltung ergibt. Der theoretische Verlauf der Signal- und Idlerwellenlänge in Abhängigkeit vom internen Winkel α und ausgehend von einem kollinearen Phasenanpassungswinkel θ_{PM} von $52,5^\circ$ ist jeweils als durchgezogene Linie in Bild 3.10 eingefügt und zeigt eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. In dieser Konfiguration mit einer Pumpstrahlung von $\lambda_p = 2,128 \mu\text{m}$ und einem kollinearen Phasenanpassungswinkel von $\theta_{PM} = 52,5^\circ$ verändert sich die Wellenlänge der Idlerstrahlung für eine Verdrehung um weniger als 1° um ca. $2 \mu\text{m}$ auf maximal $8,12 \mu\text{m}$ durch nicht kollineare Phasenanpassung.

3.2.3 Fazit zur indirekten Frequenzkonversion mit einem ZGP-OPO

Für die nichtlineare Frequenzkonversion kann ZGP nur mit Strahlung gepumpt werden, die eine Wellenlänge größer als $2 \mu\text{m}$ aufweist. Gepulste Lasersysteme bei $\lambda = 1 \mu\text{m}$ müssen daher durch eine zusätzliche Konversionsstufe zuerst nach $\lambda > 2 \mu\text{m}$ konvertiert werden, was die Komplexität des Gesamtsystems erhöht.

Mit dem beschriebenen Aufbau konnte eine Pulsenergie von 0,91 mJ bei einer Wellenlänge von 6,45 μm erzielt werden. Das inhomogene Strahlprofil des Pumpasers wirkte sich kaum auf die Intensitätsprofile der Signal- und Iidlerstrahlung aus. Dies wurde durch den Einsatz der Bildrotation in einer RISTRA-Kavität erreicht. Der gesamte Laseraufbau wird durch die zusätzliche Konversionsstufe aus PPKTP-OPO und PPRKTP-OPA aufwändig. Durch die interferometrische Kopplung der Strahlen bei $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ und $\lambda = 2,128 \mu\text{m}$ muss aufgrund von Vibrationen jeglicher Art mit einer Fluktuation der Pulsenergie bei $\lambda = 2,128 \mu\text{m}$ gerechnet werden.

Eine weitere Steigerung der Idlerenergie hin zu mehreren mJ ist mit dem verwendeten Aufbau nur mit Pumpulsenergien bei $\lambda = 1 \mu\text{m}$ von weit über 100 mJ realistisch. Die Strahlqualität der Pumpquelle bei $\lambda = 1 \mu\text{m}$ wird mit steigender Pulsenergie jedoch nicht besser, sodass sich dies auch auf die OPO-Effizienz auswirkt. Hohe Pulsenergien am PPKTP-OPO und am PPRKTP-OPA erfordern große Pumpdurchmesser im nichtlinearen Kristall, damit eine Beschädigung an den Endfacetten vermieden wird. Der Modendurchmesser des OPOs muss ebenfalls dementsprechend vergrößert werden, um eine gute Strahlqualität der Strahlungskomponenten des ZGP-OPOs erreichen zu können.

Die Pulsenergie bei $\lambda = 2,128 \mu\text{m}$ ist mit der verwendeten zusätzlichen Verstärkerstufe relativ einfach skalierbar, wodurch sich eine deutlich höhere Pulsenergie bei $\lambda = 6,45 \mu\text{m}$ erreichen lässt als mit einem direkt bei $\lambda = 1 \mu\text{m}$ gepumpten CSP-Kristall. Die hier vorgestellten Ergebnisse wurden in Zusammenarbeit mit der KTH Stockholm im Rahmen des MIRSURG-Projekts publiziert [33].

3.3 ZGP-OPO zur direkten Frequenzkonversion, gepumpt bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$

Als Pumpquelle für den nichtlinearen Konversionsprozess dienten in den vorangegangenen Kapiteln gepulste Lasersysteme bei einer Wellenlänge von $1 \mu\text{m}$. Diese Strahlungsquellen pumpen das nichtlineare Material entweder direkt oder indirekt. Beim indirekten Pumpen wurde die Pumpstrahlung zuerst in einem zusätzlichen parametrischen Prozess konvertiert, um dann erst eine Konversion nach $\lambda > 6 \mu\text{m}$ erreichen zu können. Aus Gleichung 2.4, der Energieerhaltung der drei Strahlungskomponenten beim parametrischen Konversionsprozess, ergibt sich ein besseres Verhältnis für den Strahlungsanteil bei $\lambda \approx 6 \mu\text{m}$, wenn sich die Wellenlänge der Pumpstrahlung näher an der Zielwellenlänge befindet. Dieser Ansatz wurde bereits im vorangegangenen Kapitel 3.2 ausgehend von einer gepulsten Laserquelle bei $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ beschrieben. Der gesamte Aufbau wurde jedoch relativ aufwändig, wobei die optische Konversionseffizienz für die Idlerstrahlung ($\lambda_p = 1,064 \mu\text{m} \rightarrow \lambda_i = 6,45 \mu\text{m}$) nur etwa $\eta_{opt} = 1,1 \%$ betrug.

Jedoch war es mit diesen Lasersystemen immer noch nicht möglich, mittels eines ZGP-RISTRA-OPOs eine Pulsenergie im mJ-Bereich bei $\lambda = 6 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$ zu erzeugen. Die gepulste Laserquelle bei $1 \mu\text{m}$ müsste mindestens 100 mJ aufweisen. Die Konversionseffizienz eines solchen Lasersystems mit einer vorgeschalteten nichtlinearen Konversion zur Erzeugung einer Laserstrahlung mit $\lambda > 6 \mu\text{m}$ wird immer niedriger sein als eine direkte Konversion mit einer Pump Laserquelle bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$.

Gepulste Strahlquellen mit einer direkten Laseremission bei $2 \mu\text{m}$, einer hohen Pulsenergie und einer beugungsbegrenzten Strahlqualität existieren derzeit nur als Laborprototypen. Eine effiziente gepulste Laseremission bei dieser Wellenlänge ist nur mit dem Lanthanoid Holmium (Ho^{3+}) möglich, was in Kapitel 2.1.2 erläutert wurde. Für eine effiziente Anregung muss sich die Pumpstrahlung je nach Wirtsmaterial aber in einem Wellenlängenbereich von ca. $1,9 \mu\text{m} - 1,95 \mu\text{m}$ befinden. In diesem Wellenlängenbereich kann eine schmalbandige Emission bei ausreichender Ausgangsleistung im Moment nur mit teuren Tm^{3+} -Faserlasern erzeugt werden.

In diesem Kapitel wird die Verwendung eines Ho^{3+} -dotierten Fluoridlasers mit einer Pulsenergie von 82 mJ und einer beugungsbegrenzten Strahlqualität als gepulste Pumpquelle des nichtlinearen Konversionsprozesses ins mittlere Infrarot beschrieben. Der Laser wurde von Herrn Dr. Schellhorn am Deutsch-Französischen Forschungsinstitut

(ISL) aufgebaut und freundlicherweise für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit zur Verfügung gestellt [84, 85]. Für die Frequenzkonversion ins mittlere Infrarot bei $\lambda = 6 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$ wurde ein ZGP-Kristall verwendet, der für alle drei Strahlungskomponenten eine gute Transmission aufweist.

3.3.1 Aufbau des Experiments

Das gütegeschaltete Lasersystem zum Pumpen des OPOs bestand aus einem Ho^{3+} -dotierten LiLuF_4 (LLF) Stab, der mit einem Tm^{3+} -Faserlaser bei der stärksten Absorptionslinie (siehe Bild 2.4(a) $\lambda = 1938 \text{ nm}$) mit 80 W Leistung gepumpt wurde. Die Laserstrahlung des Ho^{3+} :LLF-Stablasers war parallel zur Tischebene polarisiert und besaß eine Wellenlänge von 2,053 μm . Bei dieser Wellenlänge weist Ho^{3+} :LLF den höchsten Emissionswirkungsquerschnitt auf (siehe Bild 2.4(b)).

Die Laserstrahlung des Ho^{3+} :LLF-Oszillators wurde in einer Verstärkungsstufe, bestehend aus einem Ho^{3+} :LLF-Stab, weiter verstärkt. Diese Verstärkerstufe wurde mit dem nicht absorbierten Pumplicht des Tm^{3+} -Faserlasers nach dem ersten Ho^{3+} :LLF-Stab gepumpt. Das Gesamtsystem der Quelle zur Erzeugung von Strahlung bei $\lambda = 2,053 \mu\text{m}$ entspricht damit einen „Master Oscillator Power Amplifier“ (MOPA). Die Repetitionsrate des MOPAs konnte variabel eingestellt werden. In diesem Kapitel werden die erzielten Ergebnisse für Repetitionsraten f_{Rep} im Bereich von 100 Hz - 200 Hz vorgestellt. Dieser Frequenzbereich stellt eine wichtige Vorgabe für die medizinische Anwendung der erzeugten Laserstrahlung im mittleren Infrarot dar.

Die gesamte Anordnung bestehend aus dem Tm^{3+} -Faserlaser als Pumpquelle für den MOPA, dem Ho^{3+} :LLF-MOPA-Laser und dem ZGP-RISTRA-OPO ist in Bild 3.11 als Prinzipskizze dargestellt. Das MOPA-System kann bei maximaler Pumpleistung des

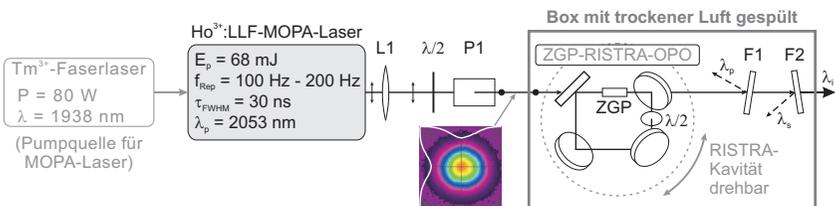


Bild 3.11: Prinzipskizze des gesamten Aufbaus bestehend aus dem Tm^{3+} -Faserlaser als Pumpquelle für den MOPA, dem Ho^{3+} :LLF-MOPA-Laser und dem ZGP-RISTRA-OPO. Der OPO und die Filterspiegel wurden für einige Untersuchungen in eine geschlossene Box integriert die mit trockener Luft gespült werden konnte.

Tm^{3+} -Faserlasers eine Pulsenergie E_p von 82 mJ bei $f_{\text{Rep}} = 100 \text{ Hz}$ mit einer Pulsdauer τ_{FWHM} von $\approx 30 \text{ ns}$ erzeugen. Die Pulsenergie wurde mittels einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte und des Polarisators P1 auf 48 mJ begrenzt, um eine Beschädigung am ZGP-Kristall auszuschließen. Der linear polarisierte Laserstrahl des Ho^{3+} :LLF-MOPA-Lasers besaß nach der Fokussierung durch die Linse L1 ($f' = 1000 \text{ mm}$) im ZGP-Kristall einen Durchmesser von $\approx 3,8 \text{ mm}$, sodass eine maximale Spitzenfluenz von $0,8 \text{ J/cm}^2$ erzeugt werden konnte. Das Intensitätsprofil des Ho^{3+} :LLF-Laserstrahls ist ebenfalls in Bild 3.11 zu sehen. Der Pumpstrahl besaß eine Beugungsmaßzahl M^2 von etwa 1,03 sowohl senkrecht als auch parallel zur Tischebene. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wurde die Ausrichtung der x-Achse als parallel zur Tischebene und die y-Achse senkrecht dazu stehend festgelegt.

Als OPO wurde der in Anhang B näher spezifiziertere RISTRA-Resonator mit einer Kavitätslänge von $\approx 130 \text{ mm}$ verwendet, welcher für die in den Kapiteln 3.1 und 3.2 beschriebenen Untersuchungen bereits eingesetzt wurde. Die Pumpstrahlung erfuhr etwa 5 % Verluste am Einkoppelspiegel, was in den folgenden Schaubildern berücksichtigt wurde. Der Auskoppelspiegel für die resonante Signalstrahlung wies eine Reflektivität R_{OC} von 65 % auf. Die Verzögerungsplatte war eine „zero order“ $\frac{\lambda}{2}$ -Platte aus MgF_2 mit einer Transmission von 95 % für die Signalstrahlung bei $\lambda = 3,01 \mu\text{m}$.

Die relative Luftfeuchtigkeit (rH) um den OPO wurde mit einer Box, die bis auf die Eintritts- und Austrittsöffnung luftdicht abschloss, durch ständiges Spülen mit trockener Luft ($rH < 3 \%$) reduziert.

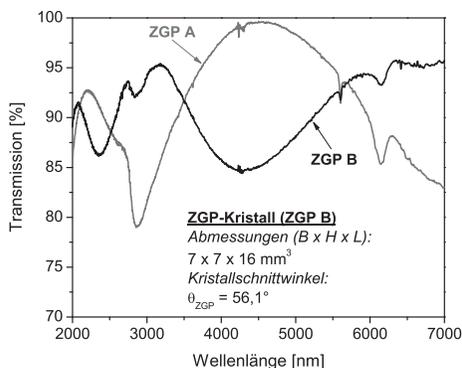


Bild 3.12: Mit einem FTIR-Spektrometer aufgenommene Transmission durch den verwendeten ZGP-Kristall (ZGP B) und als Vergleich die Transmission durch den Kristall ZGP A aus Kapitel 3.2. Der Kristallschnittwinkel θ_{ZGP} von Kristall ZGP B betrug $56,1^\circ$.

Für die in diesem Kapitel beschriebenen Untersuchungen wurde ein weiterer ZGP-Kristall (ZGP B) verwendet. Die Transmission dieses ZGP-Kristalls wurde ebenfalls mit einem FTIR-Spektrometer vermessen und ist in Bild 3.12 dargestellt. Zum Vergleich wurde auch die Transmissionskurve des in Kapitel 3.2 verwendeten Kristalls ZGP A eingefügt. Der Kristall ZGP B weist eine höhere Transmission speziell bei der Signalwellenlänge λ_s im Bereich von $3 \mu\text{m} - 3,12 \mu\text{m}$ sowie der Idlerwellenlänge λ_i im Bereich von $6 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$ auf. Diese Unterschiede rühren von den verschiedenen Endflächenbeschichtungen der beiden Kristalle her. Der Schnittwinkel θ_{ZGP} von Kristall ZGP B betrug $56,1^\circ$ und der Absorptionskoeffizient α_{abs} etwa $0,056 \text{ cm}^{-1}$ für die Pumpstrahlung von $\lambda_p = 2,053 \mu\text{m}$. Die Kristallabmessungen betragen $7 \times 7 \times 16 \text{ mm}^3$ (B x H x L), sodass auch ein entsprechend großer Pumpdurchmesser verwendet werden konnte.

3.3.2 Resultate des direkt gepumpten ZGP-RISTRA-OPOs

Der ZGP-Kristall wurde zum Pumpstrahl so ausgerichtet, dass bei kollinear Phasenanpassung mit dem RISTRA-OPO eine Signalstrahlung von $\lambda_s = 3,01 \mu\text{m}$ und eine Idlerstrahlung von $\lambda_i = 6,45 \mu\text{m}$ erzeugt wurden. Als Pumpprofil standen sowohl ein gaußförmiger Strahl wie auch ein Top-Hat-Profil zur Verfügung, welches aus dem gaußförmigen Strahl erzeugt wurde. Die mit den beiden unterschiedlichen Pumpprofilen erreichten Resultate und die Auswirkungen der nicht kollinearen Phasenanpassung auf die OPO-Strahlung werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Ferner wurde an diesem Aufbau der Einfluss der Luftfeuchtigkeit auf die Laserstrahlung bei $\lambda = 6,45 \mu\text{m}$ untersucht, da sich in der Umgebung dieser Wellenlängen viele stark ausgeprägte Wasserdampfabsorptionslinien befinden.

3.3.2.1 Gaußförmiges Pumpprofil

Die mit einem gaußförmigen Pumpprofil (das Intensitätsprofil ist in Bild 3.11 gezeigt) und einer Repetitionsrate f_{Rep} von 100 Hz erreichten Ergebnisse sind in Bild 3.13 zu sehen. Die relative Luftfeuchtigkeit rH betrug 33 % bei einer Lufttemperatur von $T = 25^\circ\text{C}$. Die Schwelle des ZGP-RISTRA-OPOs lag bei einer Pumpenergie von 5,9 mJ, welche einer Spitzenintensität der Pumpstrahlung von $3,3 \text{ MW/cm}^2$ entsprach und in dieser Arbeit nur bei der Frequenzkonversion mit dem CSP-Kristall noch niedriger war (siehe Kapitel 3.1). Die Notwendigkeit der Verwendung einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte in der RISTRA-Kavität wird hier anhand der Schwelle des OPOs besonders deutlich. Ohne die Verzögerungsplatte im Strahlengang der RISTRA-Kavität wurde die OPO-Schwelle erst bei einer Pumpenergie von 16,5 mJ erreicht, dies entsprach einer Spitzenintensität von

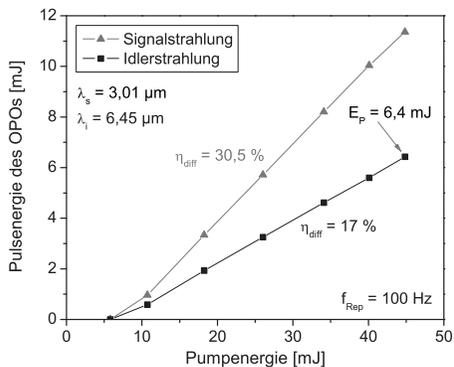


Bild 3.13: Mit dem ZGP-RISTRA-OPO erzeugte Pulsenergie der Signal- und Iderstrahlung bei einer Repetitionsrate f_{Rep} von 100 Hz. Die maximale Pulsenergie E_p der Iderstrahlung betrug 6,4 mJ.

9,1 MW/cm².

In Bild 3.13 beträgt der differentielle Wirkungsgrad η_{diff} der Signalstrahlung 30,5 % bei einer maximalen Pulsenergie von 11,4 mJ. Der differentielle Wirkungsgrad η_{diff} der Iderstrahlung beträgt etwa 17 %. Bei einer Pumpenergie von 44,8 mJ am ZGP-Kristall wurde eine Iderenergie von 6,4 mJ erzeugt. Dies übertrifft mit einer optischen Konversionseffizienz für die Iderstrahlung von $\eta_{opt} = 14,3 \%$ alle bisher weltweit vorgestellten Ergebnisse im Wellenlängenbereich von 6 μm - 6,5 μm [13, 73, 86].

Im Vergleich dazu wurde von YU et al. im Jahr 2004 etwa 5 mJ bei $\lambda = 6,5 \mu\text{m}$ erreicht, wobei ein 25 mm langer ZGP-Kristall mit einer Pulsenergie von 50 mJ gepumpt wurde,

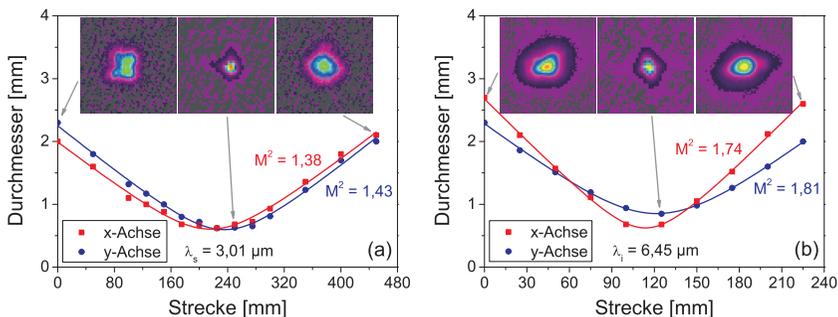


Bild 3.14: Kaustik nach Fokussierung der (a) Signal- und (b) Iderstrahlung bei maximaler Pumpenergie und $f_{Rep} = 100 \text{ Hz}$.

wobei keinerlei Angaben zur Strahlqualität vorliegen [86].

Die in Bild 3.14 dargestellten Kaustikverläufe der beiden OPO-Strahlen wurden jeweils bei maximaler Pumpenergie vermessen und daraus die Beugungsmaßzahl M^2 bestimmt. Die Beugungsmaßzahl des Signalstrahls wurde zu $M_x^2 = 1,38$ und $M_y^2 = 1,43$ und beim Idlerstrahl zu $M_x^2 = 1,74$ und $M_y^2 = 1,81$ bestimmt. Die beiden OPO-Strahlen weisen jeweils nur einen geringen Unterschied der Beugungsmaßzahl für die x- und y-Richtung auf.

In einem OPO mit einer linearen Kavität würde dieser größer ausfallen. Zur besseren Einschätzung des Unterschieds zwischen einer linearen und einer RISTRA-Kavität wurde der Kristall ZGP B in einem einfach resonanten Resonator mit planen Endspiegeln betrieben. Der Reflexionsgrad des Auskoppelspiegels R_{OC} betrug 50 % und die Kavitätslänge 42 mm. Die Beugungsmaßzahl M^2 der Idlerstrahlung bei $\lambda = 6,45 \mu\text{m}$ wurde in diesem Fall zu $M_x^2 = 6,6$ und $M_y^2 = 2,75$ bestimmt.

Zum Vergleich der Qualität der beiden in dieser Arbeit verwendeten ZGP-Kristalle wurde Kristall ZGP A aus Kapitel 3.2 ebenfalls mit der Ho^{3+} :LLF-MOPA-Pumpquelle im RISTRA-OPO bei $f_{Rep} = 100 \text{ Hz}$ betrieben. Die Pulsenergie der Signalstrahlung betrug nur 5,2 mJ und die Idlerenergie fiel mit 3,24 mJ deutlich geringer aus als mit dem Kristall ZGP B aus Bild 3.13. Die Beugungsmaßzahl M^2 der Idlerstrahlung dieses ZGP-RISTRA-OPOs betrug $M_x^2 = 2,26$ und $M_y^2 = 2,15$ und weist somit auch im Ausgangsstrahl des OPOs eine schlechtere Beugungsmaßzahl auf als bei den dargestellten Er-

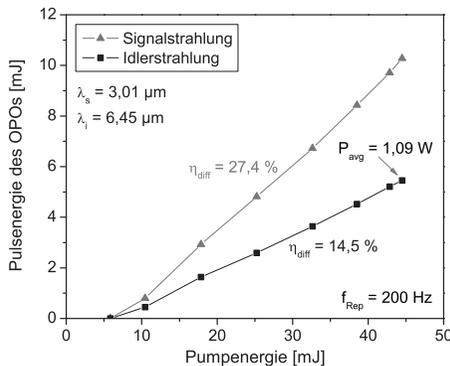


Bild 3.15: Pulsenergie der Signal- und Idlerstrahlung des ZGP-RISTRA-OPOs bei einer Repetitionsrate f_{Rep} von 200 Hz. Die mittlere Leistung P_{avg} der Idlerstrahlung betrug 1,09 W.

gebissen aus Bild 3.14(b). Durch die höhere Absorption der Pumpstrahlung bei $\lambda_p = 2,053 \mu\text{m}$ wird eine stärkere thermische Linse hervorgerufen als bei Kristall ZGP B. Da der Grundmodedurchmesser in der RISTRA-Kavität mit 4 planen Spiegeln aufgrund der stärkeren thermischen Linse im ZGP-Kristall sinkt, können höhere Moden anschwingen. Die Strahlqualität wird dadurch nachweislich verschlechtert.

Eingangs dieses Kapitel wurde darauf hingewiesen, dass Repetitionsraten bis $f_{rep} = 200 \text{ Hz}$ für einen medizinischen Eingriff mit einer Laserstrahlung bei $6 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$ möglich sein sollen. Die Repetitionsrate des Ho^{3+} :LLF-MOPA-Lasers wurde daher auf 200 Hz erhöht, wodurch sich die Pulsdauer τ_{FWHM} auf ca. 35 ns erhöhte. Die gemessene Pulsenergie der OPO-Strahlung ist in Bild 3.15 zu sehen. An der OPO-Schwelle änderte sich nichts, sie blieb bei einer Pumpenergie von ca. 6 mJ . Das Maximum der Idlerenergie betrug $5,45 \text{ mJ}$, was einer mittleren Leistung P_{avg} von $1,09 \text{ W}$ entsprach. Die Idlerwellenlänge war weiterhin auf $6,45 \mu\text{m}$ eingestellt. Durch die doppelte mittlere Pumpleistung im ZGP-Kristall wurde die thermische Linse im Kristall stärker, sodass die Beugungsmaßzahl M^2 des Idlerstrahls auf $M_x^2 = 2,66$ und $M_y^2 = 2,43$ anstieg. Mit diesem Ergebnis konnte gezeigt werden, dass die im MIRSURG-Projekt geforderte Ausgangsleistung von mehr als 1 W bei $\lambda = 6,45 \mu\text{m}$ und einem $M^2 < 3$ erreichbar ist.

3.3.2.2 Top-Hat Pumpprofil

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass im Rahmen dieser Arbeit die bisher höchste Pulsenergie mit einem gaußförmigen Strahlprofil bei einer Laserstrahlung von $\lambda = 6,45 \mu\text{m}$ aus einem OPO erreicht wurde. Die Beugungsmaßzahl für die x- und y-Achse (horizontal und vertikal zur Tischebene) wies mit maximal $M^2 = 1,81$ ebenfalls einen guten Wert auf. Der Pumpstrahl mit einem Durchmesser von $3,8 \text{ mm}$ erfuhr im Kristall ZGP B keinerlei Aperturverluste, da der Kristall einen transversalen Querschnitt von $7 \times 7 \text{ mm}^2$ aufwies.

Die optische Zerstörschwelle und daraus folgend die Querschnittsfläche der Kristallendflächen des nichtlinearen Mediums limitieren die maximale Pulsenergie eines OPOs. Eine größere quadratische Apertur des Kristalls ZGP B und eine homogene Kristallstruktur mit einem niedrigen Absorptionskoeffizienten α_{abs} von $< 0,05 \text{ cm}^{-1}$ bei $\lambda = 2,053 \mu\text{m}$ ist kommerziell derzeit nicht erhältlich. Aufgrund der aufwändigen Herstellungs- und Bearbeitungsprozesse ist ein ZGP-Kristall mit noch größeren Abmessungen mit hohen Kosten verbunden (mehrere $10\,000 \text{ €}$). Allgemein muss also das Ziel sein, die gegebenen Kristalldimensionen effizient nutzen zu können.

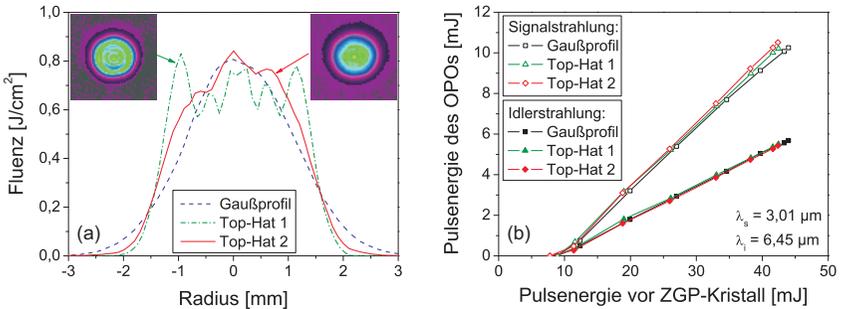


Bild 3.16: (a) Intensitätsprofil bei gleicher maximaler Energiedichte für einen Gaußstrahl und zwei Top-Hat-Profile. (b) Gemessene Pulsenergie der Signal- und Idlerstrahlung für Gaußstrahl und Top-Hat-Profile bei $\lambda_i = 6,45 \mu\text{m}$.

Die Querschnittsfläche eines nichtlinearen Kristalls kann durch die Verwendung eines Top-Hat-Profiles effizienter ausgenutzt werden als mit einem gaußförmigen Pumpstrahl. Zu diesem Zweck wurde der gaußförmige Strahl des Ho^{3+} :LLF-MOPA-Systems mit einem am ISL entworfenen Strahltransformator in ein Top-Hat-Profil umgewandelt [87]. Dieser Strahltransformator bestand aus zwei asphärischen Linsen, welche als Kepler-Teleskop angeordnet waren. Die erste Linse wandelt das Intensitätsprofil des gaußförmigen Strahls in ein Super-Gauß-Profil um, welches exakt an der Position der zweiten Linse vorliegt. Diese korrigiert die Phasenverteilung des Super-Gauß-Profiles, sodass der umgeformte Strahl kollimiert aus dem Transformator propagiert.

Die Beugungsmaßzahl des gaußschen Pumpstrahls nach der Umformung in ein Top-Hat-Profil wurde zu $M_x^2 = 1,26$ und $M_y^2 = 1,24$ bestimmt, die immer noch als nahezu beugungsbegrenzt betrachtet werden kann. In Bild 3.16(a) sind das Gaußprofil vor und zwei gemessene Top-Hat-Intensitätsprofile nach dem Strahltransformator dargestellt. Das Top-Hat-Profil 1 besitzt von den drei abgebildeten Profilen die größte Flankensteilheit. Durch Dejustierung der beiden asphärischen Linsen des Strahltransformators wurde das Top-Hat-Profil 2 erzeugt. Durch Auftragung der gemessenen OPO-Pulsenergie über der auf den OPO-Kristall auftreffenden Pumpenergie werden auftretende Reflexionsverluste zur Vergleichbarkeit der Ergebnisse korrigiert. Der Strahldurchmesser der Top-Hat-Profile wurde so gewählt, dass an der Eintrittsfläche von Kristall ZGP B die Spitzenfluenz für alle drei Profile bei einem Wert von $0,8 \text{ J/cm}^2$ lag.

Die mit diesen drei unterschiedlichen Pumpprofilen und dem ZGP-RISTRA-OPO erzeugten Pulsenergien bei $\lambda_i = 6,45 \mu\text{m}$ sind in Bild 3.16(b) aufgetragen. Nach der theoretischen Betrachtung der Konversionseffizienz bei einem einfach resonanten OPO (sie-

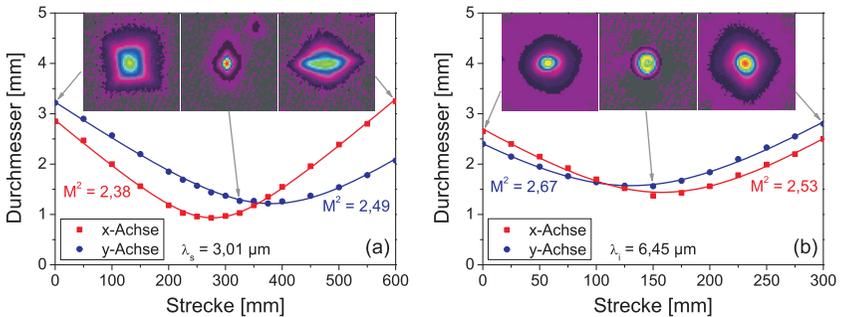


Bild 3.17: Gemessene Kaustik nach Fokussierung der (a) Signal- und (b) Iderstrahlung bei maximaler Pumpenergie und $f_{Rep} = 100 \text{ Hz}$ des Top-Hat 1 Profils.

he Bild 2.6) ist mit dem rechteckigen Strahlprofil eine höhere Konversionseffizienz zu erwarten. Der differentielle Wirkungsgrad und die OPO-Schwelle unterscheiden sich jedoch kaum von dem Ergebnis mit gaußförmigem Pumpstrahl. Ein möglicher Erklärungsansatz dafür könnte darin liegen, dass das erzeugte Rechteckprofil eine noch ausgeprägtere Flankensteilheit hätte aufweisen müssen.

Mit dem Pumpprofil Top-Hat 1 wurde die Beugungsmaßzahl M^2 der Signalstrahlung bei maximaler Pumpenergie bestimmt, siehe Bild 3.17(a). Die Beugungsmaßzahlen betragen $M_x^2 = 2,38$ und $M_y^2 = 2,49$. Die Kaustik der fokussierten Iderstrahlung ist in Bild 3.17(b) dargestellt. Die Beugungsmaßzahl M^2 des Iderstrahls wurde zu $M_x^2 = 2,53$ und $M_y^2 = 2,67$ bestimmt. Die Intensitätsprofile der Signal- und Iderstrahlung sind wieder an drei verschiedenen Positionen aufgenommen und in den Schaubildern von Bild 3.17 dargestellt. Die Beugungsmaßzahl dieser beiden OPO-Strahlen ist größer im Vergleich zu den Messungen mit einem gaußförmigen Pumpprofil, siehe Bild 3.14. Die höhere Beugungsmaßzahl resultiert aus der geringfügig schlechteren Strahlqualität des Pumpstrahls nach dem Strahltransformator. Im mittleren Intensitätsprofil der Iderstrahlung in Bild 3.17(b) ist das Pumpprofil des Top-Hat 1 Strahls gut zu erkennen und zeigt den direkten Einfluss der Pumpstrahlung auf die OPO-Strahlung.

Mit Hilfe dieses Top-Hat-Profiles könnte bei derselben Pulsenergie wie mit einem gaußförmigen Pumpstrahl die Querschnittsfläche des ZGP-Kristalls ohne Aperturverluste verringert werden. Eine solche Reduzierung des ZGP-Volumens geht mit einer merklichen Kosteneinsparung einher. Einzig die Beugungsmaßzahl des umgewandelten Pumpstrahls muss dabei berücksichtigt werden, da sich auch die Strahlqualität der Pumpstrahlung auf die Strahleigenschaften der OPO-Strahlung auswirkt.

3.3.2.3 Einfluss der nicht kollinearen Phasenanpassung

Die Strahlqualität der OPO-Strahlen wird nicht nur durch die Strahlqualität der Pumpstrahlung und durch den Durchmesser des Resonatormodes beeinflusst, sondern auch durch die zunehmende Rückkonversion der OPO-Strahlung bei hohen Pumpenergien [88]. In Abschnitt 2.2.1 wurde auf den Effekt der Rückkonversion (engl.: back conversion) von OPO-Strahlung mit steigender Pumpintensität schon hingewiesen. Dieser Umkehrprozess verringert die Konversionseffizienz und wirkt sich verschlechternd auf die Strahlqualität der OPO-Strahlung aus. In periodisch gepolten nichtlinearen Kristallen wurde zur Reduzierung dieser „back conversion“ die nicht kollineare Phasenanpassung (siehe Bild 2.7(b)) eingesetzt [89]. Die wesentlichen Eigenschaften und Möglichkeiten der nicht kollinearen Phasenanpassung wurden bereits in Kapitel 2.2.2 erörtert.

Bisher gab es noch keine Untersuchungen mit uniaxialen Kristallen bei nicht kollinearer Phasenanpassung hinsichtlich der erzeugten Pulsenergie und deren Beugungsmaßzahl. Eine nicht kollineare Phasenanpassung in uniaxialen Kristallen wird durch Verschiebung der Resonatorachse der resonanten Strahlung gegenüber dem Wellenvektor der Pumpstrahlung in der kritischen Ebene erreicht, wobei die Justage der Kavitätspiegel recht schwierig ist. Die in dieser Arbeit verwendete RISTRA-Kavität (siehe Anhang B) wurde aber so entworfen, dass der Winkel der Resonatorachse der Signalstrahlung zum Wellenvektor des Pumpstrahls durch eine einfache Drehung der Kavität um den nichtlinearen Kristall verändert werden konnte.

Propagation der OPO-Strahlen bei Drehung der RISTRA-Kavität

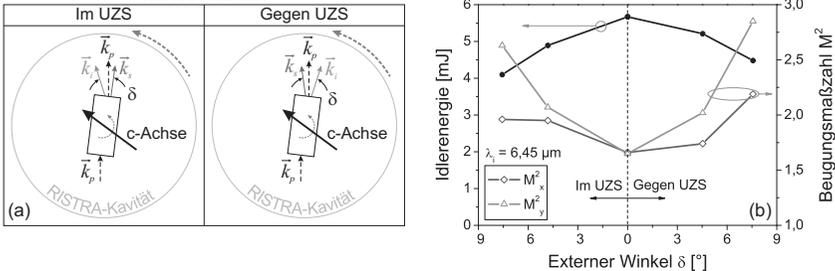


Bild 3.18: (a) Schematische Skizze zur Drehrichtung der RISTRA-Kavität. Der ZGP-Kristall wird für beide Drehrichtungen der RISTRA-Kavität in dieselbe Richtung gedreht. Der externe Winkel δ wird zwischen Wellenvektor der Signal- und Idlerstrahlung aufgespannt. (b) Pulsenergie der Idlerstrahlung und Beugungsmaßzahl M^2 bei kollinearer ($\delta = 0^\circ$) und nicht kollinearer ($\delta > 0^\circ$) Phasenanpassung. Die Wellenlänge λ_i der Idlerstrahlung betrug immer $6,45 \mu\text{m}$.

Für die Untersuchungen des nicht kollinearen Betriebs mit dem ZGP-RISTRA-OPO wurde die Wellenlänge der Idlerstrahlung konstant auf $\lambda_i = 6,45 \mu\text{m}$ gehalten. Mit einer Drehung der Kavität wird eine nicht kollineare Phasenanpassung herbeigeführt, sodass mit zunehmendem Winkel δ zwischen dem Wellenvektor des Signal- und Idlerstrahls auch der ZGP-Kristall geringfügig gedreht werden musste, um wieder eine Idlerwellenlänge von $6,45 \mu\text{m}$ zu erhalten.

In Bild 3.18(a) ist die schematische Darstellung für die nicht kollineare Phasenanpassung im ZGP-Kristall zu sehen. Die RISTRA-Kavität wurde sowohl im als auch gegen den Uhrzeigersinn gedreht, wobei der externe Winkel δ zwischen dem Wellenvektor des Signal- und Idlerstrahls gemessen wurde.

In Bild 3.18(b) sind die mit dem ZGP-RISTRA-OPO bei nicht kollinearer Phasenanpassung erzielten Resultate dargestellt. Die Pulsenergie der Idlerstrahlung war bei nicht kollinearer Phasenanpassung niedriger als bei kollinearer und nahm mit steigendem Winkel δ bei beiden Drehrichtungen immer stärker ab. Die Beugungsmaßzahl M^2 verschlechterte sich ebenfalls mit zunehmendem Winkel δ . Die Beugungsmaßzahl in x- und y-Richtung waren nur im kollinearen Fall identisch. Im nicht kollinearen Fall unterscheidet sich die Beugungsmaßzahl der beiden Hauptachsen des Idlerstrahls zunehmend. Die Drehrichtung der RISTRA-Kavität um den ZGP-Kristall führte bei nicht kollinearer Phasenanpassung zu keinem unterschiedlichen Ergebnis hinsichtlich der Pulsenergie oder der ansteigenden Beugungsmaßzahl.

Die nicht kollineare Phasenanpassung mit dem ZGP-RISTRA-OPO führte zu keiner grundlegenden Verbesserung der Beugungsmaßzahl. Eine definitive Erklärung für dieses Verhalten konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht gefunden werden, sodass hier weitere Untersuchungen bei nicht kollinearer Phasenanpassung in einer RISTRA-Kavität anzustreben sind.

3.3.2.4 Einfluss der Luftfeuchtigkeit auf die Strahlung des OPOs

Unabhängig von der Strahlqualität und der erzeugten Pulsenergie im mittleren Infrarot, sollte für eine gute Absorption der Laserstrahlung im organischen Material das Emissionsspektrum des OPOs gut mit dem Absorptionsspektrum der Amid II Vibration aus Bild 1.2(a) übereinstimmen. Um dies zu überprüfen wurden die Emissionsspektren des Signal- und Idlerstrahls bei maximaler Pumpenergie aufgenommen. In Bild 3.19(a) und (b) sind die Spektren der Signal- und Idlerstrahlung dargestellt. Gleichzeitig sind als durchgezogene hellgraue Kurven die berechneten Transmissionskurven durch Luft für eine Propagationsstrecke von 20 cm aufgetragen. Die berechneten Kurven basieren auf

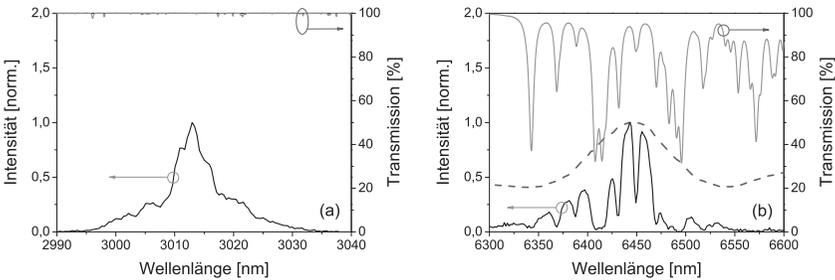


Bild 3.19: Normiertes Emissionsspektrum (schwarz) der (a) Signal- und (b) Idlerstrahlung bei maximaler Pumpenergie, mit der berechneten Transmission in Luft (hellgrau) für eine Propagationsstrecke von 20 cm bei $rH = 40\%$ und $T = 27^\circ\text{C}$. Das normierte Absorptionsspektrum der Amid II Vibration (grau gestrichelt) ist zusätzlich zum Emissionsspektrum der Idlerstrahlung in (b) aufgetragen.

den Daten der HITRAN-Datenbank für die einzelnen Bestandteile der Luft in Mitteleuropa [90]. Bei den Messungen und den berechneten Kurven betrug die relative Luftfeuchtigkeit $rH = 40\%$ und die Lufttemperatur $T = 27^\circ\text{C}$.

In beiden Wellenlängenbereichen wird das Absorptionsverhalten durch die Wasserabsorption dominiert. In der Wellenlängenregion um $\lambda \approx 6\ \mu\text{m}$ von Bild 3.19(b) sind die Wasserdampfabsorptionslinien jedoch deutlich ausgeprägter als im Wellenlängenausschnitt von Bild 3.19(a).

Das Spektrum der Signalstrahlung wies eine spektrale Breite von etwa 35 nm auf, jenes der Idlerstrahlung ca. 220 nm. Obwohl die Idlerstrahlung ein breites Emissionsspektrum besitzt, ist die Überlappung mit dem Amid II Absorptionsspektrum, welches in Bild 3.19(b) als gestrichelte graue Linie eingefügt ist, sehr gut.

Wie sich die Wasserdampfabsorption auf die Pulsenergie der Idlerstrahlung auswirkt, zeigt eine Messung der Pulsenergie als Funktion des Abstands von Kristall ZGP B außerhalb der RISTRA-Kavität, siehe Bild 3.20(a). Dabei lag die relative Luftfeuchtigkeit rH der Laborluft bei 50 % und die Temperatur bei $T = 27^\circ\text{C}$. Dazu wurde die Idlerenergie mit zunehmender Propagationsstrecke durch die Luft gemessen und nach dem Lambert-Beer'schen Gesetz für absorbierende Medien mit einer exponentiellen Funktion an die sinkende Pulsenergie angepasst. Dies ergab unter den gegebenen Bedingungen einen Absorptionskoeffizienten α_{abs} für die Idlerstrahlung von etwa $5,25 \cdot 10^{-3}\ \text{cm}^{-1}$ für Raumluft.

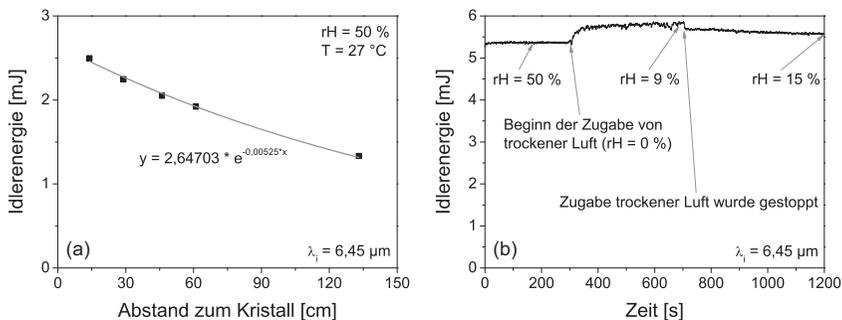


Bild 3.20: (a) Abnahme der Idlerenergie mit zunehmender Propagationslänge durch Luft bei einer relativen Luftfeuchtigkeit rH von 50 % und einer Lufttemperatur T von 27 °C. (b) Änderung der Idlerenergie durch Zugabe von trockener Luft mit $rH = 0 \%$.

In Bild 3.20(b) ist der zeitliche Verlauf der Pulsenergie der Idlerstrahlung für den Fall zu sehen, bei dem der ZGP-RISTRA-OPO in einer geschlossenen Box betrieben wurde. Die RISTRA-Kavität besaß keinen direkten Anschluss an die trockene Luft, sodass der Feuchtigkeitsausgleich durch bestehende kleine Öffnungen des Moduls stattfand. Die Leistung wurde direkt am Ausgang der Box gemessen. Die hohe Stabilität der Pumpenergie des Ho^{3+} :LLF-MOPA-Lasers übertrug sich in gleicher Weise auf die Pulsstabilität des OPOs. Dies belegt der Effektivwert (engl.: root mean square, RMS) von weniger als 0,25 % bei einer Idlerenergie von 5,36 mJ deutlich. Die Box wurde so lange mit trockener Luft ($rH = 0 \%$) gespült, bis die interne Luftfeuchtigkeit einen Wert von $rH = 9 \%$ erreichte. Die Pulsenergie der Idlerstrahlung stieg unvermittelt nach der Zugabe von trockener Luft an und verbesserte sich innerhalb von 6 Minuten um ca. 9 %. Innerhalb des Zeitraums in dem die Box mit trockener Luft gespült wurde, variierte die Pulsenergie stärker und der Effektivwert betrug $RMS = 0,69 \%$. In einem einfach resonanten ZGP-OPO wie z.B. in [91] betrug der Effektivwert innerhalb von 15 Minuten etwa $RMS = 2,2 \%$, sodass der leicht erhöhte Wert während der Spülung mit trockener Luft immer noch als sehr gut bewertet werden kann.

Die aus der Box entweichende Luft an der Eintritts- und Austrittsöffnung verursachten die geringen Fluktuationen der Idlerenergie. Nachdem der trockene Luftstrom angehalten wurde, kehrte die Stabilität der Idlerenergie zurück. Die Luftfeuchtigkeit in der Box begann sich jedoch wieder an die Raumluft außerhalb der Box anzupassen, wodurch die Pulsenergie der Idlerstrahlung kontinuierlich zum Ausgangsniveau absank.

3.3.3 Fazit zum direkt bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$ gepumpten ZGP-OPO

Mit einem Ho^{3+} :LLF-MOPA-Laser und einem ZGP-RISTRA-OPO konnte die bisher weltweit höchste Pulsenergie [13, 86, 92, 93, 94] von 6,4 mJ bei $\lambda = 6,45 \mu\text{m}$ und mit einer Repetitionsrate f_{Rep} von 100 Hz erzeugt werden. Grundlage dafür war die beugungsbegrenzte Strahlqualität der Pumpquelle und deren Pulsenergie von ca. 45 mJ mit einer Pulsdauer von 30 ns bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$. Bei dieser Pulsenergie betrug die optische Konversionseffizienz der Idlerstrahlung 14,3 %. Die Beugungsmaßzahl des OPO-Strahls bei $\lambda = 6,45 \mu\text{m}$ wurde zu $M^2 = 1,8$ bestimmt.

Mit der RISTRA-Kavität und einem Top-Hat-Profil, welches dieselbe Spitzenfluenz wie der zuvor verwendete Gaußstrahl aufwies, wurden für beide Strahlgeometrien die gleiche OPO-Schwelle und derselbe differentielle Wirkungsgrad erreicht. Die geringfügig schlechtere Strahlqualität der Pumpstrahlung mit einem Top-Hat-Profil wirkte sich jedoch auf die Strahlqualität des OPOs aus, sodass die Beugungsmaßzahl der Idlerstrahlung bei $\lambda = 6,45 \mu\text{m}$ nur ein $M^2 = 2,7$ erreichte. Eine Fasereinkopplung dieser Laserstrahlung ist auch mit einer deutlich schlechteren Beugungsmaßzahl möglich. Daher spielt eine effektivere Ausnutzung der Querschnittsfläche des ZGP-Kristalls mittels eines Top-Hat-Profils eine viel wichtigere Rolle, da es eine hohe Kostenersparnis ermöglicht.

Eine weitere Verbesserung der Strahlqualität der Idlerstrahlung durch eine nicht kollineare Phasen Anpassung konnte mit der RISTRA-Kavität nicht erreicht werden. Die durchgeführten Untersuchungen und erzielten Ergebnisse wurden bereits im Rahmen des MIRSURG-Projekts publiziert [87, 93, 95].

3.4 OP-GaAs-OPO zur direkten Frequenzkonversion, gepumpt bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$

Im Rahmen des MIRSURG-Projekts zur Untersuchung von effizienten nichtlinearen Materialien für eine Laserstrahlung bei $6 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$ wurde auch epitaktisch gewachsenes Galliumarsenid mit sich periodisch abwechselnden Gitterstrukturen (engl.: orientation-patterned gallium arsenide, OP-GaAs) eingesetzt. Dieses Halbleitermaterial besitzt nach [31] einen nichtlinearen Koeffizienten von $d_{14} = 94 \text{ pm/V}$, einen der höchsten Werte in Quasi-Phasenanpassung (engl.: quasi-phase-matching, QPM) und kann mit einem Absorptionskoeffizienten α_{abs} von nur $0,004 \text{ cm}^{-1}$ hergestellt werden [28].

GaAs kann nicht mit Strahlquellen bei $\lambda = 1 \mu\text{m}$ gepumpt werden, da es eine starke Zwei-Photonen Absorption für Wellenlängen kleiner als $1,7 \mu\text{m}$ aufweist [96]. Aufgrund der komplexen Herstellung [96, 97] kann die periodisch abwechselnde Gitterstruktur im Moment nur in drei Einrichtungen hergestellt werden (THALES in Frankreich, BAE Systems und AFRL in den USA). Jedoch kann OP-GaAs momentan noch nicht kommerziell erworben werden. Daher konnte in dieser Arbeit zur Erzeugung einer Strahlung bei $\lambda = 6 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$ OP-GaAs lediglich zum Vergleich herangezogen werden. Dazu stellte die Firma THALES als MIRSURG-Projektpartner dieses Material für die Untersuchungen zur Verfügung. Die Domänenperiode des zur Verfügung gestellten Kristalls erforderte jedoch eine kürzere Pumpwellenlänge als die des in Kapitel 3.3 beschriebenen Ho^{3+} :LLF-Lasers.

Daher wurde für die Untersuchungen mit OP-GaAs ein gütegeschalteter Tm^{3+} :YAG-Laser bei einer Wellenlänge von $2,013 \mu\text{m}$ verwendet. Diese gepulste Laserquelle kann mit preiswerten kommerziellen Laserdioden gepumpt werden. Nach Kenntnisstand des Autors weisen die hier beschriebenen Ergebnisse die höchste Pulsenergie im Bereich von $\lambda = 6 \mu\text{m} - 7 \mu\text{m}$ auf, die bisher mit einem OP-GaAs-OPO erzeugt wurden [15].

3.4.1 Aufbau von Pumplaser und OPO

Die wichtigsten spektralen Eigenschaften und Besonderheiten von Tm^{3+} :YAG wurden bereits in Kapitel 2.1.1 eingehend behandelt. Tm^{3+} :YAG kann mit Standard-Laserdioden in einem Wellenlängenbereich von 780 nm bis 805 nm gepumpt werden.

In Bild 3.21 ist der kompakte Aufbau des gesamten Lasersystems bestehend aus einem aktiv gütegeschalteten Tm^{3+} :YAG-Laser und einem einfach resonanten OP-GaAs-OPO zu sehen. Die Laserkavität besteht aus den Endspiegeln M1 und M2. Der Endspiegel M1 ist ein konvex gekrümmter Spiegel mit einem Krümmungsradius von $R_{\text{Spiegel}} = -0,2 \text{ m}$.

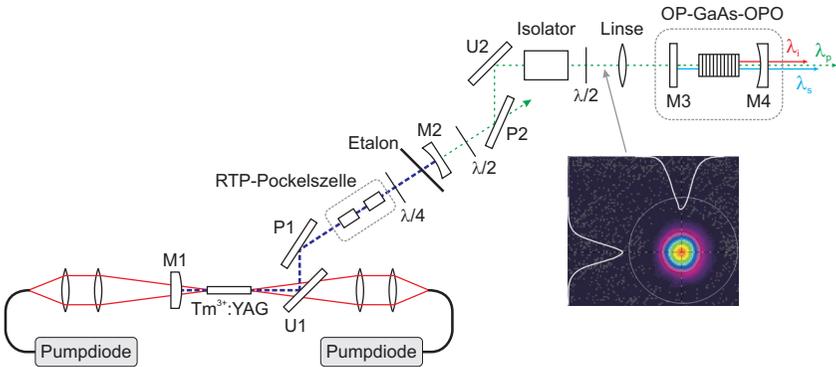


Bild 3.21: Schematische Darstellung des gütegeschalteten Tm^{3+} :YAG-Lasers mit einem einfach resonanten OP-GaAs-OPO.

Dieser Spiegel ist hoch transmittierend für die Pumpstrahlung und hoch reflektierend für die Laserstrahlung. Der 90° -Umlenkspiegel U1 besitzt dieselben Eigenschaften. Die Kavität wird aktiv mit einer RTP-Pockelszelle gütegeschaltet. Während des Pumpvorgangs hält die interne $\frac{\lambda}{4}$ -Platte die Kavität durch vollständige Auskopplung der internen Strahlung am Polarisator P1 geöffnet. Die Aktivierung der Pockelszelle schließt die Kavität und die Energie im Lasermedium kann in einem kurzen Puls ausgekoppelt werden. Der Auskoppelspiegel M2 ist plan und besitzt eine Reflektivität von $R_{OC} = 80\%$ für die Laserstrahlung bei $\lambda = 2,013\ \mu\text{m}$.

Der Tm^{3+} :YAG-Stab hatte einen Durchmesser von 3 mm und einen 15 mm langen dotierten Bereich mit jeweils 5 mm langen undotierten Endkappen. Er wurde longitudinal von beiden Seiten mit einem Fokusdurchmesser d_{pump} von jeweils 800 μm im Absorptionsmaximum von Tm^{3+} :YAG bei $\lambda = 785,7\ \text{nm}$ gepumpt. Die thermische Belastung des Lasermediums kann für den gepulsten Betrieb durch quasi-kontinuierliches (quasi-cw) Anregen reduziert werden. Dazu wird das Lasermedium bei der gewünschten Repetitionsrate für eine Zeit T_p gepumpt. Erst nach diesem Pumpvorgang wird die im Lasermedium gespeicherte Energie durch den Schaltvorgang der Pockelszelle in Form eines Pulses ausgekoppelt. Da bei quasi-cw Anregung weniger Pumpenergie verloren geht, als beim kontinuierlichen Pumpen, kann eine höhere Pumpeffizienz erreicht werden. Die Pumpeffizienz η_p lässt sich nach [98] mit

$$\eta_p = \frac{\tau_f}{T_p} \cdot \left(1 - e^{-\frac{T_p}{\tau_f}} \right) \quad (3.1)$$

bestimmen. Dabei beträgt die Fluoreszenzlebensdauer τ_f im verwendeten Tm^{3+} :YAG etwa 10,5 ms. Bei einer Repetitionsrate von $f_{\text{Rep}} = 100 \text{ Hz}$ und einem Tastverhältnis (engl.: „duty cycle“, DC) von $DC = 40 \%$ (Pumpdauer $T_p = 4 \text{ ms}$) ergibt sich für den gepulsten Betrieb eine Pumpeffizienz von ca. 83 %.

Der Tm^{3+} :YAG-Laser lieferte bei einer Repetitionsrate von $f_{\text{Rep}} = 100 \text{ Hz}$ eine Pulsenergie von 2 mJ im Grundmode, ohne Beschädigung der in der Kavität befindlichen Komponenten. Die Laserwellenlänge kann mittels eines unbeschichteten Etalons in der Kavität auf eine der stärksten Emissionslinien bei $\lambda = 2012,6 \text{ nm}$ abgestimmt werden. Bei dieser Wellenlänge erfährt die oszillierende Laserstrahlung die höchste Verstärkung, wodurch im gütegeschalteten Betrieb die kürzeste Pulsdauer wird [99]. Für die folgenden Untersuchungen betrug die Pulsdauer des Tm^{3+} :YAG-Lasers ca. $\tau_{\text{FWHM}} = 120 \text{ ns}$.

Die Pulsenergie wird außerhalb der Laserkavität bei konstanter Pulsdauer mit Hilfe einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte und des Polarisators P2 nach dem Auskoppelspiegel M2 variabel eingestellt und mittels des hochreflektierenden Spiegels U2 um 90° zum OP-GaAs-OPO umgelenkt. Um eine Pulsüberhöhung durch Rückreflexion in den Laserresonator von nachfolgenden Oberflächen zu verhindern, wurde ein optischer Isolator, bestehend aus zwei Polarisatoren und einem Faraday-Rotator, in den Strahlengang zwischen dem Tm^{3+} :YAG-Laser und dem OPO integriert. Das Intensitätsprofil des Tm^{3+} :YAG-Laserstrahls ist in Bild 3.21 gezeigt. Aus der Vermessung der Kaustik ergab sich für die x- und y-Achse ein M^2 von ca. 1,16. Die Rayleighlänge des fokussierten Tm^{3+} :YAG-Strahls betrug in diesem Fall ca. 30 mm.

Der eingesetzte OP-GaAs-Kristall besaß eine effektiv nutzbare Strukturhöhe von ungefähr $500 \mu\text{m} - 600 \mu\text{m}$, wobei vereinzelte Strukturen eine Höhe von bis zu $800 \mu\text{m}$ erreichten. Die Länge betrug 20 mm und die Breite der Domänenperiode betrug etwa

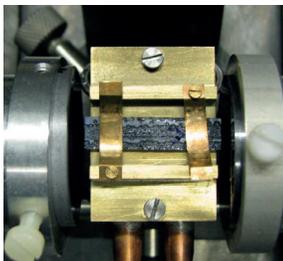


Bild 3.22: Aufbau des einfach resonanten OPOs als lineare Kavität mit dem fixierten OP-GaAs-Kristall.

1,5 mm. Die Resonatorlänge des OPOs wurde sehr kurz gewählt, um die Verluste für die oszillierenden Moden der Signalstrahlung möglichst gering zu halten (siehe Gleichung 2.11). Der Resonator war 24 mm lang und ist in Bild 3.22 abgebildet. Der Laserstrahl wurde für die nachfolgend beschriebenen Ergebnisse mit einer plan-konvexen Linse auf einen Durchmesser von $d_{pump} = 300 \mu\text{m}$ fokussiert, wobei sich die Fokusebene ungefähr in der Mitte des Kristalls befand.

Für die resonante Signalstrahlung des OPOs ergab sich bei einer Wellenlänge von $\lambda = 2,9 \mu\text{m}$ nach Gleichung 2.11 eine Fresnel-Zahl von $N_F = 0,33$. Daraus folgt, dass Moden höherer Ordnung in diesem linearen OPO starke Beugungsverluste erfahren und somit eine transversale Modenselektion stattfindet.

Die verwendeten Resonatorspiegel des OPOs waren aus Silizium und hoch transmittierend für die Pumpstrahlung. Der plane Einkoppelspiegel M3 war hoch reflektierend für die Signal- und Idlerstrahlung. Der Auskoppelspiegel M4 besaß einen Krümmungsradius von $R_{Spiegel} = 0,1 \text{ m}$ und eine Reflektivität von $R_{OC} \approx 85 \%$ für die Signalwellenlänge. Die Reflektivität für die Idlerwellenlänge betrug weniger als 5 %.

Ein wesentlicher Vorteil von OP-GaAs im Vergleich zu anderen quasi-phasenangepassten OPOs (z.B. PPKTP) besteht in der Möglichkeit, eine unpolarisierte Pumpquelle zu verwenden [15, 100]. Dieser Vorteil wurde in diesem Aufbau jedoch nicht genutzt, da die verwendete Pumpquelle linear polarisiert war.

Die höchste Effizienz eines OP-GaAs-OPOs sollte theoretisch entlang der $\langle 111 \rangle$ Kristallrichtung erreicht werden [100]. Untersuchungen hinsichtlich der besten Pump polarisation haben bereits gezeigt, dass die optimale Polarisation jedoch variieren kann [100, 101]. Durch den Herstellungsprozess hervorgerufene interne Spannungen können eine Vorzugspolarisation erzeugen, die von der $\langle 111 \rangle$ Achse abweicht. Daher wurde im Experiment mittels einer $\frac{\lambda}{2}$ -Platte die lineare Polarisation der Pumpquelle auf einen Winkel mit maximaler OPO-Ausgangsleistung ausgerichtet.

3.4.2 Ergebnisse und Auswertung

Die Domänenperiode des OP-GaAs-Kristalls betrug $\Lambda_{periode} = 64,8 \mu\text{m}$. Die gemessenen Wellenlängen ergaben sich für die Signalstrahlung zu $\lambda_s = 2,88 \mu\text{m}$ und für die Idlerstrahlung zu $\lambda_i = 6,69 \mu\text{m}$. Diese Messwerte sind in Bild 3.23 angegeben. Mit den spezifischen Materialparametern des OP-GaAs-Kristalls aus Anhang A.3 wurde die Quasi-Phasenanpassungskurve von OP-GaAs (durchgezogene Linie in Bild 3.23) bei einer Temperatur von $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ mit Gleichung 2.9 berechnet. Die gemessenen Wellenlängen des OP-GaAs-OPOs stimmen sehr gut mit den berechneten Werten der Quasi-

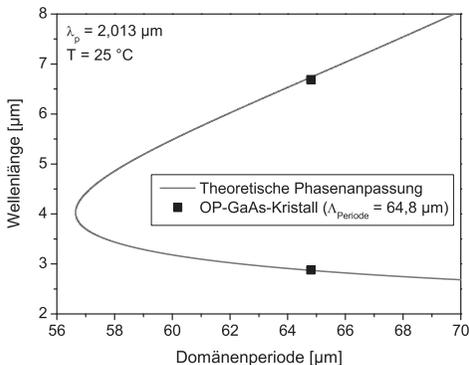


Bild 3.23: Berechnete Quasi-Phasenanpassungskurve für OP-GaAs für eine Pumpwellenlänge von $\lambda_p = 2,013 \mu\text{m}$ bei Raumtemperatur und die gemessene Wellenlängenkombination mit dem verwendeten OP-GaAs-Kristall.

Phasenanpassungskurve überein.

Die optische Zerstörschwelle von OP-GaAs beträgt ungefähr $1,9 \text{ J/cm}^2$ und mit einer effektiv nutzbaren Strukturhöhe von ca. $500 \mu\text{m} - 600 \mu\text{m}$ ist nur eine vergleichsweise niedrige Pumpenergie verwendbar [102].

Die Pulsenergie der beiden OPO-Strahlen zusammen wurde in Summe direkt nach dem Auskoppelspiegel M4 gemessen, ohne die Verwendung eines Filterspiegels zur Tren-

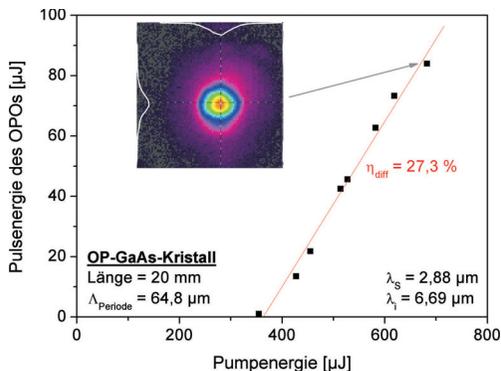


Bild 3.24: Gemessene Pulsenergie der im OP-GaAs-OPO erzeugten Signal- und Iderstrahlung aufgetragen über die vom Tm^{3+} :YAG-Laser eingestrahelten Pumpenergie. Das Intensitätsprofil der OPO-Strahlung wurde bei maximaler Pumpenergie aufgenommen.

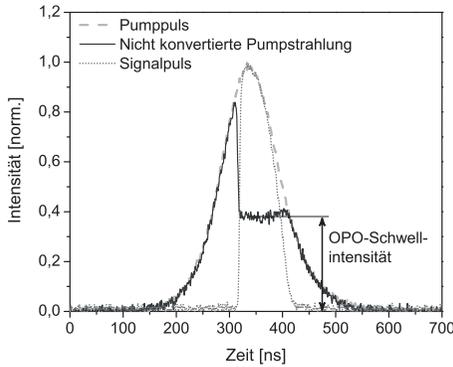


Bild 3.25: Pulse der Pump- und Signalstrahlung, sowie der verbliebene Anteil des Pumpulses nach dem OP-GaAs-OPO bei maximaler Pumpenergie aufgenommen und normiert.

nung von Signal- und Idlerstrahlung. Der Grund hierfür liegt in der geringen Pulsenergie der Idlerstrahlung, die nachträglich aus dem Verhältnis von Signal- zur Idlerwellenlänge abgeschätzt wurde. Das Resultat der in Summe gemessenen Pulsenergie des OP-GaAs-OPOs ist in Bild 3.24 zu sehen. Bei einer Pumpenergie von $680 \mu\text{J}$ betrug die Pulsenergie des OPOs etwa $84 \mu\text{J}$. Die Idlerstrahlung konnte aufgrund der starken Divergenz nach dem OPO nicht mit einem Filterspiegel abgetrennt und separat gemessen werden. Ihre Pulsenergie ergibt sich rechnerisch zu $36 \mu\text{J}$ und stellt nach Kenntnisstand des Autors die bisher höchste mit einem OP-GaAs-OPO generierte Pulsenergie bei $\lambda = 6,69 \mu\text{m}$ dar [15]. Die optisch-optische Konversionseffizienz ergab sich dabei zu ungefähr $\eta_{opt} = 5,3 \%$. Der differentielle Wirkungsgrad des einfach resonanten OP-GaAs-OPOs betrug damit $\eta_{diff} = 27,3 \%$.

Die Pulsdauer der OPO-Strahlung bei maximaler Pulsenergie des Tm^{3+} :YAG-Lasers von $680 \mu\text{J}$ am Kristall wurde zu $\tau_{FWHM} = 70 \text{ ns}$ gemessen. In Bild 3.25 ist exemplarisch der zeitliche Verlauf eines Pulses der Signalstrahlung dargestellt. Der Idlerpuls ist aufgrund des niedrigen Detektorsignals nicht abgebildet, wies jedoch dieselbe Pulsdauer auf. Die durchgezogene schwarze Kurve in Bild 3.25 zeigt den zeitlichen Verlauf der nichtabsorbierten Pumpstrahlung nach dem OP-GaAs-OPO. Wie in [57] beschrieben, entspricht die Höhe des horizontal verlaufenden Pulsanteils der Schwellintensität des OPOs. Für die Frequenzkonversion mit dem gepulsten Tm^{3+} :YAG-Laser und dem OP-GaAs-OPO bei einer Pumpimpulsdauer von $\tau_{FWHM} = 120 \text{ ns}$ beträgt die Schwellintensität damit etwa $7,7 \text{ MW}/\text{cm}^2$. Im Vergleich dazu wurde in [15] mit einem einfach resonanten OP-GaAs-OPO und einer deutlich kürzeren Pulsdauer der Pumpquelle von

$\tau_{FWHM} = 6 \text{ ns}$ sowie einem Doppeldurchgang der Pump- und Idlerstrahlung durch den Kristall eine Schwellintensität des OPOs von $4,9 \text{ MW/cm}^2$ demonstriert. Die höchste Pulsenergie der Idlerstrahlung wurde dabei bei $\lambda = 7,9 \mu\text{m}$ erreicht und betrug nur $16 \mu\text{J}$.

3.4.3 Skalierung der Pulsenergie des Tm^{3+} :YAG-Lasers

Als Pumpquelle für den parametrischen Konversionsprozess lässt sich der Tm^{3+} :YAG-Laser als kompakte gepulste Strahlungsquelle mit günstigen Diodenlasern realisieren. Die Pulsenergie des bereits beschriebenen Tm^{3+} :YAG-Lasersystems ist jedoch durch den verwendeten Resonatoraufbau auf wenige mJ begrenzt. Um im OPO höhere Pulsenergien zu realisieren, wird für den gütegeschalteten Pumplaser ein anderes Resonatorkonzept benötigt, damit größere Strahldurchmesser auf allen optischen Elementen erreicht werden können. Die Strahlqualität des Tm^{3+} :YAG-Lasers soll sich aber durch die größeren Strahldurchmesser in der Kavität und Pulsenergien von mehreren 10 mJ bei einer Repetitionsrate von ungefähr 100 Hz nicht verschlechtern.

Der Aufbau des in der Leistung skalierten Tm^{3+} :YAG-Lasers ist in Bild 3.26 schematisch dargestellt. Der Laserstab wird von zwei fasergekoppelten 120 W-Diodenlasern der Firma LIMO Lissotschenko Mikrooptik GmbH gepumpt. Der Faserdurchmesser beträgt $400 \mu\text{m}$ und die numerische Apertur 0,18. Die beiden Diodenlaser sind elektrisch in Reihe geschaltet, wobei für jede Diode die Kühltemperatur separat eingestellt werden konnte. Dadurch wurde erreicht, dass beide Laserdioden bei gleichem Betriebsstrom dieselbe Emissionswellenlänge von $\lambda \approx 804,5 \text{ nm}$ aufwiesen.

Für eine hohe Pumpeffizienz und eine reduzierte Wärmebelastung des Laserstabs wurde das gütegeschaltete Tm^{3+} :YAG-Lasersystem wie in Kapitel 3.4.1 mit einem Tastverhältnis von $DC = 40 \%$ betrieben. Die Laserleistung der Pumpdioden wird daher im folgenden Abschnitt als mittlere Leistung P_{Mittel} angegeben. Die Güteschaltung wird mit

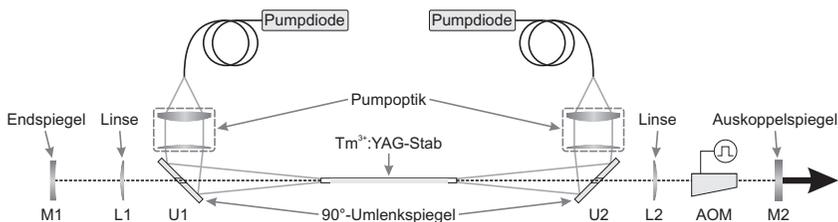


Bild 3.26: Schematischer Resonatoraufbau des Tm^{3+} :YAG-Stablasers.

einem akustooptischen Modulator (AOM) realisiert, dessen Endflächen senkrecht zur optischen Achse des Resonators stehen.

Die Diodenstrahlung wird jeweils über eine entspiegelte Pumpoptik, bestehend aus einer Kollimator- und einer Fokussierlinse, über zwei 90°-Umlenkspiegel U1 und U2 zentrisch in den Stab abgebildet. Diese beiden 90°-Umlenkspiegel besitzen nur eine HR-Beschichtung für die Diodenstrahlung. Zudem weisen U1 und U2 jeweils zentral eine Durchgangsbohrung unter 45° zur beschichteten Frontseite auf. Durch diese Durchgangsbohrung kann die Laserstrahlung des gütegeschalteten Tm^{3+} :YAG-Lasers ohne Verluste oszillieren, wodurch bei der Resonatorauslegung am Umlenkspiegel keine optische Zerstörschwelle beachtet werden muss. Eine Entspiegelung an Vorder- und Rückseite des Umlenkspiegels für die oszillierende Laserstrahlung bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$ wird ebenfalls nicht benötigt.

Der Stab hat eine Länge von 90 mm und weist an beiden Enden jeweils einen undotierten Bereich auf, der 5 mm lang ist. Die beiden Stabenden sind unbeschichtet. Wie bereits in Kapitel 3.4.1 besitzt der Stab eine Dotierungskonzentration von 2 at.%, sodass ca. 90 % der Diodenstrahlung bei $\lambda = 804,5 \text{ nm}$ über die Gesamtlänge des Stabs absorbiert wird. Der Fokusedurchmesser der Pumpstrahlung betrug jeweils $d_{\text{Pump}} = 1 \text{ mm}$ und befand sich im Stab 5 mm vom Stabende entfernt.

Die polierte Manteloberfläche des Stabs wird direkt mit Wasser bei einer Temperatur von 20 °C gekühlt. Der Aufbau der am ISL gefertigten Kühlapparatur ist in Bild 3.27 als Längsschnitt dargestellt und zeigt den Laserstab (orange) und den Montageaufbau des Kühlkörpers (grau) ohne Kleinteile. Die Apparatur wird mit Silikonichtungen abgedichtet, welche wiederum als Fixierung des Stabs an den undotierten Enden dienen. Der Durchmesser der Längsbohrung wurde dahingehend optimiert, um eine hohe Fließge-

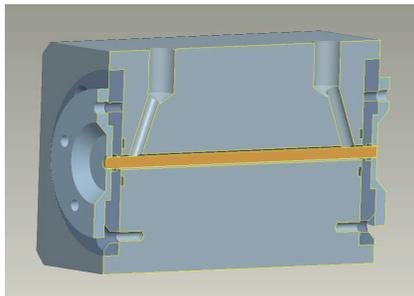


Bild 3.27: Schnitt durch die Kühlapparatur des Tm^{3+} :YAG-Stablasers als 3D-Zeichnung aus Pro-Engineer.

schwindigkeit und somit eine gute Kühlung zu gewährleisten. Darüber hinaus zeigen die beiden Bohrungen für den Wasseranschluss nach außen, um eine möglichst turbulente Strömung an den Stabenden (mit dem höchsten Wärmeeintrag) zu erreichen.

Der Resonator wird gemäß Bild 3.26 durch den gekrümmten Endspiegel M1 ($R_{\text{Spiegel}} = 5 \text{ m}$) und den planen Auskoppelspiegel M2 gebildet und ist ungefähr 1,3 m lang. Mit zunehmender Pumpintensität im Lasermedium wird die thermische Linse des Laserstabs größer und verändert den Grundmoderadius in der Kavität. Damit die Strahlqualität der erzeugten Laserstrahlung über einen möglichst großen Pumplleistungsbereich konstant gehalten werden kann, wird der Abstand der beiden Linsen L1 ($f' = 205 \text{ mm}$) und L2 ($f' = 262 \text{ mm}$) zum Stab je nach Resonatordesign angepasst.

Im gütegeschalteten Betrieb wird die maximal erreichbare Pulsenergie grundsätzlich durch die optische Zerstörschwelle der resonatorinternen Oberflächen limitiert. Soll eine Pulsenergie von mehreren 10 mJ erreicht werden muss die Fluenz auf den resonatorinternen Oberflächen möglichst niedrig sein. Dies wird am einfachsten durch einen hohen Auskoppelgrad erreicht. Der Tm^{3+} :YAG-Laser erreichte bei einer Spiegelreflektivität des Auskoppers von $R_{\text{OC}} = 50 \%$ immer noch eine Durchschnittsleistung von über 2 W bei einer mittleren Pumplleistung von 78,5 W. Die Strahlqualität des Tm^{3+} :YAG-Lasers wies dabei durch die Verwendung der Linsen L1 und L2 eine Beugungsmaßzahl von $M^2 < 1,1$ auf.

Die Ergebnisse des gütegeschalteten Tm^{3+} :YAG-Lasers sind in Bild 3.28 dargestellt. Die Pulsenergie und die Pulsdauer sind dabei als Funktion der Repetitionsrate für zwei

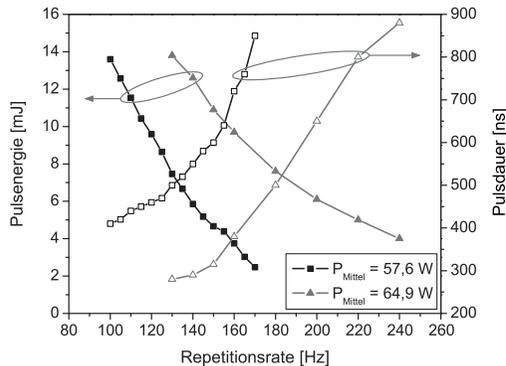


Bild 3.28: Die gemessenen Pulsenergien und Pulsdauern des Tm^{3+} :YAG-Lasers bei verschiedenen Repetitionsraten.

unterschiedliche mittlere Pumpleistungen aufgetragen. Der Unterschied zwischen diesen beiden Messungen besteht in einem geringfügig größeren Abstand der Linsen L1 und L2 zum Laserstab bei der höheren mittleren Pumpleistung von $P_{Mittel} = 64,9$ W. Aufgrund der stärkeren thermischen Linse im Stab würde der Grundmodedurchmesser im Stab gegenüber der Resonatorkonfiguration bei $P_{Mittel} = 57,6$ W abnehmen. Indem der Abstand der Linsen zum Stab vergrößert wurde, konnte der vorherige Grundmodedurchmesser für den neuen Betriebspunkt des Lasers aber wieder hergestellt werden.

Bei einer mittleren Pumpleistung P_{Mittel} von ca. 57,6 W und einer Repetitionsrate von $f_{Rep} = 100$ Hz wurde eine maximale Pulsenergie von 13,6 mJ gemessen, siehe Bild 3.28. Nach Erhöhung der mittleren Pumpleistung auf $P_{Mittel} = 64,9$ W und mit vergrößertem Abstand der Linsen zum Stab konnte die Pulsenergie jedoch nicht über 13,8 mJ bei $f_{Rep} = 130$ Hz gesteigert werden. Eine niedrigere Repetitionsrate und somit eine höhere Pulsenergie war aufgrund der Beschädigung einer Stabendfläche nicht mehr realisierbar. Aus diesen Resultaten und dem berechneten Modendurchmesser auf den Endflächen des Stabs wurde eine Zerstörschwelle von ≈ 15 J/cm² ermittelt. Bei $P_{Mittel} = 64,9$ W wurde die kürzeste Pulsdauer mit $\tau_{FWHM} = 280$ ns erreicht, wohingegen die minimale Pulsdauer bei $P_{Mittel} = 57,6$ W schon $\tau_{FWHM} = 410$ ns beträgt.

Nach Kenntnisstand des Autors konnten bis zum jetzigen Zeitpunkt mit diesem gepulsten Tm³⁺:YAG-Lasersystem die bisher höchsten Pulsenergien mit einer beugungsbegrenzten Strahlqualität bei Repetitionsraten von 100 Hz - 130 Hz demonstriert werden [103].

3.4.4 Fazit zur direkten Frequenzkonversion mit einem OP-GaAs-OPO

Die optische Konversionseffizienz des einfach resonanten OP-GaAs-OPOs betrug etwa $\eta_{opt} = 5,3$ % für eine Idlerstrahlung bei $\lambda = 6,69$ μ m. Mit dem OP-GaAs-Material, welches im Rahmen dieser Arbeit zur Verfügung stand und nur Strukturhöhen von maximal 800 μ m aufwies, war eine Pulsenergie im mJ-Bereich bei dieser Idlerwellenlänge nicht realisierbar. Eine effizientere Ausnutzung der Querschnittsfläche des epitaktisch aufgewachsenen Materials könnte durch eine Strahlumformung wie z.B. mit einem elliptischen Pumpstrahl erreicht werden. Damit ließe sich die Pulsenergie aus einem OP-GaAs-OPO mit einfachen optischen Mitteln erhöhen.

Die Skalierung der Pulsenergie des gütegeschalteten Tm³⁺:YAG-Lasers mit einer linearen Kavität ergab zwar eine Pulsenergie von 13,8 mJ bei einer beugungsbegrenzten Strahlqualität, aufgrund des niedrigen Emissionswirkungsquerschnitts und des langen Resonators betrug die Pulsdauer jedoch $\tau_{FWHM} = 280$ ns. Ein effizienter nichtlinearer

Konversionsprozess wäre damit sehr schwierig zu realisieren. Der Laserstrahl müsste sehr stark fokussiert werden und die Spitzenfluenz des Pulses würde dadurch bereits die Zerstörschwelle der Beschichtung des OP-GaAs-Kristalls erreichen.

4 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung unterschiedlicher Ansätze zur Erzeugung von Laserstrahlung im mittleren Infrarot. Dabei ist eine Laserstrahlung im Wellenlängenbereich von $6\ \mu\text{m}$ - $6,5\ \mu\text{m}$ in der Medizin speziell bei chirurgischen Eingriffen von großem Interesse, wenn kollaterale Schäden im angrenzenden Gewebe vermieden werden sollen. Bisher konnte Laserstrahlung in diesem Wellenlängenbereich mit ausreichender Pulsenergie nur mit Hilfe eines Freie-Elektronen Lasers (FEL) bereitgestellt werden. Ein FEL existiert jedoch nur in wenigen Forschungseinrichtungen, da dieser einen Linearbeschleuniger als Pumpquelle benötigt. Das gesamte Lasersystem nimmt daher sehr große Dimensionen an und verlangt außerordentliche Investitionen. Die Europäische Kommission unterstützte daher die Entwicklung einer kompakten und günstigen Alternative zu dieser Strahlungsquelle, welche mit Festkörperlasern realisiert werden sollte. Im Rahmen dieses europäischen Projekts namens MIRSURG wurden bei einer Wellenlänge von $6\ \mu\text{m}$ - $6,5\ \mu\text{m}$ eine Pulsenergie im mJ-Bereich mit einer Pulsdauer von weniger als 100 ns und einer Beugungsmaßzahl M^2 von < 3 als Zielparame-ter angestrebt. Mit Festkörperlasern sind diese Vorgaben nur unter Verwendung nichtlinearer Frequenzkonversion zu erreichen.

Die Konversion der Laserstrahlung in das mittlere Infrarot wurde durch einen optisch parametrischen Oszillator (OPO) realisiert. Dabei befindet sich ein nichtlinearer Kristall in einer Kavität und wird durch einen Laserstrahl hoher Spitzenintensität gepumpt. Ein Teil der eingestrahnten Laserstrahlung wird in Strahlung bei zwei verschiedenen Wellenlängen (Signal- und Idlerwellenlänge) konvertiert, die jedoch nicht unabhängig von einander sind. Die Effizienz dieser Konversion ist von vielen Parametern abhängig, so z.B. dem nichtlinearen optischen Koeffizienten des Kristallmaterials oder der Absorption der drei beteiligten Strahlungskomponenten im Kristall. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die folgenden drei nichtlinearen Materialien untersucht: CSP, ZGP und OP-GaAs. Sie zeigen alle einen hohen nichtlinearen optischen Koeffizienten und weisen gleichzeitig einen niedrigen Absorptionskoeffizienten im betrachteten Wellenlängenbereich auf.

Gepulste Strahlungsquellen mit einer Emissionswellenlänge von $1\ \mu\text{m}$ werden kommerziell in hohen Stückzahlen und in verschiedenen Konfigurationen hergestellt. Eine

effiziente Konversion der Pumpstrahlung bei $\lambda = 1 \mu\text{m}$ hin zu einer Wellenlänge im Bereich von $6 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$ ist mit kommerziell eingeführten nichtlinearen Materialien sehr schwierig. Im Rahmen des Projekts MIRSURG wurde mit CSP ein neues nichtlineares Material untersucht, das immer noch Gegenstand aktueller Forschung ist. Dieses neue Kristallmaterial weist eine niedrige Absorption im Bereich von $\lambda = 1 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$ auf und besitzt einen besonders hohen nichtlinearen optischen Koeffizienten von $d_{36} = 89,6 \text{ pm/V}$ für eine Pumpstrahlung von $\lambda = 1 \mu\text{m}$ bei einer konvertierten Strahlungskomponente im Bereich von $\lambda = 6 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$.

Ein ausgereiftes, kommerziell verfügbares Kristallmaterial zur effizienten Konversion ins mittlere Infrarot ist ZGP, das in dieser Arbeit mit zwei unterschiedlichen Konfigurationen gepumpt wurde.

Das dritte ausgewählte nichtlineare Material ist epitaktisch aufgewachsenes, periodisch orientiertes GaAs (OP-GaAs). Dieses weist in dem Wellenlängenbereich von $2 \mu\text{m} - 12 \mu\text{m}$ den niedrigsten Absorptionskoeffizienten der untersuchten Materialien auf und wurde im Rahmen des MIRSURG-Projekts durch die Firma THALES zur Verfügung gestellt. Durch seine spezielle Struktur besitzt OP-GaAs mit $d_{14} = 94 \text{ pm/V}$ (ermittelt durch Frequenzverdopplung bei $\lambda = 4,1 \mu\text{m}$) einen noch höheren nichtlinearen optischen Koeffizienten als CSP. Die optische Zerstörschwelle beträgt derzeit $1,9 \text{ J/cm}^2$. Gerade das nichtlineare Material OP-GaAs benötigt keine linear polarisierte Strahlungsquelle, was die Auswahl einer geeigneten Pumpleichtquelle vereinfacht.

Der erste Ansatz in dieser Arbeit zur Erzeugung von Laserstrahlung bei $\lambda = 6 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$ war die direkte Wellenlängenkonversion einer Strahlungsquelle bei $\lambda = 1 \mu\text{m}$. In Kollaboration mit dem Max-Born-Institut in Berlin wurde dazu ein CSP-Kristall in nicht kritischer Phasenanpassung betrieben. Mit einem einfach resonanten RISTRA-OPO wurde eine maximale Pulsenergie von $202 \mu\text{J}$ bei einer Pumpenergie von 5 mJ erreicht. Der optisch-optische Wirkungsgrad betrug dabei knapp 4% für die Idlerstrahlung bei $\lambda = 6,1 \mu\text{m}$. Der hohe nichtlineare optische Koeffizient und die Kristalllänge von $21,4 \text{ mm}$ erlaubten den Aufbau als optisch parametrischer Generator (OPG), bei dem auch ohne Kavitätsspiegel eine Frequenzkonversion stattfindet. Der hier verwendete Aufbau ist die erste bekannte Realisierung eines ns-OPGs mit einem doppelbrechenden Kristall bei einer Pulsdauer von 14 ns . Damit wurde mit einer Pumpenergie von 5 mJ immerhin noch eine Pulsenergie von $147 \mu\text{J}$ im mittleren Infrarot erreicht. Die Entspiegelung an den Kristallendflächen wies jedoch eine Restreflektivität von 20% für die Strahlung bei $\lambda = 6,1 \mu\text{m}$ auf, was die Konversionseffizienz merklich verringerte. Die Zerstörschwelle des verwendeten CSP-Kristalls mit der verwendeten Entspiegelung

begrenzte die maximale Pulsenergie bei $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$. Mit einem größeren Kristallquerschnitt und einer geringfügig verbesserten Politur der Endflächen und einer Pumpstrahlung von $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ sind mit CSP durchaus Pulsenergien im mJ-Bereich zu erwarten.

Mit einer gepulsten Strahlungsquelle bei $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ konnte unter Verwendung einer zwischengeschalteten Konversionsstufe auch ZGP gepumpt werden. Dieses Material zeigt eine stark ansteigende Absorptionsflanke für Wellenlängen kleiner als $2 \mu\text{m}$. Dieser zweite Ansatz zur Wellenlängenkonversion ins mittlere Infrarot wurde in Zusammenarbeit mit der Königlich Technischen Hochschule in Stockholm durchgeführt. Hierzu wurde die Laserstrahlung von $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ mit einem PPKTP-OPO nach $\lambda = 2,128 \mu\text{m}$ konvertiert und die so bereitgestellte Ausgangsenergie in einer zusätzlichen Verstärkerstufe auf eine Pulsenergie von 21 mJ erhöht. Mittels eines damit gepumpten ZGP-RISTRA-OPOs wurde eine maximale Pulsenergie von 0,91 mJ bei $\lambda = 6,45 \mu\text{m}$ erzeugt. Obwohl das Intensitätsprofil des Pumpstrahls bei $\lambda = 2,128 \mu\text{m}$ eine inhomogene Verteilung aufwies, wurde durch die Bildrotation innerhalb der RISTRA-Kavität trotzdem ein homogenes Strahlprofil am Ausgang erzeugt. Der optische Gesamtwirkungsgrad ausgehend von dieser Pumpstrahlung betrug aufgrund der zusätzlichen Konversionsstufe jedoch nur 1,1 %.

Für das dritte Konversionskonzept wurde ein Ho^{3+} -dotierter Laser als Pumpquelle für einen ZGP-Kristall verwendet. Mit diesem Ansatz wurde bei einer Repetitionsrate von 100 Hz eine Pulsenergie von 6,4 mJ im mittleren Infrarot erzeugt, was einem optischen Wirkungsgrad von 14,3 % entsprach. Die Beugungsmaßzahl wies bei einem Pumpdurchmesser von 3,8 mm und einer durchschnittlichen Pumpleistung von 4,5 W einen Wert von $M^2 = 1,8$ auf. Bei einer Repetitionsrate von 200 Hz konnte mit dem ZGP-RISTRA-OPO eine mittlere Leistung von 1,09 W demonstriert werden. Mit steigender Repetitionsrate nimmt die mittlere Pumpleistung zu und damit auch die thermische Linse im ZGP-Kristall, was in einer Beugungsmaßzahl M^2 von maximal 2,7 resultierte. Diese Werte stellen die bisher besten Ergebnisse bei einer Wellenlänge von $6,45 \mu\text{m}$ dar. Die effektiven Kosten des nichtlinearen Konverters können durch bessere Ausnutzung des Kristallquerschnitts gesenkt werden. Dabei müsste mit einem im Querschnitt kleineren Kristall und einem angepassten Intensitätsprofil mindestens dasselbe Ergebnis erzielt werden. In dieser Arbeit wurde dafür der gaußförmige Pumpstrahl in ein Top-Hat-Profil umgewandelt. Unter Beibehaltung der RISTRA-Kavität und mit einem reduzierten Pumpdurchmesser konnte bis auf die Strahlqualität dieselbe Pulsenergie und ein identi-

scher Wirkungsgrad erreicht werden. Im Rahmen der Untersuchungen zeigte sich, dass sich die nicht kollineare Phasenanpassung mit einem RISTRA-OPO negativ auf Pulsenergie und Strahlqualität auswirkt.

Für gepulste Laserstrahlung bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$ sind Ho^{3+} -dotierte Lasersysteme außerordentlich wichtig, da mit ihnen eine Pulsenergie von über 100 mJ bei einer sehr guten Strahlqualität erreicht werden kann. Die Pumpquelle solcher Lasersysteme muss jedoch nicht zwangsläufig ein Tm^{3+} -Faserlaser sein der wiederum von einem Er^{3+} -dotierten Faserlaser gepumpt wird, wie dies in Kapitel 3.3 beschrieben wurde. In dieser Arbeit wurde daher auch eine alternative Pumpquelle bei $\lambda = 1,9 \mu\text{m}$ untersucht. Diese Ergebnisse sind im Anhang D detailliert aufgeführt. Es handelt sich dabei um einen Scheibenlaser mit einem Tm^{3+} -dotierten Fluoridmaterial der eine Laseremission bei $\lambda = 1,9 \mu\text{m}$ hat. Dieser Tm^{3+} :LLF-Scheibenlaser erreicht einen optischen Wirkungsgrad von bis zu 40 %, welcher bisher noch von keinem anderen Scheibenlasermaterial im Wellenlängenbereich von $1,9 \mu\text{m} - 2,1 \mu\text{m}$ erreicht werden konnte. Trotz der in dem verwendeten Aufbau unzureichenden Kühlung auf der Scheibenrückseite konnte bereits eine Ausgangsleistung von bis zu 21 W demonstriert werden. Die Laserlinie des Tm^{3+} :LLF-Scheibenlasers konnte zwischen $\lambda = 1899 \text{ nm} - 1927 \text{ nm}$ durchgestimmt werden. Dabei betrug die spektrale Bandbreite der Laserlinien weniger als 0,6 nm.

Beim vierten Konversionskonzept diente ebenfalls eine gepulste Strahlungsquelle mit einer direkten Laseremission bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$ als Pumpquelle für den nichtlinearen Konversionsprozess. Hierzu wurde ein gepulster Tm^{3+} :YAG-Laser verwendet der einen OP-GaAs-Kristall in einer linearen OPO-Kavität pumpte. OP-GaAs wurde dabei zum ersten mal für eine Wellenlängenkonversion von $2,013 \mu\text{m}$ nach $6 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$ eingesetzt. Mit einem Fokusdurchmesser von $300 \mu\text{m}$ und einer Pulsenergie von $680 \mu\text{J}$ vom Tm^{3+} :YAG-Laser wurde eine Idlerenergie von $36 \mu\text{J}$ bei $\lambda = 6,69 \mu\text{m}$ erreicht. Der optisch-optische Wirkungsgrad betrug jedoch nur 5,3 %.

In Tabelle 4.1 sind die vier Konversionskonzepte anhand von wichtigen Bewertungskriterien hinsichtlich der Verfügbarkeit der einzelnen Komponenten gegenübergestellt und kurz zusammengefasst.

	Konzept	Verfügbarkeit		Opt. Konversions- effizienz	Idlerenergie	Fazit des Konzepts
		OPO- Pumpquelle	Nichtlinearer Kristall			
1.)	Nd^{3+} :YAG ↓ CSP-OPO	sehr gut	schlecht	$\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ ↓ $\lambda = 6,1 \mu\text{m}$ ↓ $\eta_{\text{opt}} = 4 \%$	$E_p = 202 \mu\text{J}$	Direkte Konversion mit kommerzieller Pumpquelle, aber optische Zerstörschwelle der Endfacetten des CSP-Kristalls noch zu gering.
2.)	Nd^{3+} :YAG + PPKTP-OPO/OPA ↓ ZGP-OPO	sehr gut	gut	$\lambda = 2,128 \mu\text{m}$ ↓ $\lambda = 6,45 \mu\text{m}$ ↓ $\eta_{\text{opt}} = 4,3 \%$	$E_p = 910 \mu\text{J}$	Indirekte Konversion mit kommerziell verfügbaren Komponenten, aber aufwändiger und vibrationsempfindlicher Aufbau.
3.)	Ho^{3+} :LLF-MOPA ↓ ZGP-OPO	gut	gut	$\lambda = 2,053 \mu\text{m}$ ↓ $\lambda = 6,45 \mu\text{m}$ ↓ $\eta_{\text{opt}} = 14,3 \%$	$E_p = 6,4 \text{ mJ}$	Höchste Pulsenergie und Konversionseffizienz, aber teure Pumpquelle bei $\lambda = 1,9 \mu\text{m}$.
4.)	Tm^{3+} :YAG ↓ OP-GaAs-OPO	gut	schlecht	$\lambda = 2,013 \mu\text{m}$ ↓ $\lambda = 6,69 \mu\text{m}$ ↓ $\eta_{\text{opt}} = 5,3 \%$	$E_p = 36 \mu\text{J}$	Strukturhöhe des OP-GaAs-Kristalls begrenzt und somit Limitierung der Pulsenergie im mittleren Infrarot.

Tabelle 4.1: Überblick der untersuchten Konversionskonzepte und deren Resultate. Dabei wurde die Verfügbarkeit der Pumpquelle und des nichtlinearen Kristalls in drei Stufen mit „sehr gut“, „gut“ und „schlecht“ bewertet. Die jeweilige optische Konversionseffizienz und die in dieser Arbeit erreichte Idlerenergie sind ebenfalls mit einem abschließenden Fazit aufgelistet.

Das gepulste Ho^{3+} -dotierte Lasersystem ist heute (verglichen zu bereits kommerziell eingesetzten medizinischen Lasersystemen) immer noch sehr teuer. Die hier gezeigten Ergebnisse mit einem Ho^{3+} :LLF-MOPA gepumpten ZGP-RISTRA-OPO belegen, dass dies das einzige Konzept in dieser Arbeit ist, mit dem in kompakter Weise eine Pulsenergie im Bereich von 10 mJ bei einer Wellenlänge von $6 \mu\text{m} - 6,5 \mu\text{m}$ und einer Beugungsmaßzahl $M^2 < 3$ zu erreichen ist. Die Kosten eines solchen Lasersystems sind um Größenordnungen geringer als die eines FEL. Daher besteht die Hoffnung, dass in nicht allzu ferner Zukunft weitaus mehr Kliniken Zugang zu einem solchen Laserablationssystem erlangen.

Ein überwiegender Teil der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse floss in das von der Europäischen Kommission geförderte FP7-Projekt „MIRSURG“ (<http://www.mirsurg.eu>) ein.

A Kristalldaten

Die wichtigsten Daten der verwendeten nichtlinearen Kristalle sind im Folgenden aufgeführt und bilden die Grundlage für die Berechnung der Phasenanpassung und der Kavitätsparameter.

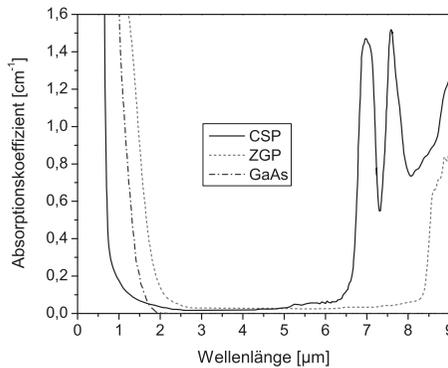


Bild A.1: Absorptionsspektren der drei verwendeten nichtlinearen Materialien zur Erzeugung von Wellenlängen im mittleren Infrarot [75, 104].

A.1 Cadmium-Silizium-Phosphid (CdSiP_2 , CSP)

Kristalltyp: Negativ uniaxial $\Rightarrow n_o > n_e$

Nichtlinearer Koeffizient: $d_{36} = 84,5 \text{ pm/V}$ @ $4,56 \mu\text{m}$ [29]

Effektiver nichtlinearer Koeffizient: $d_{eff} = d_{36} \cdot \sin[\theta_{PM}] \cdot \sin[2 \cdot \varphi]$

(nur dann gültig, wenn Bedingung nach Kleinman erfüllt ist mit $d_{14} = d_{25} = d_{36}$ [59, 105, 106])

Transmissionsbereich: $\approx 0,5 \mu\text{m} - 9 \mu\text{m}$ [28]

Der Brechungsindex von CSP in einem Wellenlängenbereich von $0,66 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 5 \mu\text{m}$ wird nach [60] für den ordentlichen Strahl mit

$$n_o^2 = 3,72202 + \frac{5,91985 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0,06408} + \frac{3,92371 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 2071,59} \quad (\text{A.1})$$

und für den außerordentlichen Strahl mit

$$n_e^2 = 4,68981 + \frac{4,77331 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0,08006} + \frac{0,91879 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 496,71} \quad (\text{A.2})$$

berechnet.

Die thermo-optischen Dispersionsgleichungen bei ordentlich und außerordentlich polarisierten Strahlen für einen Wellenlängenbereich von $0,5143 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 6,554 \mu\text{m}$ und eine Temperatur T in Grad Celsius ($^{\circ}\text{C}$) wurden nach [107] zu

$$\frac{dn_o}{dT} = \left(\frac{1,1538}{\lambda^3} - \frac{1,1955}{\lambda^2} + \frac{0,7263}{\lambda} + 10,8238 \right) \cdot 10^{-5} \cdot (T - 21) \quad (\text{A.3})$$

und

$$\frac{dn_e}{dT} = \left(\frac{1,3732}{\lambda^3} - \frac{0,6361}{\lambda^2} + \frac{0,8303}{\lambda} + 11,4051 \right) \cdot 10^{-5} \cdot (T - 21) \quad (\text{A.4})$$

berechnet.

In einem negativ uniaxialen Kristall mit der Polarisationskombination $\lambda_i \rightarrow(o)$, $\lambda_s \rightarrow(o)$ und $\lambda_p \rightarrow(e)$ (oo-e) wird der kollineare Phasenanpassungswinkel θ_{PM} nach [59] über

$$\tan^2[\theta_{PM}] = \frac{1 - U}{W - 1} \quad (\text{A.5})$$

berechnet. Beim uniaxialen Kristall befindet sich dieser Winkel zwischen dem Wellenvektor des einfallenden Pumpstrahls und der optischen Achse des Kristalls. Die Parameter U und W werden durch folgende Gleichungen

$$U = \frac{(A + B)^2}{C^2} \quad (\text{A.6})$$

und

$$W = \frac{(A + B)^2}{F^2} \quad (\text{A.7})$$

mit

$$A = \frac{n_o(\lambda_i)}{\lambda_i}; B = \frac{n_o(\lambda_s)}{\lambda_s}; C = \frac{n_o(\lambda_p)}{\lambda_p}; F = \frac{n_e(\lambda_p)}{\lambda_p} \quad (\text{A.8})$$

bestimmt.

A.2 Zink-Germanium-Phosphid (ZnGeP₂, ZGP)

Kristalltyp: Positiv uniaxial $\Rightarrow n_e > n_o$

Nichtlinearer Koeffizient: $d_{36} = 75 \text{ pm/V @ } 4,775 \text{ } \mu\text{m}$ [30]

Effektiver nichtlinearer Koeffizient: $d_{eff} = d_{36} \cdot \sin[2 \cdot \theta_{PM}] \cdot \cos[2 \cdot \varphi]$

(nur dann gültig, wenn Bedingung nach Kleinman erfüllt ist mit $d_{14} = d_{25} = d_{36}$ [59, 105, 106])

Transmissionsbereich: $\approx 0,72 \text{ } \mu\text{m} - 12,3 \text{ } \mu\text{m}$ [28]

Der Brechungsindex von ZGP in einem Wellenlängenbereich von $2 \text{ } \mu\text{m} \leq \lambda \leq 9 \text{ } \mu\text{m}$ wird nach [61] für den ordentlichen Strahl mit

$$n_o^2 = 8,0409 + \frac{1,68625 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0,40824} + \frac{1,288 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 611,05} \quad (\text{A.9})$$

und für den außerordentlichen Strahl mit

$$n_e^2 = 8,0929 + \frac{1,8649 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0,41468} + \frac{0,84052 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 452,05} \quad (\text{A.10})$$

berechnet.

Die thermo-optischen Dispersionsgleichungen bei ordentlich und außerordentlich polarisierten Strahlen für einen Wellenlängenbereich von $1,5 \text{ } \mu\text{m} \leq \lambda \leq 10,25 \text{ } \mu\text{m}$ und eine Temperatur T in Grad Celsius ($^{\circ}\text{C}$) wurden nach [108] zu

$$\frac{dn_o}{dT} = \left(\frac{11,4188}{\lambda^3} - \frac{12,8971}{\lambda^2} + \frac{7,2947}{\lambda} + 14,2082 \right) \cdot (1 + 3,36 \cdot 10^{-3} \cdot (T - 20)) \cdot 10^{-5} \quad (\text{A.11})$$

und

$$\frac{dn_e}{dT} = \left(\frac{10,3798}{\lambda^3} - \frac{10,1785}{\lambda^2} + \frac{6,3877}{\lambda} + 15,6688 \right) \cdot (1 + 3,28 \cdot 10^{-3} \cdot (T - 20)) \cdot 10^{-5} \quad (\text{A.12})$$

berechnet.

Bei einem positiv uniaxialen Kristall mit der Polarisationskombination (ee-o) wird der kollineare Phasenanpassungswinkel θ_{PM} zwischen dem Wellenvektor des Pumpstrahls und der optischen Kristallachse nach [59] mit

$$\tan^2[\theta_{PM}] \cong \frac{1-U}{U-S} \quad (\text{A.13})$$

berechnet. Dabei bleibt der Parameter U aus Gleichung A.6 erhalten und der Parameter S wird durch

$$S = \frac{(A+B)^2}{(D+E)^2}, \quad (\text{A.14})$$

mit den bereits aufgeführten Parametern A und B aus Gleichung A.8 sowie

$$D = \frac{n_e(\lambda_i)}{\lambda_i}; E = \frac{n_e(\lambda_s)}{\lambda_s} \quad (\text{A.15})$$

bestimmt.

A.3 Gallium-Arsenid (GaAs)

Kristalltyp: Optisch isotrop

Nichtlinearer Koeffizient von OP-GaAs: $d_{14} = 94 \text{ pm/V @ } 4,1 \text{ } \mu\text{m}$ [31]

Transmissionsbereich: $\approx 0,9 \text{ } \mu\text{m} - 17 \text{ } \mu\text{m}$ [15]

Die temperaturabhängige Dispersionsgleichung von GaAs lautet nach [109]

$$n^2 = g_0 + \frac{g_1}{\lambda_1^{-2} - \lambda^{-2}} + \frac{g_2}{\lambda_2^{-2} - \lambda^{-2}} + \frac{g_3}{\lambda_3^{-2} - \lambda^{-2}}, \quad (\text{A.16})$$

wobei die dazugehörigen Parameter in Tabelle A.1 aufgeführt sind.

Parameter	Wert
g_0	5,372514
g_1	27,83972
g_2	$0,031764 + 4,350 \cdot 10^{-5} \cdot \Delta T + 4,664 \cdot 10^{-7} \cdot \Delta T^2$
g_3	0,00143636
λ_1	$0,4431307 + 0,000050564 \cdot \Delta T$
λ_2	$0,8746453 + 0,0001913 \cdot \Delta T - 4,882 \cdot 10^{-7} \cdot \Delta T^2$
λ_3	$36,9166 - 0,011622 \cdot \Delta T$

Tabelle A.1: Parameter für temperaturabhängige Dispersionsgleichung von GaAs.

B Realisierung der RISTRA-Kavität

Für die Untersuchungen an OPOs für das mittlere Infrarot wurde im Rahmen dieser Arbeit eine RISTRA-Kavität [71, 72] in einer horizontal um den Kristall drehbaren Anordnung geplant und realisiert. Die Rotation der Ringkavität um den Kristall ändert den Winkel der umlaufenden Signalstrahlung zur Pumpstrahlung in der horizontalen Ebene. Dadurch kann unabhängig vom Phasenanpassungswinkel immer eine kollineare Phasenanpassung eingestellt und dadurch die höchste Konversionseffizienz erreicht werden. Zur Ausrichtung der Pumpstrahlung zum Kristall und zum Einstellen der genauen Wellenlänge ist diese Einstellmöglichkeit sehr hilfreich.

In Bild B.1 ist eine Außenansicht und ein Schnitt durch das gesamte Bauteil als 3D-Zeichnung dargestellt. Die Schnittdarstellung in Bild B.1(b) verläuft entlang der optischen Achse der Signalstrahlung bei kollinearere Winkeleinstellung der RISTRA-Kavität. Bei der Konstruktion eines möglichst kompakten Aufbaus wurden mehrere Aspekte berücksichtigt. Die $\frac{\lambda}{2}$ -Platte zur Kontrolle der Polarisation der umlaufenden Signalstrahlung befindet sich in einer um die optische Achse drehbaren Halterung. Die optische Achse der $\frac{\lambda}{2}$ -Platte ist in Richtung des umlaufenden Resonatorstrahls ausgerichtet. In der Halterung kann die Verzögerungsplatte um ihre optische Achse gedreht werden, wobei

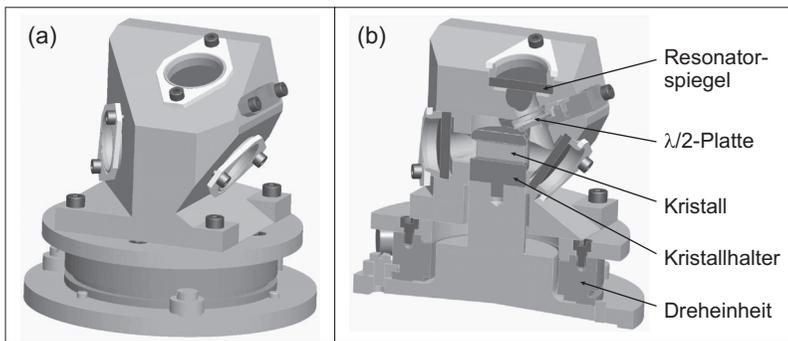


Bild B.1: 3D-Darstellung der RISTRA-Kavität als (a) Außenansicht und (b) vertikaler Schnitt entlang des Kristalls. Zum besseren Verständnis sind die wichtigsten Bauteile mit Pfeilen hervorgehoben.

die optimale Stellung nur einmalig während des OPO-Betriebs vorgenommen werden muss. Das Kernstück des OPOs, der nichtlineare Kristall, soll für eine gute Wärmeabfuhr in einer Halterung aus Kupfer fixiert werden können. Der Einkoppel- und Auskoppelspiegel müssen unter einem Winkel von $32,67^\circ$ zum Wellenvektor der Pumpstrahlung stehen. Damit durch diese beiden Spiegel keine Apertur für den eingekoppelten Pumpstrahl oder die ausgekoppelten OPO-Strahlen entsteht, wurde ein Spiegeldurchmesser von 25 mm vorgesehen.

Die physikalische Resonatorlänge der RISTRA-Kavität beträgt $L_{Resonator} = 129,7$ mm, mit einem Bohrungsdurchmesser von 10 mm für den Resonatorstrahl.

Die Einkopplung der Pumpstrahlung auf Höhe des Kristalls ist bei der RISTRA-Kavität von zwei Seiten möglich. Die Position der umlaufenden Signalstrahlung ist durch die starre Kavität vorgegeben, sodass die Pumpstrahlung nur in der Höhe angepasst werden muss. Der jeweilige Einkoppel- und Auskoppelspiegel muss dann dementsprechend getauscht werden.

C Nicht kollineare Phasenanpassung

Die Wellenlänge der OPO-Strahlen kann bei kollinearer Phasenanpassung durch eine Winkeländerung zwischen dem Wellenvektor des Pumpstrahls und der c -Achse geändert werden. Dies ist am einfachsten zu erreichen, indem der nichtlineare Kristall um die Achse gedreht wird, die senkrecht zur aufgespannten Ebene von c -Achse und dem Wellenvektor des Pumpstrahls steht. Mittels der nicht kollinearen Phasenanpassung besteht jedoch die Möglichkeit, mit einer kleineren Winkeländerung als im kollinearen Fall die Wellenlänge der OPO-Strahlen zu verändern oder ohne zusätzliche optische Hilfsmittel räumlich zu separieren.

Im Folgenden wird die Bestimmung der Wellenlängen im nicht kollinearen Fall erläutert. Dabei wird zuerst der Winkel γ zwischen dem Wellenvektor des Signal- und des Iderstrahls ermittelt und exemplarisch der Phasenanpassungswinkel anhand eines positiv uniaxialen Kristalls wie in Gleichung A.13 mit

$$U = \frac{A^2 + B^2 + 2 \cdot A \cdot B \cdot \cos[\gamma]}{C^2} \quad (\text{C.1})$$

und

$$S = \frac{A^2 + B^2 + 2 \cdot A \cdot B \cdot \cos[\gamma]}{D^2 + E^2 + 2 \cdot D \cdot E \cdot \cos[\gamma]} \quad (\text{C.2})$$

an den nicht kollinearen Fall angepasst [59]. Wie im kollinearen Fall für den Phasenanpassungswinkel θ_{PM} ist die Bestimmung des Winkels γ nur mit numerischen Methoden möglich. Durch Einsetzen der Parameter aus A.8 und A.15 in Gleichung C.1 sowie Gleichung C.2 ergibt sich bei konstanter Pumpwellenlänge λ_p für eine beliebige Signalwellenlänge λ_s ($\lambda_s > \lambda_p$) eine Lösung für den Winkel γ , wenn eine Phasenanpassung

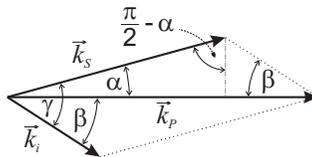


Bild C.1: Prinzipische Skizze zur Berechnung der internen Winkel zwischen den Wellenvektoren.

möglich ist. Wie in Bild C.1 dargestellt, wird bei nicht kollinearer Phasenanpassung der Wellenvektor \vec{k}_s der Signalstrahlung durch den Winkel α beeinflusst, wobei die Ausrichtung von \vec{k}_p unverändert bleibt. Da die Impulserhaltung aus Gleichung 2.5 immer erfüllt sein muss, verändert sich auch der Wellenvektor \vec{k}_i der Idlerstrahlung und somit auch die Wellenlänge.

Unter Verwendung der Notation aus Bild C.1 gilt

$$\gamma = \alpha + \beta. \quad (\text{C.3})$$

Mit Hilfe der Energieerhaltung aus Gleichung 2.4 ergeben sich zwei Möglichkeiten den Winkel α und seine Abhängigkeit von der Wellenlänge λ_s zu beschreiben.

Unter Verwendung des Sinussatzes ergibt sich ein möglicher Zusammenhang zu

$$\frac{\sin[\alpha]}{\sin[\gamma - \alpha]} = \frac{\lambda_p^{-1} - \lambda_s^{-1}}{\lambda_s^{-1}} \quad (\text{C.4})$$

und mit Hilfe des Tangenssatzes ein anderer zu

$$\frac{\tan\left[\frac{2\gamma - \alpha - \pi}{2}\right]}{\tan\left[\frac{\pi - \alpha}{2}\right]} = \frac{\lambda_s^{-1} - \lambda_p^{-1}}{\lambda_s^{-1} + \lambda_p^{-1}}. \quad (\text{C.5})$$

Hierbei ist darauf zu achten, dass der Winkel α nach der Degenereszenz $\lambda_s \geq 2 \cdot \lambda_p$ in den Winkel β übergeht. Aus der geometrischen Betrachtung von Bild C.1 ergibt sich kein Unterschied, wenn der Wellenvektor des Signalstrahls gegen oder im Uhrzeigersinn gedreht wird. Aus dieser geometrischen Vereinfachung ergibt sich bei nicht kollinearer Phasenanpassung ein vertikal spiegelsymmetrisches Wellenlängenverhalten von λ_i und λ_s bei konstanter Pumpwellenlänge λ_p , wie dies in Bild 2.9 und Bild 3.10 zu sehen ist.

D Alternative Pumpquelle für Ho^{3+} -dotierte Lasermedien

Das beste Ergebnis hinsichtlich Pulsenergie und Strahlqualität im mittleren Infrarot bei $\lambda = 6,45 \mu\text{m}$ wurde mit einem Ho^{3+} :LLF-MOPA gepumpten ZGP-RISTRA-OPO erreicht. Dafür muss die gepulste Laserquelle bei einer Wellenlänge von $2 \mu\text{m}$ jedoch eine Pulsenergie von einigen 10 mJ liefern können und gleichzeitig eine beugungsbegrenzte Strahlqualität aufweisen. Eine effiziente gepulste Strahlungsquelle mit einer Laserwellenlänge bei $2 \mu\text{m}$ kann aufgrund des hohen Emissionswirkungsquerschnitts nur mit Ho^{3+} -dotierten Materialien erreicht werden. Mit Tm^{3+} -dotierten Materialien ist eine Pulsenergie von mehreren 10 mJ bei einer Wellenlänge von $2 \mu\text{m}$ sehr schwierig zu erzielen [103]. Dies ist der starken thermischen Linse der kommerziell verfügbaren Wirtsmaterialien YAlO_3 (YAP) und $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YAG) geschuldet, mit denen bei einer Tm^{3+} -Dotierung eine Laserstrahlung von $\lambda > 2 \mu\text{m}$ erzeugt werden könnte.

Wie bereits in Kapitel 2.1.2 erläutert, liegt die einzige Schwierigkeit von Ho^{3+} -dotierten Laserquellen in der kostenintensiven Anschaffung einer geeigneten kontinuierlichen, schmalbandigen Pumpquelle bei $\lambda = 1,9 \mu\text{m}$. Die Entwicklung von dafür geeigneten Diodenlasern hat gerade erst begonnen [50]. Die temperaturabhängige Wellenlängenverschiebung der Diodenlaser beträgt jedoch 4 nm bei einer Variation der Ausgangsleistung um nur 25 W . Die erreichbare Ausgangsleistung ist derzeit noch zu niedrig und aufgrund der niedrigen Stückzahlen ist diese Pumpquelle auch noch sehr teuer.

Eine andere bereits kommerziell verfügbare kontinuierliche Pumpquelle ist der Tm^{3+} -Faserlaser. Laserleistungen von bis zu 200 W Singlemode und eine beugungsbegrenzte Strahlqualität können aktuell nur von der Firma IPG Photonics bereitgestellt werden. Die Kosten für einen solchen Tm^{3+} -Faserlaser bei $\lambda = 1,9 \mu\text{m}$ belaufen sich jedoch auf ungefähr 800 €/W Laserleistung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher eine Alternative zum Faserlaser bei $\lambda = 1,9 \mu\text{m}$ untersucht, die sich ebenfalls zum Pumpen von Ho^{3+} -dotierten Lasersystemen eignet. Es handelt sich dabei um einen Scheibenlaser im cw-Betrieb mit einem Tm^{3+} -dotierten Fluoridmaterial, das direkt mit Diodenlasern bei $\lambda = 795 \text{ nm}$ gepumpt werden kann. Das

Scheibenlaserprinzip besitzt grundlegende Vorteile gegenüber anderen Lasersystemen wie effizientes Pumpen und gute Strahlqualität bei hoher Ausgangsleistung. Durch die effiziente Kühlung der dünnen Scheibe in Richtung der Resonatorachse und die homogen gepumpte Fläche entsteht ein axialer Wärmefluss. Die Temperaturgradienten bilden sich somit überwiegend in Richtung der oszillierenden Laserstrahlung aus, wodurch sich thermische Effekte wie die thermische Linse oder spannungsinduzierte Depolarisation aufgrund der geringen Scheibendicke von ca. 100 μm - 200 μm nur schwach ausbilden können [110].

D.1 Überblick der Scheibenlaser bei $\lambda \approx 2 \mu\text{m}$

Bereits 1998 wurde der erste Scheibenlaser bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$ mit Tm^{3+} :YAG demonstriert [111]. Bei einer Dotierung von 10 at.% und einer Scheibendicke von 500 μm konnte eine Laserleistung von maximal 2 W erreicht werden.

Mit Ho^{3+} :YAG konnte ebenfalls ein Scheibenlaser bei $\lambda = 2 \mu\text{m}$ realisiert werden [112]. Die Scheiben besaßen eine Dotierung von 1,6 at.% und 2 at.%. Die Scheibendicke variierte zwischen 400 μm und 500 μm , wodurch in der Scheibe etwa 70 % der Pumpstrahlung absorbiert wurde. Bei kontinuierlicher Anregung betrug die maximale Ausgangsleistung 9,4 W und es wurde ein optischer Wirkungsgrad von 36 % erreicht.

Im Jahr 2011 konnte Tm^{3+} : Lu_2O_3 als Scheibenlasermaterial mit einer Dotierung von 5 at.% realisiert werden [113]. Bei kontinuierlicher Anregung betrug die Ausgangsleistung maximal 0,5 W, welche im quasi-cw Betrieb auf 1,6 W gesteigert werden konnte.

In einer etwas anderen Pumpanordnung als beim klassischen Scheibenlaserprinzip, bei dem der Pumpstrahl nur zweimal durch das dünne Lasermaterial geleitet wurde, konnte in der Gruppe der Wolframate eine Laseraktivität mit einer Tm^{3+} -Konzentration von 15 at.% in $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ demonstriert werden [114]. Bei einer Ausgangsleistung von 4,9 W betrug der optische Wirkungsgrad etwa $\eta_{opt} = 25 \%$. Mit epitaktisch aufgewachsenem $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ konnte ebenfalls eine Tm^{3+} -Dotierung von bis zu 15 at.% realisiert und verwendet werden [115]. Mit solch einem Material wurde das beste Ergebnis mit einer Dotierung von 5 at.% erreicht, wobei der optische Wirkungsgrad etwa 28 % bei einer Laserleistung von 5,9 W betrug. Das Emissionsspektrum dieses Lasers wies zwei Laserlinien bei $\lambda = 1,85 \mu\text{m}$ und $\lambda \approx 1,92 \mu\text{m}$ auf.

Die bisherigen Resultate bei einer Wellenlänge von $\approx 2 \mu\text{m}$ mit Scheibenlasern oder mit dünnen transversal betriebenen Lasermedien zeigen jedoch noch starke Limitierungen.

Ist die Dotierungskonzentration zu niedrig, muss die Scheibendicke relativ groß sein, um genügend Pumpstrahlung absorbieren zu können. Eine optimale Kühlung wird damit allerdings nicht mehr erzielt und bereits bei niedrigen Pumpintensitäten wirkt sich die hohe Wärmebelastung in der Scheibe negativ auf den Laserprozess aus. Eine dünnere Scheibe erfordert eine höhere Dotierung die in den demonstrierten Oxidmaterialien jedoch eine starke Upconversion zur Folge hat. Der Laserprozess wird dadurch limitiert oder sogar unterbunden.

D.2 Scheibenlasermaterial aus Fluorid

Relativ neue Wirtsmaterialien für Scheibenlaser bildet die Gruppe der Fluoride. Diese Materialien können hoch dotiert werden: Mit einer Konzentration von ≈ 30 at. % Yb^{3+} in LiYF_4 (YLF) wurde im Jahr 2011 der erste Fluorid-Scheibenlaser bei einer Wellenlänge von $1,05 \mu\text{m}$ demonstriert [116].

An der Universität Pisa konnte ein Laserbetrieb in Stabgeometrie mit einer Tm^{3+} -Konzentration von 16 at. % in LiLuF_4 (LLF) demonstriert werden [117, 118]. Der höchste Wirkungsgrad mit diesem Material wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit einer Tm^{3+} -Dotierung von 12 at. % erreicht. Mit dieser Tm^{3+} -Konzentration wurde der erste hoch effiziente und kontinuierlich gepumpte Scheibenlaser bei $\lambda = 1,9 \mu\text{m}$ als alternative Pumpquelle für Ho^{3+} -dotierte Laser untersucht. Die Resultate werden im Folgenden vorgestellt.

Das tetragonale Gitter von LLF wird durch drei jeweils senkrecht zueinander stehende Achsen aufgespannt, von denen zwei Komponenten (a -Achsen) die gleichen Eigen-

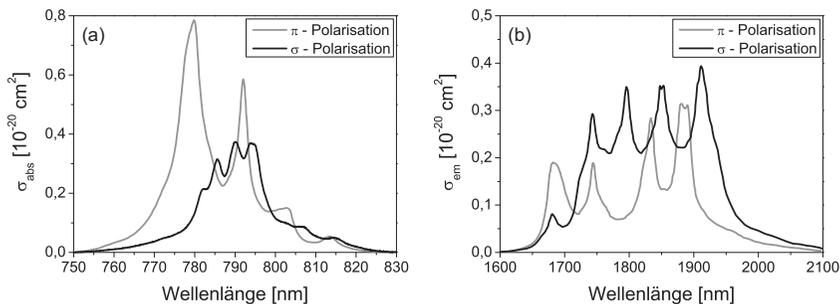


Bild D.1: Verlauf des Absorptions- (a) und Emissionswirkungsquerschnitts (b) der beiden Hauptachsen in Tm^{3+} :LLF [118].

schaften aufweisen. Somit ist LLF doppelbrechend und besitzt zwei unterschiedliche Absorptions- und thermische Ausdehnungskoeffizienten. Das Absorptionsspektrum von Tm^{3+} :LLF ist in einem Wellenlängenbereich von 750 nm - 830 nm in Bild D.1(a) dargestellt. Der Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{abs} eines Strahlungsanteils mit einer Polarisation parallel zur c -Achse (π -Polarisation) weist zwei starke Spitzen auf. Dabei befindet sich nur die schmalere Absorptionsspitze in einem Wellenlängenbereich für kommerziell verfügbare Laserdioden. Der Verlauf des Absorptionswirkungsquerschnitts mit einer Polarisation parallel zur a -Achse (σ -Polarisation) weist nur kleine Schwankungen auf, sodass ein relativ breiter Absorptionsbereich vorliegt. Wenn sich beide a -Achsen parallel zur Scheibenvorderseite befinden, muss für die mechanische Kontaktierung der dünnen Scheibe nur ein thermischer Ausdehnungskoeffizient beachtet werden und es entsteht eine homogenere Spannungsverteilung.

Das Emissionsspektrum von Tm^{3+} :LLF weist in der σ -Polarisation bei $\lambda = 1912$ nm den höchsten Wirkungsquerschnitt σ_{em} auf. In Bild D.1(b) ist der Emissionswirkungsquerschnitt für σ - und π -Polarisation dargestellt. Für das Scheibenlaserprinzip weist die σ -Polarisation von Tm^{3+} :LLF einige Vorteile gegenüber der π -Polarisation auf. Sie besitzt den höchsten Emissionswirkungsquerschnitt, der für eine hohe Verstärkung der Resonatorstrahlung innerhalb der kurzen Propagationsstrecke im dünnen Scheibenlasermedium besonders wichtig ist. Zum optischen Anregen mittels eines Diodenlasers ist im Vergleich zur π -Polarisation der breitere Absorptionsbereich mit nur kleinen Schwankungen im Absorptionswirkungsquerschnitt von Vorteil. Das tetragonale Gitter weist zwei a -Achsen auf, sodass bei entsprechender Ausrichtung des Kristallgitters zum Wellenvektor der Pumpstrahlung keine Vorzugsrichtung der Polarisation des Pumpstrahls notwendig ist. Somit ist die Absorption auch von unpolarisierter Pumpstrahlung aufgrund des nahezu senkrechten Pumplichteinfalls fast vollständig vom Absorptionskoeffizienten der σ -Polarisation des doppelbrechenden Tm^{3+} :LLF-Kristalls abhängig. Beim Schneiden des Scheibenrohlings wurde daher darauf geachtet, dass der Normalenvektor der Scheibenvorderseite in Richtung der c -Achse des LLF-Kristallgitters zeigt.

Die unpolarisierte Pumpstrahlung trifft im Scheibenlaser zwar nicht senkrecht auf die Scheibenoberfläche, aus der Vektorzerlegung der schräg einfallenden Pumpstrahlung geht jedoch hervor, dass im LLF-Kristall nur ein Strahlungsanteil von ca. 3,8 % dem Absorptionswirkungsquerschnitt der π -Polarisation zugeordnet ist.

D.3 Ergebnisse mit Tm^{3+} :LLF

Der Tm^{3+} :LLF-Boule wurde an der Universität Pisa im Czochralski Verfahren hergestellt und hatte eine Tm^{3+} -Konzentration von 12 at.%. Die Experimente wurden mit 200 μm dicken beidseitig polierten Scheiben mit einem Durchmesser von 6 mm durchgeführt. Die Vorderseite der Scheiben besaß eine AR-Beschichtung für die Pumpwellenlänge von ≈ 792 nm und die Laserwellenlänge von 1,91 μm . Die Rückseite war hochreflektierend mit dielektrischen Schichten für beiden Wellenlängen sowie einer abschließenden Kupferschicht beschichtet. Darauf aufbauend wurde eine mehrlagige Metallisierung für eine Weichlotkontaktierung aufgebracht. Die Schichten wurden mit dem Ionenstrahlsputterverfahren (engl.: ion beam sputtering, IBS) aufgebracht.

Aufgrund von starken Wasserabsorptionslinien zwischen $\lambda = 1,8 \mu m - 1,96 \mu m$ befand sich der gesamte Scheibenlaseraufbau in einem abdeckbaren Gehäuse, das kontinuierlich mit trockener Luft gespült werden konnte. Durch die Reduzierung der relativen Luftfeuchte (rH) auf $rH < 3 \%$ bei einer Lufttemperatur von ca. $T = 25 \text{ }^\circ C$ konnte die Laserleistung maximiert und stabilisiert werden.

Die beschichteten Scheiben wurden am Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart auf Wärmesenken aus einer Kupfer-Wolfram-Legierung gelötet und anschließend die Scheibenkrümmung vermessen. Der Krümmungsradius der Scheiben betrug ca. $R_{Scheibe} = -0,7$ m bis $-0,8$ m.

In den Experimenten mit dem neuen Scheibenlasermaterial wurde ein einfacher linearer Resonator bestehend aus einem Auskoppelspiegel und der Scheibe als HR-Endspiegel verwendet. Die Resonatorlänge betrug nur 116 mm, die mit dem verwendeten Scheibenlasermodul den kürzesten Abstand zwischen Spiegelhalter und Scheibe darstellte. Bei einer Wellenlänge von 1,9 μm standen zwei gekrümmte Auskoppelspiegel mit einer

Parameter	Symbol	Werte
Absorptionswirkungsquerschnitt	$\sigma_{abs}(\lambda_s)$	$2,9 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$
Emissionswirkungsquerschnitt	$\sigma_{em}(\lambda_s)$	$4,0 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$
Tm^{3+} -Ionen (12 at.%)	N_{Dot}	$1,73 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$
Tm^{3+} -Ionen im Grundniveau (Laserbetrieb)	N_0	$1,46 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$
AR-Beschichtung Vorderseite	T_{HT}	99,5 %
Resonatorverluste	Λ	0,5 %
Reflektivität des Auskopplers	R_{OC}	98 %
Prismen, Parabolspiegel, HR-Beschichtung	$R_{Pr}, R_P, R_{HR-Scheibe}$	99,6 %

Tabelle D.1: Laserparameter zur Berechnung der nicht absorbierten Pumpleistung.

Spiegelreflektivität R_{OC} von 98 % und 96,5 % zur Verfügung. Der Krümmungsradius R_{Spiegel} der plankonkaven Auskoppelspiegel betrug dabei jeweils 0,2 m.

Damit eine optimale Absorption im Lasermedium erreicht wird, muss der Wellenlängenbereich der Pumpquelle eingegrenzt werden. Dies ist speziell beim Scheibenlaser sehr wichtig, da mit sinkender Absorption der Pumpstrahlung in der Scheibe der nicht absorbierte Anteil der Pumpstrahlung aufgrund des Scheibenlaserprinzips zur Pumpquelle und somit zum Faserende zurückreflektiert wird. Der zurückreflektierte Leistungsanteil darf nicht zu groß werden, da die Pumpquelle z.B. ein fasergekoppelter Diodenlaser, durch die Rückkopplung Schaden nimmt und im schlimmsten Fall sogar komplett ausfallen kann. Als theoretische Berechnung dazu wurden von EICHHORN Gleichungen von CONTAG allgemeiner formuliert, die als Grundlage für die folgenden Kurven dienten [119, 120]. Die Leistung P_{Rest} der nicht absorbierten Pumpstrahlung ist gegeben durch

$$P_{\text{Rest}} = (R_P^2 \cdot R_{Pr})^{m_{\text{Umlenkung}}} \cdot (T_{HT}^2 \cdot R_{\text{HR-Scheibe}} \cdot T_{\text{Scheibe}})^{2 \cdot m_{\text{Umlenkung}}} \cdot R_P \cdot P_{\text{Pump}}, \quad (\text{D.1})$$

wobei R_{Pr} für die Reflektivität der Prismen, R_P die des Parabolspiegels und $R_{\text{HR-Scheibe}}$ die der hochreflektierenden Scheibenrückseite ist. Die Bezeichnung T_{HT} steht dabei für die Transmission der Pumpstrahlung durch die entspiegelte Scheibenvorderseite und T_{Scheibe} für die einfache Transmission durch die dünne Scheibe. Die Anzahl der Umlenkungen durch die Scheibe wird mit $m_{\text{Umlenkung}}$ berücksichtigt. Aus dem Verhältnis von

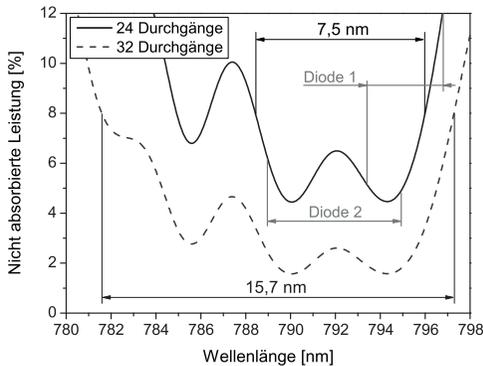


Bild D.2: Berechnete Absorption im Tm^{3+} :LLF-Lasermedium nach 24- und 32-facher Umlenkung durch die Scheibe. Der mit den hellgrau eingezeichneten Pfeilen markierte Bereich stellt den spektralen Emissionsbereich der beiden Dioden bei Variation der Pumpleistung dar.

P_{Rest} und der Pumpleistung P_{Pump} ergibt sich der nicht absorbierte Pumpleistungsanteil.

Mit den Daten aus Tabelle D.1 und dem Absorptionsspektrum aus Bild D.1(a) ist in Bild D.2 der Verlauf des nicht absorbierten Pumpleistungsanteils in einem Wellenlängenbereich von 780 nm - 798 nm dargestellt. Die durchgezogene schwarze Kurve steht für 24 Durchgänge der Pumpstrahlung durch die Scheibe, welche dem verwendeten Scheibenlasermodul entspricht. $Tm^{3+}:LLF$ weist bei $\lambda = 790$ nm und $\lambda = 794,5$ nm die höchste Absorption auf. Für längere Wellenlängen nimmt die Absorption stark ab. Der dritte etwas schwächere Absorptionspeak befindet sich bei 785,5 nm, wobei zu kürzeren Wellenlängen hin auch hier die Absorption stark abnimmt. Die Pumpwellenlänge sollte sich bei dem 24-fach Scheibenlasermodul im Bereich der beiden stärksten Absorptionspeaks von $Tm^{3+}:LLF$ befinden, um die höchstmögliche Absorption im Lasermedium zu gewährleisten.

In Bild D.3 sind die Leistungsdaten des $Tm^{3+}:LLF$ -Scheibenlasers bei einer Spiegelreflektivität von $R_{OC} = 98 \%$ dargestellt. Mittels einer entspiegelten asphärischen Linse wurde der Pumpfleckdurchmesser d_{Pump} von 1,63 mm auf die Scheibe abgebildet. Die Pumpquelle (Diode 1) besaß eine spektrale Bandbreite von FWHM < 2 nm und emittierte maximal eine Leistung von 22 W. Die Emissionswellenlänge von Diode 1 befand sich über den gesamten Leistungsbereich zwischen 793,4 nm und 796,9 nm. Dieser Wellenlängenbereich von Diode 1 ist in Bild D.2 durch hellgrau gekennzeichnete Pfeile her-

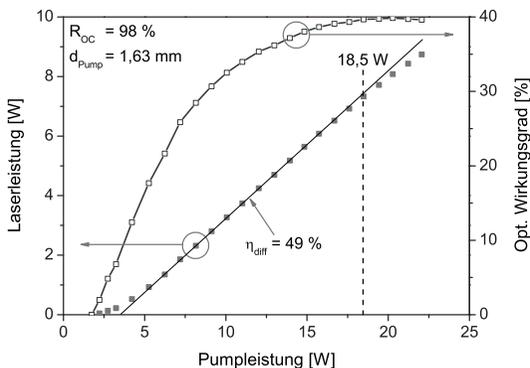


Bild D.3: Laserleistung und optischer Wirkungsgrad des $Tm^{3+}:LLF$ -Scheibenlasers mit Diode 1. Der Pumpfleckdurchmesser d_{Pump} beträgt 1,63 mm und die Spiegelreflektivität $R_{OC} = 98 \%$.

vorgehoben. Mit der berechneten Kurve von Bild D.2 für das 24-fach Modul ergibt dies einen nicht absorbierten Leistungsanteil von 5 % - 13 %. Die maximale Laserleistung betrug 8,7 W bei einer Pumpleistung von 22 W, was einem optischen Wirkungsgrad η_{opt} von 40 % entspricht. Der differentielle Wirkungsgrad betrug $\eta_{diff} = 49\%$ und stellt damit zusammen mit dem optischen Wirkungsgrad das beste Ergebnis dar, das je mit einem Scheibenlaser bei einer Wellenlänge von $\approx 2\ \mu\text{m}$ erreicht wurde.

Bei einer Laserleistung von 8 W wurde der Ausgangsstrahl mit einer Linse fokussiert und eine Strahlqualität von $M_x^2 = 9,8$ und $M_y^2 = 10,8$ ermittelt. In [121] wurde erläutert, wie die Beugungsmaßzahl M^2 , aus dem Verhältnis von Pumpfleckgröße zur Grundmode-Querschnittsfläche, für $M^2 > 2$ mit

$$M^2 \simeq \left(\frac{w_p}{w_{Mode}} \right)^2 \quad (\text{D.2})$$

abgeschätzt werden kann. Bei diesem Ansatz wird davon ausgegangen, dass transversale Moden, aufgrund von Reabsorption (Quasi-Drei-Niveau-System), nicht durch den un gepumpten Bereich des Lasermediums propagieren können. Das gemessene M^2 des Tm^{3+} :LLF-Scheibenlasers stimmt mit der überschlägigen Abschätzung, bei der die Beugungsmaßzahl zu $M^2 \approx 11$ berechnet wurde, relativ gut überein. In Gleichung D.2 steht w_p für den Pumpradius und w_{Mode} für den kleinsten transversalen Modenradius (Grundmoderadius) auf der Scheibe [121].

Der differentielle Wirkungsgrad der Leistungskurve in Bild D.3 nimmt oberhalb einer Pumpleistung von ca. 18,5 W ab. Bei dieser Pumpleistung beträgt die zentrale Emissionswellenlänge von Diode 1 exakt $\lambda = 796\ \text{nm}$. Oberhalb dieser Wellenlänge ist die Absorption in der Tm^{3+} :LLF-Scheibe zu gering, sodass der differentielle Wirkungsgrad zu sinken beginnt. Aus der Berechnung ergibt sich ein nicht absorbiertes Pumpleistungsanteil von 8 % bei $\lambda = 796\ \text{nm}$. Daraus folgt, dass für einen optimalen Wirkungsgrad der nicht absorbierte Pumpleistungsanteil kleiner als 8 % gehalten werden sollte. In der hier beschriebenen Konfiguration kann dies in einem 7,5 nm breiten Wellenlängenbereich zwischen 788,5 nm und 796 nm sichergestellt werden. Die Gesamtabsorption der Scheibe kann durch eine Erhöhung der Anzahl von Scheibendurchgängen verbessert werden. Dies zeigt die dunkelgrau gestrichelte Linie in Bild D.2, welche den Verlauf der nicht absorbierten Pumpleistung für 32 Scheibendurchgänge darstellt. Hierdurch verbreitert sich zusätzlich das nutzbare Absorptionsspektrum der Pumpstrahlung auf mehr als das Doppelte, nämlich von 781,6 nm bis 797,3 nm.

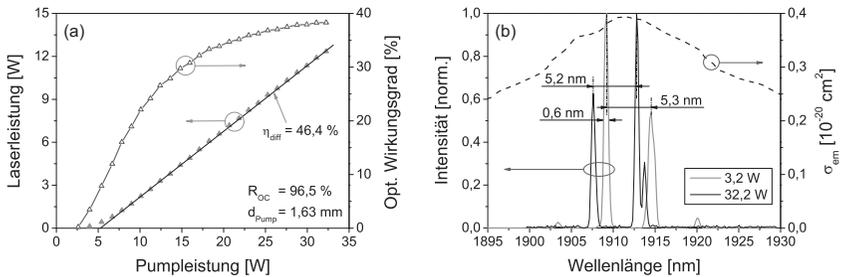


Bild D.4: (a) Laserleistung und optischer Wirkungsgrad mit Spiegelreflektivität R_{OC} von 96,5 % mit Diode 2 und einem Pumpfleckdurchmesser d_{Pump} von 1,63 mm. (b) Gemessene Laserwellenlängen des Tm^{3+} :LLF-Scheibenlasers kurz nach der Schwelle bei einer Pumpleistung P_{Pump} von 3,2 W und bei $P_{Pump} = 32,2$ W und der Verlauf des Emissionsspektrums in diesem Wellenlängenbereich als gestrichelte schwarze Linie.

Um höhere Pumpleistungen zu erreichen, wurde Diode 1 durch eine stärkere Pumpdiode mit einer Ausgangsleistung von 100 W (Diode 2) ersetzt. Das Wellenlängenspektrum von Diode 2 verschob sich um ca. 6 nm innerhalb des gesamten Leistungsbereichs mit einer spektralen Bandbreite von $FWHM < 3$ nm. Für eine größtmögliche Absorption im Lasermedium wurde Diode 2 durch forcierte Kühlung auf einen Wellenlängenbereich von $\lambda = 789\text{ nm} - 795\text{ nm}$ eingestellt, der ebenfalls in Bild D.2 durch hellgrau gekennzeichnete Pfeile hervorgehoben ist. Die Ergebnisse mit einer Auskopplerreflektivität von $R_{OC} = 96,5\%$ sind in Bild D.4(a) gezeigt. Die Pumpintensität mit Diode 2 wurde auf ca. $1,5\text{ kW/cm}^2$ festgelegt. Diese befindet sich über der bereits demonstrierten Pumpintensität von Diode 1 mit $1,1\text{ kW/cm}^2$. Mit einem Pumpfleckdurchmesser von $d_{Pump} = 1,63\text{ mm}$ und einer Pumpleistung von 32,2 W konnte eine Laserleistung von 12,3 W erreicht werden. Der differentielle Wirkungsgrad blieb auch bei höheren Pumpleistungsdichten konstant bei $\eta_{diff} = 46,4\%$. Aufgrund der niedrigeren Spiegelreflektivität von $R_{OC} = 96,5\%$ steigt die Laserschwelle jedoch an, wobei η_{opt} noch 38,3 % betrug.

Mit einem Gitterspektrometer wurde das Emissionsspektrum des Scheibenlasers kurz nach Erreichen der Laserschwelle bei $P_{Pump} = 3,2\text{ W}$ und bei der Pumpintensität von $1,5\text{ kW/cm}^2$ gemessen. Das normierte Ergebnis ist in Bild D.4(b) gezeigt. Der Scheibenlaser emittierte mehrere Laserlinien, welche einen spektralen Abstand von 5,3 nm bzw. 5,2 nm und eine Linienbreite von $FWHM \approx 0,6\text{ nm}$ aufwiesen. Die Linienstruktur der Laserlinien wird durch die beiden Endflächen der Scheibe verursacht, welche als Etalon wirkt. Die Emissionswellenlängen bei $\lambda \approx 1,91\text{ }\mu\text{m}$ erfahren nur in einem schmalen spektralen Bereich eine hohe Verstärkung, sodass nur zwei Linien anschwngen. Zum

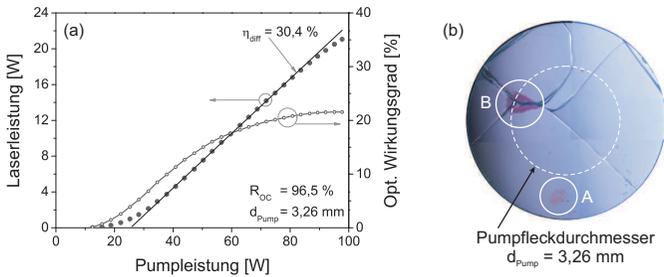


Bild D.5: (a) Laserleistung und optischer Wirkungsgrad bei einem Pumpfleckdurchmesser d_{pump} von 3,26 mm und (b) eine Nahaufnahme der zerstörten $\text{Tm}^{3+}:\text{LLF}$ -Scheibe.

besseren Verständnis ist in Bild D.4(b) ebenfalls der Verlauf des Emissionswirkungsquerschnitts über den betrachteten Wellenlängenbereich als gestrichelte schwarze Linie dargestellt.

Der Scheibendurchmesser von 6 mm erlaubte eine Vergrößerung des bisher verwendeten Pumpfleckdurchmessers, sodass eine Steigerung der Ausgangsleistung des $\text{Tm}^{3+}:\text{LLF}$ -Scheibenlasers möglich wird. Unter Beibehaltung des Auskoppelspiegels mit $R_{\text{OC}} = 96,5\%$ wurde für eine Leistungsskalierung der Pumpfleckdurchmesser von 1,63 mm auf 3,26 mm vergrößert. Bei der maximalen Pumpleistung von Diode 2 von 100 W, resultiert damit eine Pumpintensität von $1,2\text{ kW/cm}^2$. In Bild D.5(a) ist das Ergebnis der Laserleistung und des optischen Wirkungsgrads mit diesem Pumpfleckdurchmesser zu sehen. Durch die Verdopplung des Pumpfleckdurchmessers auf 3,26 mm stieg auch die Laserschwelle proportional zur größeren Fläche an. Bei maximaler Pumpleistung wurde eine Laserleistung von 21 W erreicht, was einem optischen Wirkungsgrad von $\eta_{\text{opt}} = 21,5\%$ entspricht. Diese Laserleistung wurde noch von keinem Scheibenlaser bei einer Wellenlänge von $\approx 2\text{ }\mu\text{m}$ erreicht, jedoch war der differentielle Wirkungsgrad mit $\eta_{\text{diff}} = 30,4\%$ deutlich geringer als das in dieser Arbeit bereits erreichte Ergebnis von bis zu $\eta_{\text{diff}} = 49\%$.

Nach Erreichen der maximalen Pumpleistung stoppte der Laserbetrieb und die Scheibe wies Risse auf. In Bild D.5(b) ist eine Aufnahme der verwendeten Scheibe zu sehen, die mit Hilfe eines Auflichtmikroskops aufgenommen wurde. Der Pumpfleck ist als gestrichelter weißer Kreis in Bild D.5(b) eingetragen und befand sich relativ zentral auf der Scheibe.

Möglicherweise erstreckte sich der Pumpfleck in einen schlecht kontaktierten Bereich hinein. In der Nahaufnahme der Scheibe ist im Bereich A eine Stelle sichtbar, welche sich als rosafarbener Fleck deutlich gegenüber dem bläulich erscheinenden Hintergrund

hervorhebt. Eine lokal veränderte Kontaktierung auf der metallisierten Scheibenrückseite ist durch die transparente Scheibe im Auflichtmikroskop gut zu erkennen. Der dezentrale Bereich B scheint der Ausgangspunkt für das Versagen der Scheibe zu sein. Eine inhomogene Pumpverteilung bzw. Überhöhung im Zentrum des Pumpflecks kann ausgeschlossen werden.

Nach Rücksprache mit dem Beschichter könnte die rosa- oder orangefarbene Verfärbung durch eine beschädigte oder schlecht haftende Stelle zwischen der Kupferschicht und der Diffusionssperre entstanden sein.

D.3.1 Auswahl der Laserlinie mit einem Etalon

Für eine spätere Verwendung als optische Pumpquelle für ein Ho^{3+} -dotiertes Lasermedium sollte die Emissionswellenlänge des $Tm^{3+}:LLF$ -Scheibenlasers spektral an das jeweilige Absorptionsspektrum angepasst werden können. Dazu wurde ein unbeschichtetes Etalon zur Selektion der Laserwellenlänge im Resonator des $Tm^{3+}:LLF$ -Scheibenlasers eingesetzt, das in der schematischen Darstellung des Resonatoraufbaus in Bild D.6 zu sehen ist. Die im vorherigen Abschnitt verwendeten gekrümmten Auskoppelspiegel wiesen keine konstante Reflektivität in einen Wellenlängenbereich von $1895 \mu m$ - $1930 \mu m$ auf. Daher wurde die Auskopplung nicht über einen Auskoppelspiegel bewerkstelligt, sondern mittels einer Kombination aus $\frac{\lambda}{4}$ -Platte und Polarisator, wie dies in Bild D.6 zu sehen ist. Der Resonator wurde daher geringfügig verändert, damit die Laserlinie bei einer konstanten Reflektivität mit Hilfe des Etalons durchgestimmt werden konnte.

Die in Bild D.6 dargestellte Kavität besteht aus der hoch reflektierende Rückseite der Scheibe und einem HR-Spiegel mit einem Krümmungsradius von $R_{Spiegel} = 0,5 m$. In

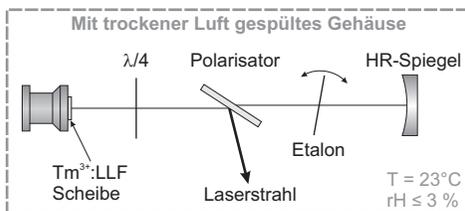


Bild D.6: Schematischer Aufbau der Laserkavität für die Messung zur variablen Durchstimmung der Emissionswellenlänge des $Tm^{3+}:LLF$ -Scheibenlasers. Der Resonator befindet sich in einem geschlossenen Gehäuse, welches mit trockener Luft gespült wird.

der Kavität befindet sich ein Dünnschichtpolarisator im Brewsterwinkel, sodass nur eine linear polarisierte Resonatorstrahlung durch den Polarisator transmittieren kann. Durch die Position der $\frac{\lambda}{4}$ -Platte vor der hoch reflektierenden Scheibe, propagiert die Resonatorstrahlung zweimal durch die $\frac{\lambda}{4}$ -Platte bevor sie am Dünnschichtpolarisator ausgekoppelt wird. Der Anteil der Resonatorstrahlung der am Polarisator reflektiert wird, kann mittels axialer Drehung der $\frac{\lambda}{4}$ -Platte variiert werden, sodass ein variabler Auskoppelspiegel entsteht.

Damit die Wärmebelastung für die Scheibe auch ohne Laseroszillation gering blieb, wurde nur eine Pumpleistung von $P_{\text{Pump}} = 9,5 \text{ W}$ gewählt. Bei dieser Pumpleistung wurde der Scheibenlaser zuerst ohne das Etalon betrieben und eine maximale Ausgangsleistung von 1,86 W mittels der $\frac{\lambda}{4}$ -Platte eingestellt. Mit dieser Einstellung des Auskoppelgrads wurde das Etalon, das eine Dicke von 40 μm aufwies, wieder in die Kavität eingebracht und die emittierten Laserlinien des Tm^{3+} :LLF-Scheibenlasers aufgenommen.

Durch eine Änderung des Winkels zwischen der Normalen des Etalons und der Resonatorachse ist es möglich die Frequenz der Laseremission innerhalb eines kleinen Bereichs zu verändern, weil hier die oszillierende Resonatorstrahlung noch genügend Verstärkung erfährt. Der Abstand zwischen den Frequenzmaxima bei denen das Etalon keine Resonatorverluste erzeugt, wird als freier Spektralbereich bezeichnet und beträgt bei diesem Etalon ca. 31,7 nm bei einer Wellenlänge von 1,91 μm .

Jede Winkelstellung des Etalons entspricht genau einer Laserwellenlänge bzw. einem

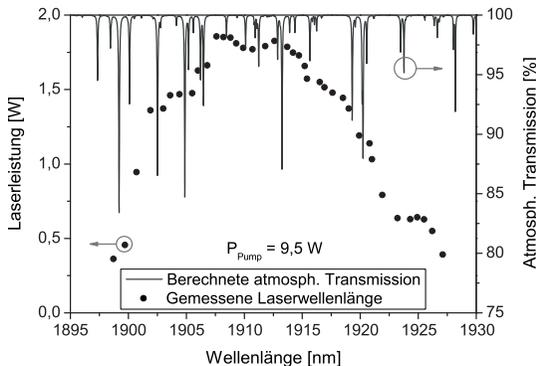


Bild D.7: Gemessene Laserlinien des Tm^{3+} :LLF-Scheibenlasers bei einer Pumpleistung P_{Pump} von 9,5 W. Der berechnete Verlauf der Transmission durch Luft ist als Funktion der Wellenlänge für eine Propagationsstrecke von 1 m, einer relativen Luftfeuchtigkeit von $rH = 3 \%$ und einer Lufttemperatur von $T = 27 \text{ }^\circ\text{C}$ aus den Daten der HITRAN-Datenbank berechnet [90].

schwarzen Punkt in Bild D.7. Mit dem verwendeten Etalon konnten Laserlinien innerhalb eines Wellenlängenbereichs von $\lambda = 1899 \text{ nm} - 1927 \text{ nm}$ ausgewählt werden. In diesem spektralen Bereich befinden sich viele scharf definierte Wasserdampfabsorptionslinien. Eine Laseroszillation genau auf einer Wasserdampfabsorptionslinie bei einer relativen Luftfeuchte rH von ungefähr 3 % ist unmöglich. Auch bei einem sehr geringen Wasseranteil in der Luft erfährt die Laserstrahlung bei einer Wasserdampfabsorptionslinie zu große Verluste. Dies führte beim $\text{Tm}^{3+}:\text{LLF}$ -Scheibenlaser dazu, dass bei diesen Absorptionslinien keine Laseroszillation stattfand.

Die Transmission durch Luft ist in Bild D.7 mit den Daten der HITRAN-Datenbank exemplarisch für eine Wegstrecke von nur 1 m bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von $rH = 3 \%$ und einer Umgebungstemperatur von $T = 27 \text{ °C}$ als Funktion der Wellenlänge (graue Kurve) abgebildet [90]. Die gemessenen Laserlinien liegen genau in den Wellenlängenbereichen mit einer hohen Transmission.

D.4 Fazit zum neuen Scheibenlasermaterial $\text{Tm}^{3+}:\text{LLF}$

Das Scheibenlasermaterial $\text{Tm}^{3+}:\text{LLF}$ zeigte in den hier vorgestellten Untersuchungen keine Limitierung in der Ausgangsleistung, aufgrund von thermischen Effekten oder Upconversion. Der spektrale Pumpbereich von $\text{Tm}^{3+}:\text{LLF}$ kann durch eine höhere Anzahl an Pumpstrahldurchgängen durch die Scheibe erweitert werden. Dadurch wird die Absorption der Pumpstrahlung in der Scheibe weiter erhöht und eine Wellenlängenschiebung der Pumpdiode wirkt sich weniger auf den Laserbetrieb aus. Der bisher erreichte optische Wirkungsgrad von 40 % und die Ausgangsleistung von 21 W übertreffen alle zuvor demonstrierten Ergebnisse mit einem Scheibenlaser bei Wellenlängen im Bereich von $1,9 \mu\text{m} - 2,1 \mu\text{m}$. Eine effiziente Skalierung der Laserleistung ist möglich, wodurch diese Laserquelle eine echte Alternative darstellt, um Ho^{3+} -dotierte Lasermedien kostengünstig anregen zu können. Die vorgestellten Ergebnisse wurden bereits in Kooperation mit der Universität Pisa veröffentlicht [122, 123].

Literaturverzeichnis

- [1] Berlien, H.-P. und Müller, G. J., *Applied Laser Medicine*. Springer-Verlag, 2003.
- [2] Raulin, C. und Karsai, S., *Lasertherapie der Haut*. Springer-Verlag, 2013.
- [3] Danne, M., *Laser Ultrasound Surgical Therapy - Erste In vitro- und Ex vivo-Untersuchungen in der Neurochirurgie*. Doktorarbeit, Medizinische Fakultät Charité - Universitätsmedizin Berlin, 2011.
- [4] Salisbury, D. F., "News conference following first human surgery with a free-electron laser beam," in *Vanderbilt's Online Research Magazine*, http://www.vanderbilt.edu/exploration/news/news_fel_newsconf.htm, 1999.
- [5] Edwards, G. S., Austin, R. H., Carroll, F. E., Copeland, M. L., Couprie, M. E., Gabella, W. E., Haglund, R. F., Hooper, B. A., Hutson, M. S., Jansen, E. D., Joos, K. M., Kiehart, D. P., Lindau, I., Miao, J., Pratisto, H. S., Shen, J. H., Tokutake, Y., van der Meer, A. F. G., und Xie, A., "Free-electron-laser-based biophysical and biomedical instrumentation," *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 74, Nr. 7, S. 3207–3245, 2003.
- [6] Jabs, A., "Band assignments - Amide vibrations," Leibniz Institute for Age Research - Fritz Lipmann Institute, Jena, 1998.
- [7] Barth, A. und Zscherp, C., "What vibrations tell about proteins," *Q. Rev. Biophys.*, Vol. 35, Nr. 04, S. 369–430, 2002.
- [8] Edwards, G., Logan, R., Copeland, M., Reinisch, L., Davidson, J., Johnson, B., Maciunas, R., Mendenhall, M., Ossoff, R., Tribble, J., Werkhaven, J., und O'Day, D., "Tissue ablation by a free-electron laser tuned to the amide II band," *Nature*, Vol. 371, Nr. 6496, S. 416–419, 1994.
- [9] Hutson, M. S. und Edwards, G. S., "Advances in the physical understanding of laser surgery at 6.45 microns," in *26th International Free Electron Laser Conference and 11th FEL User Workshop 2004*, S. 648–653, 2004.

- [10] Peavy, G. M., Reinisch, L., Payne, J. T., und Venugopalan, V., "Comparison of cortical bone ablations by using infrared laser wavelengths 2.9 to 9.2 μm ," *Lasers Surg. Med.*, Vol. 25, Nr. 5, S. 421–434, 1999.
- [11] Joos, K. M., Shen, J. H., Shetlar, D. J., und Casagrande, V. A., "Optic nerve sheath fenestration with a novel wavelength produced by the free electron laser (FEL)," *Laser Surg. Med.*, Vol. 27, Nr. 3, S. 191–205, 2000.
- [12] Mackanos, M. A., Simanovskii, D., Joos, K. M., Schwettman, H. A., und Jansen, E. D., "Mid infrared optical parametric oscillator (OPO) as a viable alternative to tissue ablation with the free electron laser (FEL)," *Laser Surg. Med.*, Vol. 39, Nr. 3, S. 230–236, 2007.
- [13] Edwards, G. S., Pearlstein, R. D., Copeland, M. L., Hutson, M. S., Latone, K., Spiro, A., und Pasmanik, G., "6450 nm wavelength tissue ablation using a nano-second laser based on difference frequency mixing and stimulated Raman scattering," *Opt. Lett.*, Vol. 32, Nr. 11, S. 1426–1428, 2007.
- [14] Acco, S., Blau, P., Pearl, S., und Arie, A., "Optical parametric generation at extremely low pump irradiance in a long periodically poled lithium niobate," in *Proc. of SPIE (Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials, Devices, and Applications VI)*, Vol. 6455, S. 64551A, 2007.
- [15] Vodopyanov, K. L., Levi, O., Kuo, P. S., Pinguet, T. J., Harris, J. S., Fejer, M. M., Gérard, B., Becouarn, L., und Lallier, E., "Optical parametric oscillation in quasi-phase-matched GaAs," *Opt. Lett.*, Vol. 29, Nr. 16, S. 1912–1914, 2004.
- [16] Maiman, T. H., "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature*, Vol. 187, Nr. 4736, S. 493–494, 1960.
- [17] Rosenberg, N., Gelijns, A., und Dawkins, H., *Sources of Medical Technology: Universities and Industry*, Vol. V. The National Academies Press, 1995.
- [18] Träger, F., *Springer Handbook of Lasers and Optics*. Springer-Verlag, 2007.
- [19] Weber, M. J., *Handbook of Lasers*. Laser & Optical Science & Technology, CRC Press, 2001.
- [20] Bille, J. und Schlegel, W., *Medizinische Physik 3 - Medizinische Laserphysik*. Springer-Verlag, 2005.

- [21] Hale, G. M. und Querry, M. R., "Optical Constants of Water in the 200-nm to 200- μm Wavelength Region," *Appl. Opt.*, Vol. 12, Nr. 3, S. 555–563, 1973.
- [22] Mörike, K. D., Betz, E., und Mergenthaler, W., *Biologie des Menschen*. Quelle & Meyer Verlag, 15. Aufl., 2001.
- [23] Bear, M. F., Connors, B. W., und Paradiso, M. A., *Neurowissenschaften - Ein grundlegendes Lehrbuch für Biologie, Medizin und Psychologie*. Springer-Verlag, 3. Aufl., 2009.
- [24] Löffler, G., *Basiswissen Biochemie: mit Pathobiochemie*. Springer-Verlag, 7. überarb. Aufl., 2008.
- [25] Orlovskii, Y., Basiev, T., Vorob'ev, I., Orlovskaya, E., Barnes, N., und Mirov, S., "Temperature dependencies of excited states lifetimes and relaxation rates of 3-5 phonon (4-6 μm) transitions in the YAG, LuAG and YLF crystals doped with trivalent holmium, thulium, and erbium," *Opt. Mater.*, Vol. 18, Nr. 4, S. 355–365, 2002.
- [26] Nostrand, M. C., Page, R. H., Payne, S. A., Isaenko, L. I., und Yelissev, A. P., "Optical properties of Dy^{3+} - and Nd^{3+} -doped KPb_2Cl_5 ," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 18, Nr. 3, S. 264–276, 2001.
- [27] Bowman, S. R., Shaw, L. B., Feldman, B. J., und Ganem, J., "A 7- μm Praseodymium-Based Solid-State Laser," *IEEE J. Quantum Elect.*, Vol. 32, Nr. 4, S. 646–649, 1996.
- [28] Schunemann, P. G., "CdSiP₂ and OPGaAs: New Nonlinear Crystals for the Mid-Infrared," in *Proc. of Advances in Optical Materials (Nonlinear Crystals and Processes III)*, S. AIFA1, Optical Society of America, 2011.
- [29] Petrov, V., Noack, F., Tunchev, I., Schunemann, P., und Zawilski, K., "The Nonlinear Coefficient d_{36} of CdSiP₂," in *Proc. of SPIE (Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials, Devices, and Applications VIII)*, Vol. 7197, S. 71970M–1, 2009.
- [30] Mason, P. D., Jackson, D. J., und Gorton, E. K., "CO₂ laser frequency doubling in ZnGeP₂," *Opt. Commun.*, Vol. 110, Nr. 1-2, S. 163–166, 1994.
- [31] Skauli, T., Vodopyanov, K. L., Pinguet, T. J., Schober, A., Levi, O., Eyres, L. A., Fejer, M. M., Harris, J. S., Gérard, B., Becouarn, L., Lallier, E., und Arisholm, G.,

- “Measurement of the nonlinear coefficient of orientation-patterned GaAs and demonstration of highly efficient second-harmonic generation,” *Opt. Lett.*, Vol. 27, Nr. 8, S. 628–630, 2002.
- [32] Marchev, G., Tyazhev, A., Petrov, V., Schunemann, P. G., Zawilski, K. T., Stoeppler, G., und Eichhorn, M., “Optical parametric generation in CdSiP₂ at 6.125 μm pumped by 8 ns long pulses at 1064 nm,” *Opt. Lett.*, Vol. 37, Nr. 4, S. 740–742, 2012.
- [33] Stoeppler, G., Thilmann, N., Pasiskevicius, V., Zukauskas, A., Canalias, C., und Eichhorn, M., “Tunable Mid-infrared ZnGeP₂ RISTRA OPO pumped by periodically-poled Rb:KTP optical parametric master-oscillator power amplifier,” *Opt. Express*, Vol. 20, Nr. 4, S. 4509–4517, 2012.
- [34] Eichhorn, M., “Quasi-three-level solid-state lasers in the near and mid infrared based on trivalent rare earth ions,” *Appl. Phys. B*, Vol. 93, S. 269–316, 2008.
- [35] Svelto, O., *Principles of Lasers*. Springer-Verlag, 4. Aufl., 1998.
- [36] Skolaut Jr., M. W., *NASA Langley Research Center: Database LASERS (Absorption and Emission Spectra)*. <http://www.mennerat.fr/gab/References/DatabaseLasers/spectra/tmyag.htm>, 06.06.2013.
- [37] Demtröder, W., *Experimentalphysik 3*. Springer-Verlag, 3. überarb. Aufl., 2005.
- [38] Rustad, G. und Stenersen, K., “Modeling of laser-pumped Tm and Ho lasers accounting for upconversion and ground-state depletion,” *IEEE J. Quantum Elect.*, Vol. 32, Nr. 9, S. 1645–1656, 1996.
- [39] Hebert, T., Wannemacher, R., Macfarlane, R. M., und Lenth, W., “Blue continuously pumped upconversion lasing in Tm:YLiF₄,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 60, Nr. 21, S. 2592–2594, 1992.
- [40] Shen, D. Y., Sahu, J. K., und Clarkson, W. A., “High-power widely tunable Tm:fibre lasers pumped by an Er,Yb co-doped fibre laser at 1.6 μm ,” *Opt. Express*, Vol. 14, Nr. 13, S. 6084–6090, 2006.
- [41] Stoneman, R. C. und Esterowitz, L., “Efficient, broadly tunable, laser-pumped Tm:YAG and Tm:YSGG cw lasers,” *Opt. Lett.*, Vol. 15, Nr. 9, S. 486–488, 1990.

- [42] Dergachev, A., Armstrong, D., Smith, A., Drake, T., und Dubois, M., “3.4 μm ZGP RISTRA nanosecond optical parametric oscillator pumped by a 2.05 μm Ho:YLF MOPA system,” *Opt. Express*, Vol. 15, Nr. 22, S. 14404–14413, 2007.
- [43] Scholle, K. und Fuhrberg, P., “In-Band Pumping of High-Power Ho:YAG Lasers by Laser Diodes at 1.9 μm ,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics (Eye-Safe Lasers)*, S. CTuAA1, Optical Society of America, 2008.
- [44] Diening, A. und Kück, S., “Spectroscopy and diode-pumped laser oscillation of Yb^{3+} , Ho^{3+} -doped yttrium scandium gallium garnet,” *J. Appl. Phys.*, Vol. 87, Nr. 9, S. 4063–4068, 2000.
- [45] Schneider, J., Carbonnier, C., und Unrau, U. B., “Characterization of a Ho^{3+} -doped fluoride fiber laser with a 3.9- μm emission wavelength,” *Appl. Opt.*, Vol. 36, Nr. 33, S. 8595–8600, 1997.
- [46] Kim, J. W., Mackenzie, J. I., Parisi, D., Veronesi, S., Tonelli, M., und Clarkson, W. A., “Efficient fiber-laser pumped Ho:LuLiF₄ laser,” in *Proc. of SPIE (Solid State Lasers and Amplifiers IV, and High-Power Lasers)*, Vol. 7721, S. 77210V, 2010.
- [47] Walsh, B. M., Barnes, N. P., Petros, M., Yu, J., und Singh, U. N., “Spectroscopy and modeling of solid state lanthanide lasers: Application to trivalent Tm^{3+} and Ho^{3+} in YLiF_4 and LuLiF_4 ,” *J. Appl. Phys.*, Vol. 95, Nr. 7, S. 3255–3271, 2004.
- [48] Yu, J., Singh, U. N., Barnes, N. P., und Petros, M., “125-mJ diode-pumped injection-seeded Ho:Tm:YLF laser,” *Opt. Lett.*, Vol. 23, Nr. 10, S. 780–782, 1998.
- [49] Kim, J. W., Mackenzie, J. I., Parisi, D., Veronesi, S., Tonelli, M., und Clarkson, W. A., “Efficient in-band pumped Ho:LuLiF₄ 2 μm laser,” *Opt. Lett.*, Vol. 35, Nr. 3, S. 420–422, 2010.
- [50] Berrou, A., Ibach, T., Schellhorn, M., Hu, W., Lammert, R., Vaissie, L., Ungar, J., und Eichhorn, M., “Crystalline fiber Ho^{3+} :YAG laser resonantly pumped by high-spectral-brightness laser diodes,” in *Proc. of SPIE (Solid State Lasers XXI: Technology and Devices)*, Vol. 8235, S. 823518, 2012.
- [51] Shaw, L. B., Chang, R. S. F., und Djeu, N., “Measurement of up-conversion energy-transfer probabilities in Ho:Y₃Al₅O₁₂ and Tm:Y₃Al₅O₁₂,” *Phys. Rev. B*, Vol. 50, Nr. 10, S. 6609–6619, 1994.

- [52] Bowman, S. R., Tucker, J. E., und Kirkpatrick, S., "Progress in the modeling of migration limited energy transfer in laser materials," in *Proc. of Advanced Solid-State Lasers (Growth, Characterization, and Spectroscopy of Laser Materials)*, S. CS22, Optical Society of America, 1998.
- [53] Barnes, N. P., Walsh, B. M., und Filer, E. D., "Ho:Ho upconversion: applications to Ho lasers," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 20, Nr. 6, S. 1212–1219, 2003.
- [54] Sutherland, R. L., *Handbook of Nonlinear Optics*. Marcel Dekker, Inc., 2. überarb. Aufl., 2003.
- [55] Boyd, R. W., *Nonlinear Optics*. Academic Press, 3. Aufl., 2008.
- [56] Sorokina, I. T. und Vodopyanov, K. L., *Solid-State Mid-Infrared Laser Sources (Topics in Applied Physics Vol. 89)*. Springer-Verlag, 2003.
- [57] Bjorkholm, J., "Some effects of spatially nonuniform pumping in pulsed optical parametric oscillators," *IEEE J. Quantum Elect.*, Vol. 7, Nr. 3, S. 109–118, 1971.
- [58] Granot, E., Pearl, S., und Tilleman, M. M., "Analytical solution for a lossy singly resonant optical parametric oscillator," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 17, Nr. 3, S. 381–386, 2000.
- [59] Dmitriev, V. G., Gurzadyan, G. G., und Nikogosyan, D. N., *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, Vol. 64 of *Springer Series in Optical Sciences*. Springer-Verlag, 3. überarb. Aufl., 1999.
- [60] Kemlin, V., Brand, P., Boulanger, B., Segonds, P., Schunemann, P. G., Zawilski, K. T., Ménaert, B., und Debray, J., "Phase-matching properties and refined Sellmeier equations of the new nonlinear infrared crystal CdSiP₂," *Opt. Lett.*, Vol. 36, Nr. 10, S. 1800–1802, 2011.
- [61] Zelmon, D. E., Hanning, E. A., und Schunemann, P. G., "Refractive-index measurements and Sellmeier coefficients for zinc germanium phosphide from 2 to 9 μm with implications for phase matching in optical frequency-conversion devices," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 18, Nr. 9, S. 1307–1310, 2001.
- [62] Vodopyanov, K. L., Ganikhanov, F., Maffetone, J. P., Zwieback, I., und Ruderman, W., "ZnGeP₂ optical parametric oscillator with 3.8–12.4 μm tunability," *Opt. Lett.*, Vol. 25, Nr. 11, S. 841–843, 2000.

- [63] Liu, H. J., Chen, G. F., Zhao, W., Wang, Y. S., Wang, T., und Zhao, S. H., "Phase matching analysis of noncollinear optical parametric process in nonlinear anisotropic crystals," *Opt. Commun.*, Vol. 197, Nr. 4-6, S. 507–514, 2001.
- [64] Zawilski, K. T., Schunemann, P. G., Setzler, S. D., und Pollak, T. M., "Large aperture single crystal ZnGeP₂ for high-energy applications," *J. Cryst. Growth*, Vol. 310, Nr. 7-9, S. 1891–1896, 2008.
- [65] Kieleck, C., Hildenbrand, A., Eichhorn, M., Faye, D., Lallier, E., Gérard, B., und Jackson, S. D., "OP-GaAs OPO pumped by 2 μm Q-switched lasers: Tm:Ho:silica fiber laser and Ho:YAG laser," in *Proc. of SPIE (Technologies for Optical Countermeasures VII)*, Vol. 7836, S. 783607, 2010.
- [66] Zawilski, K. T., Setzler, S. D., Schunemann, P. G., und Pollak, T. M., "Increasing the laser-induced damage threshold of single-crystal ZnGeP₂," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 23, Nr. 11, S. 2310–2316, 2006.
- [67] Fox, A. G. und Li, T., "Resonant Modes in a Maser Interferometer," *Bell Sys. Tech. J.*, Vol. 40, S. 453–488, 1961.
- [68] Koehnner, W., *Solid-State Laser Engineering*. Springer Series in Optical Sciences, Springer-Verlag, 6th rev. Aufl., 2006.
- [69] Smith, A. V. und Bowers, M. S., "Image-rotating cavity designs for improved beam quality in nanosecond optical parametric oscillators," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 18, Nr. 5, S. 706–713, 2001.
- [70] Armstrong, D. J. und Smith, A. V., "Demonstration of improved beam quality in an image-rotating optical parametric oscillator," *Opt. Lett.*, Vol. 27, Nr. 1, S. 40–42, 2002.
- [71] Smith, A. V. und Armstrong, D. J., "Image-Rotating, 4-Mirror, Ring Optical Parametric Oscillator," Patent US 6,775,054 B1, Sandia Corporation, Albuquerque, NM, 2002.
- [72] Smith, A. V. und Armstrong, D. J., "Nanosecond optical parametric oscillator with 90 degrees image rotation: design and performance," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 19, Nr. 8, S. 1801–1814, 2002.
- [73] Mackanos, M. A., Simanovskii, D. M., Contag, C. H., Kozub, J. A., und Jansen, E. D., "Comparing an optical parametric oscillator (OPO) as a viable alternative

- for mid-infrared tissue ablation with a free electron laser (FEL),” *Laser Med. Sci.*, Vol. 27, S. 1213–1223, 2012.
- [74] Van Stryland, E. W., Woodall, M. A., Vanherzeele, H., und Soileau, M. J., “Energy band-gap dependence of two-photon absorption,” *Opt. Lett.*, Vol. 10, Nr. 10, S. 490–492, 1985.
- [75] Schunemann, P. G. und Zawilski, K. T., “Nonlinear optical CdSiP₂ crystal and producing method and devices therefrom,” Patent US 2011/0054451 A1, BAE Systems Information and Electronic Systems Integration, Inc., Nashua, NH, 2011.
- [76] Schunemann, P. G., Zawilski, K. T., Pollak, T. M., Zelmon, D. E., Fernilius, N. C., und Hopkins, F. K., “New Mid-IR Nonlinear Optical Crystal: CdSiP₂,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics (Nonlinear Optical Materials)*, S. CFX7, Optical Society of America, 2008.
- [77] Schunemann, P. G., Zawilski, K. T., Pollak, T. M., Petrov, V., und Zelmon, D. E., “CdSiP₂: a new nonlinear optical crystal for 1- and 1.5-micron-pumped mid-IR generation,” in *Proc. of Advanced Solid-State Photonics (Nonlinear)*, S. TuC6, Optical Society of America, 2009.
- [78] Petrov, V. und Marchev, G., *Persönliche Mitteilung*. Max-Born-Institut, Berlin, 2011.
- [79] Chalus, O., Schunemann, P. G., Zawilski, K. T., Biegert, J., und Ebrahim-Zadeh, M., “Optical parametric generation in CdSiP₂,” *Opt. Lett.*, Vol. 35, S. 4142–4144, Dec 2010.
- [80] Milton, M. J. T., Gardiner, T. D., Chourdakis, G., und Woods, P. T., “Injection seeding of an infrared optical parametric oscillator with a tunable diode laser,” *Opt. Lett.*, Vol. 19, Nr. 4, S. 281–283, 1994.
- [81] Henriksson, M., Tiihonen, M., Pasiskevicius, V., und Laurell, F., “Mid-infrared ZGP OPO pumped by near-degenerate narrowband type-I PPKTP parametric oscillator,” *Appl. Phys. B*, Vol. 88, Nr. 1, S. 37–41, 2007.
- [82] Zukauskas, A., Thilmann, N., Pasiskevicius, V., Laurell, F., und Canalias, C., “5 mm thick periodically poled Rb-doped KTP for high energy optical parametric frequency conversion,” *Opt. Mater. Express*, Vol. 1, Nr. 2, S. 201–206, 2011.

- [83] Brosnan, S. und Byer, R., "Optical parametric oscillator threshold and linewidth studies," *IEEE J. Quantum Elect.*, Vol. 15, Nr. 6, S. 415–431, 1979.
- [84] Schellhorn, M., "High-energy, in-band pumped Q-switched Ho³⁺:LuLiF₄ 2 μm laser," *Opt. Lett.*, Vol. 35, Nr. 15, S. 2609–2611, 2010.
- [85] Schellhorn, M., "High-energy, in-band pumped Ho:LLF MOPA system," in *Proc. of Advanced Solid-State Photonics*, S. AW4A.4, Optical Society of America, 2012.
- [86] Yu, J., Lee, H. R., Bai, Y., und Barnes, N. P., "Tunable 4-10 μm infrared radiation for remote sensing applications," in *International Laser Radar Conference*, S. 195–197, European Space Agency, 2004.
- [87] Eichhorn, M., Stoepler, G., Schellhorn, M., Zawilski, K. T., und Schunemann, P. G., "Gaussian- versus flat-top-pumping of a mid-IR ZGP RISTRA OPO," *Appl. Phys. B*, Vol. 108, Nr. 1, S. 109–115, 2012.
- [88] Smith, A. V., Alford, W. J., Raymond, T. D., und Bowers, M. S., "Comparison of a numerical model with measured performance of a seeded, nanosecond KTP optical parametric oscillator," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 12, Nr. 11, S. 2253–2267, 1995.
- [89] Liang, X., Bartschke, J., Peltz, M., und L'Huillier, J. A., "Non-collinear nanosecond optical parametric oscillator based on periodically poled LN with tilted domain walls," *Appl. Phys. B*, Vol. 87, Nr. 4, S. 649–653, 2007.
- [90] Air Force Cambridge Research Laboratories, *High-resolution transmission molecular absorption database (HITRAN-database)*. <ftp://cfa-ftp.harvard.edu/pub/HITRAN2008>, 2008.
- [91] Vodopyanov, K. L. und Schunemann, P. G., "Broadly tunable noncritically phase-matched ZnGeP₂ optical parametric oscillator with a 2-μJ pump threshold," *Opt. Lett.*, Vol. 28, Nr. 6, S. 441–443, 2003.
- [92] Haidar, S., Miyamoto, K., und Ito, H., "Generation of tunable mid-IR 5.5-9.3 μm from a 2 μm pumped ZnGeP₂ optical parametric oscillator," *Opt. Commun.*, Vol. 241, Nr. 1-3, S. 173–178, 2004.

- [93] Stoeppler, G., Schellhorn, M., und Eichhorn, M., "Enhanced beam quality for medical applications at 6.45 μm by using a RISTRA ZGP OPO," *Laser Phys.*, Vol. 22, Nr. 6, S. 1095–1098, 2012.
- [94] Esteban-Martin, A., Marchev, G., Badikov, V., Panyutin, V., Petrov, V., Shevyrdyaeva, G., Badikov, D., Starikova, M., Sheina, S., Fintisova, A., und Tyazhev, A., "High-energy optical parametric oscillator for the 6 μm spectral range based on HgGa_2S_4 pumped at 1064 nm," *Laser Photonics Rev.*, Vol. 7, Nr. 6, S. L89–L92, 2013.
- [95] Stoeppler, G., Eichhorn, M., Schellhorn, M., Been, S., und Verdaasdonk, R., "ZGP RISTRA OPO Operating at 6.45 μm and Application in Surgery," in *Proc. of Advanced Solid-State Photonics (Mid-Infrared Parametric Sources)*, S. AM1A.5, Optical Society of America, 2012.
- [96] Faye, D., *GaAs à orientation périodique pour la réalisation de sources accordables dans l'infrarouge*. Doktorarbeit, Université Blaise Pascal (Clermont-Ferrand II), 2007.
- [97] Eyres, L. A., Tourreau, P. J., Pinguet, T. J., Ebert, C. B., Harris, J. S., Fejer, M. M., Becouarn, L., Gérard, B., und Lallier, E., "All-epitaxial fabrication of thick, orientation-patterned GaAs films for nonlinear optical frequency conversion," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 79, Nr. 7, S. 904–906, 2001.
- [98] Siegman, A. E., *Lasers*. Mill Valley, California: University Science Books, 1986.
- [99] Eichhorn, M., *Laser Physics - From principles to practical work in the lab*. Graduate Texts in Physics, Springer-Verlag, 2014.
- [100] Kuo, P. S., Vodopyanov, K. L., Fejer, M. M., Yu, X., Harris, J. S., Bliss, D. F., und Weyburne, D., "GaAs optical parametric oscillator with circularly polarized and depolarized pump," *Opt. Lett.*, Vol. 32, Nr. 18, S. 2735–2737, 2007.
- [101] Kieleck, C., Eichhorn, M., Faye, D., Lallier, E., und Jackson, S. D., "Polarization effects and fiber-laser-pumping of a 2 μm pumped OP-GaAs OPO," in *Proc. of SPIE (Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials, Devices, and Applications IX)*, Vol. 7582, S. 74870I, 2010.
- [102] Hildenbrand, A., Kieleck, C., Lallier, E., Faye, D., Grisard, A., Gérard, B., und Eichhorn, M., "Compact efficient mid-infrared laser source: OP-GaAs OPO

- pumped by Ho³⁺:YAG laser,” in *Proc. of SPIE (Technologies for Optical Countermeasures VIII)*, Vol. 8187, S. 81870H, 2011.
- [103] Stoeppler, G., Kieleck, C., und Eichhorn, M., “High-pulse energy Q-switched Tm³⁺: YAG laser for nonlinear frequency conversion to the mid-IR,” in *Proc. of SPIE (Technologies for Optical Countermeasures VII)*, Vol. 7836, S. 783609, 2010.
- [104] Lallier, E., Faye, D., Grisard, A., und Gérard, B., “Quasi-phase-matched nonlinear crystals for infrared frequency conversion,” in *Proc. of SPIE (Optically based biological and chemical sensing, and optically based materials for defence)*, Vol. 5990, S. 599001, 2005.
- [105] Kleinman, D. A., “Nonlinear Dielectric Polarization in Optical Media,” *Phys. Rev.*, Vol. 126, S. 1977–1979, 1962.
- [106] Midwinter, J. E. und Warner, J., “The effects of phase matching method and of uniaxial crystal symmetry on the polar distribution of second-order non-linear optical polarization,” *Brit. J. Appl. Phys.*, Vol. 16, Nr. 8, S. 1135, 1965.
- [107] Kato, K., Umemura, N., und Petrov, V., “Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for CdSiP₂,” *J. Appl. Phys.*, Vol. 109, Nr. 11, S. 116104–(1–2), 2011.
- [108] Kato, K., Takaoka, E., und Umemura, N., “New Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for ZnGeP₂,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, S. CTuM17, Optical Society of America, 2003.
- [109] Skauli, T., Kuo, P. S., Vodopyanov, K. L., Pinguet, T. J., Levi, O., Eyres, L. A., Harris, J. S., Fejer, M. M., Gérard, B., Becouarn, L., und Lallier, E., “Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics,” *J. Appl. Phys.*, Vol. 94, Nr. 10, S. 6447–6455, 2003.
- [110] Giesen, A. und Speiser, J., “Fifteen Years of Work on Thin-Disk Lasers: Results and Scaling Laws,” *IEEE J. Sel. Top. Quant.*, Vol. 13, Nr. 3, S. 598–609, 2007.
- [111] Diening, A., Dicks, B.-M., Heumann, E., Huber, G., Voss, A., Karszewski, M., und Giesen, A., “High-power Tm:YAG thin-disk laser,” in *Conference of Lasers and Electro-Optics*, S. CWF47, Optical Society of America, 1998.
- [112] Schellhorn, M., “Performance of a Ho:YAG thin-disc laser pumped by a diode-pumped 1.9 μm thulium laser,” *Appl. Phys. B*, Vol. 85, S. 549–552, 2006.

- [113] Schellhorn, M., Koopmann, P., Scholle, K., Fuhrberg, P., Petermann, K., und Huber, G., "Diode-pumped $\text{Tm}^{3+}:\text{Lu}_2\text{O}_3$ thin disk laser," in *Proc. of Advanced Solid-State Photonics*, S. ATuB14, Optical Society of America, 2011.
- [114] Vatnik, S. M., Vedin, I. A., und Pavljuk, A. A., "Diode-pumped thin disk 15% $\text{Tm}:\text{KYW}$ laser," in *Proc. of SPIE (Advanced Lasers and Systems)*, Vol. 6731, S. 673110, 2007.
- [115] Vatnik, S., Vedin, I., Segura, M., Mateos, X., Pujol, M. C., Carvajal, J. J., Aguiló, M., Díaz, F., Petrov, V., und Griebner, U., "Efficient thin-disk Tm -laser operation based on $\text{Tm}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2/\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ epitaxies," *Opt. Lett.*, Vol. 37, Nr. 3, S. 356–358, 2012.
- [116] Fredrich-Thornton, S. T., Beil, K., Kraenkel, C., Petermann, K., Huber, G., Parisi, D., und Tonelli, M., " $\text{Yb}:\text{YLF}$ as active medium in the thin disk laser," in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, S. CWP7, Optical Society of America, 2011.
- [117] Coluccelli, N., Galzerano, G., Laporta, P., Cornacchia, F., Parisi, D., und Tonelli, M., " Tm -doped LiLuF_4 crystal for efficient laser action in the wavelength range from 1.82 to 2.06 μm ," *Opt. Lett.*, Vol. 32, Nr. 14, S. 2040–2042, 2007.
- [118] Cornacchia, F., Parisi, D., und Tonelli, M., "Spectroscopy and Diode-Pumped Laser Experiments of $\text{LiLuF}_4:\text{Tm}^{3+}$ Crystals," *IEEE J. Quantum Elect.*, Vol. 44, Nr. 11, S. 1076–1082, 2008.
- [119] Contag, K., *Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers*. Doktorarbeit, Herbert Utz Verlag, 2002.
- [120] Eichhorn, M., *Laserphysics (Lecture in the Karlsruhe School of Optics & Photonics)*. Karlsruhe Institute of Technology, 2010/2011.
- [121] Karszewski, M., *Scheibenlaser höchster Strahlqualität*. Doktorarbeit, Herbert Utz Verlag, 2000.
- [122] Stoepler, G., Parisi, D., Tonelli, M., und Eichhorn, M., "High-efficient $\text{Tm}^{3+}:\text{LiLuF}_4$ thin-disk Laser," in *Proc. of Advanced Solid-State Photonics (Mid-Infrared Sources)*, S. AW5A.1, Optical Society of America, 2012.
- [123] Stoepler, G., Parisi, D., Tonelli, M., und Eichhorn, M., "High-efficiency 1.9 μm $\text{Tm}^{3+}:\text{LiLuF}_4$ thin-disk laser," *Opt. Lett.*, Vol. 37, Nr. 7, S. 1163–1165, 2012.

Danksagung

Den Direktoren des Deutsch-Französischen Forschungsinstituts (ISL), Herrn Wolfgang Förster und Herrn Christian de Villemagne danke ich für die Bereitstellung eines wissenschaftlichen Arbeitsplatzes am ISL.

Herrn Prof. Dr. Thomas Graf danke ich für die Annahme des Themas dieser Arbeit und für die freundliche und kritische Betreuung meiner Arbeit. Herrn Prof. Dr. Alois Herkommer sei an dieser Stelle für die Übernahme des Mitberichts gedankt. Ein besonderer Dank geht auch an Herrn Dr. habil. Marc Eichhorn für die wissenschaftliche Begleitung und fachliche Beratung.

Für die vielen Diskussionen, hilfreichen Anregungen und sehr gute Zusammenarbeit danke ich vielmals meinen Kollegen Frau Dr. Christelle Kieleck und Herrn Dr. Martin Schellhorn. Ebenso gilt mein Dank Herrn Dr. Stefano Bigotta sowie Herrn Dr. Michael von Salisch für ihre konstruktiven Gespräche und die kritische Begleitung abseits der wissenschaftlichen Arbeit.

Meinen Abteilungs- und Arbeitskollegen am ISL danke ich für die freundliche Atmosphäre und ihre Hilfsbereitschaft. Ebenso gebührt besonderer Dank Herrn Marc Christen und Herrn Jörg Schöner für die sehr gute Zusammenarbeit, die auch die Mitarbeiter der Zentralwerkstatt des ISL mit einschließt.

Ein großer Teil dieser Arbeit wurde im Rahmen des EU-Projekts MIRSURG angefertigt. Allen Projektpartnern sei an dieser Stelle für die höchst interessante und sehr gute Kooperation gedankt.

Für die reibungslose Zusammenarbeit und Charakterisierung der Fluoridscheiben danke ich ganz besonders Frau Birgit Weichelt vom Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart.

Zu guter Letzt möchte ich meinen Eltern und meinem Bruder danken, die mich in jeder Lebenslage unterstützt und einen starken Rückhalt gegeben haben.

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Zoske, Uwe

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

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 3-8316-0460-6

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim 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 variab-lem 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 Nahteigenschäften 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 Getriebebau – Prozessmerkmale und Anlagenkonzepte
2011, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-4103-1

Christian Föhl

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

Andreas Josef Birnesser

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

Christoph Neugebauer

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

Andreas Dauner

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

Axel Heß

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

Christian Gehrke

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

David Schindhelm

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

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

