

Erzeugung kohärenter sichtbarer Strahlung in fs-lasergeschriebenen Wellenleitern

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Sebastian Friedrich Müller

aus Darmstadt

Hamburg
2014

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. G. Huber Prof. Dr. H. Moritz
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. G. Huber Prof. Dr. M. Drescher
Datum der Disputation:	09.02.2015
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Prof. Dr. L. Mathey
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. J. Louis
Dekan der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften:	Prof. Dr. H. Graener

Kurzfassung

S. Müller: *Erzeugung kohärenter sichtbarer Strahlung in fs-lasergeschriebenen Wellenleitern*

Ziel dieser Arbeit war die Herstellung und Charakterisierung von Wellenleitern für die Erzeugung von kohärenter Strahlung im sichtbaren Spektralbereich. Dazu wurden zwei unterschiedliche Ansätze verfolgt. Einerseits wurden wellenleitende Strukturen mittels fs-Laserstrahlung in die Laserkristalle $\text{Pr}^{3+}:\text{KY}_3\text{F}_{10}$ (Pr:KYF) und $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ (Pr:YLF) geschrieben. Dadurch war es möglich, sichtbare Wellenleiterlaser im orangefarbenen und tiefroten Spektralbereich zu realisieren. Wellenleiter in nichtlinearen Materialien wiederum bieten die Möglichkeit, effizient sichtbare Strahlung durch nichtlineare Frequenzkonversion zu erzeugen.

In Pr:YLF konnte polarisationsabhängige, multimodige Wellenleitung sowie Lasertätigkeit erreicht werden. Unter der Verwendung einer Laserdiode als Pumpquelle, betrug die maximale Ausgangsleistung eines Wellenleiterlasers 26 mW bei einer Wellenlänge von 604 nm sowie 12 mW bei 720 nm. Die geführte Lasermode mit Abmessungen von $12,9 \mu\text{m} \times 10,9 \mu\text{m}$ wurde dabei in einem Kern umgeben von acht rhombisch angeordneten Strukturen geführt. Wurden 24 Spuren zirkular mit einem Innendurchmesser von $20 \mu\text{m}$ in den Kristall strukturiert, lag die geringste Dämpfung bei einem Wert von 0,7 dB/cm. Im 2ω -OPSL gepumpten Fall betrug die höchste Ausgangsleistung solch eines Wellenleiterlasers 28 mW.

Diodengepumpte Lasertätigkeit bei einer Wellenlänge von 610 nm und einer Ausgangsleistung von 3,3 mW war in einem Pr:KYF Wellenleiter möglich. Dieser wurde aus zwei parallel angeordneten Spuren mit einem Spurabstand von $26 \mu\text{m}$ und einer Pulsenergie von $1 \mu\text{J}$ hergestellt. Für die effiziente Frequenzverdopplung in den blauen und grünen Spektralbereich dienten in dieser Arbeit Wellenleiter in den nichtlinearen Kristallen KTiOPO_4 (KTP) und dessen periodisch gepolte Variante PPKTP. Weiterhin wurden Strukturierungsexperimente mit stöchiometrischem LiTaO_3 (SLT) durchgeführt.

In KTP und PPKTP war dämpfungsarme Wellenleitung mit Verlusten von ca. 1 dB/cm zwischen zwei Spuren möglich. Es konnte kein Einfluss der periodischen Polung auf die Strukturierungsergebnisse festgestellt werden. Typ II phasenangepasste Frequenzverdopplung mit einer normierten Konversionseffizienz von $0,38 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ wurde in einem KTP Wellenleiter erzielt. Die Wellenlänge der frequenzverdoppelten Strahlung war 540 nm und die höchste generierte Leistung betrug 2 mW.

Ein Wellenleiter in PPKTP mit einem Spurabstand von $18 \mu\text{m}$ wurde für die Erzeugung von Licht mit einer Wellenlänge von 471,6 nm verwendet. Eine normierte Konversionseffizienz von $4,6 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ und eine stabile maximale Ausgangsleistung von 76 mW wurde dabei erreicht. Die Akzeptanzbandbreite in Abhängigkeit der Temperatur lag bei $3,3 \text{ }^\circ\text{C}$ und die Phasen Anpassungswellenlänge konnte linear in einem Bereich von $10 - 80 \text{ }^\circ\text{C}$ mit $0,04 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ durchgestimmt werden. Eine Degradation in der Ausgangsleistung war nicht zu erkennen und auch die wellenleitenden Eigenschaften blieben zeitlich stabil.

Erste Untersuchungsergebnisse von Wellenleitern in SLT zeigten, dass polarisationsabhängige Wellenleitung sowohl zwischen als auch neben den geschriebenen Spuren mit einer Dämpfung von ca. 1 dB/cm und Modendurchmessern von $12,6 \mu\text{m} \times 16,5 \mu\text{m}$ realisiert werden können.

Abstract

S. Müller: *Generation of coherent visible radiation in fs-laser written waveguides*

The subject of this thesis is the fabrication and characterization of waveguides for the generation of coherent visible radiation. Therefore, two different approaches were adopted. On the one hand waveguides were inscribed with fs-laser radiation in the laser crystals $\text{Pr}^{3+}:\text{KY}_3\text{F}_{10}$ (Pr:KYF) and $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ (Pr:YLF). Thus it was possible to achieve visible laser operation in the orange and dark red spectral region. Waveguides in nonlinear materials on the other hand offer the possibility to generate efficiently visible radiation by a frequency conversion process.

In Pr:YLF polarization dependent multimode waveguiding and laser operation was obtained. Under diode laser pumping a maximum output power of 26 mW at a wavelength of 604 nm and 12 mW at 720 nm could be generated. The laser mode with dimensions of $12.9\ \mu\text{m} \times 10.9\ \mu\text{m}$ was guided in a core region surrounded by eight tracks in a rhombic arrangement. With 24 structures in a circular arrangement with an inner diameter of $20\ \mu\text{m}$ a waveguide damping of 0.7 dB/cm was realized. In a 2 ω -OPSL pumped case the highest output power was 28 mW at an emission wavelength of 604 nm.

Diode pumped laser operation at a wavelength of 610 nm with an output power of 3.3 mW was observed in a Pr:KYF waveguide. This waveguide consisted of two tracks with a distance of $26\ \mu\text{m}$ and was inscribed with a pulse energy of $1\ \mu\text{J}$.

For the frequency doubling of radiation into the blue and green spectral region waveguides were written in the nonlinear crystals KTiOPO_4 (KTP) and its periodic poled version PPKTP. Also the structuring process of stoichiometric LiTaO_3 (SLT) was investigated.

In KTP and PPKTP low damping waveguiding with 1 dB/cm was observed between two tracks. An influence of the periodic poling on the waveguide writing process was not noted. Type II phase-matched frequency doubling was achieved with a normalized conversion efficiency of $0.38\ \%\text{W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ in a KTP waveguide. The wavelength of the second harmonic radiation was 540 nm and the highest output power was 2 mW.

A PPKTP waveguide with a track distance of $18\ \mu\text{m}$ was used to generate light with a wavelength of 471.6 nm. A normalized conversion efficiency of $4.6\ \%\text{W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ and a stable power of 76 mW could be realized. The temperature acceptance bandwidth was measured to be $3.3\ ^\circ\text{C}$ and the phase-matching wavelength could be linearly tuned with $0.04\ \text{nm}/^\circ\text{C}$ in a range from $10 - 80\ ^\circ\text{C}$. A degradation of the output power was not noticed. Also the waveguide characteristics did not change with time.

First experiments regarding SLT showed that polarization dependent waveguiding could be realized between and beside two tracks with a damping of 1 dB/cm and mode field diameters of $12.6\ \mu\text{m} \times 16.5\ \mu\text{m}$.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Nichtlineare Wechselwirkung von fs-Laserstrahlung mit transparenten, dielektrischen kristallinen Materialien	5
2.1	Nichtlineare Absorptionsprozesse in dielektrischen Materialien	5
2.1.1	Nichtlineare Photoionisation	6
2.1.2	Avalanche-Ionisation	8
2.2	Materialmodifikationen durch fs-Laserstrahlung	9
2.2.1	Energieübertragung ins Kristallgitter	9
2.2.2	Brechungsindexänderung in kristallinen Dielektrika	10
2.3	Nichtlineare Propagation	11
2.4	Bestimmung der Ordnung des nichtlinearen Absorptionsprozesses mittels Z-Scan-Technik	12
2.4.1	Theoretische Betrachtung des Z-Scans	12
2.4.2	Simulationen	14
2.4.3	Experimenteller Aufbau	16
2.4.4	Ergebnisse	17
2.4.5	Einordnung der Messergebnisse	19
2.4.6	Zusammenfassung	21
3	Experimentelle Bedingungen für den Strukturierungsprozess mit fs-Laserpulsen	23
3.1	Strukturierungsaufbau	23
3.2	CPA fs-Laser	23
3.3	Positioniersystem	24
3.4	Strukturierungsparameter	25
3.4.1	Zerstörschwelle innerhalb des Materials	26
3.4.2	Intensität	26
3.4.3	Pulsüberlapp	29
3.4.4	Geometrische Anordnung geschriebener Strukturen	30
3.5	Präparation der Proben	31
3.6	Verwendete Materialien	32
3.6.1	Pr:KYF	33
3.6.2	Pr:YLF	33
3.6.3	KTP/PPKTP	36
3.6.4	SLT	38
3.6.5	Verwendete Parameter der Strukturierung zur Herstellung wellenleitender Strukturen in den verschiedenen Materialien	39

4	Charakterisierung der Wellenleiter	41
4.1	Wellenleitung	41
4.2	Dielektrische homogene Wellenleiter	41
4.3	Modenprofil und numerische Apertur	42
4.4	Verluste der Wellenleiter	43
4.4.1	Externe Verluste	44
4.4.2	Interne Verluste	44
4.5	Versuchsaufbau zur Messung der Wellenleitung	45
4.5.1	Bestimmung der numerischen Apertur	47
4.6	Wellenleitende Bereiche	47
4.7	Lichtmikroskopische Messmethoden	47
4.8	Charakterisierung von Pr:KYF	48
4.8.1	Zusammenfassung zur Wellenleitung in Pr:KYF	53
4.9	Charakterisierung von Pr:YLF	53
4.9.1	Pr:YLF I	54
4.9.2	Pr:YLF II	57
4.9.3	Pr:YLF III	61
4.9.4	Zusammenfassung zur Wellenleitung in Pr:YLF	62
4.10	Charakterisierung von KTP	64
4.10.1	KTP I	64
4.10.2	KTP II	67
4.11	Charakterisierung von PPKTP	68
4.11.1	Zusammenfassung zur Wellenleitung in KTP/PPKTP	69
4.12	Charakterisierung von SLT	69
4.12.1	Zusammenfassung zur Wellenleitung in SLT	74
5	Wellenleiterlaser im sichtbaren Spektralbereich	75
5.1	Grundlagen der Laserphysik	75
5.1.1	Laserschwelle	75
5.1.2	Differentieller Wirkungsgrad	77
5.2	Pr:YLF Wellenleiterlaser	77
5.2.1	Versuchsaufbau	78
5.2.2	Diodengepumpter Pr:YLF Wellenleiterlaser	78
5.2.3	2ω -OPSL gepumpter Pr:YLF Wellenleiterlaser	80
5.3	Zusammenfassung fs-lasergeschriebene Wellenleiterlaser	82
6	Nichtlineare Frequenzkonversion	85
6.1	Frequenzverdopplung in Volumenkristallen	85
6.2	Frequenzverdopplung in Wellenleitern	87
6.2.1	Akzeptanzbandbreiten der Frequenzverdopplung	89
6.3	Simulationsrechnungen zur Frequenzverdopplung in KTP und PPKTP	91
6.3.1	Simulationsergebnisse für KTP	92
6.3.2	Simulationsergebnisse für PPKTP	94
6.3.3	Zusammenfassung der Simulation der Frequenzverdopplung	96

6.4	Frequenzverdopplung mit KTP in den grünen Spektralbereich	96
6.4.1	Zusammenfassung Frequenzverdopplung in KTP	102
6.5	Frequenzverdopplung mit PPKTP in den blauen Spektralbereich	103
6.5.1	Zusammenfassung Frequenzverdopplung in PPKTP	105
6.6	Zusammenfassung und Ausblick auf weitere Anwendungsmöglichkeiten der KTP und PPKTP Wellenleiter	107
7	Zusammenfassung und Ausblick	109
7.1	Zusammenfassung	109
7.2	Ausblick	112
A	Anhang	115
A.1	Parameter für die Simulationen der Z-Scans	115
A.2	Sellmeiergleichungen	116
A.2.1	YLF	116
A.2.2	KTP	116
A.2.3	SLT	117
	Literatur	118
	Veröffentlichungen	131

1 Einleitung

Motivation

Der Kern dieser Arbeit liegt in der Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung neuartiger sichtbarer Strahlungsquellen auf Basis von Wellenleitern in kristallinen Materialien.

Sichtbare kohärente Strahlung wird in der Unterhaltungsindustrie sowie der optischen Messtechnik, zum Beispiel für die Fluoreszenzmikroskopie, verwendet. Auch im Bereich der Quantenoptik wachsen die Einsatzmöglichkeiten für sichtbare Strahlung. Darüber hinaus wird eine immer weitere Miniaturisierung der Strahlquellen bei gleichbleibenden Spezifikationen, beziehungsweise die Integration vieler optischer Komponenten auf einem Chip angestrebt. Auf diesem Chip kann die Strahlung erzeugt, weiterverarbeitet und analysiert werden, so dass kompakte Bauelemente zur Verfügung stehen. Grundlage für derartige Elemente sind optische Wellenleiter.

Je nach Wellenleitergeometrie kann Licht in zwei Dimensionen mit geringen transversalen Abmessungen über lange Interaktionsstrecken geführt werden. Anwendungen in der nichtlinearen Optik können dadurch stark profitieren. Beispielsweise werden bei der Frequenzkonversion sowohl die fundamentale als auch die erzeugte Mode innerhalb des Wellenleiters geführt. Dies resultiert in einem exzellenten Modenüberlapp mit geringen Querschnittsflächen. Auch für Laseranwendungen ist die Wellenleitergeometrie ideal, da dabei die Pump- und die Laserstrahlung über die gesamte Länge des aktiven Mediums geleitet wird.

Um einen Wellenleiter in transparenten Materialien zum Beispiel in Kristallen zu realisieren, wird ein Brechungsindexunterschied benötigt. Licht kann dann im Bereich des höherliegenden Brechungsindex aufgrund von interner Totalreflexion geleitet werden. Zur Herstellung von Wellenleitern werden unterschiedliche Techniken eingesetzt. So entdeckte Davis [Dav96] beispielsweise, dass fs-Laserpulse verwendet werden können, Material durch den Beschuss mit fs-Laserpulsen zu modifizieren. Diese Modifikationen des Materials sind hauptsächlich auf das fokale Volumen der fs-Laserstrahlung beschränkt und weisen einen veränderten Brechungsindex auf. Dadurch ist es möglich Wellenleiter mit sehr geringen Abmessungen zu realisieren. Die fs-Laserstrukturierung bietet bei der Herstellung von komplexen Bauelementen Vorteile im Vergleich zu anderen Herstellungsmethoden, die häufig eine Vielzahl von Prozessschritten benötigen. Es können schnell und relativ einfach Herstellungsparameter an neue Materialien angepasst und Prototypen realisiert werden. Auch die Herstellung von dreidimensionalen Strukturen nahezu beliebiger Form ermöglicht die Fabrikation neuartiger, passiver und aktiver Wellenleiter. So konnten Wellenleiter [Miu97], Verstärker [Psa07] und Wellenleiterlaser [Tac04] durch die fs-Laserstrukturierung hergestellt werden. Auch in nichtlinearen Kristallen wurden Wellenleiter mittels fs-Laserpulsen hergestellt und für die effiziente Frequenzverdopplung verwendet [Gui04, Cam07a]. In [Tho11] konnte auf Basis eines nichtlinearen Kristalls ein Frequenzverdoppler mit integriertem Interferometer und in [Qia11] ein vollständiger integrierter mikrofluidischer Sensor realisiert werden.

1 Einleitung

Am Institut für Laser-Physik konnten schon in vorangegangenen Arbeiten hoch effiziente, fs-lasergeschriebene Wellenleiterlaser für den nahen Infrarotbereich in Neodym und Ytterbium dotiertem $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YAG) realisiert werden [Cal09, Sie10a, Cal13]. Ebenfalls wurde sichtbare Lasertätigkeit im grünen, orangefarbenen, roten und tiefroten Spektralbereich in $\text{Pr}:\text{SrAl}_2\text{O}_9$ Wellenleitern demonstriert [Cal13, Rei13a]. Effiziente sichtbare Festkörperlaser basieren zurzeit häufig auf fluoridischen Laserkristallen. In dieser Art von Kristallen existieren bisher jedoch nur Wellenleiter mit sehr hohen Verlusten und Lasertätigkeit ist nicht möglich [Bec11].

Nichtlineare Frequenzkonversion in Wellenleitern konnte schon 1971 gezeigt werden [And71] und erste Experimente mit fs-lasergeschriebenen Wellenleitern in LiNbO_3 wurden 2004 durchgeführt [Gui04]. Effiziente Frequenzverdopplung in einem derartigen Wellenleiter wurde von Thomas *et al.* im Jahre 2007 [Tho07] ermöglicht. Im nichtlinearen Material Kaliumtitanylphosphat (KTP) gelang 2007 erstmals quasi-phasenangepasste Frequenzverdopplung in fs-lasergeschriebenen Wellenleitern [Cam07a]. Jedoch war die erreichte Konversionseffizienz eher gering.

Ein Ziel dieser Arbeit war die Herstellung von Wellenleitern in fluoridischen Laserkristallen zur Realisierung effizienter Laser, die im sichtbaren Spektralbereich emittieren. Dazu wurden Wellenleiter unterschiedlicher Geometrien in die Materialien $\text{Pr}^{3+}:\text{KY}_3\text{F}_{10}$ (Pr:KYF) und $\text{Pr}^{3+}:\text{LiYF}_4$ (Pr:YLF) mittels fs-Laserstrukturierung geschrieben und charakterisiert. Zusätzlich wurde der Einfluss der Kristallorientierung auf den Strukturierungsprozess und die Wellenleitung untersucht. Erste Experimente zur Integrierbarkeit wurden demonstriert, indem die Wellenleiter mit Laserdioden angeregt und monolithische Laserresonatoren getestet wurden.

Ein weiteres Ziel der Arbeit bestand in der Erzeugung sichtbarer Strahlung durch die Frequenzkonversion in Wellenleitern. Dazu wurden Wellenleiter in die nichtlinearen Kristalle KTiOPO_4 (KTP), die periodisch gepolte Variante (PPKTP) und stöchiometrisches LiTaO_3 (SLT) hergestellt. Durch die Verwendung von Wellenleitern ist eine deutliche Effizienzsteigerung des Konversionsprozesses zu erwarten. Ebenfalls eröffnet sich die Möglichkeit der Erzeugung von verschränkten Photonen in solchen nichtlinearen Wellenleitern. Diese Möglichkeit bietet den Vorteil einer deutlich höheren Ausbeute im Vergleich zu Volumenkristallen [Fra03, Fio07, Mic12]. Auch können nichtlineare Wellenleiter aufgrund des guten Überlapps und der langen Interaktionsstrecke zweier Moden als optische Kreuzkorrelatoren eingesetzt werden [Kim07, Nej10, Mac13, Cal14]. Für erste Untersuchungen wurden daher Frequenzverdopplungsexperimente in KTP und PPKTP Wellenleitern durchgeführt. In KTP wurde die Frequenzverdopplung unter Typ II-Phasenanpassung in den grünen Spektralbereich, in PPKTP unter quasi-Phasenanpassung in den blauen Spektralbereich analysiert. Periodisch gepoltes SLT schließlich kann unter anderem für die Realisierung von OPOs eingesetzt werden [Yu04].

Gliederung der Arbeit

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit wird ein Überblick über die Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit dielektrischen kristallinen Materialien gegeben. Es werden die zugrunde liegenden Theorien und Modelle vermittelt, die für ein grundlegendes Verständnis der vorliegenden Prozesse der fs-Laserstrukturierung hilfreich sind. Danach werden kurz die Mechanismen beschrieben, die zu einer Brechungsindexänderung in kristallinen Dielektrika durch den Beschuss

mit fs-Laserpulsen führen. Darauf folgend wird eine theoretische Betrachtung, sowie Simulationen der Multiphotonenabsorption von dielektrischen transparenten Materialien vorgestellt und erste experimentelle Ergebnisse zur Bestimmung der nichtlinearen Prozessordnung mittels Z-Scan-Technik am Beispiel YAG präsentiert.

Im dritten Kapitel werden die experimentellen Rahmenbedingungen der Strukturierung aufgezeigt. Dazu gehören der Strukturierungsaufbau, der verwendete fs-Laser sowie das Positioniersystem. Die Einflüsse der Strukturierungsparameter (Intensität, Pulsüberlapp, Anordnung der Strukturen) werden erläutert bevor auf die unterschiedlichen untersuchten Materialien eingegangen wird.

Das vierte Kapitel beinhaltet die Charakterisierung der hergestellten Wellenleiter. Nach einer kurzen Einführung der theoretischen Grundlagen der Wellenleitung werden die Ergebnisse der Mikroskopie sowie der Wellenleitung dargestellt.

Die Vorstellung einiger Begriffsdefinitionen der Laserphysik und die Ergebnisse der realisierten Wellenleiterlaser in Pr:YLF sind Thema des fünften Kapitels.

Im sechsten Kapitel wird eine zusammengefasste theoretische Betrachtung zur Frequenzverdopplung in Volumenkristallen und Wellenleitern gegeben. Simulationen visualisieren die theoretischen Zusammenhänge und ermöglichen die Einordnung der Ergebnisse, die im Anschluss daran gezeigt werden. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse und einem Ausblick auf weitere Experimente und Anwendungsmöglichkeiten fs-lasergeschriebenen Wellenleitern.

2 Nichtlineare Wechselwirkung von fs-Laserstrahlung mit transparenten, dielektrischen kristallinen Materialien

Pulsspitzenintensitäten im Bereich von TW/cm^2 können heutzutage durch kommerziell erhältliche Ultrakurzpulslaser zur Verfügung gestellt werden. Derartig hohe Intensitäten führen in dielektrischen Materialien zum Beispiel Kristallen zu einer effizienten nichtlinearen Absorption (NLA) der Strahlung. Aufgrund der hohen Bandlücke vieler dielektrischer Materialien ist eine lineare Absorption von Photonen im UV- bis mittleren Infrarotbereich nicht möglich. Licht mit einer Wellenlänge von 775 nm, wie es in den Experimenten dieser Arbeit hauptsächlich verwendet wurde, kann nur durch Prozesse wie Multiphotonenionisation (MPI) und Avalanche-Ionisation (AI) zur Erzeugung freier Ladungsträger und damit zu einer lokalen Energiedeposition im Kristall beitragen. Liegt eine ausreichend hohe Anzahl freier Ladungsträger pro Volumen (Ladungsträgerdichte) vor (10^{19}cm^{-3}) kann ein Transfer der Energie der Ladungsträger auf das Kristallgitter erfolgen. Dies führt zu einer anhaltenden Modifikation oder Zerstörung der Kristallstruktur. Da die nichtlineare Absorption und anschließende Modifikation stark intensitätsabhängig ist, führt eine Fokussierung zu kleinen Volumina der Modifikationen. Zusätzlich auftretende nichtlineare Effekte wie die Selbstfokussierung und die Filamentation der Propagation von fs-Laserpulsen in transparenten Materialien müssen ebenfalls betrachtet werden. Die komplette theoretische Betrachtung dieser Zusammenhänge ist ausführlich in der Literatur zu finden [Sch01, Ret06, Ams08, Cal09, Ret10, Cal13], hier wird nur eine zusammengefasste und vereinfachte Beschreibung gegeben.

Mittels der sogenannten Z-Scans Technik können tiefer gehende Erkenntnisse der MPI erlangt werden. Es können die nichtlineare Absorptionskoeffizienten, nichtlineare Brechungsindizes sowie die Prozessordnung der MPI bestimmt werden. In dieser Arbeit wurden mit Hilfe von theoretischen Betrachtungen und Simulationen der Prozess der MPI untersucht und versucht mit Experimenten zu verifizieren.

2.1 Nichtlineare Absorptionsprozesse in dielektrischen Materialien

Durch die Verwendung ultrakurzer Laserpulse können die notwendigen hohen Intensitäten erreicht werden, die zu einer nichtlinearen Absorption führen. Die durch die NLA der Laserphotonen induzierten Prozesse lassen sich in Photoionisation und Avalanche-Ionisation¹ unterteilen.

¹Der Begriff Ionisation ist irreführend, da vielmehr nur Elektronen vom Valenz- in das Leitungsband angeregt werden. Es wird jedoch kein Atom ionisiert. Trotzdem wird in diesem Zusammenhang, wie in der Literatur üblich, von Ionisationsprozessen gesprochen.

2 Nichtlineare Wechselwirkung

Mathematisch beschrieben wird die Kombination dieser Prozesse durch eine Ratengleichung. Die Lösung gibt den zeitlichen Verlauf der Entwicklung der Ladungsträgerdichte im Leitungsband an. Je nach Material und Parameter des verwendeten Lasers, kann abgeschätzt werden, ob und wann die notwendige Dichte freier Ladungsträger generiert wird.

2.1.1 Nichtlineare Photoionisation

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Materialien weisen Bandlücken im Bereich von 3,6 eV (KTP) – 11 eV (YLF) auf. Die Photonenenergie der verwendeten fs-Laserstrahlung ist mit 1,6 eV für die direkte Absorption zu gering, so dass eine simultane Absorption mehrerer Photonen stattfinden muss. Diese Absorption kann durch unterschiedliche Prozesse erfolgen, die im folgenden erläutert werden.

Multiphotonenionisation und Tunnelionisation werden zum Begriff der nichtlinearen Photoionisation zusammengefasst. Welcher der Teilprozesse dominiert, hängt von den experimentellen Bedingungen ab. Tunnelionisation tritt auf, wenn Laserpulse mit hoher elektromagnetischer Feldstärke (hohe Intensität) und geringer Frequenz (große Wellenlänge) eingestrahlt werden. Multiphotonenionisation dominiert hingegen bei hohen Laserfrequenzen und geringen elektromagnetischen Feldstärken. Welcher der Prozesse überwiegt und wie hohe beziehungsweise niedrige Feldstärken und Frequenzen definiert sind, kann mittels des Keldysh-Formalismus abgeschätzt werden [Kel65]. Es wird ein Keldysh-Parameter γ mit

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \left[\frac{m^* c n_m \epsilon_0 E_g}{I} \right]^{1/2} \quad (2.1)$$

definiert. Dabei sind ω die Laserfrequenz, I die Intensität in der fokalen Ebene, m^* die reduzierte Masse und e die Elektronenladung des Elektron-Lochpaares, n_m der Brechungsindex des Materials, E_g die Energie der Bandlücke, c die Lichtgeschwindigkeit und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Es sei an dieser Stelle jedoch erwähnt, dass die Keldysh-Theorie durch experimentell ermittelte Daten für die Berechnung der Photoionisation bestätigt [Stu96a, Stu96b, Chi11] wird, aber auch Abweichungen davon festgestellt wurden [Len98].

Multiphotonenionisation ($\gamma \gg 1$)

Liegt eine hohe Laserfrequenz ω , sowie eine geringe Laserintensität vor, ist der Hauptprozess der Photoionisation die Multiphotonenionisation. Der Keldysh-Parameter ist deutlich größer als 1. Es werden dann zeitgleich eine Anzahl n Photonen absorbiert, sofern die Bedingung $n\hbar\omega \geq E_g$ erfüllt ist. In Abbildung 2.1 a) ist dieser Zusammenhang für die simultane Absorption von drei Photonen gezeigt. Ein Elektron wird aus dem Valenz- in das Leitungsband transferiert. Die sogenannte Multiphotonenionisationsrate kann durch

$$P_{\text{MPI}} = \sigma_n P I \quad (2.2)$$

beschrieben werden. Dabei ist I wieder die Intensität der verwendeten Strahlung und σ_n ein materialabhängiger nichtlinearer Absorptionswirkungsquerschnitt. Der Wert dieses Parameters nimmt sehr schnell mit steigender Ordnung n ab. Auf die Bestimmung dieses Parameters und auf eine detailliertere Betrachtung der MPI wird in Abschnitt 2.4 eingegangen.

2.1 Nichtlineare Absorptionsprozesse in dielektrischen Materialien

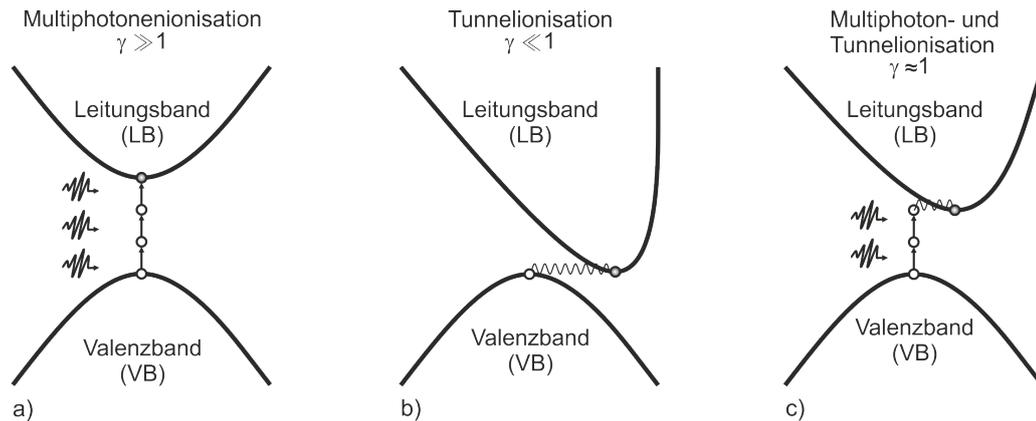


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Photoionisationsprozesse.

Tunnelionisation ($\gamma \ll 1$)

Werden sehr hohe elektro-magnetische Feldstärken, also hohe Intensitäten jedoch geringe Laserfrequenzen des Laserlichts verwendet, trifft der Prozess der Tunnelionisation auf. Der Keldysh-Parameter ist in diesem Fall viel kleiner als 1. Aufgrund der hohen Feldstärken kann die Bandstruktur des Materials verzerrt und damit abgesenkt werden. Elektronen können aus dem Valenz- in das Leitungsband tunneln. In Abbildung 2.1 b) ist die Tunnelionisation schematisch dargestellt. Sowohl eine mathematische Erklärung [Kel65] wie auch experimentelle Bestimmung [Len98, Mao04] der Rate der Tunnelionisation sind in der Literatur zu finden.

Intermediäres Regime aus Multiphotonen- und Tunnelionisation ($\gamma \approx 1$)

Liegt ein Keldysh-Parameter von ungefähr 1 vor, spricht man von einem intermediären Regime. Einerseits wird wie bei der Tunnelionisation die Potentialbarriere abgesenkt, andererseits werden simultan mehrere Photonen absorbiert. Die einzelnen Prozesse tragen somit gleichzeitig zur Photoionisation bei, jedoch mit jeweils geringerem Beitrag als die jeweiligen Einzelprozesse. Schematisch dargestellt ist dieses Regime in Abbildung 2.1 c). Eine vollständige mathematische Beschreibung dieses Regimes befindet sich ebenfalls in [Kel65].

Bestimmung des Keldysh-Parameters

Eine beispielhafte Berechnung des Keldysh-Parameters gibt Aufschluss, in welchem Regime man sich bei der in dieser Arbeit verwendeten Materialien und fs-Laserquelle sowie Fokussierungsparameter befindet.

Wird ein gaußförmiger Laserpuls der Wellenlänge 775 nm mit einer Pulsenergie von 1 μ J und 150 fs Pulsdauer auf eine Fläche von $1,25 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ (entspricht einem Strahldurchmesser von 4 μ m) fokussiert, beläuft sich die Intensität auf $5,3 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Nimmt man zusätzlich für die reduzierte Masse des Elektron-Lochpaares $m^* = 0,5m_e$ an, liegt der Keldysh-Parameter für YLF ($n_m = 1,45$, $E_g = 11 \text{ eV}$) bei 1,16. Für die Strukturierung von KTP ($n_m = 1,84$, $E_g = 3,6 \text{ eV}$) und SLT ($n = 2,25$, $E_g = 4,2 \text{ eV}$) wurden höhere Intensitäten verwendet, so dass die Keldysh-Parameter in diesen Fällen bei 0,43 (KTP) beziehungsweise 0,44 (SLT) liegen.

Die Änderung des Keldysh-Parameters ist für die Variation der im Verlauf dieser Arbeit ver-

2 Nichtlineare Wechselwirkung

wendeten Herstellungsparameter für YLF und KYF gering. Die Strukturierung mit dem hier verwendeten fs-Laser findet daher sehr wahrscheinlich im intermediären Regime der Photoionisation statt. Für KTP und SLT könnte das vorherrschende Regime aufgrund des geringeren Keldysh-Parameters schon die Tunnelionisation sein.

2.1.2 Avalanche-Ionisation

Es konnte gezeigt werden, dass unter bestimmten Umständen die Multiphotonenionisation und die Tunnelionisation jeweils allein nicht für die Erzeugung der notwendigen Dichte freier Ladungsträger für eine Modifikation ausreichen [Stu96a, Mao04, Chi11]. Es muss also ein weiterer Mechanismus involviert sein, um eine Modifikation in das Kristallgitter einzubringen. Erst durch die Avalanche-Ionisation kann die benötigte Ladungsträgerdichte von etwa 10^{19}cm^{-3} erzielt werden [Spa81]. Das Modell der Avalanche-Ionisation beschreibt, dass freie Elektronen im Leitungsband (Startelektronen) eingestrahlte Photonen linear absorbieren können. Freie

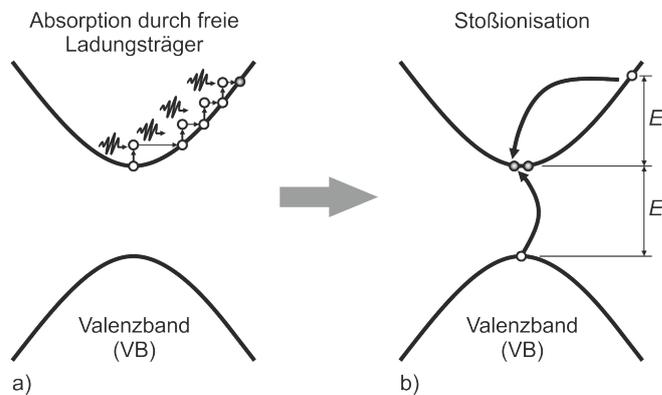


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Avalanche-Ionisationsprozesses.

Elektronen im Leitungsband können zum Beispiel durch die MPI oder Tunnelionisation erzeugt werden. Durch sukzessive Absorption mehrerer Photonen können die Elektronen weiter an Energie gewinnen. In Abbildung 2.2 a) ist dies für den Fall der Absorption von vier Photonen dargestellt. Da neben der Energie auch der Impuls erhalten bleiben muss, ist eine Wechselwirkung mit Phononen des Kristalls notwendig. Hat das Elektron ausreichend Energie gewonnen ($n\hbar\omega \geq E_g$) kann durch Stoßionisation ein weiteres Elektron aus dem Valenz- in das Leitungsband angeregt werden (Abbildung 2.2 b)). Im Leitungsband stehen nun zwei Elektronen zur Verfügung und der Prozess kann von vorne beginnen, nun mit der doppelten Anzahl von Startelektronen. Es ergibt sich ein exponentieller Anstieg der Elektronendichte im Leitungsband. Mathematisch lässt sich die Rate der Avalanche-Ionisation in Abhängigkeit der Intensität I durch

$$P_{AI}(I) = \alpha_{AI} I(t) \quad (2.3)$$

mit einem Materialparameter α_{AI} beschreiben.

Ratengleichung

Werden die Prozesse der Photoionisation und Avalanche-Ionisation zusammengefasst, kann eine Ratengleichung definiert werden [Stu96a, Stu96b] und unter Berücksichtigung von Verlusten

und Rekombinationsprozessen nach [Chi11] zu

$$\frac{\partial n_e(t)}{\partial t} = \frac{n_v - n_e}{n_v} (P_{PI}(I) + n_e P_{AI}(I)) - \frac{n_e}{\tau_r} \quad (2.4)$$

erweitert werden. Mit dieser Gleichung wird die Zunahme der Elektronendichte im Leitungsband n_e durch die Photoionisation P_{PI} und die Avalanche-Ionisation P_{AI} bestimmt. Für P_{PI} muss die Gleichung für das vorliegende Regime verwendet werden. Dabei ist n_v die Elektronendichte im Valenzband zu Beginn des Prozesses. Die Zeitkonstante τ_r beschreibt die Rekombination der freien Elektronen und die zugehörige Rate wird durch den letzten Term in der Gleichung 2.4 beschrieben. Beispielsweise beträgt der Wert für τ_r in Quarzglas etwa 150 fs [Chi11]. Die Zeitskala für auftretende Elektron-Phonon-Streuung beträgt etwa 1 ps [Gat08]. Bei Verwendung von fs-Laserpulsen zur Erzeugung freier Ladungsträger kann die Elektron-Phonon-Streuung daher vernachlässigt werden und die Prozesse können davon unabhängig betrachtet werden.

Die hier gezeigte stark vereinfachte Beschreibung der einzelnen Prozesse der Photoionisation und Avalanche-Ionisation können in Experimenten jedoch nur schwer separat voneinander untersucht werden. Wie groß der Anteil eines einzelnen Prozesses zu Erzeugung einer Modifikation ist, lässt sich daher nur eingeschränkt bestimmen, ist jedoch Thema aktueller Forschung [Jup09, Chi11, Mou12]. In Abschnitt 2.4 wird beschrieben, wie durch Simulationen und Experimente versucht wurde, die Multiphotonenionisation material- und wellenlängenabhängig zu untersuchen. Die Ergebnisse können als Grundlage für weiterführende Experimente und für das tiefere Verständnis der einzelnen Ionisationsprozesse dienen.

2.2 Materialmodifikationen durch fs-Laserstrahlung

Durch die nichtlineare Photoionisation kann, wie im Abschnitt 2.1.1 erläutert, eine hohe Dichte freier Ladungsträger im Leitungsband erzeugt werden, deren Energie auf das Kristallgitter abgegeben wird. Das modifizierte Material kann einen anderen Brechungsindex aufweisen als das nicht modifizierte Material. Der Übertrag der Energie auf das Kristallgitter verläuft auf verschiedenen Zeitskalen, die im folgenden Abschnitt näher erklärt werden.

2.2.1 Energieübertragung ins Kristallgitter

Abbildung 2.3 verdeutlicht die ablaufenden Prozesse und die typischen Zeitskalen, die sich durch den Beschuss eines kristallinen Dielektrikum mit fs-Laserpulsen ergeben [Gat08]. Die Photoionisationsprozesse und Avalanche-Ionisationsprozesse setzen innerhalb kurzer Zeit ein und erstrecken sich über eine Dauer von 100 fs beziehungsweise einigen Pikosekunden. Durch die hohe Elektronendichte entsteht ein Plasma im Material. Innerhalb dieser Zeit kann das erzeugte Plasma Energie gewinnen und sich aufheizen. Durch das verspätete Einsetzen der Elektron-Phonon-Streuung (ca. 1 ps) liegt ein heißes Elektronenplasma in einem kalten Kristall vor. Mit Einsetzen der Wechselwirkung des Elektronenplasmas mit dem Kristallgitter wird die Energie übertragen. Die Bildung einer Schockwelle sowie Auftreten von Wärmediffusion beginnt erst nach einigen zehn bis 100 ps, so dass das Material lokal sehr stark erhitzt wird [Gle97, Gat08]. Aufgrund der hohen Temperatur und des starken Temperaturgradienten wird lokal der Druck innerhalb des Kristallgitters erhöht, was zur Ausbildung einer Schockwelle führt,

2 Nichtlineare Wechselwirkung

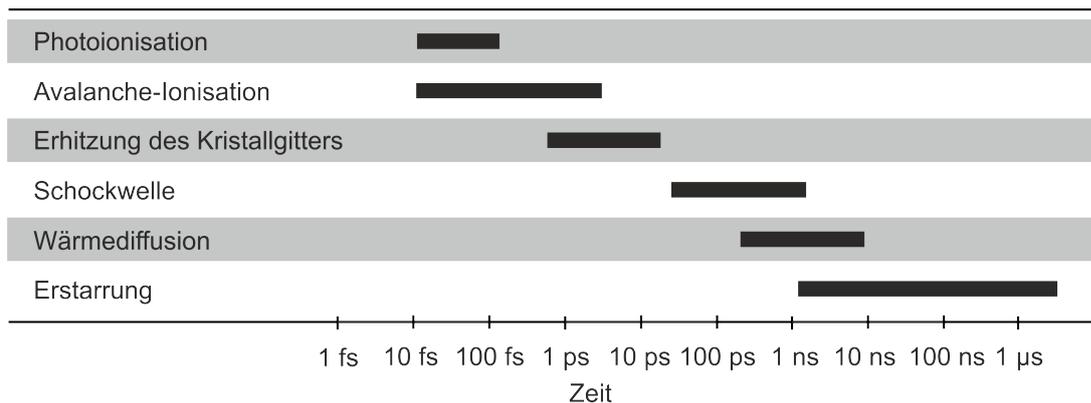


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Prozesse bei einer Photoionisation nach [Gat08, Sie10a].

die sich von dem heißen Bereich wegbewegt [Pan09]. Im Material kann es dann einerseits in den Bereichen hohen Drucks zu Mikroexplosionen kommen oder schmelzen und rekristallisieren. Die Entstehung der Mikroexplosionen kann durch Effekte wie die Selbstfokussierung verstärkt werden (siehe Abschnitt 2.3). Diese Zerstörungen drücken das umgebende Material nach außen, es entstehen Hohlräume in den Bereichen der Mikroexplosionen und verdichtetes Material in der Umgebung davon [Gle97]. Auf der selben Zeitskala wie die Ausbreitung der Schockwelle setzt die Wärmediffusion ein. Abschließend kühlt der Kristall ab und erstarrt.

Das fs-Lasersystem, das im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde, hat eine Repetitionsrate von 1 kHz. Zwei aufeinander folgende Laserpulse haben somit einen Zeitunterschied von 1 ms. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass nach dem Beschuss des Materials mit einem Laserpuls alle hier gezeigten Prozesse vollständig abgeschlossen sind. Ein weiterer Laserpuls trifft bei den verwendeten Herstellungsparametern auf bereits modifiziertes Material, was zu bestimmten kumulativen Effekten führen kann (siehe Kapitel 3.4.3).

2.2.2 Brechungsindexänderung in kristallinen Dielektrika

Durch die Bestrahlung mit Laserpulsen kann das Material wie im Abschnitt oben erläutert, modifiziert werden. Brechungsindexänderungen innerhalb des Materials können allgemein durch unterschiedliche Prozesse induziert werden. So können Brechungsindexänderungen durch die Umwandlung von kristallinem in amorphes [Gor03, Apo04, Nej05] Material, sowie eine Zerstörung der Kristallstruktur [Apo04, Bur06, Cam07, Bor07] erzielt werden. Die Erzeugung von Farbzentren sowie eine Dichteänderung durch Mikroexplosionen [McM08] führen ebenfalls zu einer Variation des Brechungsindex.

Als Farbzentren werden Fehlstellen in Kristallen bezeichnet. Farbzentren können Licht absorbieren und zu einem veränderten Brechungsindex des Materials führen [Flü58]. Weitere Erklärungen über die Erzeugung von Farbzentren und eine Auflistung von fs-laserinduzierten Farbzentren in verschiedenen Materialien sind in [Sie10a] gegeben.

Die Änderung des Brechungsindex durch Dichteänderungen aufgrund von Mikroexplosionen oder Schmelzen und Rekristallisieren kann durch den elasto-optischen Effekt erklärt werden. Die Dichteänderung bewirkt Spannungen im Material, was wiederum die Änderung des Brechungsindex zur Folge hat [Wem70], es tritt Doppelbrechung auf. Die Änderung des Bre-

chungsindex Δn kann über

$$\Delta n = -C\sigma \quad (2.5)$$

bestimmt werden, wenn der photo-elastische Tensor C und der Spannungstensor σ bekannt sind [Sch05].

Welche Prozesse hauptsächlich für eine Änderung des Brechungsindex verantwortlich sind, hängt stark von der Wahl der Herstellungsparameter und der verwendeten Materialien ab. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Herstellungsparameter meist so gewählt, dass das Material im Bereich des fokalen Volumens der fs-Laserstrahlung zerstört wurde. Der Hauptprozess der Brechungsindexänderung ist daher durch induzierte Spannungen gegeben.

2.3 Nichtlineare Propagation

Propagiert Licht mit hohen Intensitäten durch transparente Materialien können neben der genannten NLA weitere Effekte wie Selbstfokussierung, Defokussierung und Filamentation auftreten. Der Brechungsindex des Materials ist abhängig von der eingestrahnten Intensität. Dies ist allgemein durch die Relation

$$n_m = n_0 + n_2 I \quad (2.6)$$

gegeben, wobei n_0 der lineare und n_2 der nichtlineare Brechungsindex erster Ordnung des Materials sind. Für einen Laserpuls mit einer gaußförmigen Intensitätsverteilung hat dies zur Folge, dass im Zentrum des Strahls bei der Propagation durch das Material der Brechungsindex stärker geändert wird als in den Flanken des Strahls. Der geänderte Brechungsindex im Zentrum wirkt dann wie eine Linse, die je nach Vorzeichen des nichtlinearen Brechungsindex als Sammell- oder Zerstreuungslinse wirken kann.

Tritt Filamentation auf, so bildet sich im Material ein Kanal nahezu konstanter Intensität aus. Modifikationen können dadurch deutlich ausgedehnter sein, als im Fall ohne Filamentation. Im Material tritt diese auf, wenn eine kritische Laserleistung P_{kr} von

$$P_{kr} = \frac{3,77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (2.7)$$

überschritten wird. Dabei ist λ die Zentralwellenlänge des Laserpulses. Aufrecht erhalten wird das Filament durch das Zusammenspiel aus Selbstfokussierung und dem im Abschnitt 2.2 beschriebenen Elektronenplasma, das eine defokussierende Wirkung hat [Mao04]. Dieser komplexe Zusammenhang aus Filamentation, Selbstfokussierung und Defokussierung kann sogar zu einer oder mehreren räumlichen Aufspaltungen des Filaments führen [Fib01].

2.4 Bestimmung der Ordnung des nichtlinearen Absorptionsprozesses mittels Z-Scan-Technik

Mit Hilfe des Z-Scan-Aufbaus können optisch nichtlineare Eigenschaften transparenter Materialien vermessen werden. Dabei wird die zu untersuchende Probe entlang der Propagationsrichtung eines Laserstrahls durch dessen Fokus verfahren und die durch die Probe transmittierte Leistung gemessen. Befindet sich die Probe im Fokus und ist somit die Intensität am höchsten, ist die Transmission aufgrund von starker nichtlinearer Absorption am geringsten.

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Kristalle sind für Wellenlängen im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich typischerweise transparent und weisen somit eine zu vernachlässigende lineare Absorption der Strahlung auf. Mit der Z-Scan-Technik kann die Multiphotonenabsorption eines Materials mit Hilfe von fs-Laserpulsen vermessen werden. Grundlegende Konzepte und Experimente der Z-Scan-Technik wurden von Sheik-Bahae *et al.* [She90] entwickelt. Sie ist heutzutage meist für Gläser oder Gase eine gängige und zuverlässige Technik [DeS93, Li00, Tsi06, Ma12]. Die Messung ist zerstörungsfrei und kann für eine Vielzahl unterschiedlicher Materialien verwendet werden. Eine weitere Anwendungsmöglichkeit des Z-Scan-Aufbaus ist die Möglichkeit der Vermessung des nichtlinearen Brechungsindex n_2 (Kerr-Linse) eines Materials [Wan94].

In diesem Kapitel werden nach der theoretischen Betrachtung der Multiphotonenabsorption Simulationen auf Basis dieser Theorie durchgeführt. Anschließend werden der experimentelle Aufbau beschrieben und Messergebnisse gezeigt. Ein Vergleich zu den Simulationen gibt Aufschluss über die vorherrschenden Absorptionsprozesse. Abschließend werden die Ergebnisse bewertet und Optimierungsmöglichkeiten diskutiert.

2.4.1 Theoretische Betrachtung des Z-Scans

Die folgende theoretische Betrachtung der nichtlinearen Absorptionsprozesse orientiert sich an der Veröffentlichung von Corrêa *et al.* [Cor07].

Tritt in einem Material nichtlineare intensitätsabhängige Absorption auf, kann dies in der Form $\alpha(I) = \alpha_0 + \alpha'(I)$ beschrieben werden. Darin sind I die Intensität des Probenlichtes, α_0 der lineare Absorptionskoeffizient und $\alpha'(I)$ der nichtlineare Absorptionsterm, der sich aus mehreren Termen zusammensetzen kann. In der Strahltaile des Probenstrahls, der durch einen Gaußstrahl beschrieben wird, liegt ein Maximum der Intensität und bei Auftreten nichtlinearer Absorption ($\alpha'(I) > 0$) ein Minimum in der Transmission vor. Bei der Messung der Transmission wird die Probe durch den Fokus des Probenstrahls entlang der Strahlachse (z -Richtung) verfahren. Es ergibt sich eine typische Absorptionssignatur. Für die analytische Betrachtung dieses nichtlinearen Absorptionsprozesses müssen jedoch Annahmen und experimentelle Rahmenbedingungen eingeführt werden. Eine grundlegende Annahme ist, dass innerhalb des Materials nur jeweils ein nichtlinearer Absorptionsprozess stattfindet. Eine Überlagerung von Absorptionsprozessen verschiedener Ordnungen kann nicht betrachtet werden. Weitere Annahmen die getroffen werden müssen, können experimentell garantiert werden. So muss sichergestellt werden, dass die Dicke L der Probe viel dünner ist, als die Rayleighlänge z_R des Probenstrahls ($L \ll z_R$). Außerdem muss die Strahlqualität des Probenstrahls möglichst genau bekannt sein. So ist es notwendig, die Strahlparameter und die verwendeten Pulsenergien genau zu kennen.

2.4 Bestimmung der Ordnung des nichtlinearen Absorptionsprozesses

Die intensitätsabhängige Absorption wird für die mathematische Betrachtung durch den Absorptionskoeffizienten α' nach $\alpha' = \alpha_0 + \alpha_2 I + \alpha_3 I^2 + \alpha_4 I^3 + \alpha_5 I^4 \dots$ definiert, wobei α_n ($n = 2, 3, 4, \dots$) die jeweiligen NLA-Koeffizienten sind. Eine detaillierte Betrachtung dazu ist in [Boy03] gegeben. Unter der Annahme vernachlässigbarer linearer Absorption, wird die Abnahme der Intensität innerhalb der Probe durch

$$\frac{dI(z, r, t)}{dz} = -\alpha_n I^n(z, r, t) \quad (2.8)$$

beschrieben. Für einen räumlich gaußförmigen Probenstrahl kann nach einigem Umformen (siehe Gleichungen 4 und 5 in [Cor07]) eine Gleichung für die durch die Probe transmittierte Leistung $P(z, t)$ gefunden werden. Durch Normierung auf die eingestrahlte Leistung $P_i(t)$, ergibt sich eine zeitunabhängige normierte Transmission zu

$$T(z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} P(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} P_i(t) dt}. \quad (2.9)$$

Je nach untersuchtem nichtlinearem Absorptionsprozess ergeben sich Lösungen nach Gleichung 2.9 zu den unten angegebenen Gleichungen. Für den Fall $n = 2$ konnte von [She90] eine analytische Lösung entwickelt werden und es ergibt sich für die normierte Transmission

$$T_2(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi} q_0} \int_{-\infty}^{\infty} \ln(1 + q_0 e^{-\delta^2}) d\delta, \quad (2.10)$$

mit $q_0 = \frac{I_0 \alpha_2 L w_0^2}{w^2(z)}$.

Darin ist w_0 der Radius der Strahltaile des verwendeten Probenstrahls, $w(z)$ ist der Strahlradius in Abhängigkeit der z -Position und I_0 ist die Intensität in der fokalen Ebene des Strahls. Die Integration über $d\delta$ beinhaltet die räumliche Feldverteilung des verwendeten Probenstrahls. Für die höheren nichtlinearen Absorptionsordnungen ($n = 3, 4, 5$) sind je nach Prozessordnung folgende Gleichungen gültig.

Für $n = 3$:

$$T_3(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{2\alpha_3 L (I_0 w_0^2 / w^2(z))^2}} \int_0^1 \frac{R(x)}{x \sqrt{-\ln x}} dx, \quad (2.11)$$

mit $R(x) = \ln \left(\sqrt{1 + 2\alpha_3 L (I_0 w_0^2 / w^2(z)) x^2} + \sqrt{2\alpha_3 L (I_0 w_0^2 / w^2(z))^2} \right)$.

Für $n = 4$ gilt:

$$T_4(z) = \frac{1}{3\sqrt{\pi} \sqrt[3]{3\alpha_4 L (I_0 w_0^2 / w^2(z))^3}} \int_0^1 \frac{R(\Delta)}{x \sqrt{-\ln x}} dx, \quad (2.12)$$

mit $R(\Delta) = \ln \left(\frac{\sqrt{\Delta^2(x) + \Delta(x) + 1}}{\Delta(x) - 1} \right) - \sqrt{3} \arctan \left[\frac{2\Delta(x) + 1}{\sqrt{3}} \right] + \frac{\sqrt{3}\pi}{2}$

und $\Delta(x) = \sqrt[3]{1 + (3\alpha_4 L (I_0 w_0^2 / w^2(z))^3 x^3)^{-1}}$.

2 Nichtlineare Wechselwirkung

Für $n = 5$ gilt:

$$T_5(z) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}^4 \sqrt{4\alpha_5 L (I_0 w_0^2 / w^2(z))^4}} \int_0^1 \frac{R(\Delta)}{x\sqrt{-\ln x}} dx,$$

$$\text{mit } R(\Delta) = \ln \sqrt{\frac{\Delta(x)+1}{\Delta(x)-1}} - \arctan[\Delta(x)] + \frac{\pi}{2} \quad (2.13)$$

$$\text{und } \Delta(x) = \sqrt[4]{1 + (4\alpha_5 L (I_0 w_0^2 / w^2(z))^4 x^4)^{-1}}$$

Die Integrale ergeben sich durch die Berechnung der Leistung und anschließende Normierung nach Gleichung 2.9. Für die tiefer gehende Analyse des Zusammenhangs der intensitätsabhängigen Absorption sei auf [Cor07] verwiesen. Mit Hilfe dieser Gleichungen können unter der Verwendung angenommener Parameter Simulationen durchgeführt werden, wie sie im folgenden Abschnitt vorgestellt werden.

2.4.2 Simulationen

Die durchgeführten Simulationen basieren auf den in der Theorie gezeigten Gleichungen 2.10 – 2.13. Die für die Simulationen verwendeten Parameter sind im Anhang A.1 angegeben. Hier sollen zunächst die prinzipiellen Kurvenverläufe gezeigt und diskutiert werden.

In einem Experiment können nach der Messung mittels Z-Scan, mit dem Fit-Parameter des NLA-Koeffizienten α_n und bekannten Größen des Probenstrahls unter der Verwendung der Gleichungen 2.10 – 2.13, Kurvenanpassungen durchgeführt werden. Die Kurvenanpassung hat dann als Ergebnis den NLA-Koeffizienten, sowie die vorherrschende Ordnung des nichtlinearen Absorptionsprozesses. Aus α_n kann dann in einem weiteren Schritt der nichtlineare Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{nPA} berechnet werden. Dieser ist nach

$$\sigma_{nPA} = \frac{\alpha_n (h\nu)^{n-1}}{N_0} \quad (2.14)$$

definiert. N_0 ist die Dichte der Ionen im absorbierenden Medium und $h\nu$ ist die Photonenenergie. Dieser kann dann für die Berechnung der Multiphotonenabsorptionsrate (Gleichung 2.2 in Kapitel 2.1.1) genutzt werden.

Eine weitere Möglichkeit zur Ermittlung der vorliegenden Prozessordnung der nichtlinearen Absorption kann durch die Umrechnung der z -Position in eine Intensität bestimmt werden. Unter der Annahme eines Gaußstrahls kann mit

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.15)$$

der Strahlradius $w(z)$ ($1/e^2$) in Abhängigkeit der z -Position berechnet werden. Die Strahltaile w_0 , sowie die Rayleighlänge $z_R = \pi \cdot w_0^2 / (M^2 \cdot \lambda)$ sind bekannte Größen. Die Intensität in Abhängigkeit von z beträgt dann mit der Pulsdauer τ (*sech*²-Pulse) und der eingestrahltten Energie E_P

$$I(z) = 0,88 \frac{E_P}{\tau \pi w^2(z)}. \quad (2.16)$$

2.4 Bestimmung der Ordnung des nichtlinearen Absorptionsprozesses

Die normierte Transmission wird für diese Betrachtung in eine Absorption umgerechnet. Wird diese Absorption gegenüber der berechneten Intensität aufgetragen ist ein Zusammenhang mit $I^{(n-1)}$ gegeben. Bei einer Auftragung in doppeltlogarithmischer Darstellung ist daher, in einem bestimmten Intervall, ein linearer Zusammenhang erkennbar. Für Intensitäten, die zu gering sind, kann kein nichtlinearer Absorptionsprozess beobachtet werden. Für große Intensitäten tritt eine Sättigung der Absorption auf. Die Kurve flacht dann ab, die Steigung geht gegen null. Bei welchen Intensitäten diese Sättigung eintritt, hängt von den vorliegenden NLA-Koeffizienten und der Ordnung des nichtlinearen Prozesses ab. Ebenfalls ist es fraglich, ob bei immer weiterer Erhöhung der Intensität hier nicht betrachtete Effekte wie die Plasmadefokussierung (siehe Kapitel 2.3) oder eine Zerstörung des Materials auftreten. Innerhalb des linearen Bereichs kann aus der Steigung m die Ordnung des nichtlinearen Absorptionsprozesses $n = (m + 1)$ bestimmt werden.

In der Abbildung 2.4 sind beispielhaft die Ergebnisse der Simulationen für die 2 PA – 5 PA² gezeigt. In Abbildung 2.4 a) ist die normierte Transmission nach Gleichungen 2.10–2.13 gegenüber der z -Position der Probe aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass mit zunehmender Ord-

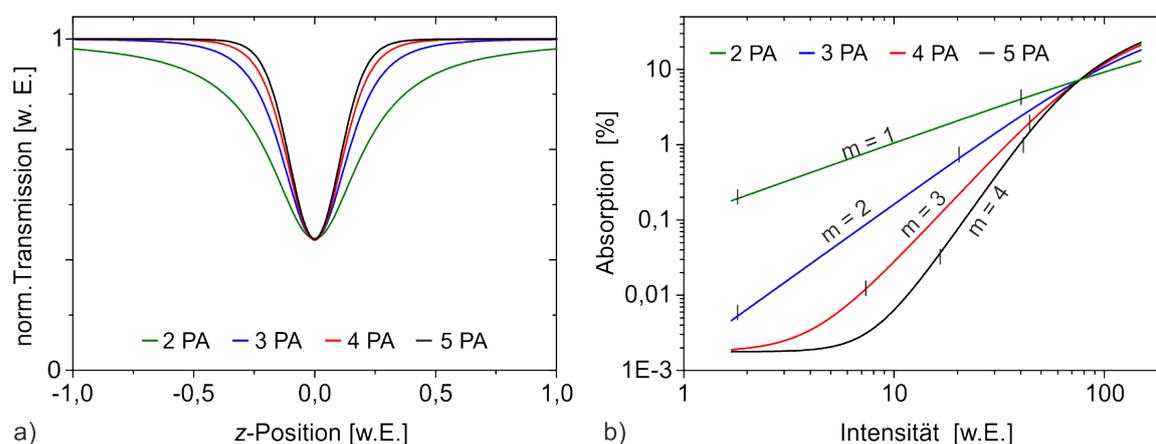


Abbildung 2.4: Simulationsergebnisse der normierten Transmission für die Prozesse der 2 PA, 3 PA, 4 PA, 5 PA a). In b) sind die Werte der Absorption in Abhängigkeit der Intensität in doppeltlogarithmischer Skalierung dargestellt. Es ergeben sich lineare Zusammenhänge der Absorption von der eingestrahlenen Leistung.

nung die Kurve einschnürt. Dies ist damit zu erklären, dass für Prozesse höherer Ordnung nur in kleinen Bereichen vor und hinter dem Fokus ausreichend hohe Intensitäten herrschen um eine nennenswerte Absorption hervorzurufen. Die Parameter wurden so gewählt, dass sich ein gleicher Wert der minimalen normierten Transmission unabhängig von der Prozessordnung ergibt. In Abbildung 2.4 b) ist für die verschiedenen Ordnungen die Absorption in Abhängigkeit der eingestrahlenen Intensität dargestellt. Für Prozesse zweiter und dritter Ordnung ($m = 1$ bzw. $m = 2$) ergibt sich direkt ein linearer Verlauf der Kurven, während für 4 PA und 5 PA zu Beginn ein horizontaler Verlauf ersichtlich ist. Ein linearer Zusammenhang wird erst später erreicht. Zusätzlich erkennt man den Beginn einer Sättigung der Absorption bei hohen Intensitäten. Die Steigung wird einzig durch die Ordnung des vorliegenden Prozesses bestimmt. Ist demnach dennoch ein Einfluss der Intensität auf die Steigung erkennbar, lässt sich daraus schließen, dass während des Experiments ein nicht berücksichtigter zusätzlicher Prozess präsent sein kann. So

²PA:Photonenabsorption

2 Nichtlineare Wechselwirkung

könnten durch Ionisationsprozesse (siehe Kapitel 2.1) Abweichungen vom erwarteten Verhalten auftreten. Auch die sogenannte Above Threshold Ionization (ATI), bei der eine Absorption von mehr Photonen auftritt, als es für die Überwindung der Bandlücke notwendig ist, kann als Erklärung für ein intensitätsabhängiges Verhalten angeführt werden. Gleichung 2.8 ist dann nicht mehr gültig.

2.4.3 Experimenteller Aufbau

Das Schema des Aufbaus zur Bestimmung des nichtlinearen Absorptionskoeffizienten sowie der Ordnung der Multiphotonenabsorption ist in Abbildung 2.5 gezeigt. Als Quelle der fs-Laserpulse wird ein NOPA³ verwendet, der in einem Wellenlängenbereich von 460 nm bis 1600 nm durchgestimmt werden kann. Die Pulsdauer wird durch den CPA (vgl. Kapitel 3.2), der als Pumpquelle für den NOPA dient, bestimmt und beträgt für extern nicht weiter komprimierte Pulse ca. 160 fs. Die nutzbare Pulsenergie der linear polarisierten Strahlung hängt von der gewählten Wellenlänge ab und beträgt im Maximum ca. 12 μ J bei 500 nm. Während der Experimente wurde die Wellenlänge in einem Bereich von 490 nm bis 670 nm variiert. In diesem Bereich war die verwendbare Pulsenergie nach notwendiger Strahlformung mit ca. 1 μ J hoch genug, dass nichtlineare Absorptionseffekte gemessen werden konnten.

Es sei erwähnt, dass nur das Material YAG untersucht wurde. Dies liegt darin begründet, dass es aufgrund der Isotropie und der geringeren Bandlücke des Materials im Vergleich zu YLF im Z-Scan-Aufbau zu weniger Störgrößen kommen kann. Diese Störgrößen sind zum Beispiel polarisationsabhängige Effekte, die nicht in der Theorie berücksichtigt werden. Die geringere Bandlücke ermöglicht innerhalb des untersuchten Wellenlängenbereichs die Messung von 3 – 4 Photonenabsorptionen in YAG. Bei YLF wäre nur die Messung der Absorption von 5 – 6 Photonen möglich. Aus diesem Grund wurde für erste grundlegende Experimente YAG gewählt. Für YAG mit einer Bandlücke von ca. 190 nm (6,5 eV) [Sla69] wird bei einer Wellenlänge von 490 nm des Probenstrahls eine Prozessordnung von $n = 3$ erwartet.

Wie eingangs beschrieben, wird die Probe durch den Fokus des Probenstrahls entlang der z -Achse bewegt. Dies wird mit Hilfe einer computergesteuerten hochgenauen Linearachse (MiCos HPS-170) erreicht. Die Linearachse ermöglicht Schrittweiten von 10 μ m mit einer Wiederholgenauigkeit von 1 μ m. Für den Versuch ist es essentiell, die Strahlqualität des Probenstrahls genau zu kennen. Dabei ist eine Strahlqualität mit einer Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1$ anzustreben. Dies wird mit Hilfe von Blenden und eines Raumfilters innerhalb des Strahlengangs realisiert. Die erste Blende direkt nach dem NOPA mit einem Durchmesser von 0,5 mm sorgt dafür, dass die durch die Blende transmittierte Strahlung nahezu rund ist. Nach einer Umlenkung erfolgt eine weitere Strahloptimierung mit Hilfe eines Tiefpassfilters, der zusätzlich den Strahl auf einen Durchmesser von ca. 1 mm aufweitet und kollimiert. Nach einem variablen Abschwächer, wird die eingestrahlte Leistung mit Hilfe eines dünnen Glasplättchens und eines Leistungsmessgeräts (PM 1) gemessen. Mittels eines $\lambda/2$ -Plättchens kann die Polarisation des auf die Probe auftreffenden Probenstrahls eingestellt werden. Die Brennweiten der verwendeten Fokussierlinsen (Linse 1) variierten zwischen 40 mm und 80 mm. Die durch die Probe transmittierte Strahlung wurde durch eine weitere Linse (Linse 2) rekollimiert und auf ein weiteres Leistungsmessgerät (PM 2) abgebildet. Dort kann nach Normierung die Leistung $P(z)$

³NOPA: Abkürzung für Noncollinear Optical Parametric Amplifier

2.4 Bestimmung der Ordnung des nichtlinearen Absorptionsprozesses

gemessen werden. Im Experiment wurde mit einer Schrittweite von $25\ \mu\text{m}$ entlang der z -Achse die Probe durch den Fokus des Probenstrahls verfahren. An jedem Messpunkt wurde eine zeitliche Mittelung der Leistungswerte von drei Sekunden durchgeführt. Eine weitere Erhöhung der Genauigkeit wurde durch eine Mittelung über jeweils zehn Durchläufe je Wellenlänge und Energie erreicht. Der Probenstrahl hatte in der Ebene, in der die Linse 1 positioniert war, einen Durchmesser von $1,3\ \text{mm}$ und unter der Verwendung einer Linse von $60\ \text{mm}$ betrug der Strahldurchmesser in der Taille in Luft $40\ \mu\text{m}$. Dies entspricht einem M^2 -Wert von ungefähr $1,2$.

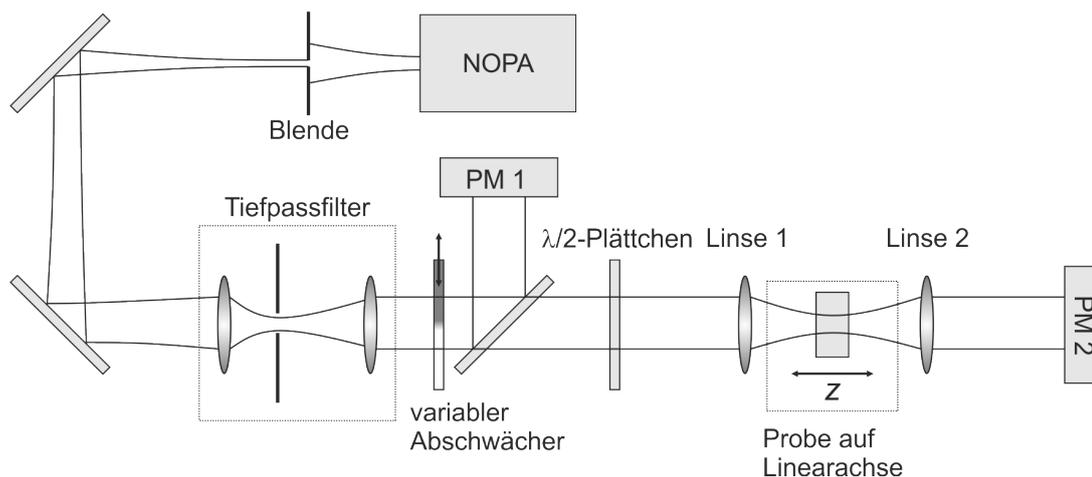


Abbildung 2.5: Schema des experimentellen Z-Scan-Aufbaus.

2.4.4 Ergebnisse

Mit dem beschriebenen Aufbau und unter der Verwendung einer Fokussierlinse mit einer Brennweite von $60\ \text{mm}$ wurden in Abhängigkeit der eingestrahnten Energie und bei unterschiedlichen Wellenlängen Z-Scan-Messungen durchgeführt. In Abbildung 2.6 a) sind für eine eingestrahnte Energie von $0,13\ \mu\text{J}$ die Kurven der Z-Scan-Messungen für drei unterschiedliche Wellenlängen $476\ \text{nm}$, $480\ \text{nm}$ und $515\ \text{nm}$ dargestellt. Es ist zu erkennen, dass bei einer Wellenlänge von $476\ \text{nm}$ eine maximale Absorption von ca. $35\ \%$ vorlag. Die maximale Absorption verringert sich bei steigender Wellenlänge. Sie liegt bei $20\ \%$ für $480\ \text{nm}$ und ist im Fall von $515\ \text{nm}$ bei einer eingestrahnten Energie von $0,13\ \mu\text{J}$ für eine Messung zu gering. Wird daraufhin die eingestrahnte Energie auf $0,2\ \mu\text{J}$ erhöht, liegt die gemessene Absorption bei dieser Wellenlänge bei $5\ \%$. Dargestellt wird dies in der Abbildung 2.6 b). Wird bei dieser Energie die Wellenlänge weiter erhöht, sinkt die Absorption wieder auf einen Wert, der nicht detektiert werden kann.

Um einen vollständigen Z-Scan aufzunehmen, ist ein Verfahrensweg von $2\ \text{mm}$ notwendig. Unter der Verwendung einer konstanten Wellenlänge ($490\ \text{nm}$) wurden zusätzlich Z-Scan-Kurven für verschiedene eingestrahnte Energien aufgenommen. Die Abbildung 2.7 a) zeigt den Zusammenhang zwischen der normierten Transmission und der z -Position für eingestrahnte Energien von $0,1\ \mu\text{J}$ – $0,3\ \mu\text{J}$. Hier zeigt sich, dass die Absorption abhängig von der eingestrahnten Energie ist. Durch Auftragung gegen die Intensität ist ein linearer Zusammenhang in einem bestimmten Intervall zu erwarten (siehe Abbildung 2.4 b)). Gezeigt ist dies für die durchgeführten Messungen in Abbildung 2.7 b) für eingestrahnte Energien von $0,1\ \mu\text{J}$ – $0,3\ \mu\text{J}$. Es ist ein Rauschen

2 Nichtlineare Wechselwirkung

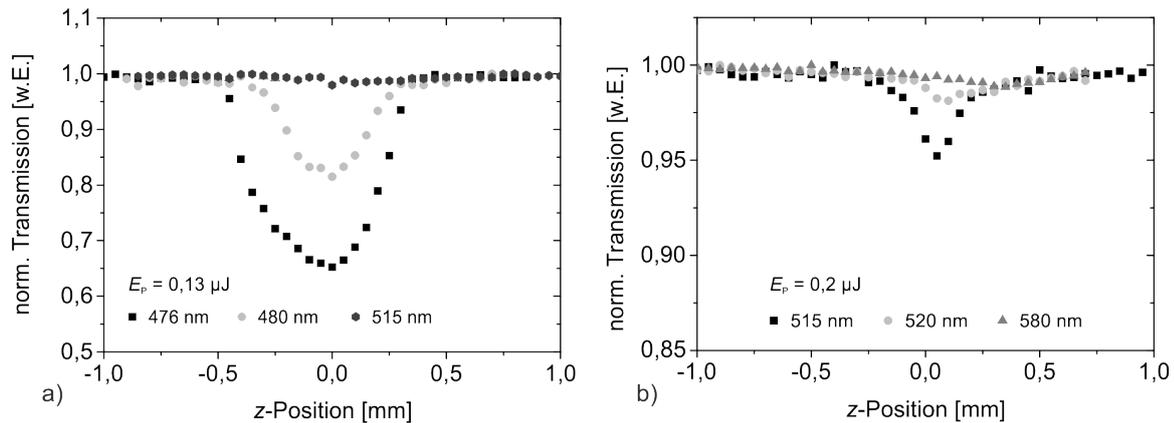


Abbildung 2.6: Für die Wellenlängen von 476 nm, 480 nm und 515 nm und einer eingestrahelten Energie von $0,13 \mu\text{J}$ ist die normierte Transmission in Abhängigkeit der z-Position aufgetragen a). In b) sind für die Wellenlängen von 515 nm, 520 nm und 580 nm und für eine eingestrahelte Energie von $0,2 \mu\text{J}$ dargestellt.

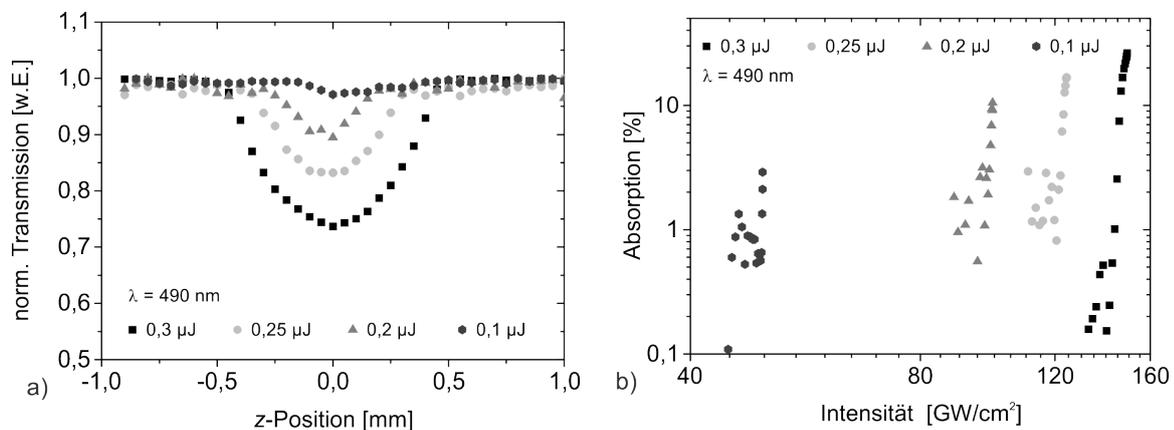


Abbildung 2.7: Z-Scan-Kurven, die mit einer Wellenlänge von 490 nm und eingestrahelten Energien von $0,1 \mu\text{J}$ – $0,3 \mu\text{J}$ gemessen wurden a). Die zugehörige Absorption in Abhängigkeit der berechneten Intensität ist in b) dargestellt.

bei geringer Absorption erkennbar. Ebenfalls zeigt sich eine weitere Abweichung zur Theorie, dass für eine bestimmte Absorption (zum Beispiel 1 %), unterschiedliche Intensitäten, je nach eingestrahelter Energie, notwendig sind.

Eine weitere Möglichkeit zur Änderung der Intensität besteht darin, die Probe im Fokus ($z = 0$) des Probenstrahls zu positionieren und die eingestrahelte Energie mit Hilfe des variablen Abschwächers zu variieren. Bei dieser Messmethode wurde eine zeitliche Mittlung der Messwerte von zehn Sekunden durchgeführt. Für eine Wellenlänge von 490 nm sind die Messergebnisse in Abbildung 2.8 a) dargestellt. Der Kurvenverlauf ist nahezu linear. Die Steigung ist $m = 2$ und stimmt mit dem theoretisch erwarteten Wert von $n = 3$ überein. Durch die Wahl von Wellenlängen, die größer als 490 nm waren, wurde ein qualitativer Zusammenhang zwischen der Wellenlänge und der Absorption festgestellt. In der Abbildung 2.8 b) sind für die Wellenlängen von 510 nm, 570 nm, 600 nm und 640 nm die jeweiligen Werte der Absorptionen in Abhängigkeit der Intensität dargestellt. Mit steigender Wellenlänge ist eine größere Intensität notwendig, um den selben Wert der Absorption zu erzielen. Es zeigt sich für alle untersuchten Wellenlängen

2.4 Bestimmung der Ordnung des nichtlinearen Absorptionsprozesses

gen, dass Sättigung der Absorption auftritt. Lineare Kurvenanpassungen im Bereich geringer Absorption (hier: 7 % – 20 %) zeigten jedoch, dass auch Prozesse vorhanden sein müssen, die in der Theorie nicht betrachtet wurden. So ist zwar die Steigung $m = 2$ bei 510 nm, jedoch ist sie mit $m = 3,5$ bei 600 nm beziehungsweise $m = 4,5$ bei 640 nm zu groß. Für die Wellenlänge 570 nm wurde die Steigung im Bereich einer Absorption von 2 % – 9 % zu $m = 7,9$ bestimmt. Dies würde einen 9 PA bedeuten.

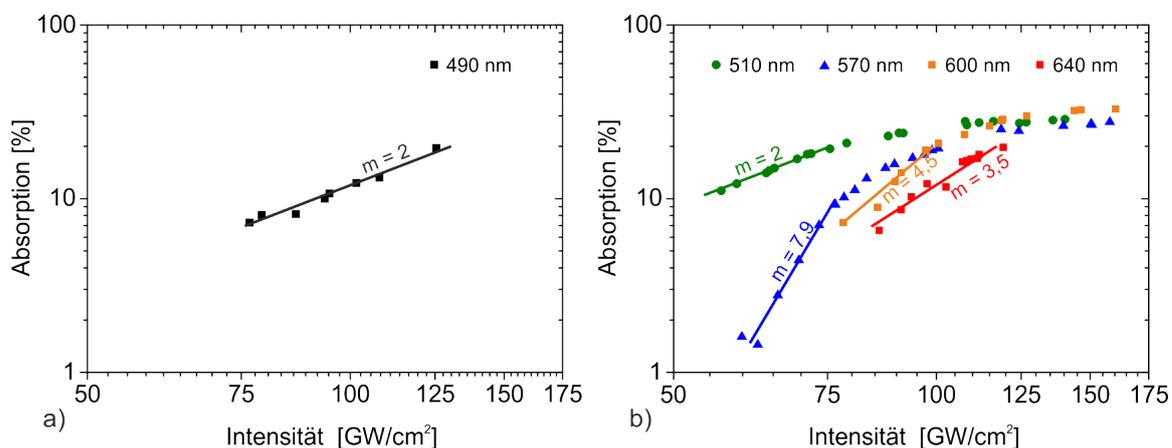


Abbildung 2.8: Messergebnis des Mehrphotonenabsorptionsprozesses bei einer Wellenlänge von 490 nm sowie zugehörige Kurvenanpassung a). Die Werte der Absorption in Abhängigkeit der Intensität für Wellenlängen von 510 nm – 640 nm sind mit den jeweiligen Kurvenanpassungen in b) dargestellt.

2.4.5 Einordnung der Messergebnisse

Es wurde versucht, die Messdaten mit den Ergebnissen der durchgeführten Simulationen zu deuten und zu erklären. Daher wurden für die Simulationen Parameter verwendet, wie sie im Experiment auftraten. Einzig der nichtlineare Absorptionskoeffizient blieb ein frei wählbarer Parameter.

Abbildung 2.9 a) zeigt die Simulationsergebnisse der normierten Transmission in Abhängigkeit der z -Position von -1 cm bis 1 cm. Bei $z = 0$ befindet sich die Probe im Fokus. Die weiteren Simulationsparameter können der Tabelle A.2 entnommen werden. Der Verlauf der Kurven ist ähnlich zu dem in Abbildung 2.4. Werden zusätzlich die Messdaten in der Grafik aufgeführt, ergibt sich der in Abbildung 2.9 b) gezeigte Verlauf. Die x -Achse ist diesmal zur Veranschaulichung von -0,25 cm bis 0,25 cm skaliert. Es ist deutlich der Unterschied zwischen den Mess- und Simulationsdaten ersichtlich.

Während die Simulationen einen notwendigen Verfahrensweg von ca. 2 cm für die Aufnahme einer vollständigen Kurve voraussagten, war in den Messungen ein Verfahrensweg von nur 2 mm ausreichend. Die Kurvenanpassung unter Variation der NLA-Koeffizienten führten für keine Prozessordnung zu einer hinreichenden Übereinstimmung mit den Messdaten. Hierfür können mehrere Ursachen vorliegen. Beispielsweise hängt der Verlauf der Intensität entlang der z -Achse stark von der Strahlqualität ab. Für eine Verringerung des Bereichs der signifikanten Absorption um eine Größenordnung müsste jedoch eine ebenfalls um etwa eine Größenordnung niedrigere Strahlqualität vorliegen. Dies kann anhand der Messungen ausgeschlossen werden.

2 Nichtlineare Wechselwirkung

Wahrscheinlichere Ursachen sind daher das simultane Auftreten von NLA-Prozessen verschiedener Ordnungen sowie die Absorption in höhere Niveaus innerhalb des Valenzbandes. Beide Prozesse werden von der Theorie nicht berücksichtigt. In Abbildung 2.10 a) sind die Simulati-

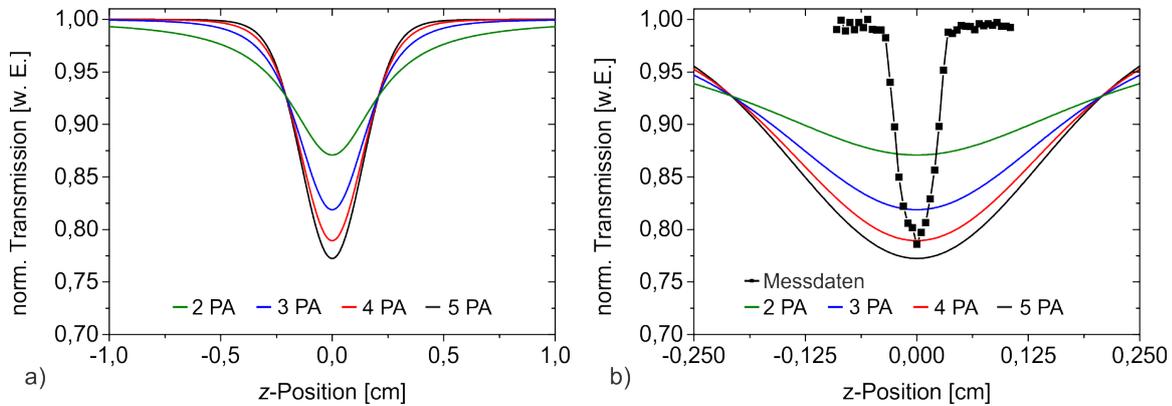


Abbildung 2.9: Simulationsergebnisse a) der normierten Transmission in Abhängigkeit der z -Position für die Parameter aus Tabelle A.2. In b) sind in einem Ausschnitt zusätzlich die experimentellen Ergebnisse einer Z-Scan-Messung dargestellt.

onsergebnisse und die eigenen Messpunkte (490 nm, vgl. Abbildung 2.8 a)) in Abhängigkeit der Intensität gezeigt. Abbildung 2.10 b) zeigt einen Ausschnitt des relevanten Bereichs. Es ist zu erkennen, dass die Messpunkte alle in einem Bereich liegen, der nicht mehr durch den linearen Kurvenverlauf dominiert wird. Die verwendeten Intensitäten sind zu hoch und die Prozessordnung konnte nicht eindeutig bestimmt werden.

Die Abweichungen der Messdaten zu den simulierten Ergebnissen sind signifikant. Es ist experimentell notwendig, die Intensität so weit zu verringern, dass die Absorption nur einige Prozent beträgt. Es zeigte sich jedoch, dass durch eine Verringerung der Intensität die Messung der Absorption nur mit sehr großem Fehler möglich war (vgl. Abbildung 2.7 b)).

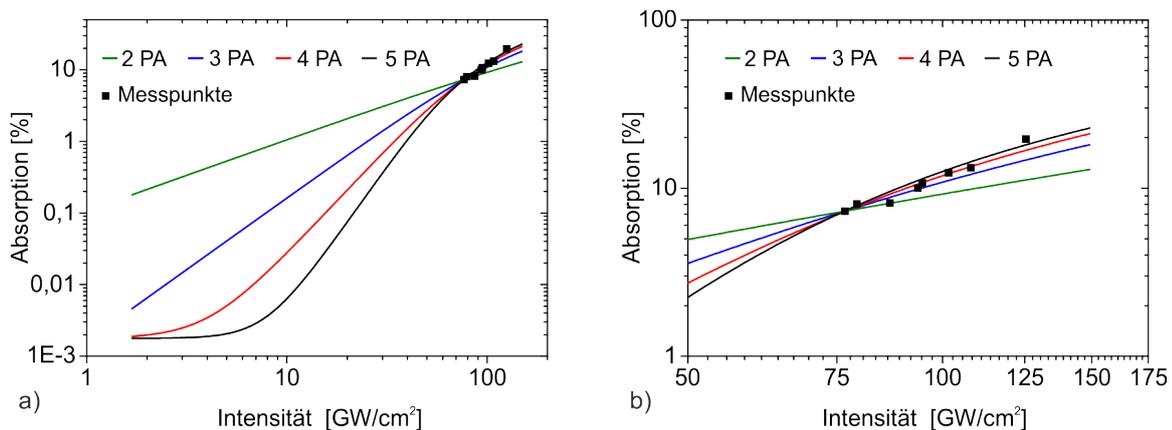


Abbildung 2.10: Gemessene und simulierte Werte der Absorption in Abhängigkeit der eingestrahlten Intensität von 1 – 150 GW/cm^2 a) beziehungsweise von 50 – 175 GW/cm^2 b).

2.4.6 Zusammenfassung

Experimentell konnten Z-Scan-Kurven in Abhängigkeit der Wellenlänge und eingestrahlten Energie gemessen werden. Diese Ergebnisse wichen jedoch sehr stark von den Simulationsergebnissen ab, so dass davon ausgegangen werden kann, dass weitere nichtlineare Prozesse, die von der Theorie nicht erfasst werden, involviert sind. Es bedarf einer deutlichen Verringerung der eingestrahlten Intensität und damit Absorption des Materials.

Der experimentelle Aufbau war jedoch für die notwendige Messung der Absorption im Bereich weniger Prozent nicht geeignet. Schwankungen in der Pulsenergie des CPA und Streulicht auf den Leistungsmessgeräten führten zu Fehlern in den Messungen, die in der selben Größenordnung wie die Absorption selbst lagen. Verbessert werden kann die Messgenauigkeit durch die Verwendung geeigneter Leistungsmessgeräte, und einen weiter optimierten Messaufbau, zum Beispiel durch die Verwendung eines Lock-in-Verstärkers. Auch eine längere Integrationszeit je Messpunkt, sowie die Erhöhung der Anzahl der Durchläufe in z-Richtung kann die Messgenauigkeit weiter erhöhen. Ebenfalls kann das Verhältnis aus Proben- und Rayleighlänge optimiert werden. Im Experiment ist die Rayleighlänge nur etwa vier mal so lang wie die Probe. Eine Fokussierung mit einer Linse mit längerer Brennweite kann daher effektiv sein. Eine dünnere Probe verringert auch die Gesamtabsorption.

Die Z-Scan-Technik ist eine Methode, mit der prinzipiell nichtlineare Absorptionseffekte und der nichtlineare Brechungsindex transparenter Materialien vermessen werden können. Der zur Zeit verwendete Aufbau bedarf jedoch weiterer Optimierung bezüglich der Messgenauigkeit. Ist dies gewährleistet, kann die Methode genutzt werden, besseres Verständnis der fs-Laserstrukturierung zu erlangen. Durch einen geringen Umbau des Aufbaus kann zusätzlich die für viele Anwendung wichtige Größe des nichtlinearen Brechungsindex gemessen werden. Dies ist fundamental für die Erforschung von Lasermaterialien, die für die Erzeugung ultrakurzer Pulse geeignet sind. Darüber hinaus kann der Aufbau dazu dienen, nichtlineare Verlustprozesse, die in hochdotiertem Yb:YAG auftreten [Fre11, Wol13], zu untersuchen.

3 Experimentelle Bedingungen für den Strukturierungsprozess mit fs-Laserpulsen

Im vorangegangenen Kapitel wurde unter anderem beschrieben, wie mit Hilfe eines fs-Lasers Brechungsindexänderungen in transparenten dielektrischen Materialien, im speziellen in Kristallen, erzeugt werden können. Durch sinnvolle Anordnung dieser modifizierten Bereiche können Wellenleiter realisiert werden. In dieser Arbeit wurden alle gängigen Typen fs-lasergeschriebener Wellenleiter untersucht.

Zu Beginn dieses Kapitels werden der Aufbau zur fs-Laserstrukturierung und die eingesetzten Herstellungsparameter beschrieben. Im Anschluss daran werden die optischen Eigenschaften der untersuchten Materialien angegeben. Abschließend wird aufgelistet, welche Geometrien und welche Parameter in den Proben zur Herstellung von Wellenleitern verwendet wurden.

3.1 Strukturierungsaufbau

In der Abbildung 3.1 ist ein Schema des verwendeten Strukturierungsaufbaus dargestellt. Die fs-Laserpulse werden von einem kommerziellen System (*Clark MXR CPA-2010*) erzeugt. Die Strahlung war linear polarisiert. Die benötigte Pulsenergie konnte durch eine Kombination aus einer $\lambda/2$ -Platte und einem Polarisator, sowie Neutralglasfiltern im Bereich von μJ eingestellt und mittels eines Leistungsmessgeräts bestimmt werden. Mit einem Kipphalter konnte vor dem Strukturierungsprozess die Probe senkrecht zum einfallenden Laserstrahl ausgerichtet werden (siehe dazu Abschnitt 3.3). Die Pulsdauer wurde mit Hilfe eines Autokorrelators (*Mini, APE Angewandte Physik und Elektronik GmbH*) gemessen, indem die Strahlung über einen Klappspiegel in den Autokorrelator geleitet wurde. Die Strahlung wurde mit Hilfe unterschiedlicher asphärischer Linsen in die Proben fokussiert. Die jeweilige Probe lag auf einem hochgenauen luftgelagerten Positioniersystem und konnte präzise senkrecht zur Achse des fs-Laserstrahls (y -Achse) verfahren werden. Die Bewegung der Probe fand in der x - z -Ebene statt.

3.2 CPA fs-Laser

Das Funktionsprinzip des verwendeten fs-Lasers beruht auf der sogenannten chirped pulse amplification (CPA). Es werden Laserpulse mit einem Erbium-Faserlaser bei einer Wellenlänge von 1550 nm, einer Repetitionsrate von 36 MHz und wenigen nJ Pulsenergie erzeugt und in einem ersten Schritt frequenzverdoppelt. Mit einer Pockelszelle wird jede Millisekunde ein Laserpuls aus dem Pulszug in einen Ti:Saphir basierten Verstärker eingekoppelt. Nach der Verstärkung wird der Puls ausgekoppelt und zeitlich komprimiert. Es standen somit Laserpulse mit den

3 Experimentelle Bedingungen für den Strukturierungsprozess mit fs-Laserpulsen

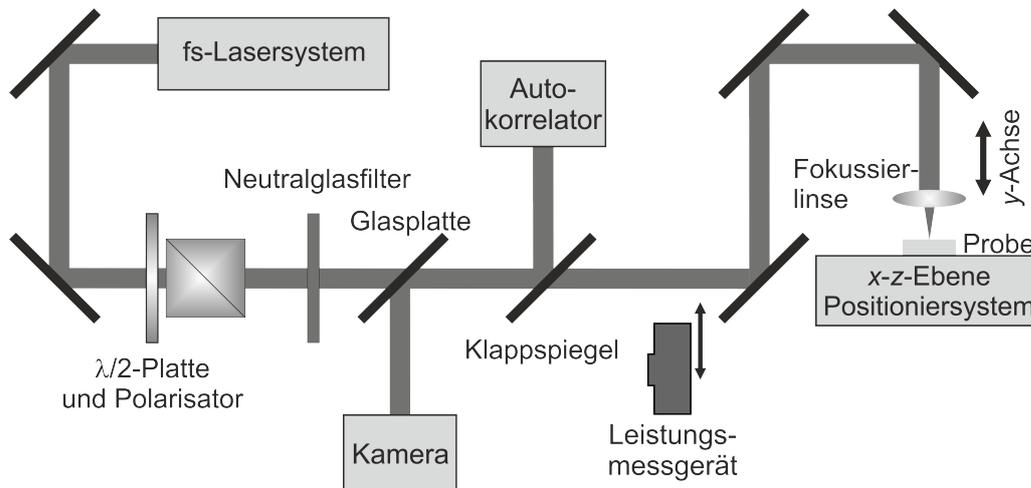


Abbildung 3.1: Strukturierungsaufbau zur Herstellung der wellenleitenden Strukturen.

in Tabelle 3.1 zusammengefassten Parametern zur Verfügung. Eine genaue Erläuterung des Lasersystems kann zum Beispiel in [Sie06, Sie10a] nachgelesen werden. Die Zentralwellenlänge von 775 nm kann nicht geändert werden. Eine Repetitionsrate von 2 kHz ist ebenfalls möglich, wurde aber im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendet. Durch einen internen Gitterkompressor kann die Pulsdauer variiert werden. In dieser Arbeit wurde jedoch immer mit der minimalen Pulsdauer gearbeitet.

Clark MXR CPA-2010	
Zentralwellenlänge λ	775 nm
Max. Pulsenergie E_p	1 mJ
Min. Pulsdauer τ_p	150 – 160 fs
Repetitionsrate R_{rep}	1 kHz
Beugungsmaßzahl M^2	1,1

Tabelle 3.1: Technische Daten des verwendeten CPA fs-Lasersystems.

3.3 Positioniersystem

Die Probe wurde mit Hilfe eines 3-achsigen computergesteuerten, hochpräzisen, luftgelagerten Lineartischsystems (*Aerotech, ABL10050*) für die Strukturierung positioniert und verfahren. Zwei Lineartische waren im rechten Winkel aufeinander montiert, auf denen die Probe gehalten und in der x - z -Ebene bewegt werden konnte. Die Fokussierlinse war auf der dritten Achse (y -Achse) montiert. Die Probe im Kipphalter konnte vor der Strukturierung in einem iterativen Prozess senkrecht zum einfallenden Laserstrahl ausgerichtet werden. Dazu wurde die Strahlung mit Energien unterhalb der Zerstörschwelle des Materials auf die Oberfläche fokussiert. Die zurückreflektierte Strahlung wurde dann durch die Fokussierlinse rekollimiert und mit Hilfe der Glasplatte auf eine Kamera geleitet (vgl. Abbildung 3.1).

Anschließend konnten dann mit Hilfe eines Computers die für die Strukturierung verwendeten Translationsbewegungen der Achsen für die gewünschten dreidimensionalen Strukturen mit Genauigkeiten im Nanometerbereich programmiert werden. Die technischen Daten des Positioniersystems sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Die Daten zeigen, dass Ungenauigkeiten der Positionierung während der Strukturierung vernachlässigbar waren.

	<i>x-z</i> -Achsen	<i>y</i> -Achse
Verfahrweg	50 mm	50 mm
Ebenheit/Geradheit	$\pm 0,25 \mu\text{m}$	$\pm 0,5 \mu\text{m}$
Verkippwinkelfehler	$\pm 2,42 \mu\text{rad}$	$\pm 4,85 \mu\text{rad}$
Auflösung	2 nm	2 nm
Wiederholbarkeit	$\pm 50 \text{ nm}$	$\pm 75 \text{ nm}$
Max. Geschwindigkeit	100 mm/s	100 mm/s

Tabelle 3.2: Technische Daten des verwendeten ABL10050-Positioniersystems.

3.4 Strukturierungsparameter

Die Strukturierungsparameter wurden jeweils für die untersuchten Proben angepasst. Sie können hinsichtlich der Einflussfaktoren auf den Modifikationsprozess unterteilt werden. Die Einteilung wird hier zwischen Laserparametern, den Fokussierungsparametern, den Translationsparametern sowie den Parametern der Geometrie vorgenommen. Eine Übersicht gibt Tabelle 3.3. Die Laserparameter werden durch die fs-Laserquelle und die Fokussierungspara-

Laser	Fokussierung	Translation	Geometrie
Wellenlänge λ	Brennweite f	Verfahrgeschw. v	Spurabstand d
Pulsenergie E_P	numerische Apertur NA	Oszillationsamplitude	Cladding-Abstand d_x
Pulsdauer τ	Schreibtiefe t	Oszillationsfrequenz	Cladding-Abstand d_y
Repetitionsrate R_P			Spuranzahl $\#$
Polarisation P			Durchmesser \varnothing

Tabelle 3.3: Variable Parameter zur Herstellung der Strukturen.

meter durch die verwendeten Optiken zur Strukturierung bestimmt. Die Translationsparameter werden durch die verwendeten Linearachsen definiert. Die Parameter der geometrischen Anordnung der Strukturen führen zu den unterschiedlichen Typen der Wellenleiter. Auch wenn versucht wurde, die Strukturierungsparameter zu kategorisieren, hängen sie sehr eng miteinander zusammen, so dass diese auch alternativ gruppiert werden können. Die Intensität im fokalen Volumen, der Pulsüberlapp und die Geometrie der Strukturen sind diese Gruppen, die wiederum auch untereinander verknüpft sind.

So haben gleich mehrere Parameter Einfluss auf die Intensität im fokalen Volumen des

3 Experimentelle Bedingungen für den Strukturierungsprozess mit fs-Laserpulsen

fs-Laserstrahls. Die Größe des fokalen Volumens in Kombination mit der Verfahrensgeschwindigkeit haben genauso wie die Repetitionsrate des Lasers Auswirkungen auf den Pulsüberlapp. Die Variation eines Parameters kann zur Folge haben, dass deutlich unterschiedliche Strukturierungsergebnisse auftreten können. Dieser Zusammenhang der Parameter und der resultierende Einfluss auf den Strukturierungsprozess ist immer noch Stand aktueller Forschung, obwohl die grundlegenden Mechanismen der fs-Laserstrukturierung bekannt sind. Im folgenden Abschnitt werden qualitativ die Abhängigkeiten der Intensität, des Pulsüberlapps und der geometrischen Anordnung der Strukturen diskutiert.

Durch die Vielzahl der Parameter wird ein hochdimensionaler Parameterraum aufgespannt. Dadurch bedarf es der Eingrenzung der Parameter im Experiment, so dass einige von ihnen im Rahmen dieser Arbeit nicht geändert wurden. Dazu gehören die Wellenlänge, die Pulsdauer, die Repetitionsrate und die Polarisierung der einfallenden Laserstrahlung. Auch die Schrebtiefe sowie die Oszillationsamplitude und -frequenz für Strukturen mit überlagerter Oszillation wurden konstant gehalten. Nur in einigen wenigen Experimenten wurde die Brennweite der Fokussierlinse und die Verfahrensgeschwindigkeit verändert. Alle weiteren Parameter wurden je nach Typ des Wellenleiters und des Materials sukzessiv variiert.

3.4.1 Zerstörschwelle innerhalb des Materials

Mit der fs-Laserstrahlung werden Modifikationen in das Material geschrieben. Für verschiedene Materialien existieren unterschiedliche intrinsische Modifikationsschwellen, die unter anderem von der Intensität und der Anzahl der fs-Laserpulse abhängen können. Durch die komplexen Zusammenhänge der Strukturierung ist es jedoch schwierig diese intrinsischen Schwellen zu definieren. Durch die Laser- und Fokussierparameter gibt es eine Vielzahl von Möglichkeiten, bestimmte Intensitäten zu realisieren. Es ist daher wichtig, im Experiment nur jeweils einen Parameter zu verändern, um einen Einfluss auf den Strukturierungsprozess einem Parameter zuordnen zu können. Kumulative Effekte durch den Pulsüberlapp, die sphärischen Aberrationen durch die Verwendung von Fokussierlinsen hoher NA sowie intensitätsabhängige Prozesse wie die Selbstfokussierung und Filamentation erschweren die Möglichkeit der Bestimmung intrinsischer Modifikationsschwellen. Häufig wird daher eine Pulsenergie angegeben, bei der eine Modifikation beobachtet werden kann. Die Möglichkeit der Beobachtung einer Modifikation hängt wiederum von der Messmethode ab. In dieser Arbeit wird als Modifikationsschwelle definiert, wenn mit Hilfe lichtmikroskopischer Untersuchungen eine Veränderung des Materials beobachtet werden konnte. Neben der Pulsenergie wird hier und in der Literatur mindestens ein weiterer Herstellungsparameter angegeben. Oberhalb dieser Schwelle treten Zerstörung des kristallinen Materials auf, so dass eine Zerstörschwelle festgelegt werden kann. Der Übergang zwischen einer Modifikation und einer Zerstörung kann sehr gering sein, so dass die Begriffe häufig gleichbedeutend verwendet werden. Da das Ziel dieser Arbeit die Herstellung wellenleitender Strukturen vom Typ II und Typ III (siehe Abschnitt 3.4.4) war, wurden die Parameter meist so gewählt, dass die Zerstörschwelle weit überschritten wurde.

3.4.2 Intensität

Die Intensität ist eine fundamentale Größe im Strukturierungsprozess (Kapitel 2.1.1). Eine effiziente Absorption mehrerer Photonen findet hauptsächlich im Bereich hoher Intensitäten statt.

Ist die Intensität zu gering, wird die Modifikationsschwelle nicht erreicht. Wie hoch die Intensität im fokalen Volumen ist, hängt von mehreren Parametern ab. So wird durch die Pulsenergie und Pulsdauer aber auch durch Fokussierparameter und die Wellenlänge die Intensität verändert. Im weiteren sollen diese Einflüsse kurz erläutert werden.

Einfluss der Laserparameter

Durch die Wahl kürzerer Wellenlängen λ können durch den Zusammenhang

$$w_0 = M^2 \frac{\lambda}{\pi NA} \quad (3.1)$$

kleinere fokale Flächen (πw_0^2) und damit höhere Intensitäten erzielt werden. Die weiteren Größen in der Gleichung sind die Strahlqualität M^2 des Lasers und die numerische Apertur NA der verwendeten Fokussieroptik.

Jedoch können auch durch die höhere Photonenenergie bei kürzerer Wellenlänge materialabhängig weniger Photonen bei der Multiphotonenionisation notwendig sein, die Bandlücke des Materials zu überwinden. Dies würde zu einer signifikanten Erhöhung des nichtlinearen Absorptionswirkungsquerschnitts σ_{nPA} führen. Ein höherer Absorptionswirkungsquerschnitt bedeutet, dass bei sonst gleichbleibenden Parametern die benötigte Pulsenergie für das Erreichen der Modifikationsschwelle sinkt. Dargestellt ist dieser Zusammenhang in Abbildung 3.2 a). Aufgetragen ist gegenüber den Ortskoordinaten x, z die Intensität I eines Laserpulses. Die maximale Intensität ist hier willkürlich gewählt, liegt aber oberhalb der Modifikationsschwelle (gestrichelte Linien in der Abbildung). Für eine Wellenlänge λ_1 ergibt sich durch die zugehörige Modifikationsschwelle eine modifizierte Fläche $A_{Mod,1}$. Durch eine kürzere Wellenlänge und daher bessere Fokussierbarkeit erhöht sich die maximale Intensität. Jedoch ist nun die Modifikationsschwelle abgesenkt, was zu größeren Flächen $A_{Mod,2}$ führen kann. Somit ergibt sich, dass die Verwendung einer kürzeren Wellenlänge nicht zwangsläufig zu einer kleineren Modifikationsfläche führt. Analog zu dieser Erklärung, kann auch in y -Richtung die Modifikationsfläche anwachsen. Wird die Wellenlänge nur geringfügig geändert, so dass dadurch der Multiphotonenionisationsprozess der selbe bleibt, wird sich die modifizierte Fläche hauptsächlich aufgrund der Fokussierbarkeit des Strahls ändern. Eine höhere Intensität wird auch durch eine kürzere Pulsdauer erzielt. Das bedeutet, dass bei konstanter Fluenz (Energie pro Fläche), der Bereich einer Modifikation mit kürzerer Pulsdauer größer sein wird. Eine Darstellung dieses Zusammenhangs ist in Abbildung 3.2 b) gezeigt. Die Intensität ist in Abhängigkeit der Koordinaten x, z für zwei unterschiedliche Pulsdauern aufgetragen. Für eine Intensität $I_{max,1}$ ergibt sich durch die Modifikationsschwelle des Materials eine geringere Fläche $A_{Mod,1}$ als für einen Laserpuls mit $I_{max,2}$. Für diese Argumentation bedarf es jedoch zwei Einschränkungen. Für Pulsdauern von über 50 ps, tritt schon während des Pulses eine Erwärmung des Kristallgitters auf, was zu einem veränderten Mechanismus der Modifikation führen kann. Auch bei deutlich kürzeren Pulsdauern als die hier verwendeten 150 fs ist das Regime der Modifikation ein anderes (siehe Kapitel 2.1.1), was zu einem veränderten Modifikationsmechanismus führt. In dieser Arbeit wurde daher die Pulsdauer nicht verändert. Die Intensität ist ebenfalls direkt proportional zur Pulsenergie. Mit höherer Pulsenergie wird daher auch das modifizierte Volumen anwachsen. Die Erklärung kann analog zur Änderung der Pulsdauer in Abbildung 3.2 b) gefunden werden. In Folge des schnellen Abfalls der Intensität in den Flanken (in der x - z -Ebene) des verwendeten Gaußstrahls wird bei konstanter Fokussierbedingungen mit steigender Pulsenergie oder

3 Experimentelle Bedingungen für den Strukturierungsprozess mit fs-Laserpulsen

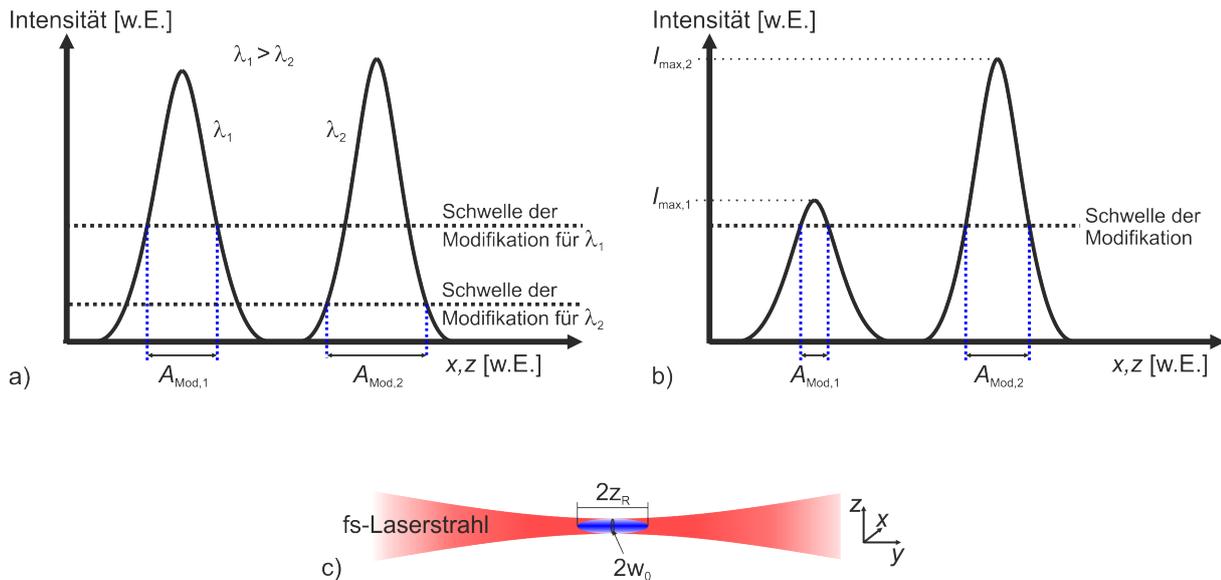


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Zusammenhangs der a) verwendeten Wellenlänge auf die Größe des modifizierten Bereichs A_{Mod} und b) der Pulsenergie und -dauer. In c) ist der fs-Laserstrahl mit den Größen der doppelten Strahltaile $2w_0$ und Rayleigh-Länge $2z_R$ gezeigt.

kürzerer Pulsdauer die Modifikation hauptsächlich entlang der Strahlachse (y -Richtung) zu nehmen. Werden Pulsenergien weit oberhalb der Modifikationsschwelle verwendet, wird das Kristallgitter zerstört (siehe Kapitel 2.2). Diese Zerstörung wird dann dementsprechend entlang der y -Richtung elongiert sein und mit Erhöhung der Pulsenergie weiter anwachsen. Zusätzlich können Effekte wie Selbstfokussierung und Filamentation auftreten, die die Form der Modifikation ebenfalls weiter verändern (siehe Kapitel 2.3). Zu hohe Pulsenergien fördern jedoch das unerwünschte Auftreten von Rissen und Sprüngen im Material.

Einfluss der Fokussierparameter

Ausgehend von Gleichung 3.1 ist zu erkennen, dass die kleinstmögliche Strahltaile und damit die Fläche im Fokus auch durch die Strahlqualität des fs-Lasers und die verwendete Fokussieroptik begrenzt wird. Laserstrahlen ($\lambda \approx 1 \mu\text{m}$) guter Strahlqualität ($M^2 \approx 1$), können mit Optiken hoher NA in den Submikrometerbereich fokussiert werden. Bei der Modifikation von Material mittels fs-Laserstrukturierung können dennoch Modifikationen erzeugt werden, die kleinere Abmessungen aufweisen. Anschaulich kann dies mit Hilfe der Darstellung in Abbildung 3.2 b) erklärt werden. Wird die Pulsenergie soweit verringert, dass die Intensität nur knapp oberhalb der Modifikationsschwelle liegt, kann die modifizierte Fläche kleiner sein, als das Fokussierkriterium nach Gleichung 3.1 vorgibt.

Die Rayleighlänge z_R eines Laserstrahls ist über $z_R = w_0/NA$ definiert. Die Ausdehnung des fokalen Volumens lässt sich dann über die doppelte Rayleighlänge in y -Richtung und die doppelte Strahltaile in x - z -Richtung beschreiben (siehe Abbildung 3.2 c)).

Aufgrund von Aberrationen, in diesem Fall hauptsächlich sphärischer Aberrationen, wird die Strahlkaustik im Material verändert. Sphärische Aberrationen treten für Strahlen am stärksten auf, die mit einer großen NA in ein Material mit Brechungsindex n fokussiert werden. Dadurch

wird die Ausdehnung des Fokus vergrößert. Die Vergrößerung kann über

$$z_{SA} = \frac{d}{n} \cdot \left(\sqrt{\frac{n^2 - NA^2}{1 - NA^2}} - n \right) \quad (3.2)$$

abgeschätzt werden [Sun05]. Die Größe d ist dabei der Abstand des Fokus der Paraxialstrahlen¹ von der Grenzfläche und wird durch $d = n \cdot d'$ bestimmt. Der Abstand d' ist wiederum die Position des Kreuzungspunkts der Strahlen, die sich bei Fokussierung gleicher NA in Luft ergeben würde. Die Vergrößerung des Fokus durch sphärische Aberrationen kann durch die Effekte der Selbstfokussierung und Filamentation verstärkt werden. Die Plasmadefokussierung unterbindet jedoch wieder den Prozess der Filamentation. Die komplexen Vorgänge während des Strukturierungsprozesses führen dazu, dass eine Vorhersage über Abmessung der Strukturen nur schwer zu treffen ist.

In dieser Arbeit wurden in einigen Experimenten zwei unterschiedliche Fokussierlinsen verwendet. Zum einen wurde hauptsächlich eine asphärische Linse mit $f = 4,51$ mm und $NA = 0,55$ verwendet. Mit dieser Linse wurden Strahldurchmesser des elliptischen fs-Laserstrahls in Luft von ca. $2w_x = 2 \mu\text{m}$ und $2w_z = 4,5 \mu\text{m}$ erreicht. Die zweite asphärische Linse hatte eine Brennweite von $f = 3,1$ mm sowie $NA = 0,68$. In der Tabelle 3.4 sind berechnete Werte für die Strahltaile, die Rayleigh-Länge und den durch sphärische Aberrationen vergrößerte Fokus für die verwendeten Linsen zusammengestellt. Der Fokus wird beispielhaft

	w_0 [μm]	z_R [μm]	z_{SA} [μm]
$NA = 0,55$	0,5	0,9	21,57
$NA = 0,68$	0,4	0,59	40,9

Tabelle 3.4: Theoretisch berechnete Größen der Strahltaile w_0 und Rayleigh-Länge z_R für Pr:YLF nach Gleichung 3.1 und die durch sphärische Aberrationen vergrößerte Rayleigh-Länge z_{SA} nach Gleichung 3.2 bei einer Wellenlänge von 775 nm.

für den Fall von Pr:YLF ($n = 1,45$) und der Linse mit $NA = 0,55$ bei $\lambda = 775$ nm und $M^2 = 1,1$ um einen Faktor 24 vergrößert. Für die Linse mit $NA = 0,68$ ist der Faktor 69.

3.4.3 Pulsüberlapp

Bei der Modifikation von Material mit fs-Laserpulsen können durch das Auftreffen von mehreren Pulsen auf den selben Ort im Material im Gegensatz zu Einzelpulsen kumulative Effekte auftreten. Der Pulsüberlapp wird durch die Repetitionsrate des fs-Lasers und durch die Verfahrensgeschwindigkeit während des Strukturierungsprozesses bestimmt. Bei Lasersystemen mit hoher Repetitionsrate (MHz) treffen die Pulse mit einem zeitlichen Abstand im Bereich von μs auf das Material. Dies kann dazu führen, dass Pulse auf noch heißes Material treffen und es zu einer sukzessiven Temperaturerhöhung kommt [Gat06]. In dieser Arbeit jedoch wurde die Repetitionsrate (1 kHz) nicht geändert, so dass akkumulative Temperatureffekte ausgeschlossen werden können. Treffen jedoch Laserpulse auf bereits erstarrtes, modifiziertes Material oder

¹Strahlen, bei denen keine Aberrationen auftreten

3 Experimentelle Bedingungen für den Strukturierungsprozess mit fs-Laserpulsen

Defekte, kann die Modifikationsschwelle niedriger sein, als bei der Verwendung von Einzelpulsen. Durch den Laser erzeugte Defektstellen absorbieren nachfolgende Pulse, deren Energie eigentlich nicht für eine Modifikation ausreicht [Ash99, Fer12].

Durch den Beschuss mit Einzelpulsen wiederum kann die intrinsische Modifikationsschwelle eines Materials bestimmt werden. Für Ablationen an der Oberfläche eines Materials kann die Modifikationsschwelle durch eine von der Pulsanzahl N abhängige Zerstörfluenz $F_{\text{th}}(N)$ mit

$$F_{\text{th}}(N) = F_{\text{th}}(\infty) + [F_{\text{th}}(1) - F_{\text{th}}(\infty)] e^{-k(N-1)} \quad (3.3)$$

bestimmt werden [Ash99]. Für geringere Fluenzen $F_{\text{th}}(\infty)$ wäre eine unendliche hohe Zahl Pulse notwendig, $F_{\text{th}}(1)$ ist die Zerstörfluenz für einen Einzelpuls und k ist ein empirischer Materialparameter. Werden in einem Experiment die eingestrahlte Fluenz und die Anzahl der Pulse bei sonst gleichbleibenden Parametern verändert, kann neben der intrinsischen Modifikationsschwelle auch die Prozessordnung der Multiphotonenionisation ermittelt werden [Fer12].

Ein derartiges Experiment wurde im Rahmen dieser Arbeit für Pr:YLF, ähnlich zu [Ben04, Xu07, Fer12] begonnen. Bei einer Wellenlänge von 490 nm wurden Ablationstests an der Oberfläche durchgeführt, in dem mit einer Linse der Brennweite 4,51 mm die fs-Laserstrahlung auf die Oberfläche fokussiert wurde. Die Anzahl der Pulse, die auf die selbe Stelle der Probe einwirkten wurde zwischen 1 und 1000 und die Pulsenergie zwischen 0,1 μJ und 1 μJ variiert. Im Anschluss wurde die Oberfläche mit Hilfe eines Rasterkraftmikroskop vermessen. Dazu wurde das Höhenprofil des sich durch den Beschuss ergebenden Kraters bestimmt. Aus dem Durchmesser des Kraters und bekannter Pulsenergie kann die Fluenz berechnet und in Gleichung 3.3 verwendet werden. Im Experiment stellte sich jedoch heraus, dass die Größenbestimmung des Kraters der Ablation zur Berechnung der Fluenz stark fehlerbehaftet war und somit eine exakte Bestimmung der intrinsischen Modifikationsschwelle nicht möglich war.

Der Pulsüberlapp O wird bei fester Repetitionsrate von der Verfahrensgeschwindigkeit v durch den Zusammenhang

$$O = 1 - \frac{v}{2w_0 \cdot R_{\text{rep}}} \quad (3.4)$$

mit dem Durchmesser $2w_0$ des fs-Laserstrahls in der Strahltaile definiert [Cho07]. Zum Beispiel ergibt sich für $2w_0 = 4,5 \mu\text{m}$, $R_{\text{rep}} = 1 \text{ kHz}$ und $v = 25 \mu\text{m/s}$ ein Pulsüberlapp von über 99%. Für $v = 250 \mu\text{m/s}$ ist der Pulsüberlapp ca. 95%.

Eine weitere Möglichkeit zur Änderung des Pulsüberlapps, sowie eine zusätzliche Vergrößerung der Modifikation wird durch eine überlagerte Oszillation erzielt [Cal13]. Diese Oszillation wird im Rahmen dieser Arbeit senkrecht zur Bewegungsrichtung des fs-Lasers in der x - z -Ebene mit einer Oszillationsamplitude von $2 \mu\text{m}$ und -frequenz von 70 Hz überlagert. Diese Parameter führten in [Cal13] im Material YAG zu einer Erhöhung der induzierten Spannung im Vergleich zu Modifikationen ohne diese Oszillation. Die Parameter wurden in dieser Arbeit übernommen, jedoch nicht verändert.

3.4.4 Geometrische Anordnung geschriebener Strukturen

Durch die Anordnung der geschriebenen Strukturen, auch Spuren genannt, kann das induzierte Brechungsindexprofil ebenfalls beeinflusst werden. Damit ergibt sich, dass je nach Anordnung der Spuren Wellenleitung in unterschiedlichen Regionen um die Strukturen ermöglicht wird. Es

wurden Einzelspuren, Doppelspuren, sowie so genannte Cladding-Strukturen rhombischer und zirkularer Anordnung hergestellt. In der Literatur sind für die jeweilige Anordnung und Art der Wellenleitung verschiedene Bezeichnungen gängig. In dieser Arbeit werden die Anordnung der Strukturen und die daraus resultierenden Wellenleiter wie folgt bezeichnet.

- Typ I: Wellenleitung innerhalb einer Einzelspur.
- Typ II: Wellenleitung neben den Spuren (z.B. Doppelspuren)
- Typ III: Cladding-Strukturen mit Wellenleitung im Kern

In der Abbildung 3.3 a) sind die verschiedenen Wellenleitertypen, sowie der Kristall und fs-Laser schematisch dargestellt. Eine Einzelspur weist eine Höhe H und Breite B auf. Der Abstand zwischen den Doppelspuren in der Typ II Konfiguration ist d , die Abstände der Cladding-Anordnung zwischen den Spuren werden mit d_x und d_y definiert. Für die Anzahl # zirkular angeordneter Spuren wird darüber hinaus der Durchmesser, auf dem sich die Spuren befinden, mit \varnothing bezeichnet.

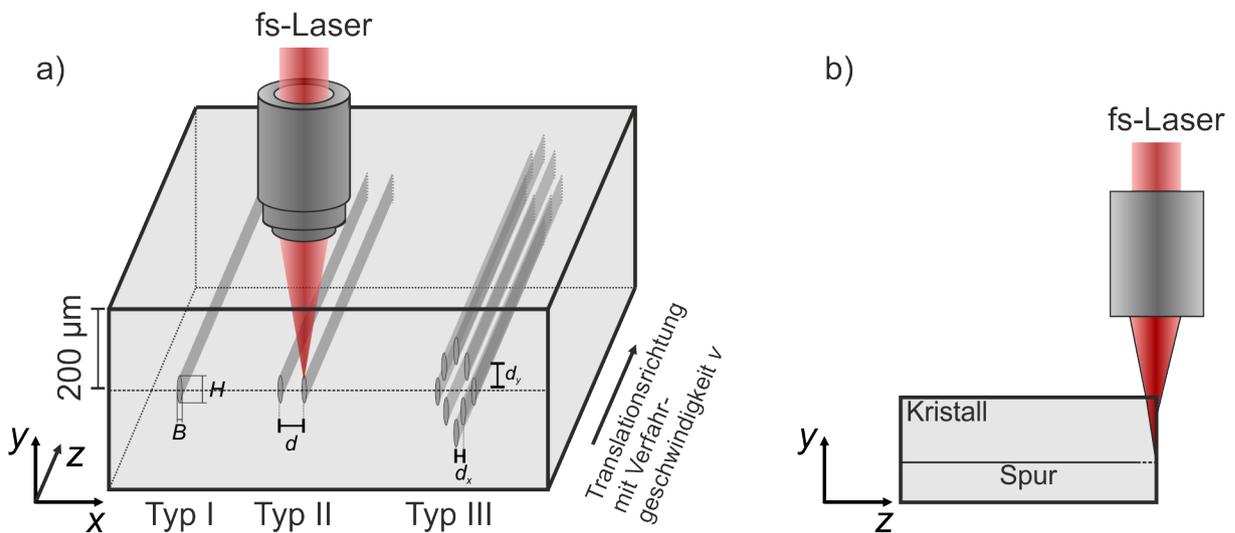


Abbildung 3.3: a) Darstellung der verschiedenen Typen (I – III) der Strukturen im Kristall. Die Strahlung des fs-Lasers wird in eine Tiefe von $200\ \mu\text{m}$ fokussiert. Der Kristall wird in z -Richtung mit einer Verfahrensgeschwindigkeit v verfahren. b) Erklärung der Notwendigkeit den Kristall nach der Strukturierung zu kürzen und zu polieren.

3.5 Präparation der Proben

Vor der Strukturierung mussten die Proben präpariert werden. Die Kristalle Pr:KYF (Abschnitt 3.6.1) und Pr:YLF (Abschnitt 3.6.2) wurden am Institut für Laser-Physik hergestellt. Die Kristalle wurden orientiert, gesägt, geläpft und anschließend auf optische Qualität poliert. Die Proben KTP, PPKTP (Abschnitt 3.6.3) und SLT (Abschnitt 3.6.4) wurden durch die *Königlich Technische Hochschule (KTH) Stockholm* ausgerichtet und poliert bereitgestellt.

Eine Politur auf optische Qualität war notwendig, da Kratzer oder Verunreinigungen auf der

3 Experimentelle Bedingungen für den Strukturierungsprozess mit fs-Laserpulsen

Oberfläche (x - z -Ebene) aufgrund von Streuung der fs-Laserstrahlung die Strukturierung negativ beeinflussen könnte. Die Stirnfläche (x - y -Ebene) wurde poliert, um zwischen der Herstellung einzelner Wellenleiter mikroskopische oder Wellenleitungsuntersuchungen durchzuführen. Auch nach der Herstellung aller Strukturen musste die Probe wiederholt bearbeitet werden. Aufgrund der Verzerrung des fokalen Volumens durch die Verwendung einer Fokussierlinse mit hoher NA wird im Randbereich der Probe nicht die notwendige Intensität zur Strukturierung erreicht, so dass die Spuren innerhalb des Kristalls nicht bis zum Rand verlaufen. Zusätzlich kann an der Stirnfläche Ablation auftreten. Veranschaulicht ist dieser Zusammenhang in Abbildung 3.3 b). Die Proben wurden daher um ca. 150 μm gekürzt und anschließend wieder auf optische Qualität poliert.

3.6 Verwendete Materialien

Unterteilt werden die untersuchten fs-laserstrukturierten Proben hinsichtlich ihrer Anwendungsmöglichkeiten. Laserkristalle wurden verwendet um Wellenleiterlaser, die im sichtbaren Spektralbereich emittieren, zu realisieren. Wellenleiter in nichtlinearen Kristallen können für effiziente Frequenzverdopplung eingesetzt werden. Die resultierende Strahlung soll ebenfalls im sichtbaren Bereich liegen.

Sichtbar emittierende Laser basieren häufig auf Pr^{3+} -dotierte Materialien. Effiziente Lasertätigkeit konnte mit Pr^{3+} -dotierten Kristallen [Sut96, Ric08, Han11, Met14] und Fasern [Fuj13] realisiert werden. Typische Wirtsmaterialien für Pr^{3+} sind fluoridische Kristalle. LiYF_4 (YLF) ist eines der am besten untersuchten Wirtsmaterialien für die Dotierung mit Pr^{3+} , KY_3F_{10} (KYF) wiederum besitzt ein einfaches kubisches Kristallsystem. Daher wurden für die Untersuchung und Realisierung von Wellenleiterlasern $\text{Pr}:\text{KYF}$ und $\text{Pr}:\text{YLF}$ Kristalle ausgewählt.

Ein weit verbreitetes und gut untersuchtes Material für die nichtlineare Frequenzkonversion ist Kaliumtitanylphosphat (KTiOPO_4 , KTP) und dessen periodisch gepolte Variante (PPKTP). Die meisten grünen Laserpointer basieren auf diesem Material. Das Material Lithiumtantalat (LiTaO_3 , LT) ist eine Variante des ebenfalls gut erforschten Lithiumniobat. Diese drei Kristalle wurden in dieser Arbeit verwendet, um effiziente Frequenzverdopplung in Wellenleitern zu erzielen.

Eine Übersicht über den Stand der Forschung fs-lasergeschriebener Laser in Wellenleiterkonfiguration auf Basis von verschiedenen Kristallsystemen ist zum Beispiel in [Cal13, Che13] zusammengestellt. Auch ultrakurzpulslasergeschriebene Wellenleiter in nichtlinearen Kristallen sind Thema aktueller Forschung [Cam07b, Tej12, Lau12, Xu13].

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Kristalle hinsichtlich ihrer optischen und mechanischen Eigenschaften vorgestellt. Ebenfalls werden für spätere Strukturierungs- und Wellenleitungsexperimente wichtige Kristallcharakteristika diskutiert. Dazu gehören die Orientierung der Kristalle, sowie die periodische Polung nichtlinearer Kristalle. Zuletzt werden für alle Kristalle die Herstellungsparameter tabellarisch aufgelistet.

3.6.1 Pr:KYF

Pr:KYF kann für die Umsetzung weit durchstimmbarer Laser im sichtbaren Spektralbereich eingesetzt werden [Met13]. Das Material zeichnet sich im Vergleich zu vielen anderen fluoridischen Wirtskristallen dadurch aus, dass es eine kubische Kristallstruktur aufweist. In Abbildung 3.4 sind das Absorptionsspektrum a) und Emissionsspektrum b) von Pr:KYF gezeigt. Der maximale Absorptionswirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{abs,max}} = 0,24 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ liegt bei einer Wellenlänge von 446 nm. Der in dieser Arbeit untersuchte Kristall absorbierte bei einer Dotierungskonzentration von 1,4 at% und der gewählten Kristalllänge von 7,5 mm ca. 98 % der Pumpstrahlung. Im Fall der Emission sind Wirkungsquerschnitte bei Wellenlängen von 482 nm ($0,94 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$), 609 nm ($0,83 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$) und 645 nm ($0,9 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$) dominant. Ziel ist es in dieser Arbeit

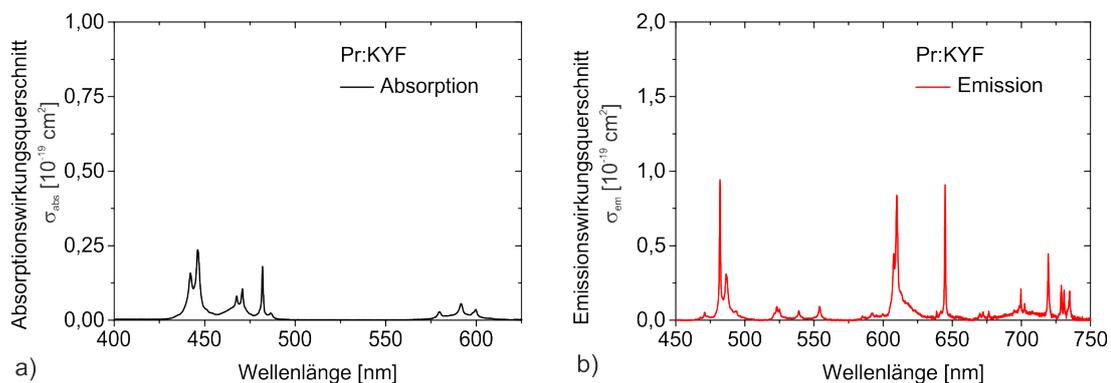


Abbildung 3.4: Absorptions- und Emissionsspektrum des verwendeten Pr:KYF Kristalls nach [Ric08].

bei der Verwendung von Pr:KYF neben der Realisierung eines Wellenleiterlasers, den Einfluss der fs-Laserstrukturierung auf die kubische Kristallstruktur und damit verbundene Wellenleitung zu untersuchen. Es wurde damit begonnen, Herstellungsparameter von Wellenleitern in YAG auf Pr:KYF zu übertragen. Aus den Ergebnissen der Strukturierung lassen sich Aussagen über die Grundlagen der Brechungsindexmodifikation ableiten. Zu den Untersuchungen gehören daher unter anderem die Bestimmung der Ausprägung und die Größe der induzierten Spannungen, sowie die polarisationsabhängige Wellenleitung in der Typ II Geometrie. Werden verlustarme Wellenleiter in Pr:KYF realisiert, könnten diese die Basis für effiziente sichtbare Laser in Wellenleiterkonfiguration sein.

Allgemeine Eigenschaften des Kristalls, sowie einige Charakteristika des in dieser Arbeit verwendeten Pr:KYF sind in der Tabelle 3.5 sowie in der Literatur [Bra07, Ric08] zu finden.

3.6.2 Pr:YLF

Lithiumyttriumfluorid ist ein ausführlich untersuchtes Wirtsmaterial für die Dotierung mit Seltenerdionen. Laseroszillation bei Raumtemperatur konnte mit verschiedenen Ionen demonstriert werden [Ehr79, Jen96]. Neben dem Lasermaterial Nd:YLF [Gra93] für die Realisierung infraroter Laserstrahlung, ist dotiertes YLF mit trivalentem Praseodym ebenfalls ein gut erforschtes System für die Erzeugung sichtbarer Strahlung. Mit Pr:YLF konnten differentielle Wirkungsgrade von über 60 % und Laserschwelen von weniger als 20 mW im diodengepumpten Fall ge-

3 Experimentelle Bedingungen für den Strukturierungsprozess mit fs-Laserpulsen

zeigt werden [Gün11]. Im 2ω -OPSL² gepumpten Fall wurden Ausgangsleistungen von 2,9 W bei 523 nm, sowie differentielle Wirkungsgrade von über 70 % erzielt [Met14].

YLF ist ein uniaxialer Kristall mit ausgeprägter Anisotropie. Dies hat zur Folge, dass mechanische und optische Eigenschaften orientierungsabhängig betrachtet werden müssen. Die Brechungsindizes und für dotiertes YLF, sind die Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte polarisationsabhängig. Licht, das parallel zur c - bzw. a -Achse des Kristalls polarisiert in den Kristall eingestrahlt wird, wird als π - bzw. σ -polarisiert bezeichnet.

Für eine tiefergehende Betrachtung der Kristalleigenschaften sei an dieser Stelle auf die Literatur [Ric08, Han11] verwiesen, eine Übersicht einiger Eigenschaften von YLF und den in dieser Arbeit verwendeten Pr:YLF Kristallen ist in Tabelle 3.5 zusammengefasst. Die Sellmeier-Gleichungen für YLF sind im Anhang angegeben. Da drei unterschiedliche Orientierungen des Kristalls untersucht wurde, werden im folgenden die Kristalle nummeriert und mit Pr:YLF I, Pr:YLF II und Pr:YLF III bezeichnet.

Das Absorptions- und Emissionsspektrum von Pr:YLF wird in Abbildung 3.5 dargestellt. Die

	Pr:KYF	Pr:YLF
Kristallsystem	kubisch	tetragonal
Gitterkonstanten	$a = 11,536 \text{ \AA}$	$a = 5,16 \text{ \AA}$ $c = 10,85 \text{ \AA}$
Dichte	$4,31 \text{ g cm}^{-3}$	$3,99 \text{ g/cm}^3$
Thermische Ausdehnungskoeffizienten	$1,45 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	$13,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} \parallel a$ $8,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} \parallel c$
Schmelzpunkt	$1030 \text{ }^\circ\text{C}$	$830 \text{ }^\circ\text{C}$
Mohs-Härte	4,5	4,5
Dotierungskonzentration	1,4 at%	0,5 at%
Lebensdauer des oberen Laserniveaus	33 μs	44 μs
Kristalllänge	7,5 mm	
Probe Pr:YLF I		5 mm
Probe Pr:YLF II		9,5 mm
Probe Pr:YLF III		11,5 mm

Tabelle 3.5: Auflistung einiger Eigenschaften der verwendeten Pr:KYF und Pr:YLF Kristalle nach [Bra07, Ric08].

höheren Wirkungsquerschnitte ergeben sich für π -Polarisation. Nach Abbildung 3.5 a) liegt der maximale Absorptionswirkungsquerschnitt bei $\sigma_{\text{abs},\pi} = 1,7 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ für eine Wellenlänge von $\lambda = 479,2 \text{ nm}$. Der höchste Absorptionswirkungsquerschnitt für σ -Polarisation ist bei $\lambda = 441,0 \text{ nm}$ mit einem Wert von $\sigma_{\text{abs},\sigma} = 0,41 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$. Für die Emission ergibt sich der in Abbildung 3.5 b) gezeigte Zusammenhang. Dominante Maxima im gesamten sichtbaren Spektralbereich zeigen sich für beide Polarisationsrichtungen. Pr:YLF wurde aufgrund der guten spektroskopischen Eigenschaften, sowie der exzellenten Lasercharakteristik im Volumenkristall für Tests zur Umsetzung sichtbarer Wellenleiterlaser gewählt. Die hohen Absorptionswirkungsquerschnitte ermöglichen eine effiziente Absorption der Pumpstrahlung. Die Emissions-

²OPSL: Abkürzung für Optically pumped semiconductor laser

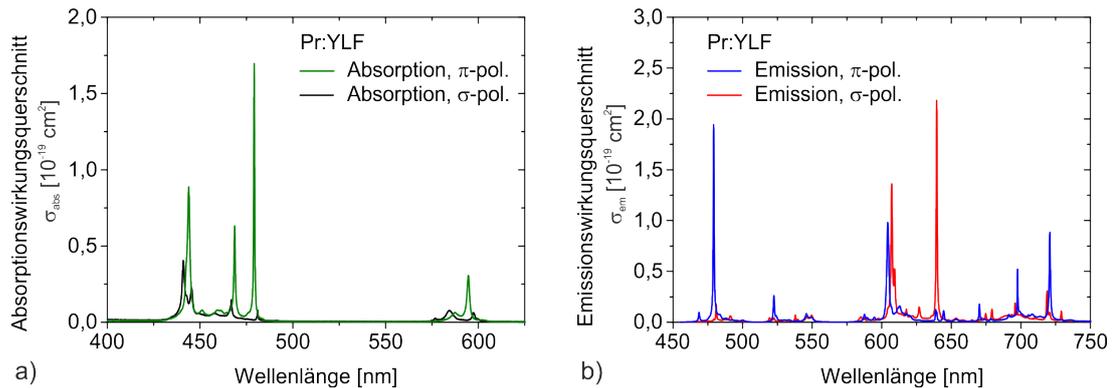


Abbildung 3.5: Polarisationsabhängiges a) Absorptions- und b) Emissionsspektrum des verwendeten Pr:YLF Kristalls nach [Ric08].

wirkungsquerschnitte ergeben trotz der relativ kurzen effektiven Lebensdauer ($44 \mu\text{s}$) des oberen Laserniveaus eine hohe Verstärkung, was in einer geringen Laserschwelle resultiert. Pr:YLF ist daher ein potentiell geeignetes Material, Laser in Wellenleiterkonfiguration zu realisieren.

Für den Herstellungsprozess müssen aufgrund der Anisotropie des Kristalls einige Überlegungen in Betracht gezogen werden. So kann es einen signifikante Einfluss auf die Form der hergestellten Strukturen haben, wie der Kristall bezüglich des eingestrahnten fs-Lasers orientiert ist. Die Orientierung wiederum ist auch von Bedeutung, welche wellenleitenden Eigenschaften sich für die geschriebenen Strukturen ergeben können.

Die Proben Pr:YLF I, Pr:YLF II und Pr:YLF III waren gemäß der Abbildung 3.6 orientiert. Die Doppelspuren sind nur zur Veranschaulichung eingezeichnet. In Pr:YLF wurden hauptsächlich Typ III Wellenleiter geschrieben. In Pr:YLF I ist die kristalline c -Achse parallel zur globalen

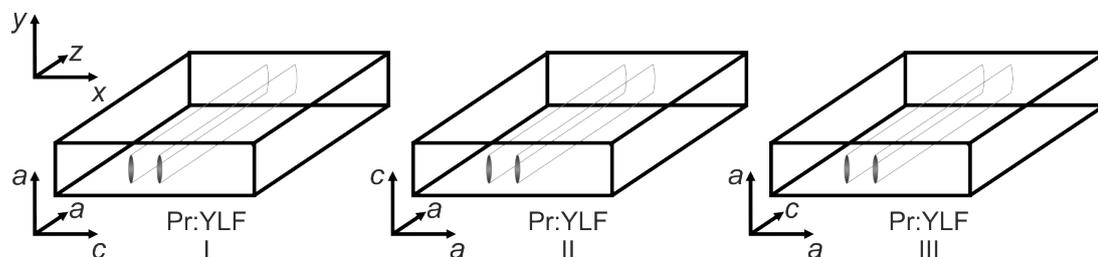


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der untersuchten Orientierungen des Pr:YLF-Kristalls.

x -Achse ausgerichtet. Das bedeutet, dass der fs-Laser auf eine a - c -Ebene trifft. Die Ausbreitungsrichtung des eingekoppelten Lichts wird ebenfalls senkrecht zur a - c -Ebene auftreten. Für Pr:YLF II wird sich die Lichtausbreitung auch senkrecht zur a - c -Ebene ereignen, jedoch erfolgt die Strukturierung senkrecht zu einer a - a -Ebene. Im Fall von Pr:YLF III ist die Ausbreitung des Lichts wiederum senkrecht zu einer a - a -Ebene, die Strukturierungsebene ist eine a - c -Ebene. Die kristalline c -Achse liegt in diesem Fall entlang der Schreibrichtung (z -Richtung) des fs-Lasers. Welche Resultate sich durch das Schreiben der Spuren in Abhängigkeit der Kristallachsen ergeben lässt sich nur schwer vorhersagen. Um den Einfluss der Kristallorientierung untersuchen zu können, wurden daher die drei Pr:YLF Kristalle mit unterschiedlicher Orientierung verwendet.

3.6.3 KTP/PPKTP

KTP ist ein positiv biaxialer Kristall und ein weit verbreitetes und gut untersuchtes Material für die Frequenzkonversion von infraroter Strahlung. Es kann für Typ I [van95] und für Typ II [Bie89] Phasenanpassung verwendet werden (siehe Kapitel 6). Es ist kommerziell in guter Qualität verfügbar und zeichnet sich durch eine hohe Zerstörschwelle und hohe nichtlineare Koeffizienten aus [Bie89]. Unter anderem wird es für die Erzeugung hoher Ausgangsleistungen durch resonatorinterne Frequenzverdopplung [Pie99, Bai02], aber auch für Summen- und Differenzfrequenzgenerierung [Bau87] verwendet. Eine verlustarme periodische Polung (PP) für quasi-phasenangepasste Frequenzkonversion ist ebenfalls möglich. Eine Kodotierung mit Rb^+ verbessert deutlich die Qualität des Polungsprozesses und vermindert die unerwünschte Absorption von Strahlung [Can05, Zuk10]. Häufig werden die Kristalle dann mit RTP, RKTP und periodisch gepolte Kristalle mit PPRKTP bezeichnet.

Nachteilig bei der Verwendung von KTP ist das Auftreten photorefraktiver Effekte (PRD)³ [Tym91]. Eine Minderung der Effizienz nichtlinearer Prozesse tritt zusätzlich durch grün- beziehungsweise blau- induzierte Infrarotabsorption (GRIIRA/BLIIRA)⁴ auf [Wan05, Zuk14]. Eine Verminderung dieser Absorptionseffekte kann durch optimierte Kristallzuchtverfahren erreicht werden. Die Untersuchung des Kristallsystems KTP sowie die Optimierung des Herstellungsprozesses für die Vermeidung von Verlusten und Einsatzmöglichkeiten von KTP in der nichtlinearen Optik ist Thema aktueller Forschung. Die Herstellung von Wellenleitern durch unterschiedliche Methoden wurde in KTP ebenfalls untersucht und für nichtlineare Prozesse angewandt [Lau88, van90, Lau92, Lau93, Aga03, Lau12]. Weitere Eigenschaften des Kristalls, Informationen über die Herstellung und Anwendungsmöglichkeiten von KTP finden sich in Tabelle 3.6 und der Literatur [Kar99, Fra05, Zuk11, Zuk14].

In dieser Arbeit wurden zwei Orientierungen des KTP-Kristalls untersucht. Die Kristallachsen in KTP werden meist mit X, Y, Z , beziehungsweise mit x, y, z oder mit a, b, c bezeichnet. Um Verwechslung mit der Definition des in dieser Arbeit gewählten globalen Koordinatensystems zu vermeiden, werden die Kristallachsen im folgenden mit x', y', z' bezeichnet. In Abbildung 3.7 sind die möglichen Orientierungen des Kristalls, sowie das globale Koordinatensystem schematisch dargestellt. Die Kristalle wurden so präpariert, dass das eingestrahelte Licht

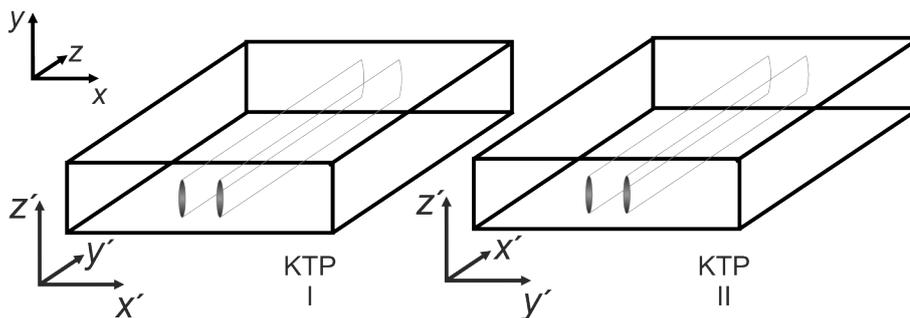


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der untersuchten Orientierungen der KTP Kristalle. Im KTP I wird das Licht zur Frequenzverdopplung entlang der y' -Achse geleitet, in KTP II entlang der x' -Achse.

für die Frequenzverdopplung entlang der y' -Achse, oder entlang der x' -Achse propagiert. Die

³PRD: Abkürzung für photo refractive damage

⁴GRIIRA/BLIIRA: Abkürzungen für green (blue-) induced infrared absorption

z' -Achse ist jeweils so orientiert, dass sie parallel zu globalen y -Achse verläuft. Wird der Kristall mit einer y' -Propagation gewählt, steht eine große Bandbreite zur Frequenzverdopplung für Typ-II Phasenanpassung zur Verfügung [Ris89], ein Kristall in x' -Propagation ermöglicht neben der Typ-II Phasenanpassung auch die Möglichkeit der periodischen Polung für die Quasi-Phasenanpassung. Die periodische Polung von KTP wird durch die Methode des so genannten

	KTP	Referenz	SLT	Referenz
Kristallsystem	orthorhombisch	[Bie89]	trigonal	[Web03]
Gitterkonstanten	$a = 12,814 \text{ \AA}$ $b = 6,404 \text{ \AA}$ $c = 10,616 \text{ \AA}$	[Bie89]	$a = 5,154 \text{ \AA}$ $b = 13,783 \text{ \AA}$	[Web03]
Dichte	$3,01 \text{ g/cm}^3$	[Nod97]	$7,43 \text{ g/cm}^3$	[Web03]
Schmelzpunkt	$1150 \text{ }^\circ\text{C}$	[Bie89]	$1932 \text{ }^\circ\text{C}$	[Web03]
Thermische Ausdehnungskoeffizienten	$a = 11 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$ $b = 9 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$ $c = 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$	[Web03]	$a = 16 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$ $b = 4 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$	[Web03]
Mohs-Härte	5	[Nik05]	6	[Web03]
Zerstörschwelle	$2 - 4 \text{ GW/cm}^2$ (1064 nm; 11 ns)	[Ahm89]	11 J/cm^2 (1,1 ns; 1064 nm)	[Yos06]
Bandlücke	$3,6 \text{ eV}$	[Li97]	$4,2 \text{ eV}$	[Cab98]
Transparenzbereich	$350 - 4500 \text{ nm}$	[Bie89]	$270 - 4500 \text{ nm}$	
Nichtlineare Koeffizienten	$d_{31} = 6.5 \text{ pm/V}$ $d_{32} = 5.0 \text{ pm/V}$ $d_{33} = 13.7 \text{ pm/V}$ $d_{34} = 7.6 \text{ pm/V}$ $d_{35} = 6.1 \text{ pm/V}$	[Bie89]	$d_{31} = 0,85 \text{ pm/V}$ $d_{33} = 13,8 \text{ pm/V}$	[Sho97]
Kristalllängen			9,3 mm	
Probe KTP I	9,5 mm			
Probe KTP II	6,5 mm			
Probe PPKTP	9,5 mm			
Periodische Polung	$\Delta = 6,03 \text{ }\mu\text{m}$ $L = 8 \text{ mm}$			

Tabelle 3.6: Einige Eigenschaften der untersuchten Kristalle KTP und SLT.

domain engineering [Yam93, Kar99, Gri06] erreicht. Durch geeignete Wahl der Periodenlänge des periodisch gepolten Bereichs, kann die Orientierung der Kristallachsen des KTP im Prinzip frei gewählt werden. Technische Schwierigkeiten bei der Herstellung der periodischen Polung mindert jedoch deren Qualität, da diese von der Orientierung des Kristalls abhängt. Meistens wird daher eine periodische Polung des Kristalls für eine x' -Propagation hergestellt. Für die Phasenanpassung kann durch die periodische Polung der höchste nichtlineare Koeffizient des Materials verwendet werden. Je nach Ordnung der Quasi-Phasenanpassung m , ergibt sich ein effektiver nichtlinearer Koeffizient d_{eff} , der um einen Faktor $2/(m\pi)$ geringer ist als der eigentliche nichtlineare Koeffizient des Materials [Zuk14]. Die untersuchte Probe PPKTP wies die

3 Experimentelle Bedingungen für den Strukturierungsprozess mit fs-Laserpulsen

Orientierung einer x' -Propagation auf. Die Periodenlänge betrug $\Delta = 6,03 \mu\text{m}$. Diese ergab sich für $m = 1$ nach $\Delta = 1/2(n_1/\lambda_1 - n_2/\lambda_2)^{-1}$ für die Frequenzverdopplung von einer Fundamentallwellenlänge von $\lambda = 943,2 \text{ nm}$ bei Raumtemperatur. Der gepolte Bereich erstreckte sich über 8 mm innerhalb des Kristalls.

Die Ergebnisse in dieser Arbeit wurden in enger Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe Laser Physics der KTH Stockholm erzielt. KTP wurde für die Typ II-phasenangepasste Frequenzverdopplung von einer fundamentalen Wellenlänge von $\lambda_f = 1080 \text{ nm}$ zu $\lambda_{\text{sh}} = 540 \text{ nm}$ gewählt. PPKTP wurde zur quasi-phasenangepassten Frequenzverdopplung einer Wellenlänge von $\lambda_f = 943,2 \text{ nm}$ ausgesucht. Alle Kristalle waren mit Rb^+ kodotiert, wobei diese im weiteren Verlauf der Arbeit nicht mehr explizit mit genannt wird.

3.6.4 SLT

Lithiumtantalat hat ein trigonales Kristallsystem und ist positiv biaxial. Es wird typischerweise aus einer kongruenten Schmelze hergestellt. Es zeigte sich jedoch, dass die optische Qualität, sowie nichtlineare Eigenschaften von stöchiometrisch hergestelltem Lithiumtantalat der kongruenten Variante überlegen sind [Kit98]. Die Kristalle werden meist für Anwendungen in der nichtlinearen Optik periodisch gepolt, um Quasi-Phasenanpassung zu ermöglichen [Hir06]. In PPSLT Volumenkristallen [Zhu95, Miz97] und auch in Wellenleitern [Miz91, McM08, Bus08] konnte effiziente Frequenzverdopplung demonstriert werden. Optisch parametrische Oszillatoren [Str99, Hat00] und die Erzeugung parametrische Fluoreszenz [Bal95] konnte ebenfalls mit PPSLT gezeigt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine ungepolte stöchiometrisch hergestellte Probe in x' -Propagation⁵ untersucht. Mit dieser Probe konnten Vorabexperimente für die Eingrenzung der Herstellungsparameter durchgeführt werden, um diese dann auf eine periodisch gepolte Probe zu übertragen. Experimente zur Frequenzverdopplung konnten mit diesem Kristall nicht durchgeführt werden. In der Tabelle 3.6 sind einige Eigenschaften von SLT und der verwendeten Probe aufgelistet.

⁵Die Kristallachsen werden hier wie bei KTP bezeichnet.

3.6.5 Verwendete Parameter der Strukturierung zur Herstellung wellenleitender Strukturen in den verschiedenen Materialien

In der Tabelle 3.7 sind die Parameter aufgeführt, die bei der Strukturierung der einzelnen Proben variiert wurden. In Einzelfällen wurden weitere Parameter für Testzwecke abgeändert. Dies ist dann im jeweiligen Kapitel aufgeführt.

Material	Typ	Spurabstände [μm]	# / \emptyset	Pulsenergie [μJ]
Pr:KYF	II	$d = 18 - 30$		0,6 - 3
Pr:YLF I	I,III	$d_x = 4,5 - 6,5$ $d_y = 6 - 10$		0,1 - 3
Pr:YLF II	II	$d = 25 - 27$		0,6 - 2
	III	$d_x = 4,5 - 6,5$ $d_y = 6 - 10$	6 - 36/ 10 - 20	
Pr:YLF III	II	$d = 25 - 27$		0,6 - 2
	III	$d_x = 4,5$ $d_y = 8,5$	12 - 24/ 20	
KTP I	II	$d = 10 - 18$		2,5 - 3,7
KTP II	II	$d = 16 - 27$		0,3 - 3
PPKTP	II	$d = 17 - 19$		2,3 - 4,2
SLT	II	$d = 12 - 20$		1,3 - 11

Tabelle 3.7: Parameter, die während der Strukturierung der einzelnen Proben variiert wurden. Die Verfahrensgeschwindigkeit blieb mit $25 \mu\text{m/s}$ konstant. Die gewählte Pulsenergie hing jeweils vom gewählten Typ der Spuranordnung und des Materials ab.

4 Charakterisierung der Wellenleiter

In diesem Kapitel werden die Methoden und Ergebnisse der Charakterisierung der hergestellten Strukturen vorgestellt.

Einleitend in diesem Kapitel werden die Grundlagen der Wellenleitung in homogenen Wellenleitern beschrieben und deren charakteristische Größen definiert. Darauf folgend werden die verwendeten lichtmikroskopischen Methoden vorgestellt und die erzielten Ergebnisse der mikroskopischen Charakterisierung präsentiert. Durch die Mikroskopie können die Strukturen vermessen und die Eignung als Wellenleiter eingeschätzt werden. Im Anschluss daran werden die wichtigen Parameter der Wellenleitung, wie die auftretenden Verluste und die Qualität der geführten Moden, ermittelt. Abschließend wird eine Zusammenfassung und eine Diskussion sowie ein Ausblick für anschließende Experimente gegeben.

4.1 Wellenleitung

Um elektromagnetische Wellen nahezu verlustfrei über weite Strecken zu transportieren werden häufig Glasfasern, also Wellenleiter genutzt. In einfachen Wellenleitern liegt der Prozess der internen Totalreflexion der Lichtführung zu Grunde. Ein Wellenleiter besteht dabei aus einem Kern mit einem Brechungsindex, der höher ist als der Brechungsindex des Mantels. Die theoretische Betrachtung der Leitung elektromagnetischer Wellen kann mit Hilfe der Maxwellgleichungen beschrieben werden. Für eine genaue Herleitung und Überlegungen für das tiefergehende Verständnis wird auf gängige Literatur [Kar91, Mar82] verwiesen.

4.2 Dielektrische homogene Wellenleiter

Unter der Annahme, dass sich eine elektromagnetische Welle in einem dielektrischen, homogenen Wellenleiter entlang einer z -Achse ausbreitet, können die Maxwellgleichungen zu einer zeitunabhängigen Helmholtzgleichung hergeleitet werden [Yar76]. Der Brechungsindex innerhalb des Wellenleiters sei unabhängig von der z -Koordinate, also entlang der Propagationsrichtung des Wellenleiters. Es gilt somit für den radial ortsabhängigen Brechungsindex $n(\vec{r}) = n(x, y)$ und die Helmholtzgleichung ergibt sich zu

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + k_0^2 n^2(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0. \quad (4.1)$$

Hierbei ist $\vec{E}(\vec{r})$ das radial ortsabhängige elektrische Feld und $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ die Wellenzahl. Unter der Einhaltung der Randbedingung für den Wellenleiter können die Lösungen der Helmholtzgleichung folgende Form annehmen.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(x, y) \exp(i(\omega t - \beta_{p,q} z)). \quad (4.2)$$

4 Charakterisierung der Wellenleiter

Die Lösungen dieser Gleichung entsprechen den Moden, die vom Wellenleiter geführt werden können. Die Propagationskonstante $\beta_{p,q}$ beschreibt die sich innerhalb des höherbrechenden Bereichs entlang der z -Richtung ausbreitenden geführten Moden. Die Werte für $\beta_{p,q}$ nehmen diskrete Werte an und hängen neben der Geometrie des Wellenleiters von der Wellenlänge des Lichtes ab. Die Indizes $p, q \in \mathbb{N}$ geben eine Nummerierung der geführten Transversalmoden an, die die Feldverteilung $E(x, y)_{p,q}$ näher beschreiben. Es können somit für einen definierten Wellenleiter die diskreten Feldverteilungen der geführten Moden berechnet werden. Für symmetrische Wellenleiter gilt dann weiterhin, dass Licht mit Wellenlängen ab einer Cut-off Wellenlänge λ_c nur grundmodig geführt werden kann. Bei kürzeren Wellenlängen $\lambda < \lambda_c$ können auch höhere Moden $p, q > 0$ geleitet werden.

Durch die Einhaltung der Stetigkeitsbedingungen der elektrischen Felder am Übergangsbereich zwischen Material mit hohem und niedrigem Brechungsindex folgt, dass es Anteile des geführten Lichtes geben muss, die in den Bereich mit niedrigerem Brechungsindex austreten. Dies nennt man das evaneszente Feld der Wellenleitermode. Die Feldverteilung fällt dort exponentiell ab. Für kürzere Wellenlängen und höheren Brechungsindexunterschieden fällt das Feld stärker ab und die Mode wird stärker räumlich innerhalb des wellenleitenden Bereichs eingegrenzt [Yar76, Sal08]. Für die Leitung der Grundmode bedeutet dies, dass der Durchmesser des Querschnitts kleiner ist als bei einer Grundmode in einem Wellenleiter mit geringerem Brechungsindexunterschied. Für $p, q > 0$, also wenn höhere Moden innerhalb des Wellenleiters geführt werden können, und diese auch angeregt werden, folgt ein sogenanntes Mode Beating zwischen den propagierenden Moden. Die Feldverteilungen der unterschiedlichen Moden verändern sich aufgrund von Interferenz entlang der Propagation stetig, so dass in diesem Fall durch die Betrachtung der Mode im Bereich der Austrittsfläche des Wellenleiters nicht geschlossen werden kann, welche Feldverteilungen innerhalb des Wellenleiters vorliegen. Unterstützt der Wellenleiter die Propagation höherer Moden, wird aber nur die Grundmode angeregt, propagiert im Idealfall auch nur diese. Treten im Wellenleiter Inhomogenitäten z.B. in Form von Brechungsindexvariationen oder Streuzentren auf, können Anteile der geführten Mode in andere, ebenfalls erlaubte Moden konvertiert werden. Höhere Moden können auch durch Variation der Einkopplung angeregt werden. Ein Verlust ergibt sich erst dann, wenn von diesen Inhomogenitäten Strahlungsquellen ausgehen, die nicht vom Wellenleiter unterstützt werden. Diese werden Strahlungsmoden genannt. Die Konversion von einer Mode in eine weitere Mode kann für kleine Störungen ebenfalls durch die Helmholtzgleichung beschrieben werden und unter der Störungstheorie gekoppelter Moden berechnet werden.

4.3 Modenprofil und numerische Apertur

Die Wellenleiter wurden im Rahmen dieser Arbeit hinsichtlich drei unterschiedlicher Größen charakterisiert: Die Feldverteilung an der Austrittsfläche des Wellenleiters, die numerische Apertur (NA) und die Wellenleiterdämpfung (D). Die Größe der geführten Mode wird im Fall einer Grundmode bei einer Abnahme der maximalen Intensität auf 13,5 % ($1/e^2$) bestimmt. Darüber hinaus kann aus der Betrachtung der Nahfeldverteilung qualitativ geschlossen werden, ob der Wellenleiter nur die Grundmode oder auch höhere Moden unterstützt.

Die NA ist über

$$NA = n_0 \cdot \sin(\theta) \quad (4.3)$$

definiert. Hierbei ist θ der halbe Öffnungswinkel und n_0 der Brechungsindex in Luft mit $n_0 \approx 1$. Für kleine Öffnungswinkel gilt $NA \approx \theta$. Die NA gibt nicht nur an, unter welchem Winkel die Strahlung einer Mode aus dem Wellenleiter austritt, sondern auch den maximalen Winkel, mit dem die Strahlung in diese Mode eingekoppelt werden kann. Dieser wird als Akzeptanzwinkel bezeichnet. Die Strahlung, die unter einem größeren Winkel auf die Wellenleiterendfläche fokussiert wird, kann nicht in die entsprechende Mode des Wellenleiters eingekoppelt werden und erfährt daher Verluste (siehe dafür Abschnitt 4.4).

Wird die Strahlung in der Grundmode geführt, definieren die Größen NA und die Abmessungen des Modenprofils den Wellenleiter vollständig und durch Hinzunahme der Wellenlänge λ kann eine Analogie zum M^2 -Formalismus der Freistrahpropagation eines Gaußstrahls genutzt werden. Im Nahfeld kann dann ein nahezu gaußähnliches Profil für die Wellenleitermode angenommen werden. Für die Beugungsmaßzahl M^2 der Freistrahls gilt

$$M^2 = \frac{\pi \cdot \theta \cdot w_0}{\lambda} \quad (4.4)$$

mit dem Strahlradius w_0 . Ein idealer, beugungsbegrenzter Gaußstrahl hat die Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1$.

Neben der Angabe des M^2 ist auch das Strahlparameterprodukt $SPP = \theta \cdot w_0$ gebräuchlich. Bei einem konstanten M^2 und längeren Wellenlängen wird das SPP größer. Wird eine Wellenleitermode in Näherung durch den M^2 -Formalismus beschrieben, muss für eine bestimmte Wellenlänge das SPP der einzukoppelnden Strahlung kleiner sein, als das SPP des Wellenleiters. Ist dies nicht der Fall, ist eine effiziente Einkopplung nicht möglich. Der Strahldurchmesser und die NA der einzukoppelnden Strahlung müssen jeweils für eine effiziente Einkopplung der Strahlung auf die Wellenleitermode angepasst werden.

Bei der Propagation höherer Moden ist eine Beschreibung durch den M^2 -Formalismus nicht sinnvoll und die Propagationseigenschaften der jeweiligen Moden müssen durch numerische Simulationen der Helmholtzgleichung berechnet werden. Eine Angabe des Modendurchmessers und der NA für multimodige Wellenleiter sind daher nur als Abschätzung zu sehen.

4.4 Verluste der Wellenleiter

In Wellenleitern treten durch unterschiedliche Prozesse Verluste für die geführte Strahlung auf. Dabei können interne Verluste durch Inhomogenitäten zu Strahlungsmoden führen, die nicht im Wellenleiter geführt werden. Hinzu kommen weitere interne Streuverluste des Kristalls, die zum Beispiel während der Kristallzucht aufgetreten sind. Auch durch den Strukturierungsprozess eingebrachte Streuzentren sind Ursache von Verlusten. Ein weiterer Prozess der zu einer Minderung der transmittierten Strahlung führt ist die Absorption der Strahlung im lichtführenden Medium. Externe Verluste treten durch die Brechungsindexübergänge von Luft zu Material an der Einkoppel- und Auskoppelseite des Wellenleiters auf. Die Einkoppeleffizienz wird durch Modenfehlانpassung zwischen Wellenleitermode und Freistrahmode reduziert.

Da in dieser Arbeit unterschiedliche Wellenleitertypen mit verschiedene Lichtquellen untersucht wurden, sind experimentell ideale Bedingungen zur Lichteinkopplung ermittelt worden. Eine systematische Untersuchung einer idealen Einkopplung durch Modenanpassung jedes einzelnen Wellenleiters und die Bestimmung der daraus resultierenden Koppeleffizienz wurde

4 Charakterisierung der Wellenleiter

nicht durchgeführt. Dadurch sind die angegebenen Verluste im weiteren Verlauf der Arbeit eine obere Grenze der zu messenden Verluste. Die tatsächlichen Wellenleiterverluste können geringer sein.

4.4.1 Externe Verluste

Externe Verluste sind durch die Fresnelreflektionen und die Koppeffizienz definiert. Die Fresnelreflektionen treten durch einen Brechungsindexunterschied zwischen zwei Medien mit den Brechungsindizes n_1 und n_2 auf. Je größer der Brechungsindexunterschied, desto größer sind die Verluste aufgrund der Reflektionen an den Grenzflächen. Bei der Annahme von senkrecht auf den Wellenleiter auftreffendem Licht, so wie es beispielsweise in der Strahltaile eines fokussierten Laserstrahls der Fall ist, können die Fresnelreflektionen mit

$$R_F = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (4.5)$$

berechnet werden. Ist der Wellenleiter von Luft umgeben, gilt $n_2 = n_0 \approx 1$ und die Fresnelverluste der verwendeten Materialien können berechnet werden. Die hierfür verwendeten Werte der Brechungsindizes können mit den im Anhang angegebenen Sellmeier-Gleichungen bestimmt werden.

Für die optimale Einkopplung von Strahlung in den Wellenleiter, muss die gaußförmige Feldverteilung des Freistrahls der Wellenleitermode angepasst werden, da eine Abweichung der Moden voneinander zu einer Verringerung der Koppeffizienz führt. Um eine optimale Anpassung zu erreichen müssen die Maxima der Feldverteilungen übereinander liegen, ohne zueinander verkippt zu sein und ebene Phasenfronten vorherrschen. Im allgemeinen Fall für zwei beliebige Feldverteilungen ψ_1 und ψ_2 kann die Koppeffizienz η_k dann nach [Kog64, Cal09] zu

$$\eta_k = \frac{\left| \iint_{-\infty}^{+\infty} dx dy \psi_1(x, y) \psi_2^*(x, y) \right|^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} dx dy |\psi_1(x, y)|^2 \cdot \iint_{-\infty}^{+\infty} dx dy |\psi_2(x, y)|^2} \quad (4.6)$$

berechnet werden. Weiterführende Literatur zur Kopplung zweier diskreter Feldverteilungen findet sich auch in [Kar91, McC83].

4.4.2 Interne Verluste

Interne Verluste können in Streu-, Absorptions- und Modenkopplungsverluste unterteilt werden. Bei der Kopplung zwischen Moden, die im Wellenleiter geführt werden können, gibt es keinen Energieverlust und dieser Prozess stellt idealerweise keinen Verlust dar, auch wenn höhere Moden höheren Streuverlusten ausgesetzt sein können. Erst durch die Kopplung in eine Strahlungsmode, die nicht vom Wellenleiter geführt werden kann, wird die Intensität abgeschwächt. Eine weitere Reduktion von Intensität ist durch Streu- und Absorptionsverluste bedingt. Je nach Ursprung der Absorptionsverluste, können diese zum Beispiel durch eine Optimierung der Herstellungsmethoden des Materials minimiert werden. Streuverluste können durch verschiedene

Effekte auftreten. Streuzentren sind schon in unstrukturierten Kristallen in Form von Kristalldefekten möglich. Diese können auch durch optimierte Herstellung der Kristalle minimiert werden. Streuverluste dieser Art können jedoch meist vernachlässigt werden. Streuung an Oberflächen können an den Ein- und Austrittsflächen durch ungenügende Politur auftreten. Außerdem sind durch die fs-Laserstrukturierung Streuzentren an den hergestellten Spuren zu erwarten. Diese sind in Abhängigkeit der Strukturierungsparameter und der verwendeten Materialien unterschiedlich stark ausgeprägt. So zeigen sich bei Verwendung von hohen Pulsenergien häufig inhomogene Übergänge oder Risse zwischen modifizierten und unbehandelten Bereichen (siehe dazu Abschnitt 4.7). Wie stark der Einfluss auf die Streuverluste sind, lässt sich nicht eindeutig quantifizieren. Ein zusätzlicher Verlust, der hauptsächlich bei Typ III Wellenleitern auftritt, ist wenn Anteile der Mode den Wellenleiter aufgrund fehlender Eingrenzung verlassen. Dieses wird als Leakage bezeichnet.

Es wird für die Zusammenfassung aller auftretenden Verluste ein allgemeiner Faktor, der Dämpfungskoeffizient α_d des Wellenleiters eingeführt. Die durch den Wellenleiter in z -Richtung transmittierte Leistung nimmt entsprechend

$$P_{\text{aus}}(z) = P_{\text{ein}} \cdot e^{-\alpha_d z} \quad (4.7)$$

ab. Für Wellenleiter wird typischerweise nicht der Dämpfungskoeffizient, sondern die Dämpfung \bar{D} angegeben. Diese hängt über

$$\bar{D} = 10 \cdot \log \left(\frac{1}{T_{\text{WG}}} \right) \text{ in [dB]} \quad (4.8)$$

und

$$T_{\text{WG}} = \frac{P_{\text{aus}}}{P_{\text{ein}}} \cdot \frac{1}{\eta_k \cdot (1 - R_F)^2} \quad (4.9)$$

zusammen. Dabei ist T_{WG} der Anteil des durch den Wellenleiter transmittierten Lichtes. Um die Dämpfung unterschiedlicher Proben miteinander vergleichbar zu machen, erfolgt eine Normierung auf die Länge L der Probe zu

$$D = \frac{\bar{D}}{L} \text{ in [dB/cm]}. \quad (4.10)$$

Die Dämpfung D pro Länge kann aus dem Dämpfungskoeffizienten nach

$$D = 4,343 \cdot \alpha_d \quad (4.11)$$

berechnet werden. In dieser Arbeit werden die Begriffe Verlust und Dämpfung äquivalent behandelt.

4.5 Versuchsaufbau zur Messung der Wellenleitung

Für die Charakterisierung der Wellenleiter wurden zwei Helium-Neon-Laser (HeNe-Laser) unterschiedlicher Wellenlänge verwendet. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 4.1 gezeigt. Es wurde hauptsächlich ein polarisationsstabilisierter HeNe-Laser mit einer Wellenlänge von 632,8 nm und einer Beugungsmaßzahl von $M^2 = 1,05$ zur Charakterisierung der hergestellten

4 Charakterisierung der Wellenleiter

Wellenleiter genutzt. Mit Hilfe einer optischen Diode wurden Leistungsschwankungen durch zurückgekoppeltes Licht in den Laser verhindert. Durch Drehung einer $\lambda/2$ -Platte konnte die Polarisation des Lichtes stufenlos variiert und somit die Wellenleitung polarisationsabhängig untersucht werden. Je nach Geometrie der Wellenleiter wurden unterschiedliche asphärische Einkoppellinsen mit verschiedenen Brennweiten verwendet, die im Auswertungsteil dieses Kapitels jeweils näher spezifiziert werden. Es sei hier erwähnt, dass für Wellenleiter mit ähnlichen Herstellungsparametern die selbe Linse verwendet wurde. Dies führt zu geringen Abweichungen in der Einkoppeleffizienz. Ein Mikroskopobjektiv (Zeiss 50x; $NA = 0,5$) bildet die Endfläche des Wellenleiters auf ein Leistungsmessgerät oder eine CCD-Kamera ab, so dass das Nahfeld der geführten Mode aufgenommen werden konnte. Mit einer Blende wird verhindert, dass austretendes Streulicht die Messungen verfälscht. Die Kamera (*DataRay Inc. WinCamD-UCD15*) hat eine Pixelgröße von $4,4\ \mu\text{m}$. Eine Kalibrierung zur Vermessung der Nahfeldmodenprofile wurde mit Hilfe eines Fadenkreuzes mit einer μm -Skala durchgeführt, das mit dem selben Abbildungsmaßstab mit der CCD-Kamera aufgenommen wurde. Ein weiterer HeNe-

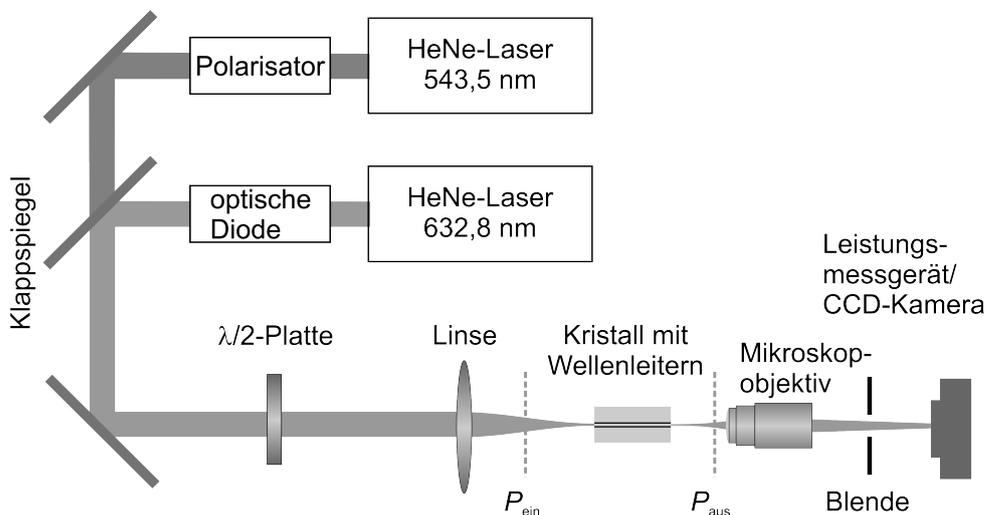


Abbildung 4.1: Charakterisierungsaufbau der geschriebenen Wellenleiter. Mit Hilfe zweier HeNe-Laser bei $632,8\ \text{nm}$ und $543,5\ \text{nm}$ wurden die transmittierte Leistung durch den Wellenleiter sowie die geführte Moden gemessen.

Laser, dessen Emissionswellenlänge bei $543,5\ \text{nm}$ lag, konnte durch Umklappen eines Spiegels in den selben Aufbau geleitet werden. Durch die kürzere Wellenlänge konnten eventuell auftretende wellenlängenabhängige Streuverluste bestimmt werden. Darüber hinaus ist für die in dieser Arbeit verwendeten dotierten Laserkristalle, die im blauen Spektralbereich Strahlung absorbieren, der Wellenlängenunterschied zum Pumplicht geringer, so dass die geführten Modenprofile eher den Modenprofilen der Pumpstrahlung in späteren Laserexperimenten entsprechen. Ebenfalls entspricht diese Wellenlänge fast derjenigen, die bei der Frequenzverdopplung mit dem Material KTP erzeugt wird. Die Beugungsmaßzahl dieses HeNe-Lasers lag bei $M^2 = 1,1$. Die emittierte Strahlung war jedoch nicht polarisationsstabil, so dass in den Versuchsaufbau ein Polarisator integriert wurde. Auf eine optische Diode wurde dabei verzichtet.

Die Dämpfung der Wellenleiter wurde über den Quotienten aus P_{ein} und P_{aus} bestimmt, wobei diese um die Fresnelreflexionen an den Kristallendflächen und die Transmission der optischen Bauteile korrigiert wurden.

4.5.1 Bestimmung der numerischen Apertur

Zur Messung der numerischen Apertur der Wellenleiter wurde der Aufbau aus Abbildung 4.1 in einer veränderten Variante verwendet. Anstelle des Mikroskopobjektivs wurde eine langbrennweitige ($f = 18 \text{ mm}$) Linse verwendet. Die aus dem Wellenleiter austretende Strahlung wurde kollimiert und deren Strahlqualität mit einem M^2 -Messgerät (Spiricon M200s) gemessen. Für Monomode-Wellenleiter kann dann nach Gleichung 4.4 und dem gemessenen Nahfelddurchmesser bei bekannter Wellenlänge die NA berechnet werden.

Die NA eines Multimode-Wellenleiters kann bei bekannten Brechungsindizes des Kerns n_K und des Mantels n_M mit $NA = (n_K^2 - n_M^2)^{1/2}$ berechnet werden. Diese Formel geht von einem Stufenindexprofil der Brechungsindizes aus und lässt sich nicht direkt auf die hier untersuchten Wellenleiter in Typ II beziehungsweise Typ III Konfiguration anwenden. Eine zusätzliche Möglichkeit, die NA von Multimode-Wellenleitern zu messen ist in [Sie10b] beschrieben. Mit einer Blende auf der Einkoppelseite wird der Akzeptanzwinkel des Wellenleiters vermessen. Die Blende wird durch den aufgeweiteten Strahl des HeNe-Lasers verfahren, so dass nur ein Teilbereich der Strahlung unter veränderlichen Einfallswinkeln auf den Wellenleiter trifft. Somit kann nach sukzessiven Verfahren der Blende die NA bestimmt werden. Diese Methode stellte sich jedoch als zu fehlerbehaftet heraus. Auf eine Vermessung der genauen NA wird bei hoch multimodigen Wellenleitern verzichtet. Die Optimierung der Einkoppeleffizienz wird in diesem Fall ausschließlich über die Modenfeldanpassung erreicht.

4.6 Wellenleitende Bereiche

Bei der Charakterisierung der Wellenleiter konnte ermittelt werden, dass es unterschiedliche Bereiche gibt, in denen Wellenleitung möglich war. Für Typ II Wellenleiter sind diese Bereiche neben der zentralen Position zwischen den Spuren (a) (Abbildung 4.2 a)) auch in den nach oben und unter verschobenen Bereichen (b) möglich. Wellenleitende Bereiche mit weniger Eingrenzung der Mode und meist mit deutlich höheren Verlusten sind oberhalb, unterhalb (c) und neben den Spuren (d) positioniert. Für Typ III Wellenleiter, wie sie zum Beispiel in Pr:YLF hergestellt wurden, ist der primäre wellenleitende Bereich im Kern (e), welcher von den Strukturen umgeben ist. Unter der Verwendung geringerer Pulsenergien in diesem Material während der Strukturierung, ist Wellenleitung auch innerhalb des modifizierten Bereichs (f) (Abbildung 4.2 b)) als Typ I Wellenleiter möglich. In welchen Bereichen der Proben Wellenleitung auftritt, wird im jeweiligen Abschnitt beschrieben. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden in den Abbildungen die fs-Laser geschriebenen Modifikationen durch weiße Ellipsen oder Rechtecke gekennzeichnet.

4.7 Lichtmikroskopische Messmethoden

Nach der fs-Laserstrukturierung wurden die Kristalle mit einem Leica DM4000 Lichtmikroskop untersucht. Dieses Mikroskop bietet die Möglichkeit unterschiedlicher Messmethoden. Die in dieser Arbeit am häufigsten verwendeten Methoden sind Hellfeldaufnahmen im Durchlicht und Polarisationskontrastaufnahmen. Im Hellfeld des Durchlichtmodus findet eine Beleuchtung der Probe von unten statt. Das Licht gelangt nach der Probe in das Okular, die Probe erscheint

4 Charakterisierung der Wellenleiter

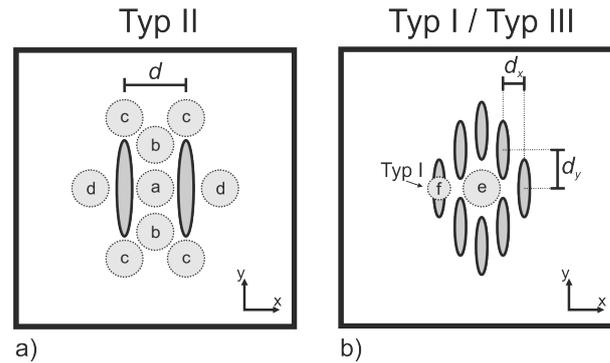


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Endfläche von Typ II a) und Typ I / Typ III b) Wellenleitern. In welchen Bereichen Wellenleitung auftritt, hängt vom Material und den Parametern der Herstellung ab.

hell. Wird das Licht innerhalb der Probe gestreut oder absorbiert, ist der Anteil des Lichtes, das in das Okular gelangt, geringer. Die Streu-/Absorptionszentren werden dunkel dargestellt. Die hergestellten Strukturen sind solche Streuzentren und heben sich vom umgebenden Material ab. Im Hellfeld können somit die Spuren vermessen sowie hinsichtlich ihrer Qualität beurteilt werden. Eventuell zusätzlich zu den Strukturen auftretende Streuzentren, zum Beispiel Risse im Material sind hierbei ebenfalls deutlich zu erkennen.

Aufnahmen im Polarisationskontrast-Modus ermöglichen die Untersuchung doppelbrechender Effekte. Das Mikroskopielicht wird zuerst durch einen drehbaren Polarisator und dann durch die Probe geleitet. Nach der Probe befindet sich ein weiterer drehbarer Polarisator. Dieser dient als Analysator. Sind beide Polarisatoren senkrecht zueinander orientiert und findet keine Polarisationsdrehung innerhalb der Probe statt, gelangt kein Licht in das Okular. Die Probe erscheint dunkel. Treten im Material lokale richtungsabhängige Brechungsindexänderungen auf, wird die Polarisationsrichtung des eingestrahlt Lichtes gedreht und kann den Analysator passieren. Diese Bereiche werden hell abgebildet. Je stärker die Brechungsindexänderung ist, desto heller sind diese Bereiche im Mikroskopiebild. Durch eine Rotation des Polarisators und Analysators kann zusätzlich auf die Richtung der Brechungsindexänderung geschlossen werden. Eine quantitative Aussage über den vorliegenden Brechungsindex kann nicht getroffen werden. Diese Methode hat jedoch Grenzen bei der Untersuchung von Kristallen, die eine natürliche Doppelbrechung aufweisen. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Kristalle wiesen nicht immer eine optimale Ausrichtung der außerordentlichen Achse auf, so dass der Kontrast zwischen hellen und dunklen Bereichen je nach Ausrichtung des Kristalls geringer ist als bei der Vermessung isotroper Kristalle. Dies ist der Grund dafür, dass nicht alle verwendeten Kristalle im Polarisationskontrast-Modus untersucht werden konnten.

Im Verlauf dieses Kapitels werden die Ergebnisse der Charakterisierung der geschriebenen Strukturen mit Hilfe der beiden Messmethoden gezeigt und hinsichtlich weiterer Anwendungen diskutiert.

4.8 Charakterisierung von Pr:KYF

In diesem Kapitel wird eine Auswahl der Ergebnisse von wellenleitenden Strukturen in Pr:KYF gezeigt, die mit den in Abschnitt 3.6.5 aufgelisteten Parametern hergestellt wurden. Die Cha-

Charakterisierung der Wellenleitermoden liefern neben der Mikroskopie wichtige Ergebnisse für eine weitere Untersuchung im Hinblick auf die Realisierung von Wellenleiterlasern in Pr:KYF. In Voruntersuchungen wurde festgestellt, dass für die Herstellung von Typ II Wellenleitern die lineare Translation der Probe während der Strukturierung mit einer Oszillation überlagert werden musste. Andernfalls wurden nicht genügend Spannungen induziert, um den Brechungsindex signifikant zu erhöhen. Eine Fokussierlinse mit $f = 3,1$ mm zur Strukturierung lieferte die besten Resultate.

In Abbildung 4.3 a) und b) sind Polarisationskontrastaufnahmen von Typ II Strukturen in Pr:KYF gezeigt, die mit $E_P = 0,8 \mu\text{J}$ und einer Brennweite der Fokussierlinse von $f = 4,51$ mm hergestellt wurden. Die Schreibgeschwindigkeit $v = 25 \mu\text{m/s}$ war konstant, die Abstände zwischen den Spuren waren $d = 16 \mu\text{m}$ und $d = 18 \mu\text{m}$. Spannungsinduzierte Doppelbrechung ist, durch die hellen Bereiche zu erkennen, zwischen den Spuren, aber auch unterhalb der Spuren vorhanden. Ebenfalls zeigen sich Risse entlang der Spuren. Diese können durch zu hohe Pulsenergien beim Strukturierungsprozess, jedoch auch nach der Herstellung durch die mechanische Bearbeitung (Läppen, Polieren) entstanden sein. Wird die Pulsenergie verringert kann die Entstehung der Risse minimiert werden, die Möglichkeit der Wellenleitung wurde dadurch jedoch weitgehend unterbunden. Bei weiterer Erhöhung der Pulsenergie treten wiederum vermehrt Risse im umgebenden Material auf, die Streuzentren und somit erhöhte Verluste darstellen. In Abbildung 4.3 c) – f) sind die Strukturen gezeigt, die mit einer Linse mit $f = 3,1$ mm hergestellt wurden. Zusätzlich wurden größere Spurabstände gewählt, um Querrisse zwischen den Spuren zu vermeiden. Jedoch wiesen alle so hergestellten Strukturen Risse an den Spuren auf. Diese starteten an den kurzen Kanten der Spuren und verliefen von dort in das umgebende Material.

In der Abbildung 4.3 c) – e) sind für die Pulsenergie von $E_P = 1,0 \mu\text{J}$ und Spurabstände von $d = 22 \mu\text{m}$, $d = 24 \mu\text{m}$ und $d = 26 \mu\text{m}$ die Mikroskopiebilder dargestellt. Im Vergleich zu 4.3 a) und b) ist der Bereich zwischen den Spuren deutlich heller, was ein Hinweis auf eine größere Doppelbrechung ist. Die Spuren selbst sind entlang der langen Achse fast um einen Faktor zwei ausgedehnter. Ein Wellenleiter, der mit $E_P = 2,5 \mu\text{J}$ und $d = 30 \mu\text{m}$ hergestellt wurde, zeigte darüber hinaus auch Querrisse unterhalb und neben den Spuren (Abbildung 4.3 f)). Der Bereich zwischen den Spuren scheint frei von Rissen zu sein. In Abbildung 4.4 sind Moden gezeigt, die sich bei Wellenleitern ergeben, die mit einer Pulsenergie von $E_P = 0,8 \mu\text{J}$ und Spurabständen von $d = 15 \mu\text{m}$ sowie $d = 18 \mu\text{m}$ und einer Brennweite der Linse von $f = 4,51$ mm geschrieben wurden. Es konnte Wellenleitung im Bereich (a) und (d) nachgewiesen werden, wobei im Bereich (a) die Moden durch die Spuren stärker eingegrenzt werden, als im Bereich (d). Die Dämpfung liegt im Bereich von ca. $3,0 \text{ dB/cm}$. Wellenleitung war ebenfalls mit gleichen Abmessungen der Moden und Dämpfungen auf der anderen Seite neben den Doppelspuren möglich. Bei einem Spurabstand von $18 \mu\text{m}$ (Abbildung 4.4 a)) ist die zentral zwischen den Spuren geführte Mode nahezu gaußförmig mit einer größeren Ausdehnung in y -Richtung. Eine Mode, die vom selben Wellenleiter neben der Spur geleitet wird, ist aufgrund geringerer seitlicher Eingrenzung ausgedehnter, die Dämpfung ist mit $3,17 \text{ dB/cm}$ etwas höher. Die Mode ist ebenfalls elliptisch, jedoch mit einem größeren Durchmesser in x -Richtung. Bei einem Spurabstand von $15 \mu\text{m}$ (Abb. 4.4 c)) zeigt sich eine zusätzliche Aberration der Mode. Diese kann auf einen vorliegenden Querriss zwischen den Spuren zurückgeführt werden. Die Dämpfung ist in diesem Fall mit $5,3 \text{ dB/cm}$ deutlich erhöht. Alle Modenfelddurchmesser, sowie die zugehörigen Dämpfungswerte sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die numerische Apertur

4 Charakterisierung der Wellenleiter

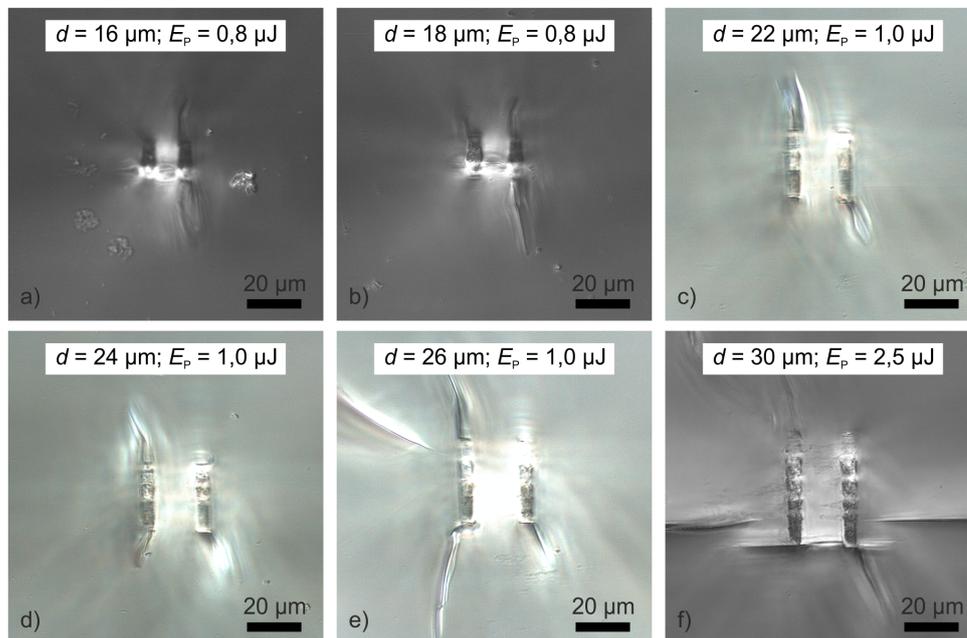


Abbildung 4.3: Mikroskopieaufnahmen im Polarisationskontrast-Modus von Typ II Wellenleiter in Pr:KYF mit Pulsenergien von $0,8 \mu\text{J}$ ($f = 4,51 \text{ mm}$) a) – b), $1,0 \mu\text{J}$ ($f = 3,1 \text{ mm}$) c) – e) und $2,5 \mu\text{J}$ f).

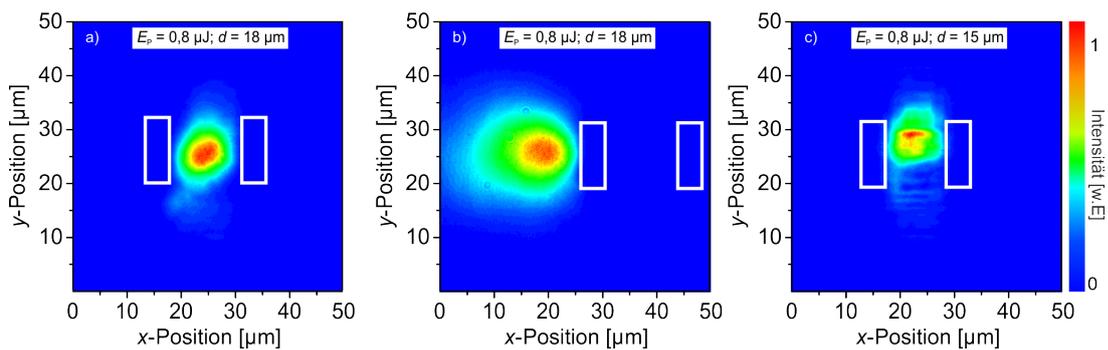


Abbildung 4.4: Nahfeldprofile der geführten HeNe-Moden bei $632,8 \text{ nm}$ in Pr:KYF Wellenleitern, die mit einer Pulsenergie von $0,8 \mu\text{J}$ und überlagerten Oszillationen geschrieben wurden. Die Wellenleitung tritt zwischen und neben den Spuren auf. Es konnten beide Polarisationsrichtungen geführt werden, wobei Depolarisation in den Wellenleitern auftritt. Die weißen Rechtecke symbolisieren die Spuren mit überlagerter Oszillation.

für die gezeigten Wellenleiter wurde mit Hilfe des M^2 -Formalismus zu Werten zwischen 0,04 und 0,05 bestimmt. Für Wellenleiter, die mit einer Fokussierlinse der Brennweite $f = 3,1$ mm

Wellenleitender Bereich			(a)			(d)		
Fokussierlinse [mm]	Pulsenergie [μ J]	Spurabstand [μ m]	$2w_x$ [μ m]	$2w_y$ [μ m]	Dämpfung [dB/cm]	$2w_x$ [μ m]	$2w_y$ [μ m]	Dämpfung [dB/cm]
$f = 4,51$	0,8	18	11,3	15,5	3,1	25,5	21,0	3,2
		16	9,6	13,3	3,5	16,1	19,7	3,5
		15	11,3	12,2	5,3	18,0	18,6	3,1
$f = 3,1$	1,0	26	16,4	26,9	1,3			
		24	14,0	26,4	1,7			
		22	17,0	22,7	1,4			
		30	16,5	29,6	1,6			

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der Modenfelddurchmesser $2w_{x,y}$ und Dämpfungswerten für Wellenleiter in den wellenleitenden Bereichen (a) und (d), die in Pr:KYF hergestellt wurden.

und zusätzlicher Oszillation hergestellt wurden, ergeben sich Moden, wie sie in Abbildung 4.5 gezeigt werden. Die Wellenleitermoden weisen alle eine multimodige Feldverteilung auf. Für eine Pulsenergie von $E_P = 1,0 \mu\text{J}$ und Spurabstände von $d = 22 \mu\text{m}$ und $26 \mu\text{m}$ konnte Wellenleitung zwischen den Spuren beobachtet werden, die mit $1,3 \text{ dB/cm}$ die niedrigste Dämpfung aller Pr:KYF Wellenleiter aufwies. Neben den Spuren wurden Moden mit erhöhten Verlusten geführt. Der Wellenleiter mit $E_P = 1,0 \mu\text{J}$ und $d = 22 \mu\text{m}$ hatte aufgrund der elliptischen Form eine numerische Apertur von $0,03$ in x -Richtung und $0,02$ in y -Richtung. Der Wellenleiter, der mit $E_P = 2,5 \mu\text{J}$ und $d = 30 \mu\text{m}$ hergestellt wurde, zeigte Wellenleitung im oberen Bereich (in y -Richtung verschoben) zwischen den Spuren. Die resultierende Mode war dabei, wie für multimodige Wellenleiter üblich, stark von der Einkopplung in den Wellenleiter abhängig. Die hier gezeigte Mode wies dabei die geringste Dämpfung in diesem Wellenleiter auf. Eine genaue Auflistung der Dämpfungswerte und Modengrößen sind in der Tabelle 4.1 angegeben. Es konnte ebenfalls gezeigt werden, dass unter Verwendung des grün emittierenden HeNe-Lasers ($\lambda = 543,5 \text{ nm}$), die Abweichungen in der Bestimmung der Modengrößen und der Dämpfung vernachlässigbar sind.

Untersucht wurde zusätzlich die Polarisationsabhängigkeit der Wellenleitung, indem die Polarisation des eingekoppelten Lichtes mit Hilfe der $\lambda/2$ -Platte variiert wurde. Es zeigte sich, dass die Wellenleiter nicht polarisationserhaltend sind. Eine Erklärung für die Depolarisation des geführten Lichtes kann analog zu der Lichtführung in Fasern gefunden werden. Werden vom Wellenleiter Moden unterschiedlicher Polarisationsrichtungen unterstützt, können diese aufgrund von Streuung oder lokalen Änderungen des Brechungsindex ebenfalls angeregt werden. Diese Eigenschaft sollte sich bei Laserexperimenten jedoch nicht negativ auswirken. Die bestimmten Dämpfungswerte und Wellenleitermoden sind im Rahmen der Messgenauigkeit unabhängig von der eingestrahnten Polarisationsrichtung.

Aufgrund der Ergebnisse der Untersuchung der wellenleitenden Eigenschaften wurde versucht, ein qualitatives Brechungsindexprofil im Pr:KYF Kristall zu konstruieren, wie es in

4 Charakterisierung der Wellenleiter

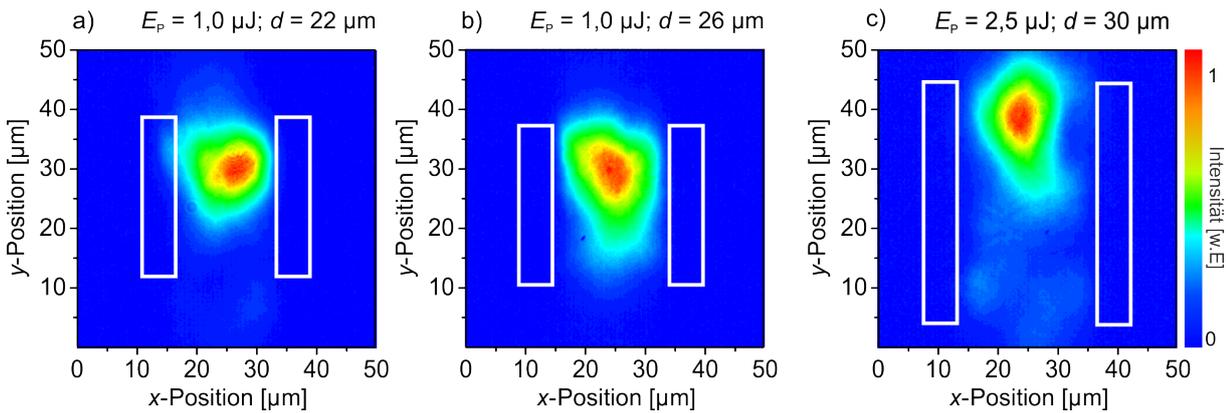


Abbildung 4.5: Nahfeldprofile der geführten HeNe-Moden bei 632,8 nm in Wellenleitern, die mit überlagerten Oszillationen und einer Linse mit Brennweite von $f = 3,1$ mm geschrieben wurden. Es konnten beide Polarisationsrichtungen geführt werden, wobei Depolarisation in den Wellenleitern auftritt. Die weißen Rechtecke symbolisieren die Spuren mit überlagerten Oszillation.

Abbildung 4.6 dargestellt ist. Gezeigt ist der Querschnitt des Kristalls (Abbildung 4.6 a) mit den beiden Spuren, die durch die grauen Ellipsen repräsentiert werden. Im unbehandelten Kristall ist der Brechungsindex konstant, erst durch das Einbringen der Spuren ändert sich das Brechungsindexprofil und wird orts- und polarisationsabhängig. Es wird zwischen zwei Fällen unterschieden. Entweder besitzt das eingestrahelte Licht eine Polarisation parallel zur

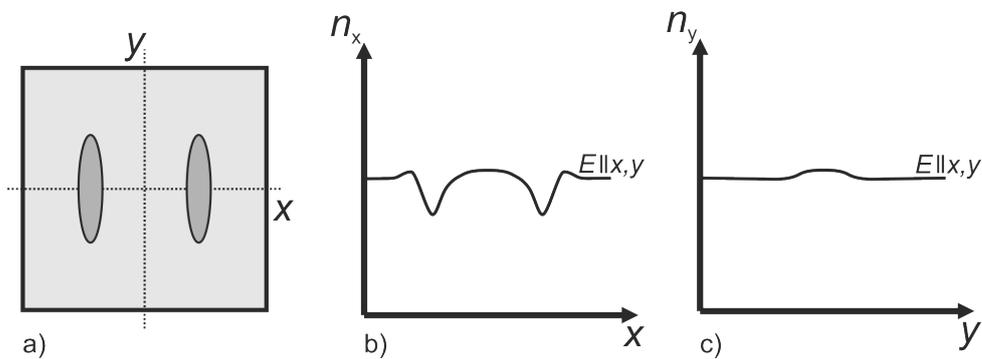


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung des Pr:KYF Kristalls zur Veranschaulichung der möglichen spannungsinduzierten Brechungsindexänderung. Das eingestrahelte Licht ist entweder parallel zur x - oder y -Achse polarisiert. Die gestrichelte Linie in a) geben den Schnitt für die nähere Betrachtung in b) und c) an.

x -Achse oder senkrecht dazu. Wird der Brechungsindex entlang der x -Achse aufgetragen, zeigt sich das in Abbildung 4.6 b) dargestellte Bild. Die Spuren selbst weisen einen niedrigeren Brechungsindex im Vergleich zum umgebenden Material auf. Zwischen den Spuren und im Bereich neben den Strukturen wird aufgrund der vorliegenden Spannungen der Brechungsindex erhöht. In diesen Bereichen ist Wellenleitung möglich. Die Spannungen relaxieren in das umgebende Material und der Brechungsindex entspricht in einer größeren Entfernung wieder dem des unmodifizierten Materials. Betrachtet man den Verlauf des Brechungsindex entlang der y -Achse, wie es in der Abbildung 4.6 c) dargestellt ist, ist die Wellenleitung durch die Erhöhung des Brechungsindex zwischen den Strukturen möglich. Wie groß die spannungsinduzierte ortsabhängige Brechungsindexänderung ist, kann durch die hier angewandte Lichtmikroskopie

oder der Wellenleitung nicht bestimmt werden. Eine Abschätzung aus der NA der Wellenleiter ergibt, dass ein Δn im Bereich von 10^{-4} erreicht wird. Um das Brechungsindexprofil von fs-lasergeschriebenen Wellenleitern quantitativ zu bestimmen, eignet sich zum Beispiel die Methode der quantitativen Phasenmikroskopie [Jes13].

4.8.1 Zusammenfassung zur Wellenleitung in Pr:KYF

In den Kristall Pr:KYF wurden Typ II Wellenleiter mittels zweier unterschiedlicher Fokussierlinsen sowie zusätzlicher überlagerter Oszillation hergestellt. Die mikroskopische Untersuchung des Kristalls zeigte, dass spannungsinduzierte Doppelbrechung erzielt werden konnte. Unter Verwendung von Pulsenergien im Bereich von $E_p = 0,8 \mu\text{J}$ traten Längs- und Querrisse neben oder zwischen den Spuren auf. Wellenleitung mit einer Dämpfung von ca. $D = 3,0 \text{ dB/cm}$ wurde erreicht, wenn zur Strukturierung eine Fokussierlinse mit einer Brennweite von $f = 4,51 \text{ mm}$ verwendet wurde. Die geführten Moden wiesen ein nahezu kreisrundes, gaußförmiges Intensitätsprofil auf. Eine geringere Dämpfung von minimal $D = 1,3 \text{ dB/cm}$ konnte in einem Wellenleiter verwirklicht werden, der mit einer Pulsenergie von $E_p = 1,0 \mu\text{J}$ ($d = 26 \mu\text{m}$) und einer Fokussierlinse mit $f = 3,1 \text{ mm}$ hergestellt wurde. Dieser Wellenleiter war jedoch multimodig.

4.9 Charakterisierung von Pr:YLF

Es wurde eine Vielzahl von Strukturen in Pr:YLF Kristalle unterschiedlicher Orientierungen geschrieben. Erste Versuche der Herstellung von Einzel- und Doppelspuren unterschiedlicher Pulsenergien, Schreibgeschwindigkeiten und Fokussierlinsen führten dabei nicht zu wellenleitenden Strukturen. Das Material konnte modifiziert werden und die Spuren selbst zeigten einen verringerten Brechungsindex. Ein signifikanter Brechungsindexunterschied im umgebenden Material konnte jedoch nicht induziert werden. Durch eine sukzessive Erhöhung der Pulsenergie wurde lediglich das Material unkontrolliert zerstört und Risse induziert. In der Literatur sind jedoch Wellenleiter in Typ II Geometrie in YLF bekannt [Bec11, Bia13]. Okhrimchuk *et al.* zeigten, dass durch eine rechteckige Anordnung mehrerer Spuren Typ III Wellenleitung innerhalb eines unmodifizierten Bereichs in Nd:YAG möglich ist [Okh05]. Dieser Ansatz wurde in dieser Arbeit ebenfalls verfolgt.

Aufbauend auf Voruntersuchungen, konnten durch sukzessive Variation der Parameter der genutzte Parameterraum für die Herstellung von Strukturen der Typen I – III stetig eingeschränkt werden und Wellenleitung ermöglicht werden. Die verwendeten Parameter wurden dazu, wie in Abschnitt 3.6.5 beschrieben, variiert. Die in diesem Abschnitt vorgestellten Wellenleiter sind hauptsächlich diejenigen, die für mögliche Laseranwendungen notwendige Wellenleitereigenschaften aufweisen. Unterteilt ist das Kapitel hinsichtlich der Orientierung der c -Achse des Kristalls.

4.9.1 Pr:YLF I

Im Kristall Pr:YLF I ist die c -Achse des Kristalls parallel zur globalen x -Achse orientiert (siehe Kapitel 3.6). In Pr:YLF I wurden Einzelspuren und Typ III Strukturen aus acht rhombisch angeordneten Spuren geschrieben. Aus den Ergebnissen der Untersuchung der Einzelspuren können für die Realisierung komplexer Strukturen, hier in Form der rhombischen Anordnung, ideale Abstände d_x, d_y zwischen den Spuren ermittelt werden. Die Abstände in x - und y -Richtung variierten dabei zwischen $d_x = 4 \mu\text{m}$ und $6 \mu\text{m}$ beziehungsweise $d_y = 7 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m}$. Die Pulsenergie wurde im Bereich $E_P = 0,1 \mu\text{J}$ und $3 \mu\text{J}$ verändert.

Der Zusammenhang zwischen der Pulsenergie und der Spurabmessung einer Einzelspur ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Die Änderungen der Spurbhöhe und der Spurbreite sind im gewähl-

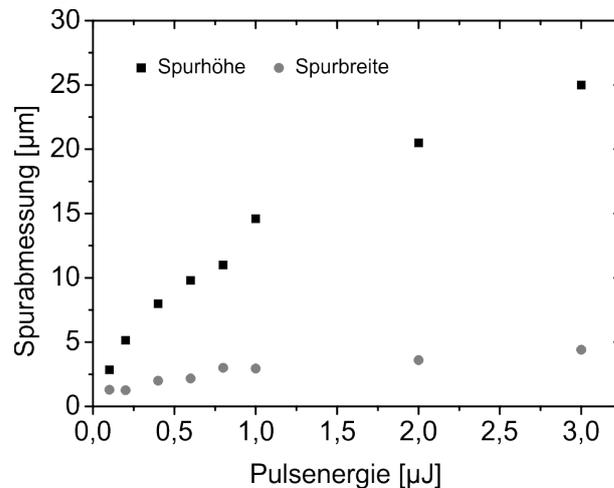


Abbildung 4.7: Abhängigkeit der Spurabmessungen des Pr:YLF I Kristalls bei Pulsenergien von $0,1 \mu\text{J}$ – $3,0 \mu\text{J}$.

ten Intervall der Pulsenergie nahezu linear. Die Änderung der Spurbhöhe von der Pulsenergie ist stärker als die Abhängigkeit der Breite (siehe Kapitel 3.4.2).

Werden die Abstände von $d_x = 4,5 \mu\text{m}$ und $d_y = 8 \mu\text{m}$ und unterschiedliche Pulsenergien gewählt, ergeben sich die in Abbildung 4.8 gezeigten Strukturen. Bei $E_P = 3,0 \mu\text{J}$ (Abbildung 4.8 a)) ist zu erkennen, dass die Einzelspuren soweit ausgedehnt sind, dass sie sich teilweise überlagern. Der Bereich zwischen den Spuren, der Kern des Wellenleiters, ist asymmetrisch. Es ist zu erwarten, dass in diesem Wellenleiter hohe Verluste aufgrund von Streuung auftreten. Eine Wahl größerer Abstände d_x und d_y kann für diesen Fall vorteilhaft sein. Wird jedoch die Pulsenergie verringert, werden die Einzelspuren kleiner und der Kernbereich demzufolge größer (Abbildung 4.8 b) – d)). Dies begünstigt die Einkopplung von Strahlung in den Wellenleiter und geringere Verluste aufgrund geringerer Streuung an den Spuren. Bei Pulsenergien von $E_P = 0,2 \mu\text{J}$ und $E_P = 0,1 \mu\text{J}$ (Abbildung 4.8 e) und f)) sind die Spuren weniger elongiert und es ergeben sich Zwischenräume zwischen den Spuren so dass Leakage auftreten kann.

Wellenleitung konnte in allen hergestellten Strukturen erzielt werden, wobei die Qualität der Moden und die Verluste stark von den Strukturierungsparametern abhingen. Bei zu großen Pulsenergien ($> 1 \mu\text{J}$) wird das geführte Licht in den erzeugten wellenleitenden Bereichen stark an den Spuren gestreut, so dass große Verluste auftreten ($D > 3,2 \text{ dB/cm}$). Das selbe gilt für Wellenleiter, bei denen die Abstände zwischen den Einzelspuren zu gering sind. Sind die Pulsenergien zu gering ($< 0,4 \mu\text{J}$) ist die eingrenzende Wirkung durch die Spuren zu niedrig, so dass Leakage

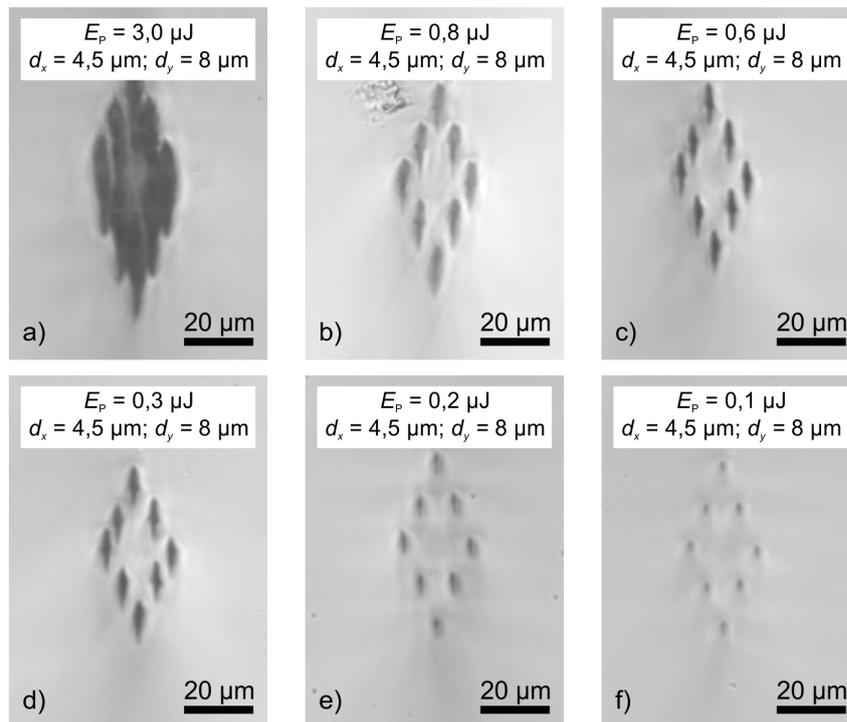


Abbildung 4.8: Durchlicht Mikroskopiebilder der Typ III Wellenleiter in rhombischer Anordnung in Pr:YLF bei Pulsenergien von 0,1 μJ – 3 μJ .

auftritt. Die kleineren Abmessungen der Einzelspuren begünstigen diesen Effekt.

In der Abbildung 4.9 sind beispielhaft die Nahfeldverteilungen von Wellenleitern dargestellt, bei denen moderate Verluste auftraten. Die Wellenleiter sind multimodig. Bei Abständen von $d_x = 4,5 \mu\text{m}$ und $d_y = 8 \mu\text{m}$ sowie einer Pulsenergie von $E_p = 0,8 \mu\text{J}$ konnten die geringsten Verluste von $D = 2,3 \text{ dB/cm}$ aller Wellenleiter erzielt werden. Die Mode, gezeigt in Abbildung 4.9 a) hat Abmessungen von $2w_x = 9,9 \mu\text{m}$ in x -Richtung und $2w_y = 10,48 \mu\text{m}$ in y -Richtung, mit einem Durchmesser des Kerns von ungefähr $15 \mu\text{m}$. Die numerische Apertur dieses Wellenleiters wurde zu ca. 0,05 bestimmt. Für die selben Abstände in x - und y -Richtung, jedoch eine verringerte Pulsenergie von $E_p = 0,3 \mu\text{J}$ (Abbildung 4.9 b)) ergeben sich erhöhte Verluste von $4,5 \text{ dB/cm}$ und Modendurchmesser von $2w_x = 11,88 \mu\text{m}$ und $2w_y = 14,78 \mu\text{m}$. Der Einfluss der geringeren Pulsenergie ist in der Form der Mode zu erkennen. Das Licht reicht weiter an die Spuren heran, die Eingrenzung ist geringer. Dies erklärt auch die höheren Verluste im Vergleich zu den Wellenleitern geschrieben mit $E_p = 0,8 \mu\text{J}$.

Alle Wellenleiter zeigten das Verhalten, dass nur Licht geführt wurde dessen Polarisation parallel zur c -Achse des Kristalls, also parallel zur x -Richtung war. Eine mögliche Erklärung dieses Phänomens ist, dass die Strukturierung einen unterschiedlichen Einfluss auf die beiden Brechungsindizes des uniaxialen Kristalls und damit auf die natürliche Doppelbrechung hat. Diese Annahme kann durch die weitere Tatsache gestützt werden, dass für Pulsenergien von weniger als $E_p = 0,3 \mu\text{J}$ Wellenleitung innerhalb einer modifizierten Spur erreicht werden konnte (Abbildung 4.10). Die Spur war im Vergleich zu Spuren, die mit höherer Pulsenergie hergestellt wurden, weniger zerstört. Die Wellenleitung war in diesem Wellenleiter wieder polarisationsabhängig, jedoch wurde nur a -polarisiertes Licht geführt. In einem Wellenleiter, der mit

4 Charakterisierung der Wellenleiter

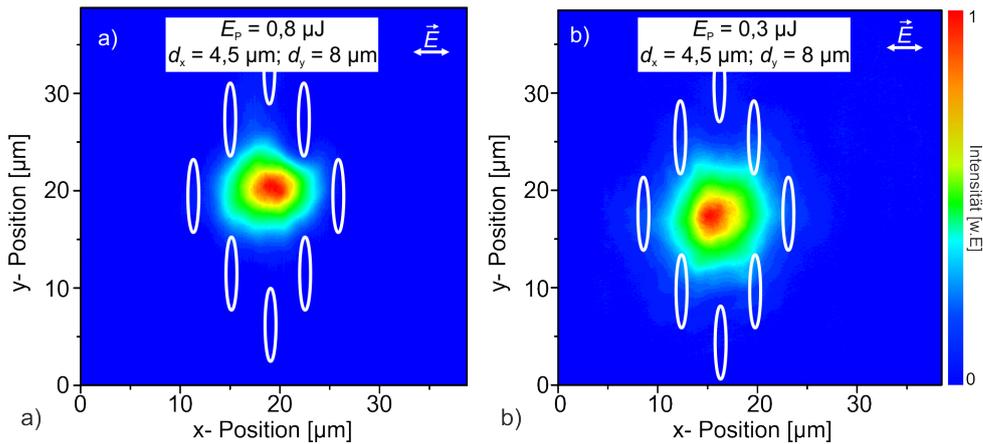


Abbildung 4.9: Nahfeldprofile von Wellenleiter in Pr:YLF1 mit rhombischer Struktur, die mit einer Pulsenergie von $E_P = 0,8 \mu\text{J}$ a) und $E_P = 0,3 \mu\text{J}$ b) hergestellt wurden.

$E_P = 0,1 \mu\text{J}$ hergestellt wurde (Abbildung 4.10 a)), konnte eine kreisrunde Mode geführt werden. Die Dämpfung lag in diesem Fall jedoch bei $D = 10,2 \text{ dB/cm}$ und die gemessene Mode

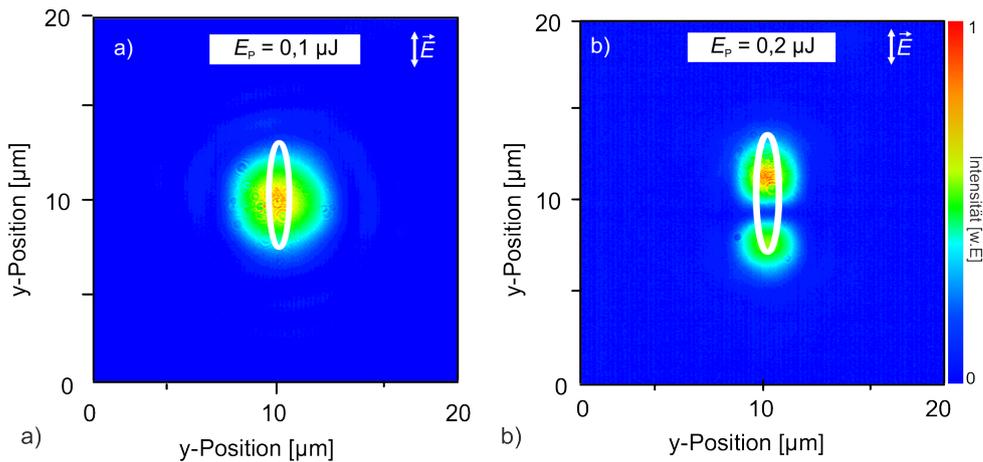


Abbildung 4.10: Geführte Moden von Typ I Wellenleitern in Pr:YLF1. Die gezeigten Moden werden innerhalb der Spuren geführt, die mit einer Pulsenergie von $0,1 \mu\text{J}$ a) beziehungsweise mit $0,2 \mu\text{J}$ b) hergestellt wurde.

hatte Abmessungen, die größer waren als die Spurausdehnung, was auf eine unzureichende Eingrenzung hinweist. Die Durchmesser betragen $2w_x = 5,6 \mu\text{m}$ und $2w_y = 5,8 \mu\text{m}$. In einem weiteren Wellenleiter ($E_P = 0,2 \mu\text{J}$) wurde eine höhere Mode mit zwei Maxima mit Verlusten von $D = 15,7 \text{ dB/cm}$ geführt. Diese hohen Verluste der Typ I Wellenleiter lassen sich durch die Streuung an den Grenzflächen der Spur erklären, so dass weniger als 10 % des eingestrahlt Lichtes transmittiert werden. Es kann davon ausgegangen werden, dass damit kein Wellenleiterlaser realisiert werden kann. Das Verhalten der Wellenleitung innerhalb des Kerns bedingt, dass nur Laserübergänge, deren Emission der Polarisation parallel zur c -Achse entspricht, realisiert werden können. In der Tabelle 4.2 sind ausgewählte Ergebnisse der Wellenleiter in Pr:YLF1 zusammengestellt.

E_P [μJ]	d_x / d_x [μm]	D [dB/cm]	$2w_x$ [μm]	$2w_y$ [μm]	E_P [μJ]	d_x / d_x [μm]	D [dB/cm]	$2w_x$ [μm]	$2w_y$ [μm]
3	4,5 / 8,5	7,0	5,6	13,9	0,4	4,5 / 6	2,7	12,8	15,5
2	4,5 / 10	2,9	7,2	8,5	0,4	4,5 / 8,0	3,7	8,8	13,4
2	5,0 / 10	2,8	7,5	22,8	0,3	4,5 / 8,0	3,9	11,9	14,8
2	6,5 / 10	2,4	9,5	14,7	0,2	4,5 / 8,0	7,7	13,4	17,9
2	4,5 / 8,0	3,1	5,4	20,9	0,1	4,5 / 8,0	14,1	31,4	23,1
1	4,5 / 8,0	2,3	7,6	11,0	0,2	Typ I	15,7	3,6	7,8
0,8	4,5 / 8,0	2,3	9,9	10,5	0,1	Typ I	10,2	5,6	5,8
0,6	4,5 / 7,0	2,3	9,5	11,2					
0,6	4,5 / 7,5	2,9	12,0	14,8					
0,6	4,5 / 8,0	2,9	12,3	12					

Tabelle 4.2: Zusammenfassung ausgewählter Ergebnisse der in Pr:YLF I hergestellten Wellenleiter.

4.9.2 Pr:YLF II

Wird ein Pr:YLF Kristall so orientiert, dass die c -Achse entlang der y -Richtung ausgerichtet ist, zeigten erste Untersuchungen, dass die Wellenleitereigenschaften nahezu identisch mit denen im anders orientierten Kristall Pr:YLF I sind. Es konnten bei der mikroskopischen Untersuchung der geschriebenen Strukturen keine Unterschiede zu Pr:YLF I festgestellt werden. Daraufhin wurden die Parameter zur Strukturierung erweitert. Es wurden Doppelspuren mit überlagerter Oszillationen, sowie zirkular angeordnete Einzelspuren unterschiedlicher Durchmesser hergestellt. Auch wurden Spuren mit rhombischer Anordnung anderer Abstände d_x , d_y als in Pr:YLF I untersucht. Gezeigt werden hier die geschriebenen Wellenleiter, die für spätere Laseranwendungen vielversprechende Charakteristika aufweisen. Eine Zusammenfassung aller Ergebnisse findet sich in Tabelle 4.3 am Ende dieses Abschnitts.

In der Abbildung 4.11 a) ist beispielhaft ein Wellenleiter in Typ II Geometrie gezeigt. Dieser wurde mit einer Pulsenergie von $E_P = 0,6 \mu\text{J}$ und einem Spurabstand von $d = 25 \mu\text{m}$ sowie einer Amplitude der Oszillation von $2 \mu\text{m}$ und Frequenz von 70 Hz geschrieben. Es ist im Vergleich zu den Einzelspuren, die ohne überlagerte Oszillationen hergestellt wurden, zu erkennen, dass diese eine größere Ausdehnung entlang der Spurbreite aufweisen. Die Spurbreite ist nahezu identisch. Risse sind nicht zu erkennen. In der Abbildung 4.11 b) ist eine Struktur mit zirkularer Anordnung von 24 Spuren dargestellt. Die Spuren waren auf einem Durchmesser von $\varnothing = 20 \mu\text{m}$ angeordnet und die verwendete Pulsenergie betrug $E_P = 0,8 \mu\text{J}$. Die einzelnen Spuren überlappen stark, Risse oder Inhomogenitäten im Kern sind nicht erkennbar, jedoch weist die Anordnung aufgrund der Abmessung einer Einzelspur keine ideale Kreisform auf. Typ II Wellenleiter unterstützen Wellenleitung im Bereich (a) (siehe Abbildung 4.2) zwischen den Spuren. Bei einem Spurabstand von $d = 25 \mu\text{m}$ (Abbildung 4.12 a)) wies die geführte Mode eine Dämpfung von $D = 2,7 \text{ dB/cm}$ auf und die Mode war mit $2w_x = 17,7 \mu\text{m}$ und $2w_y = 20,5 \mu\text{m}$ leicht elliptisch. Die Mode, die zwischen zwei Spuren mit einem Abstand von $d = 27 \mu\text{m}$ (Abbildung 4.12 b)) geleitet wurde, wies einen ähnlichen Dämpfungswert von $D = 2,2 \text{ dB/cm}$ auf mit einer Modengröße von $2w_x = 15 \mu\text{m}$ und $2w_y = 16,4 \mu\text{m}$. Für diese Wellenleiter zeigte sich, dass die

4 Charakterisierung der Wellenleiter

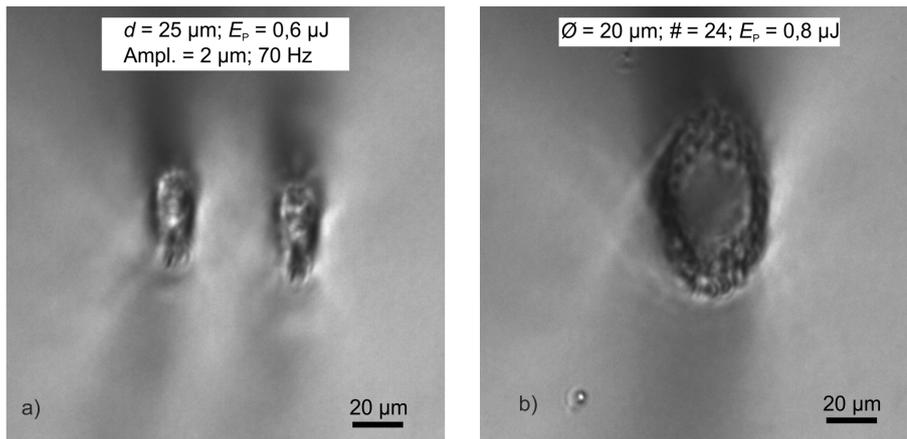


Abbildung 4.11: Durchlicht-Mikroskopieaufnahmen der Wellenleiter in Pr:YLF II in Typ II und zirkularer Typ III Geometrie.

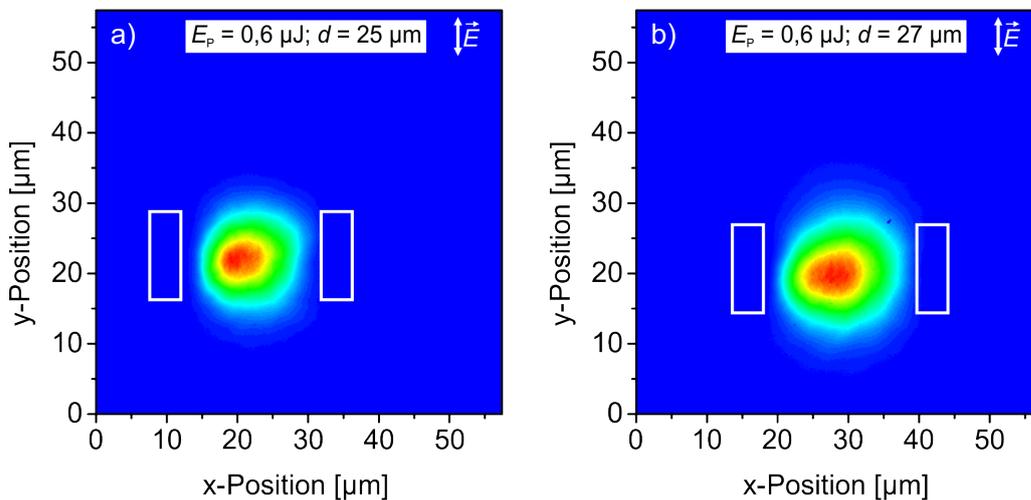


Abbildung 4.12: Doppelspurwellenleiter, die mit einer Pulsenergie von $0,6 \mu\text{J}$ und Spurbständen von $25 \mu\text{m}$ a) und $27 \mu\text{m}$ b) in Pr:YLF II hergestellt wurden.

Wellenleitung, wie in Pr:YLF I, polarisationsabhängig war. Nur Licht konnte geführt werden, das entlang der y -Richtung, also wieder entlang der kristallinen c -Achse, polarisiert war. Es wurden weitere Doppelspuren mit überlagerte Oszillation und größerer Pulsenergie von bis zu $E_p = 2 \mu\text{J}$ geschrieben. Diese zeigten ebenfalls Wellenleitung, die Dämpfung lag in diesen Fällen jedoch noch weit über den Werten der hier gezeigten Wellenleiter. Geringere Pulsenergien von $E_p < 0,6 \mu\text{J}$ zur Herstellung wurden nicht verwendet und weitere Untersuchungen diesbezüglich könnten zu Wellenleitern mit geringeren Dämpfungen führen. Davon ausgehend, dass die Dämpfung durch Streuung an den Spuren verursacht wird, könnte eine sukzessive Verringerung der Pulsenergie zu optimalen Parametern für Doppelspurwellenleiter führen. Zu beachten ist hierbei jedoch, dass durch eine geringe Pulsenergie die Spannungen und damit die Eingrenzung der Moden ebenfalls geringer sein werden.

Für den direkten Vergleich zum Kristall Pr:YLF I wurden Wellenleiter mit den selben Parametern in rhombischer Spuranordnung geschrieben und analysiert. Es ergaben sich bei der

Wellenleitung vergleichbare Ergebnisse. Weiter wurden in Pr:YLF II die rhombisch angeordneten Strukturen mit einer erhöhten Verfahrgeschwindigkeit von $v = 250 \mu\text{m/s}$ hergestellt. In Abbildung 4.13 a) ist die geführte Mode eines solchen Wellenleiters gezeigt. Durch die Erhöhung der Schreibgeschwindigkeit ändert sich der Pulsüberlapp (Kapitel 3.4.3) und damit auch die resultierende Modifikation. Es ist zu erkennen, dass die Mode eine geringere Eingrenzung durch die Spuren erfährt und sich dadurch die Modenabmessungen auf $2w_x = 12,6 \mu\text{m}$ und $2w_y = 19,5 \mu\text{m}$ vergrößern. Die Dämpfung ist mit $D = 1,7 \text{ dB/cm}$ geringer. Für Wellenleiter, die mit einer zirkularen Anordnung der Spuren hergestellt wurden, sind die Wellenleitermoden in Abbildung 4.13 b) - d) dargestellt. Die weißen Kreise geben die Anordnung der 24 beziehungsweise 36 Spuren an. Wellenleiter mit den geringsten Verlusten konnten bei einem Durchmesser von $\varnothing = 20 \mu\text{m}$ erzielt werden. Bei allen in zirkularer Anordnung hergestellten Wellenleitern war die geführte Mode multimodig. Bei einer Spuranzahl von 36 Spuren (Abbildung 4.13 b) und einer Pulsenergie von $E_p = 1,0 \mu\text{J}$ führten diese Herstellungsparameter zu einer guten Eingrenzung der Mode auf eine Größe von $2w_x = 11,2 \mu\text{m}$ und $2w_y = 11,3 \mu\text{m}$, mit einer Dämpfung von $D = 0,9 \text{ dB/cm}$. Bei einer Pulsenergie von $E_p = 0,6 \mu\text{J}$ und 24 Spuren ist die Wellenleitermode elliptisch mit Abmessungen von $2w_x = 11 \mu\text{m}$ und $2w_y = 22,2 \mu\text{m}$ (Abb. 4.13 c)). Für eine Pulsenergie von $E_p = 0,8 \mu\text{J}$ wird die Mode stärker eingegrenzt (Abbildung 4.13 d)). Die Dämpfung ist mit $D = 0,7 \text{ dB/cm}$ in beiden Fällen geringer als in den Doppelspurwellenleitern oder den Wellenleitern mit rhombischer Spuranordnung. Weitere untersuchte zirkulare Typ III Wellenleiter, bei denen die Herstellungsparameter von denen der hier gezeigten Wellenleitern abweichen, zeigten deutlich höhere Verluste. Vor allem bei einer weiteren Verringerung des Durchmessers auf $\varnothing < 15 \mu\text{m}$ lagen die Dämpfungswerte bei $D > 5 \text{ dB/cm}$. Bei einer Vergrößerung des Durchmessers traten noch höhere Moden bei vergleichbaren Dämpfungen auf. Im Hinblick auf Laseranwendungen war es daher nicht sinnvoll, diese Wellenleiter weiter zu untersuchen. Auch für die zirkularen Wellenleiter ergab sich polarisationsabhängige Wellenleitung. Wellenleitung war nur möglich, wenn das Licht entlang der y -Richtung polarisiert war, welches der kristallinen c -Achse entspricht.

Wie beim Kristall Pr:KYF wurde versucht, aus dem vorliegenden Verhalten der Wellenleitung ein mögliches Brechungsindexprofil abzuleiten. In der Abbildung 4.14 sind für die beiden Kristalle Pr:YLF I und Pr:YLF II die Querschnitte der Kristalle und einer rhombischen Anordnung der Spuren dargestellt. Für eine zirkulare Anordnung ergibt sich das selbe Bild. Wird der Brechungsindex entlang der x -Richtung aufgetragen (Abbildung 4.14 b)) zeigt sich der mögliche Brechungsindexverlauf. Der Brechungsindex für Licht parallel zur kristallinen c -Achse ist an den Orten der Spuren geringer als der des umgebenden Materials. Zwischen den Spuren findet aufgrund der Spannungen eine geringe Erhöhung des Brechungsindex statt. Für das Licht parallel a -Achse des Kristalls ist eine Erhöhung des Brechungsindex innerhalb der Spuren zu erwarten. Das umgebende Material erfährt keine Änderung, oder aber eine Verringerung des Brechungsindex. Für das Brechungsindexprofil entlang der y -Richtung (Abbildung 4.14 d)) gilt eine analoge Erklärung. Aus diesem Bild lässt sich dann ableiten, dass Licht innerhalb des Wellenleiters geführt wird, das jeweils parallel zur c -Achse polarisiert ist. Die andere Polarisation wird nicht geleitet.

4 Charakterisierung der Wellenleiter

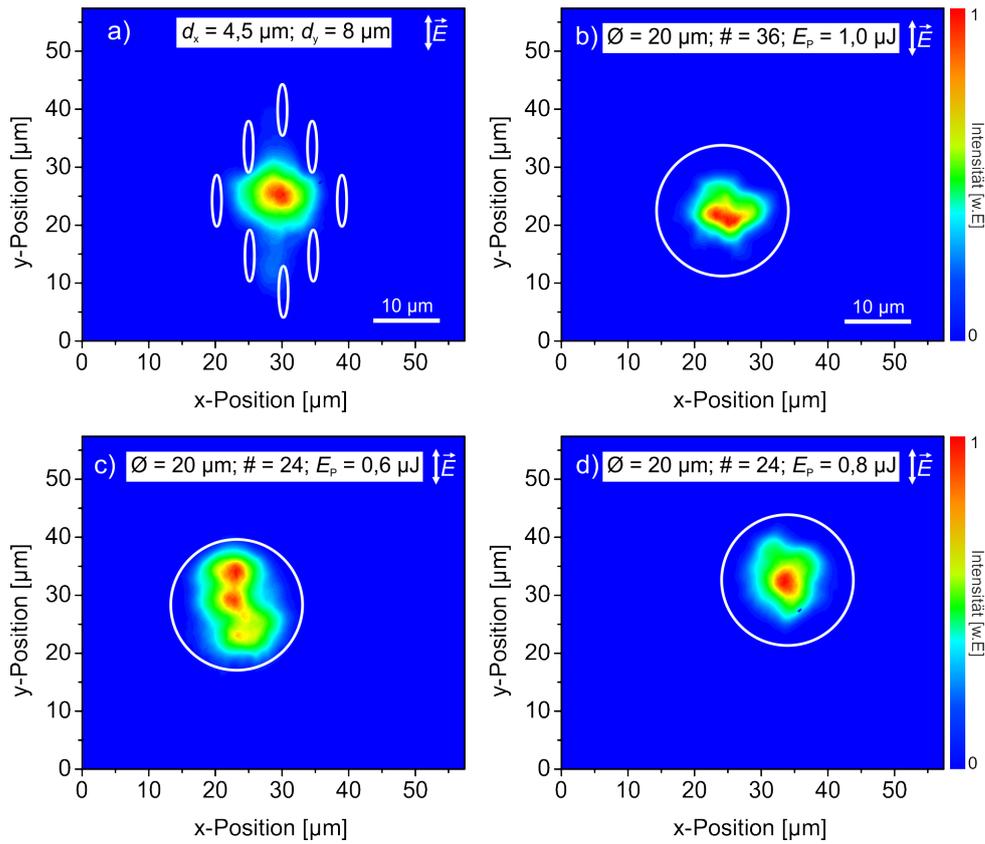


Abbildung 4.13: Wellenleitermoden in rhombisch a) und zirkular b) – d) angeordneten Spuren in Pr:YLF II.

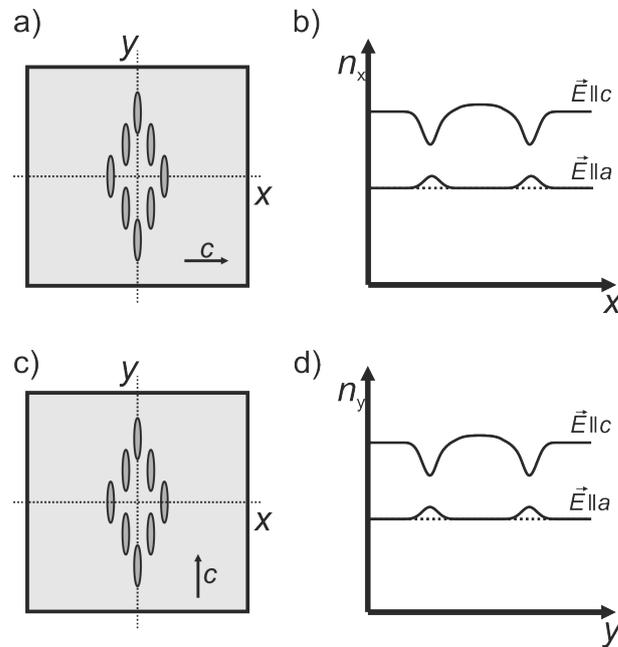


Abbildung 4.14: Schematische Darstellung der Kristalle Pr:YLF I a) und Pr:YLF II c) zur Veranschaulichung der möglichen spannungsinduzierten Brechungsindexänderung.

E_P [μJ]	Anzahl Spuren	Spurabstand/ Durchmesser [μm]	D [dB/cm]	$2w_x$ [μm]	$2w_y$ [μm]	Bemerkung
0,6	2	25	2,7	17,7	20,5	Osz. = 2 μm , 70 Hz
0,6	2	27	2,2	15,0	16,4	Osz. = 2 μm , 70 Hz
0,8	8		1,7	11,6	13,9	$d_x = 4,5 \mu\text{m}$, $d_y = 8 \mu\text{m}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$
0,8	8		1,7	12,6	19,5	$d_x = 4,5 \mu\text{m}$, $d_y = 8 \mu\text{m}$, $v = 250 \mu\text{m/s}$
0,6	24	20	0,7	11,0	20,2	
0,8	24	20	0,7	10,8	14,1	
0,6	36	20	0,6	9,4	16,4	
1,0	36	20	0,9	11,2	11,3	

Tabelle 4.3: Zusammenfassung ausgewählter Ergebnisse der in PrYLF II hergestellten Wellenleiter.

4.9.3 Pr:YLF III

Der Kristall Pr:YLF III ist so orientiert, dass die c -Achse entlang der Propagationsrichtung der Wellenleiter liegt. Aus der Literatur ist Wellenleitung in Pr:YLF Wellenleitern mit gleicher Orientierung bekannt [Bec11]. Die Herstellungsparameter in [Bec11] wichen jedoch von den hier verwendeten Parametern deutlich ab. Es wurde ein fs-Laser mit Repetitionsraten von 100 kHz – 200 kHz und Schreibgeschwindigkeiten von 1 mm/s verwendet. Somit ist ein direkter Vergleich zu den hier fabrizierten Strukturen nicht sinnvoll.

In dieser Arbeit wurden rhombisch und zirkular angeordnete Spuren mit bekannten Herstellungsparametern geschrieben. Mit diesen Parametern konnten in den Kristallen Pr:YLF I und Pr:YLF II Wellenleiter ermöglicht werden, wie es in den Abschnitten 4.9.1 und 4.9.2 beschrieben wurde. Zusätzlich wurden Doppelspuren mit überlagerter Sinusoszillation unterschiedlicher Parameter hergestellt. In keiner der hergestellten Strukturen wurde Wellenleitung erzielt. Daher folgt nur eine mikroskopische Untersuchung der Probe.

In Abbildung 4.15 sind Einzelspuren unterschiedlicher Pulsenergien von $E_P = 0,15 \mu\text{J} - 1,7 \mu\text{J}$ im Querschnitt und der Aufsicht gezeigt. Die Spuren wurden mit einer Schreibgeschwindigkeit von $v = 25 \mu\text{m/s}$ und überlagerter Sinusoszillationen (2 μm , 70 Hz) hergestellt. Für Pulsenergien zwischen $E_P = 0,15 \mu\text{J} - 0,3 \mu\text{J}$ (Abbildung 4.15 a) und b)) sind die Spuren nahezu rund. Es sind darüber hinaus keine weiteren Effekte, zum Beispiel Risse im umgebenden Material zu erkennen. Für steigende Pulsenergien ab $E_P = 0,5 \mu\text{J}$ treten Risse an den Rändern der Spuren auf. Zusätzlich wird der Effekt deutlich, dass die Spur elongiert und ein weiteres Zentrum eines modifizierten Bereichs unterhalb der primären Modifikation auftritt. Dieses kann durch den Prozess der Selbstfokussierung und Filamentation entstanden sein (siehe Kapitel 2.3). Für eine deutlich größere Pulsenergie von $E_P = 1,7 \mu\text{J}$ ist eine vollständige Zerstörung der Spur zu erkennen.

4 Charakterisierung der Wellenleiter

In der Aufsicht sind Risse über die komplette Spurlänge ersichtlich. Für die Kristalle Pr:YLF I

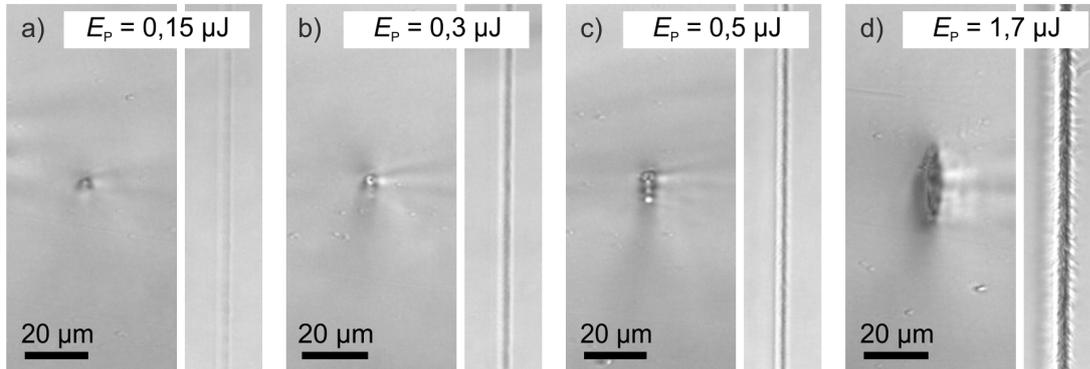


Abbildung 4.15: Übersicht der geschriebenen Einzelspuren in Pr:YLF III mit Pulsenergien von $E_p = 0,15 - 1,7 \mu\text{J}$ im Querschnitt und Aufsicht.

und Pr:YLF II wurde aufgrund der auftretenden Wellenleitung mögliche Brechungsindexprofile angegeben. Für den Kristall III gilt dann analog dazu ein möglicher ortsabhängiger Brechungsindexverlauf, wie er in Abbildung 4.16 dargestellt ist. Gezeigt ist der Querschnitt des Kristalls

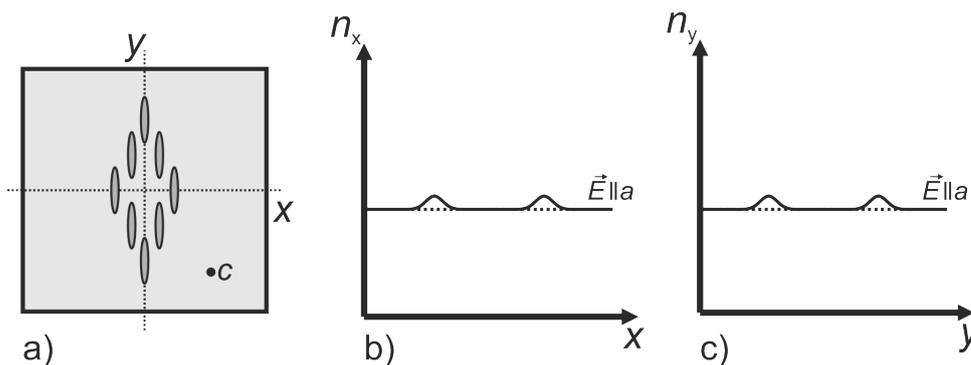


Abbildung 4.16: Schematische Darstellung des Kristalls Pr:YLF III zur Erklärung der möglichen spannungsinduzierten Brechungsindexänderung.

mit einer rhombischen Anordnung der Spuren (Abbildung 4.16 a)). Der Brechungsindex für das Licht, das parallel zur a -Achse polarisiert ist, wird innerhalb der Spuren erhöht. Das Material und damit auch der Brechungsindex neben den Spuren wurde kaum modifiziert. Wellenleitung kann demzufolge nur innerhalb der Spuren, nicht aber in den angrenzenden Bereichen auftreten. Für eingestrahktes Licht in den Bereich zwischen den Spuren ergibt sich damit, dass starke Streuung an den Spuren auftritt und das Licht hohe Verluste erfährt. Innerhalb der Spuren war vereinzelt Wellenleitung mit sehr hohen Verlusten möglich. Da sich diese jedoch nicht für die Realisierung von Wellenleiterlasern eignen, wurde dieser Ansatz nicht weiter verfolgt.

4.9.4 Zusammenfassung zur Wellenleitung in Pr:YLF

Es wurden in die Pr:YLF Kristalle Einzelspuren, Doppelspuren mit überlagerter Sinusoszillationen, sowie Typ III Wellenleiter in rhombischer und zirkularer Anordnung geschrieben.

Es konnte Wellenleitung in Pr:YLF Kristallen mit zwei verschiedenen Kristallorientierungen realisiert werden. Die Orientierungen waren dabei so, dass die kristalline c -Achse entweder parallel zur x - oder y -Richtung gerichtet war. Für einen Kristall, bei dem die c -Achse entlang der z -Richtung orientiert ist, konnte keine Wellenleitung beobachtet werden.

Für die zukünftige Realisierung von Wellenleitern mit geringen Verlusten, welche nur die Grundmode führen, bedarf es jedoch einer Optimierung des Herstellungsprozesses. Dies kann für die Einzelspurwellenleiter zum Beispiel dadurch ermöglicht werden, dass diese bei geringen Pulsenergien und zusätzlicher Sinusoszillation geschrieben werden. Der modifizierte Bereich wird durch die Oszillation vergrößert, idealerweise ohne das dabei Risse auftreten. Eine in einer Einzelspur geführte Mode hätte kleinere Abmessung, als die Cladding-Wellenleiter, was für Wellenleiterlaser vorteilhaft wäre. Unabdingbar wäre, dass die Verluste deutlich reduziert werden. Eine Optimierung der Parameter für die Herstellung von Doppelspurwellenleitern kann hinsichtlich der auftretenden Verluste ebenfalls hilfreich sein. Die derzeitigen Verluste liegen im Bereich von $D = 2,0$ dB/cm und Lasertätigkeit könnte für Typ II Wellenleiter realisiert werden.

Typ III Wellenleiter scheinen anhand der in diesem Kapitel erzielten Resultate für die Realisierung von Wellenleiterlasern in fluoridischen Kristallen die erfolgversprechendste Geometrie zu sein. Rhombisch angeordnete Spuren weisen ebenfalls noch hohe Verluste ($D \approx 2$ dB/cm) auf, es können aber Moden mit Durchmessern von ungefähr $2w_{x,y} = 10$ μm demonstriert werden. Eine Optimierungsmöglichkeit ist die Anpassung der Abstände zwischen den Einzelspuren, um einerseits eine stärkere Eingrenzung der Mode zu erzielen, andererseits die Streuverluste an den Spuren zu verringern. Realisiert werden kann dies zum Beispiel durch die Verwendung von mehreren Spuren und gleichzeitig geringerer Pulsenergie. Die Wellenleiter, die auf Basis einer zirkularen Anordnung der Spuren hergestellt wurden, zeigen zur Zeit die geringste Dämpfung ($D \approx 0,7$ dB/cm), jedoch sind diese Wellenleiter multimodig. Eine Möglichkeit zur Vermeidung höherer Moden im Wellenleiter ist die weitere Verkleinerung des Kreisdurchmessers. Die derzeitigen Parameter ermöglichen jedoch nur Wellenleitung mit hohen Verlusten in zirkularen Wellenleitern mit geringeren Durchmessern als $\varnothing = 20$ μm . Durch eine geringere Pulsenergie und Anzahl an Spuren kann eventuell die Dämpfung bei gleichbleibender Modencharakteristik verringert werden. Eine weitere Möglichkeit zur Verbesserung des Wellenleiters ist eine Anpassung des fs-Laserstrahls vor der Fokussierung in das Material, die dazu führen kann, dass eine Einzelspur kein elliptisches, sondern ein rundes Profil aufweist. Dadurch können die Einzelspuren besser in einer zirkularen Struktur angeordnet werden, beziehungsweise selbst bessere Typ I Wellenleitungseigenschaften aufweisen.

In allen in Pr:YLF hergestellten Wellenleitern wurde nur Licht geleitet, das parallel zur c -Achse des Kristalls polarisiert war. Eine vollständige Erklärung der Ursache für dieses Verhalten, sowie eine Quantifizierung der induzierten Brechungsindexänderung konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht gegeben werden. Es konnten jedoch qualitative Aussagen zu vorliegenden Brechungsindexprofilen getroffen und diskutiert werden. Eine Vermutung ist, dass durch die natürliche Doppelbrechung des Kristalls die induzierte Doppelbrechung in dieser Kristallorientierung nur einen geringen Einfluss hat.

Die polarisationsabhängige Wellenleitung führt dazu, dass in den folgenden Laserexperimenten nur die Realisierung von Laserübergängen in der geleiteten Polarisation möglich ist. Ebenfalls ergeben sich Einschränkungen bei den Laserexperimenten für die Absorption des Pumplichts zur Anregung des Kristalls. Für viele Wellenleiter ergab sich auch, dass nicht nur die Grund-

4 Charakterisierung der Wellenleiter

mode bei einer Wellenlänge von 632,8 nm geführt wurde. Dies bedeutet, dass sowohl für die Anregungswellenlänge, als auch für die Laserwellenlängen höhere Moden im Wellenleiter geführt werden können. Im Kapitel 5 werden die durchgeführten Laserexperimente auf Basis von Pr:YLF gezeigt und diskutiert.

4.10 Charakterisierung von KTP

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Charakterisierung zweier KTP Kristalle unterschiedlicher Orientierung vorgestellt. In vorherigen Arbeiten [Cal13, Kir13] wurden bereits systematisch die Herstellungsparameter für die Realisierung dämpfungsarmer Wellenleiter in KTP Kristallen erarbeitet und getestet. In [Cal13] wurden KTP Kristalle mit der Orientierung einer x' -Propagation untersucht. Die Spurabstände d der Typ II Wellenleiter wurden zwischen 16 μm und 27 μm variiert. Die Dämpfungswerte lagen im Bereich von 0,6 dB/cm ($d = 18 \mu\text{m}$ und 27 μm) und 1,4 dB/cm ($d = 16 \mu\text{m}$) für verwendete Pulsenergien von 2,5 μJ – 3,2 μJ . Es wurden nahezu kreisrunde Moden zwischen den Spuren geleitet, die in y -Richtung nach oben oder unten versetzt waren. Die Modenprofile wiesen Durchmesser von ca. $2w_x = 14 \mu\text{m}$ und $2w_y = 16 \mu\text{m}$ für einen Wellenleiter mit $d = 18 \mu\text{m}$ auf. Die Wellenleitung war nahezu polarisationsunabhängig.

Für die Untersuchung im Rahmen einer Bachelorarbeit [Kir13] lag eine andere Orientierung des Kristalls vor. Diese entsprach der y' -Propagation. Auf Grundlage der Ergebnisse von [Cal13] wurden in [Kir13] die Herstellungsparameter weiter variiert und darüber hinaus weiterführende Analysen bezüglich der wellenlängenabhängigen Wellenleitung durchgeführt. Auf eine Darstellung der Ergebnisse der mikroskopischen Untersuchung wird verzichtet, da diese identisch zu [Cal13] sind und dort nachgelesen werden können.

In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse getrennt nach der Orientierung der Kristalle dargestellt. Aus den Ergebnissen werden wichtige Faktoren für den Einsatz der Kristalle zur effizienten Frequenzverdopplung erläutert. Zusätzlich dienen die Ergebnisse als Grundlage für mögliche Parameter für die Herstellung von Wellenleitern in periodisch gepoltem KTP. Die Bezeichnung der Kristalle folgt der Abbildung 3.7 aus Kapitel 3.6.3. KTPI entspricht dabei dem Kristall mit y' -Propagation, KTP II demjenigen mit x' -Propagation.

4.10.1 KTPI

KTPI wurde ebenfalls mit dem in Abbildung 4.1 gezeigten Aufbau charakterisiert. Beide HeNe-Laser wurden verwendet, um neben der Modencharakteristik und Dämpfung eventuell auftretende wellenlängenabhängige Effekte zu untersuchen. Die Einkoppellinse hatte eine Brennweite von 18 mm. Für eine tiefer gehende Analyse der Wellenleiter in dieser Probe sei auf [Kir13] verwiesen. In dieser Arbeit wird nur eine Zusammenfassung der Ergebnisse dargestellt.

Bei der Charakterisierung der Wellenleitung zeigte sich, dass alle hergestellten Wellenleiter Wellenleitung im Bereich (a) (siehe Abbildung 4.2) aufwiesen. Dargestellt in Abbildung 4.17 a) – c) sind die geführten Moden bei einer Wellenlänge von 543,5 nm. Die Spuren wurden jeweils mit einer Pulsenergie von $E_p = 3,7 \mu\text{J}$ hergestellt. Die Spurabstände variierten von $d = 10 \mu\text{m}$ – 18 μm . In Abbildung 4.17 d) – f) sind jeweils die selben Wellenleiter für Wellen-

leitung bei einer Wellenlänge von 632,8 nm gezeigt. Bei einem Spurbstand von 18 μm sind die Moden leicht elliptisch. Bei einem Abstand von $d = 10 \mu\text{m}$ zeigt sich, dass durch die Anordnung der Spuren die Mode stärker durch die Spuren in x -Richtung eingegrenzt ist, als in y -Richtung. In Abbildung 4.17 f) ist zusätzlich zu erkennen (gekennzeichnet durch den weiß gestrichelten Kreis), dass Licht auch neben der Spur im Bereich (d) geführt wurde. Dies könnte aufgrund schlechter Einkopplung des Lichtes zwischen die Spuren entstanden sein. Symmetrische, fast kreisrunde Moden werden bei einem Spurbstand von 14 μm geleitet. Der Zusammenhang der

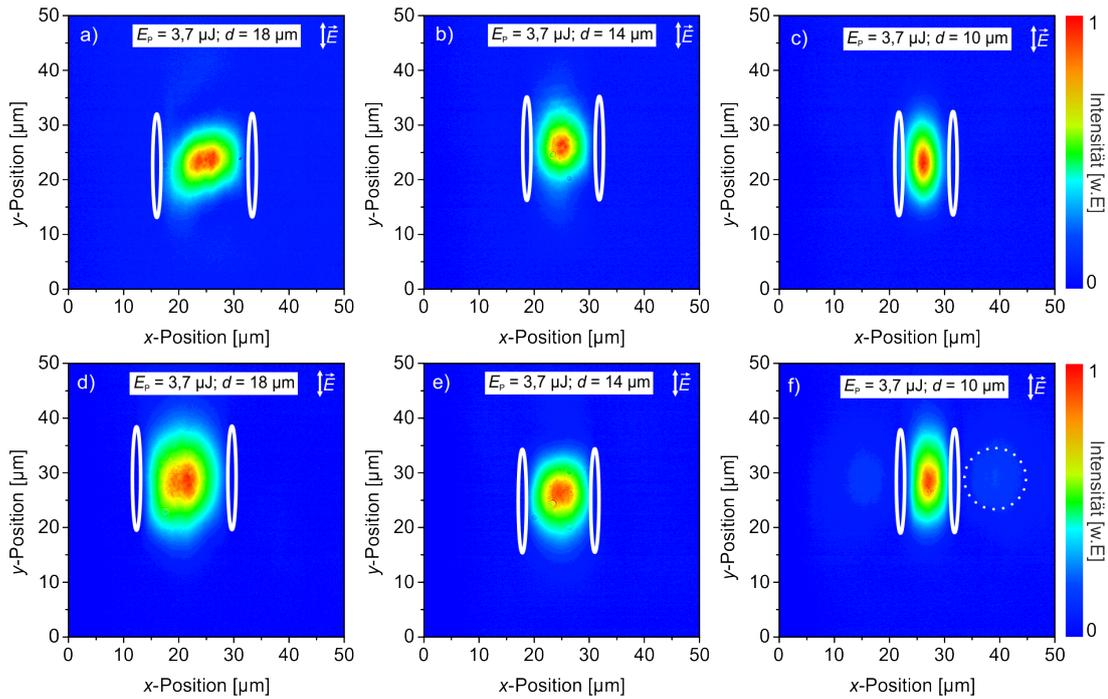


Abbildung 4.17: Nahfeldaufnahmen der geführten Moden im Kristall KTP bei der Propagation entlang der y' -Achse für unterschiedliche Spurbstände bei einer Pulsenergie von $E_p = 3,7 \mu\text{J}$. In a) – c) ist die Charakterisierung bei einer HeNe-Laserwellenlänge von 543,5 nm, in der rechten Spalte d) – f) bei einer Wellenlänge von 632,8 nm durchgeführt worden.

Modengrößen zwischen der Pulsenergie und dem Spurbstand ist für 632,8 nm in Abbildung 4.18 a) und für 543,5 nm in 4.18 b) dargestellt. Untersucht wurden hierbei die Spurbstände von $d = 12 \mu\text{m}$, $d = 14 \mu\text{m}$ und $d = 16 \mu\text{m}$ bei Pulsenergien von $E_p = 2,5 \mu\text{J}$, $E_p = 3,0 \mu\text{J}$ und $E_p = 3,7 \mu\text{J}$. Bei der Verwendung von 632,8 nm ist bei einem Spurbstand von $d = 12 \mu\text{m}$ die Mode mit ca. $2w_x = 9 \mu\text{m}$ in x -Richtung stark durch die Spuren begrenzt, in y -Richtung ergeben sich je nach Pulsenergie Modengrößen von $2w_y = 15 \mu\text{m} - 18,5 \mu\text{m}$. Bei einem Spurbstand von $d = 16 \mu\text{m}$ wächst der Modendurchmesser in x -Richtung auf $2w_x = 12 \mu\text{m}$, in y -Richtung auf $2w_y = 19 \mu\text{m} - 20 \mu\text{m}$ an. Eine geringe Ausprägung der Elliptizität bei zeitgleich geringen Verlusten von $D < 1 \text{ dB/cm}$ zeigten die Spuren mit 14 μm Spurbstand. Eine Zusammenfassung der gemessenen Verluste aller Wellenleiter ist in Tabelle 4.4 gegeben.

Die Bestimmungsmethode der Dämpfung führt dazu, dass aufgrund der unbekanntenen Einkoppeffizienz die Werte im Rahmen der Messgenauigkeit als unabhängig von den verwendeten Wellenlängen zu bewerten ist. Aus diesem Grund werden weitere Wellenleiter, wenn nicht anders angegeben, ausschließlich bei 632,8 nm charakterisiert. Die Wellenleitung für alle

4 Charakterisierung der Wellenleiter

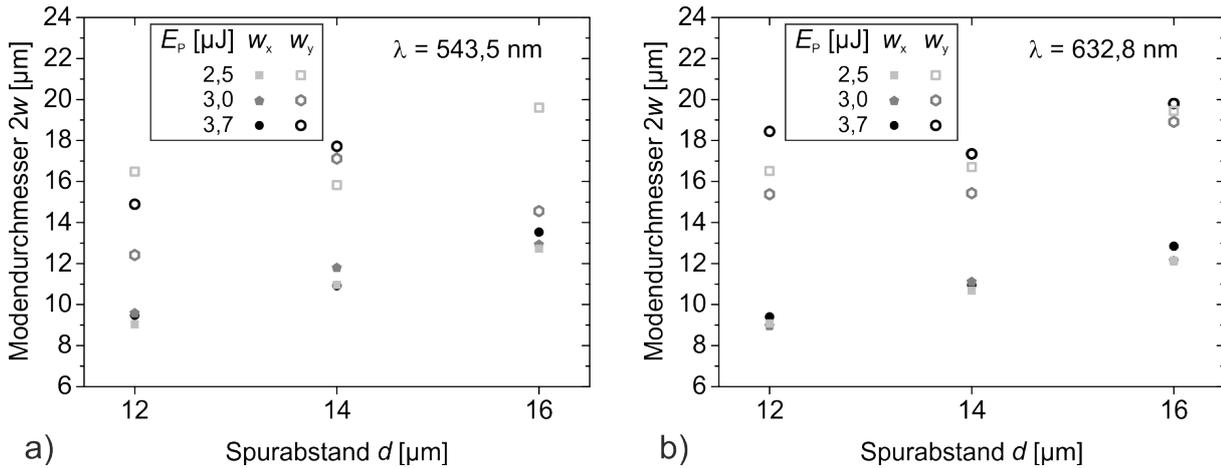


Abbildung 4.18: Abhängigkeit des Modendurchmessers vom Spurbstand für die Pulsenergien 2,5 μJ, 3,0 μJ und 3,7 μJ bei Wellenlängen von 543,5 nm und 632,8 nm in KTPI.

untersuchten Wellenleiter war polarisationsabhängig. Eine maximale Transmission der Strahlung durch den Wellenleiter ergab sich für Licht, das parallel zur y -Achse polarisiert war. x -polarisiertes Licht konnte nicht geführt werden. Damit ergibt sich zwangsläufig, dass die Probe KTPI nicht für die Frequenzverdopplung mit Typ I- oder Typ II-Phasen Anpassung geeignet ist. Hierfür wäre Voraussetzung, dass der Wellenleiter beide Polarisationsrichtungen des geführten Lichts unterstützt. Eine periodische Polung des Kristalls für die Quasi-Phasen Anpassung ist ebenfalls denkbar. Jedoch ist eine Polung von KTP bei Lichtpropagation entlang der y' -Richtung beim aktuellen Stand der Forschung nur sehr schwer realisierbar und daher noch nicht für praktische Anwendungen geeignet.

543,5 nm			632,8 nm		
Spurbstand d [μm]	Pulsenergie E_p [μJ]	Dämpfung D [dB/cm]	Spurbstand d [μm]	Pulsenergie E_p [μJ]	Dämpfung D [dB/cm]
12	2,5	1,2	12	2,5	1,4
	3	1,5		3	1,1
	3,7	1,2		3,7	1,5
14	2,5	0,8	14	2,5	0,9
	3	1,1		3	0,9
	3,7	0,9		3,7	0,9
16	2,5	1,0	16	2,5	1,0
	3	1,0		3	0,9
	3,7	1,2		3,7	1,0

Tabelle 4.4: Zusammenstellung von Dämpfungswerten D bei 543,5 nm und 632,8 nm der Wellenleiter mit den niedrigsten Verlusten in KTPI [Kir13].

4.10.2 KTP II

Im Gegensatz zu KTP I zeigt sich im Fall der x' -Propagation ein anderes Verhalten der Wellenleitung. Hier lag der wellenleitende Bereich nach Abbildung 4.2 in den Bereichen (b). Eine Führung der Mode zwischen den Spuren (a) war nicht möglich. Das Zusammenspiel aus der natürlichen und spannungsinduzierten Doppelbrechung kann dazu führen, dass die vorliegende Brechungsindexverteilung von derjenigen in KTP I abweicht. Darüber hinaus konnte Licht bei der Polarisationsrichtungen mit Unterschieden in den Verlusten von weniger als 10 % geleitet werden.

In einem Kristall der Orientierung von KTP II konnte schon erfolgreich Typ II-phasenangepasste Frequenzverdopplung erzielt werden [Lau12]. Die höchste Effizienz der Frequenzverdopplung konnte dabei in einem Wellenleiter erzielt werden, der mit einer Pulsenergie von $E_p = 3,2 \mu\text{J}$ und einem Abstand von $d = 22 \mu\text{m}$ hergestellt wurde. Dieser Wellenleiter hatte nahezu polarisationsunabhängige Verluste von $D = 0,8 \text{ dB/cm}$. In [Cal13] konnte gezeigt werden, dass ein Spurabstand von $d = 18 \mu\text{m}$ zu Wellenleitern mit geringen Verlusten führt.

Ziel in dieser Arbeit war es, eine stärkere Eingrenzung der Mode durch eine Erhöhung der Pulsenergie oder durch die Herstellung mit überlagerter Oszillation zu erzielen. Jedoch führten diese beiden Ansätze dazu, dass das Material makroskopisch zerstört wurde. In der Abbildung

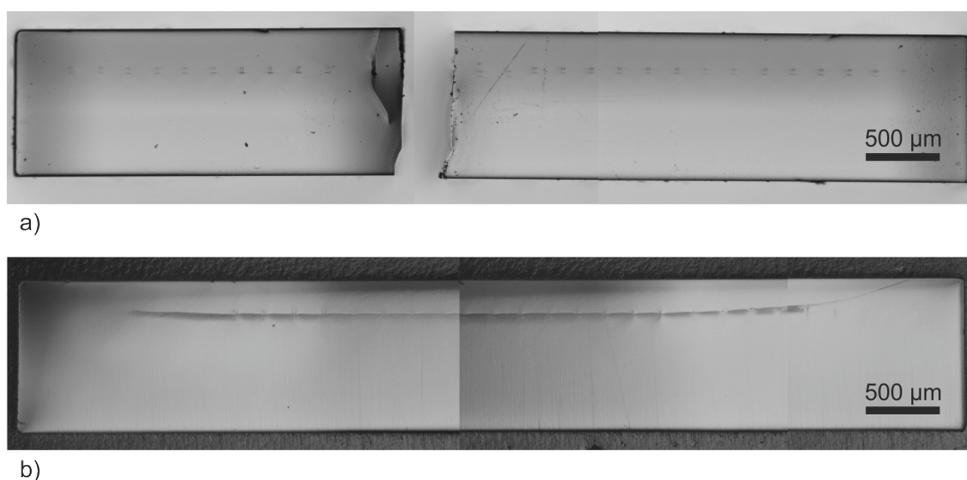


Abbildung 4.19: Durch die fs-Laser strukturierten zerstörten KTP Kristalle. Bruch entlang der Richtung der fs-Laserstrahlung a) und Querriss durch alle hergestellten Spuren b).

4.19 sind zwei unterschiedliche Arten der Zerstörung des KTP Kristalls gezeigt. Durch die Strukturierung mit Überlagerung von Oszillation wurde ein Bruch des Kristalls entlang der Richtung der fs-Laserstrahlung verursacht (Abbildung 4.19 a)). Hingegen zog sich ein Querriss entlang aller hergestellten Strukturen, wenn die Pulsenergie zu weit erhöht wurde (Abbildung 4.19 b)). Diese Zerstörungen sind folglich limitierend für die Herstellung von Wellenleitern in KTP mit großem Brechungsindexunterschied. Wellenleiter mit geringeren Verlusten oder kleineren Moden konnten daher im Rahmen dieser Arbeit nicht hergestellt werden. Im Kapitel 6 werden die Ergebnisse der Experimente zur Frequenzverdopplung mit KTP II Proben diskutiert, die in [Cal13] charakterisiert wurden. Wellenleiter in einer weiteren, längeren Probe mit identischen Herstellungsparametern dienten ebenfalls für weitere Experimente.

4.11 Charakterisierung von PPKTP

Die Parameter der in PPKTP hergestellten Typ II Wellenleiter wurden auf Grundlage des Optimierungsprozesses der KTP II Wellenleiter verwendet. Eine Variation der Herstellungsparameter hinsichtlich der Pulsenergie fand bei Pulsenergien von $E_p = 2,3 \mu\text{J}$ bis $E_p = 4,2 \mu\text{J}$ statt, die Spurbstände wurden von $d = 16 \mu\text{m}$ bis $d = 19 \mu\text{m}$ variiert. In allen 40 der im Rahmen dieser Optimierung hergestellten Wellenleiter konnte Wellenleitung realisiert werden.

Es wurden keine signifikanten Unterschiede hinsichtlich mikroskopischer Untersuchungen im Vergleich zu KTP II festgestellt. Daraus kann geschlossen werden, dass kein Einfluss der periodischen Polung auf die fs-Laserstrukturierung vorliegt. Für folgende Strukturierungsexperimente bedeutet dies, dass eine weiterführende Optimierung des Herstellungsprozesses mit ungepolten Proben durchgeführt werden kann. Die daraus resultierenden Parameter können dann bei periodisch gepolten Proben angewandt werden.

Die Abbildung 4.20 a) zeigt eine Mikroskopieaufnahme eines Wellenleiters, der in späteren Experimenten zur Frequenzverdopplung (Kapitel 6) die höchste Effizienz aufwies. Der Wellenleiter wurde mit einer Pulsenergie von $E_p = 3,2 \mu\text{J}$ und einem Spurbstand von $d = 18 \mu\text{m}$ hergestellt. Es sind zusätzliche Modifikationen unterhalb der Spuren zu erkennen, die aufgrund von Filamentation entstanden sein können. Alle untersuchten Wellenleiter hatten Dämpfungs-

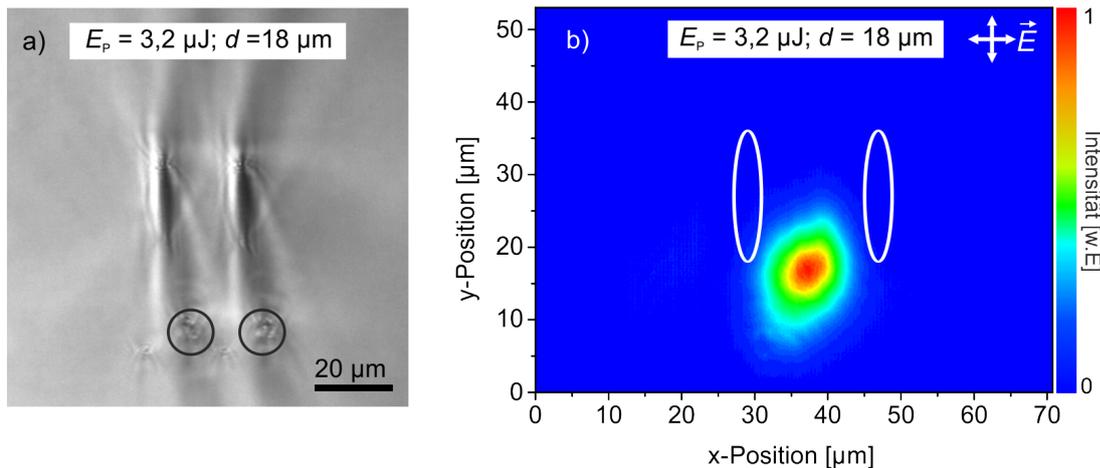


Abbildung 4.20: Mikroskopieaufnahme des PPKTP-Wellenleiters, hergestellt mit $E_p = 3,2 \mu\text{J}$ und $d = 18 \mu\text{m}$ im Querschnitt a). Die geführte Mode des selben Wellenleiters ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$) mit einer Dämpfung von $1,6 \text{ dB/cm}$ b). Es konnten beide Polarisationsrichtungen des eingekoppelten Lichtes geführt werden.

werte von $D < 2 \text{ dB/cm}$, sowie Moden mit $2w_{x,y} < 21 \mu\text{m}$. Die geführte Mode des oben erwähnten Wellenleiters ist in Abbildung 4.20 b) dargestellt. Die Dämpfung betrug $D = 1,6 \text{ dB/cm}$. Für einen Wellenleiter mit $d = 19 \mu\text{m}$ und $E_p = 4,2 \mu\text{J}$ wurde die geringste Dämpfung aller untersuchten Wellenleiter mit $D = 0,8 \text{ dB/cm}$ bestimmt. Die kleinste geführte Mode ($2w_x = 12,7 \mu\text{m}$ und $2w_y = 15,1 \mu\text{m}$) ergab sich in einem Wellenleiter mit $d = 19 \mu\text{m}$ und $E_p = 3,7 \mu\text{J}$. Es konnte gezeigt werden, dass die periodische Polung auch auf die Form der geführten Moden keinen Einfluss hat. Die gemessenen Dämpfungswerte liegen jedoch teilweise über denen in KTP II. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass dies mit den Auswirkungen des periodischen Polens des Kristalls zusammenhängt. Die numerischen Aperturen der Wellenleiter wurden zu Werten zwischen $NA = 0,03$ und $0,05$ bestimmt. In der Tabelle 4.5 sind ausgewählte Ergebnisse der

Charakterisierung der hergestellten Wellenleiter in PPKTP zusammengefasst. Mit diesen Wellenleitern ist die Grundlage für effiziente Frequenzverdopplung in PPKTP gegeben, worauf in Kapitel 6 eingegangen wird. Da beide Polarisationsrichtungen vom Wellenleiter geführt werden können, wäre zusätzlich zur Quasi-Phasenanpassung auch die Typ II-Phasenanpassung möglich.

E_P [μJ]	d [μm]	D [dB/cm]	$2w_x$ [μm]	$2w_y$ [μm]	E_P [μJ]	d [μm]	D [dB/cm]	$2w_x$ [μm]	$2w_y$ [μm]
2,3	17	1,6	13,7	16,4	3,7	18	1,3	12,7	16,5
2,3	18	1,5	14,3	16,4	3,7	19	0,9	12,7	15,1
2,7	17	1,5	12,8	16,4	4,2	17	1,3	13,5	18,1
2,7	18	1,5	13,8	15,9	4,2	18	1,9	11,8	17,0
2,7	19	1,3	14,0	16,0	4,2	19	0,8	14,2	20,7
3,2	16	1,5	12,7	17,8					
3,2	17	1,4	13,2	17,1					
3,2	18	1,6	13,7	17,6					
3,2	19	1,8	14,6	16,9					

Tabelle 4.5: Zusammenfassung ausgewählter Ergebnisse der in PPKTP hergestellten Typ II Wellenleiter.

4.11.1 Zusammenfassung zur Wellenleitung in KTP/PPKTP

In den nichtlinearen Kristallen KTP und PPKTP konnten dämpfungsarme Typ II Wellenleiter geschrieben werden. Ist ein KTP Kristall so orientiert, dass das eingekoppelte Licht entlang der kristallinen y' -Achse propagiert, wurde polarisationsabhängige Wellenleitung mit Dämpfungen von ca. 1 dB/cm beobachtet. Die Kristalle KTP und PPKTP, die eine x' -Propagation aufwiesen, war die Wellenleitung polarisationsunabhängig. Die Moden wurden zwischen den Spuren, jedoch in y -Richtung versetzt geleitet. Die Verluste lagen unterhalb von 1,0 dB/cm. Ein Einfluss der periodischen Polung auf den Herstellungsprozess konnte nicht nachgewiesen werden. Wurden Strukturen mit überlagerter Oszillation hergestellt, führte dies zu einem makroskopischen Bruch der Kristalle.

4.12 Charakterisierung von SLT

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Wellenleiter in einen weiteren nichtlinearen Kristall, stöchiometrisches Lithiumtantalat, in Typ II Geometrie mit und ohne Oszillation geschrieben. In der Literatur sind fs-lasergeschriebene Wellenleiter in diesem Material bekannt [McM08, McM09]. In diesen Fällen wurde die Strukturierung mit einer Repetitionsrate der fs-Laserstrahlungsquelle von 250 kHz durchgeführt. Ein direkter Vergleich der hergestellten Wellenleiter ist daher nicht sinnvoll. In [Xu13] konnten allerdings durch den Einsatz eines fs-Lasers mit einer Repetitionsrate von 1 kHz und Pulsenergien von $E_P = 2 \mu\text{J} - 3 \mu\text{J}$ Wellenleiter in Typ II und Typ III Konfiguration hergestellt werden.

4 Charakterisierung der Wellenleiter

Zu Beginn dieser Arbeit stellte sich heraus, dass die benötigte Pulsenergie zur Materialmodifikation und Wellenleitung im Vergleich zu [Xu13] und allen anderen verwendeten Kristallen deutlich höher war. Erst ab einer Pulsenergie von $E_p = 4 \mu\text{J}$ (ohne Oszillation) konnte das Material signifikant modifiziert werden. Mikroskopieaufnahmen der Strukturen, die mit einer Pulsenergie von $E_p = 11 \mu\text{J}$ hergestellt wurden, sind in Abbildung 4.21 a) – c) dargestellt. Für einen Spurbstand von $d = 20 \mu\text{m}$ ist in Abbildung 4.21 a) das Mikroskopiebild des Querschnitts, in Abbildung 4.21 b) die Aufsicht gezeigt. Die hergestellten Spuren weisen keine Risse oder Inhomogenitäten auf. Auch bei Reduktion des Spurbstandes auf $d = 12 \mu\text{m}$ blieben die geschriebenen Spuren defektfrei (Abbildung 4.21 c)). Im Vergleich zu den linear geschriebenen

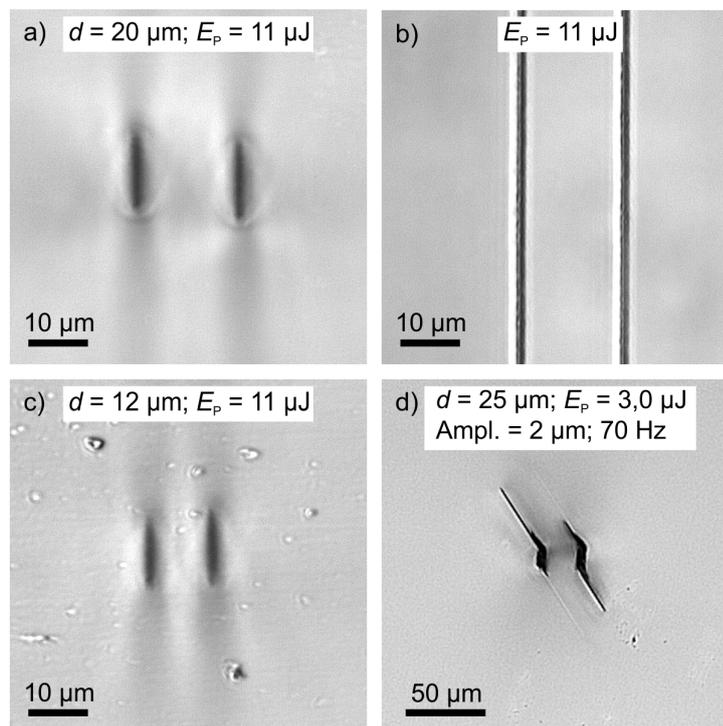


Abbildung 4.21: Mikroskopieaufnahmen des SLT-Kristalls in der Seiten- und Aufsicht, hergestellt mit $E_p = 11 \mu\text{J}$ a)–c). Doppelspuren, hergestellt mit $E_p = 3,0 \mu\text{J}$ und überlagerter Oszillation d). Zu beachten ist hierbei die andere Skalierung des Bildes.

Spuren sind in Abbildung 4.21 d) Spuren mit überlagerter Oszillation ($2 \mu\text{m}$, 70 Hz) abgebildet. Einerseits ist zu erkennen, dass die Spuren geringere Abmessungen in y -Richtung aufgrund der geringeren Pulsenergie von $E_p = 3,0 \mu\text{J}$ aufweisen. Andererseits wurden Risse an den Spuren festgestellt, welche auf die erhöhten Spannungen in den Spuren zurückgeführt werden können. Sie starten an den Ober- oder Unterseiten der Spuren und verlaufen von dort diagonal in das umgebende Material. Dieses Verhalten zeigte sich bei allen mit überlagerter Oszillation hergestellten Spuren in SLT.

Dargestellt in Abbildung 4.22 ist die Abhängigkeit der Spurbmessungen von der verwendeten Pulsenergie ohne überlagerte Oszillation. Es zeigte sich, dass ein linearer Zusammenhang im betrachteten Intervall zwischen der Pulsenergie und der Spurbhöhe vorhanden ist. Die Spurbbreite ändert sich jedoch kaum. Trotz der hohen Pulsenergie von $11 \mu\text{J}$ ist die Spurbhöhe mit

$H = 13 \mu\text{m}$ im Vergleich zu anderen Materialien eher gering¹. Bei Spurbständen im Bereich von $d = 20 \mu\text{m}$ kann dies zu Folge haben, dass die Eingrenzung in y -Richtung schwach ist und die Mode dadurch elliptisch in diese Richtung verzerrt wird. Mikroskopieaufnahmen im Pola-

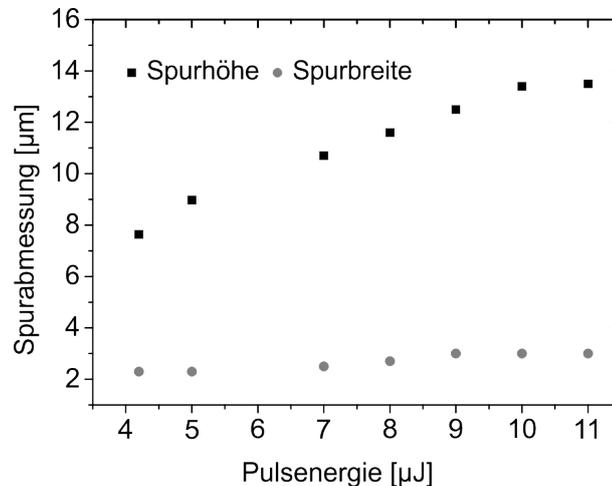


Abbildung 4.22: Abhängigkeit der Spurbmessungen des SLT- Kristalls bei Pulsenergien von $E_P = 4 \mu\text{J} - 11 \mu\text{J}$ ohne überlagerte Oszillation.

risationskontrast wurden aufgenommen, um induzierte Spannungen im Material zu detektieren. In Abbildung 4.23 sind drei verschiedene Fälle gezeigt. In Abbildung 4.23 a) und b) sind Spuren im Querschnitt dargestellt, die mit $E_P = 4,2 \mu\text{J}$ beziehungsweise mit $E_P = 11 \mu\text{J}$ hergestellt wurden. Neben den Spuren sind helle Bereiche zu erkennen, die auf eine spannungsinduzierte Doppelbrechung hinweisen. Bei der Herstellung mit $E_P = 11 \mu\text{J}$ sind diese Bereiche heller und reichen weiter in den Bereich zwischen den Spuren hinein. Für die Modifikationen mit überlagerter Oszillation ($E_P = 4,2 \mu\text{J}$) ergibt sich ein verändertes Bild (Abbildung 4.23 c)). Die Bereiche mit Doppelbrechung sind deutlich heller und ausgedehnter als bei den Modifikationen ohne überlagerte Oszillation. Die Einstellungen des verwendeten Mikroskops war bei allen Aufnahmen der Bilder identisch. Die Doppelbrechung wird folglich durch die Oszillation während des Herstellungsprozesses vergrößert. Die mikroskopische Untersuchung zeigt, dass prinzipiell Spuren in SLT mit Hilfe des fs-Lasers geschrieben und eine Brechungsindexänderung induziert werden kann. Erste Untersuchungen der Wellenleitung zeigten, dass alle Wellenleiter ohne überlagerte Oszillation, Moden mit Verlusten von weniger als $D = 2 \text{ dB/cm}$ führen können. Die Wellenleiter mit überlagerter Oszillation zeigten multimodige Wellenleitung mit hohen Verlusten. Auf eine weitere Untersuchung dieser Strukturen wird daher an dieser Stelle verzichtet. Es konnten verschiedene Bereiche ausgemacht werden, in denen Wellenleitung stattfand. Die wellenleitenden Bereiche sind, nach Abbildung 4.2, (a), (c) oder (d). In welchen Bereichen Wellenleitung auftritt, hängt von der Polarisationsrichtung des eingekoppelten Lichts ab. In Abbildung 4.24 sind beispielhaft Nahfeldprofile der geführten Moden dargestellt. In Abbildung a) und b) sind für eine Pulsenergie von $E_P = 11 \mu\text{J}$ Moden gezeigt, die bei Spurbständen von $d = 18 \mu\text{m}$ und $d = 20 \mu\text{m}$ im Bereich (a) geleitet werden. Die Transmission für Licht ist maximal, wenn es parallel zur y -Achse polarisiert ist. Die Modengröße beträgt $2w_x = 12,6 \mu\text{m}$ und $2w_y = 16,5 \mu\text{m}$, die Mode ist also elliptisch mit einem Aspektverhältnis von 1,3. Für einen

¹In Pr: YLF ergibt sich beispielsweise eine Spurbhöhe von $H = 15 \mu\text{m}$ bei einer Pulsenergie von $E_P = 1,0 \mu\text{J}$.

4 Charakterisierung der Wellenleiter

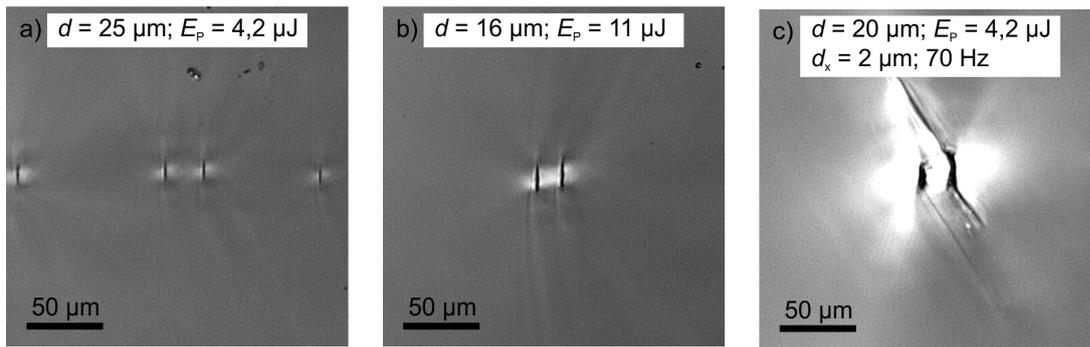


Abbildung 4.23: Mikroskopieaufnahmen im Polarisationskontrast-Modus von Doppelspuren im Kristall SLT im Querschnitt. Alle Mikroskopieaufnahmen wurden mit den selben Mikroskopeinstellungen aufgenommen.

Abstand $d = 20 \mu\text{m}$ ist die Mode verzerrt, die Modenfelddurchmesser sind $2w_x = 14,0 \mu\text{m}$ und $2w_y = 15,8 \mu\text{m}$. Derselbe Wellenleiter zeigt das Verhalten, dass Licht gleicher Polarisationsrichtung auch in den Bereichen (d) geleitet wird (siehe Abbildung 4.24 d)). Die Mode ist jedoch weniger stark eingegrenzt und Leakage in den Volumenkristall tritt auf. Für den Fall, dass das Licht parallel zur x -Achse polarisiert ist, ergeben sich wellenleitende Bereiche unter beziehungsweise oberhalb der Spur (Bereiche (c)). Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 4.24 c) gezeigt. Auch hier ist eine schwächere Eingrenzung der Mode als im Bereich (a) zu erkennen. In Abbildung 4.25 a) sind für die Pulsenergie von $E_p = 11 \mu\text{J}$ und Spurbständen von $d = 12 \mu\text{m} - 20 \mu\text{m}$ die Modendurchmesser $2w_x$ und $2w_y$ dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Ausdehnung der Moden in x -Richtung linear mit dem Spurbstand zunimmt. Dies ist durch die Abgrenzung durch die Spur in dieser Richtung bedingt. In y -Richtung jedoch ist die Ausdehnung nahezu unabhängig vom Spurbstand. Ein Grund hierfür ist der spannungsinduzierte Brechungsindexverlauf. Entgegen der Erwartung durch die mikroskopische Untersuchung ergibt sich eine rotationssymmetrische Mode auch in dem Wellenleiter mit $d = 20 \mu\text{m}$. In der Abbildung 4.25 b) sind für einen Spurbstand von $d = 20 \mu\text{m}$ bei veränderlichen Pulsenergien die Modendurchmesser aufgetragen. Für Pulsenergien $E_p < 9 \mu\text{J}$ ändert sich der Modendurchmesser von ca. $2w_x = 17 \mu\text{m}$ in x -Richtung nur gering ($< 10 \%$), ab $E_p = 10 \mu\text{J}$ verringert sich dieser auf einen Wert von $2w_x = 14 \mu\text{m}$. Der Durchmesser in y -Richtung für Pulsenergien $E_p > 8 \mu\text{J}$ verändert sich mit $2w_y = 16,5 \mu\text{m}$ nur gering. Erst bei geringeren Pulsenergien vergrößert sich der Modendurchmesser aufgrund schlechterer Eingrenzung durch die spannungsinduzierte Doppelbrechung im Bereich über/unter der Doppelspuren. Nahezu symmetrische Moden ergeben sich bei Pulsenergien von $E_p = 8 \mu\text{J}$ und $9 \mu\text{J}$. Werden für die Wellenleiter die Dämpfungswerte bestimmt, ergibt sich der in Abbildung 4.26 a) dargestellte Zusammenhang. Für Wellenleiter, geschrieben mit einer Pulsenergie von $E_p = 11 \mu\text{J}$ erkennt man eine Verringerung der Dämpfung mit zunehmenden Spurbstand. Eine Erklärung dafür ist, dass der Einfluss der Spuren, die als Streuzentren für das Licht dienen, geringer ist wenn der Spurbstand steigt. Ein größerer Spurbstand kann ebenfalls eine höhere Einkoppeleffizienz zur Folge haben, was sich in diesem Fall auch auf einen geringeren Dämpfungswert auswirkt. Zugleich wächst auch der Durchmesser der geführten Mode. Für eine spätere Anwendung in der nichtlinearen Optik ist jedoch eine möglichst kleine Mode von Vorteil, so dass ein Optimum aus Modengröße und Dämpfung gefunden werden muss. Ein vielversprechendes Ergebnis zeigt sich für einen Wellenleiter, der mit einem Spurbstand von $d = 18 \mu\text{m}$ geschrieben wurde. Dort liegt ein Minimum des Dämpf-

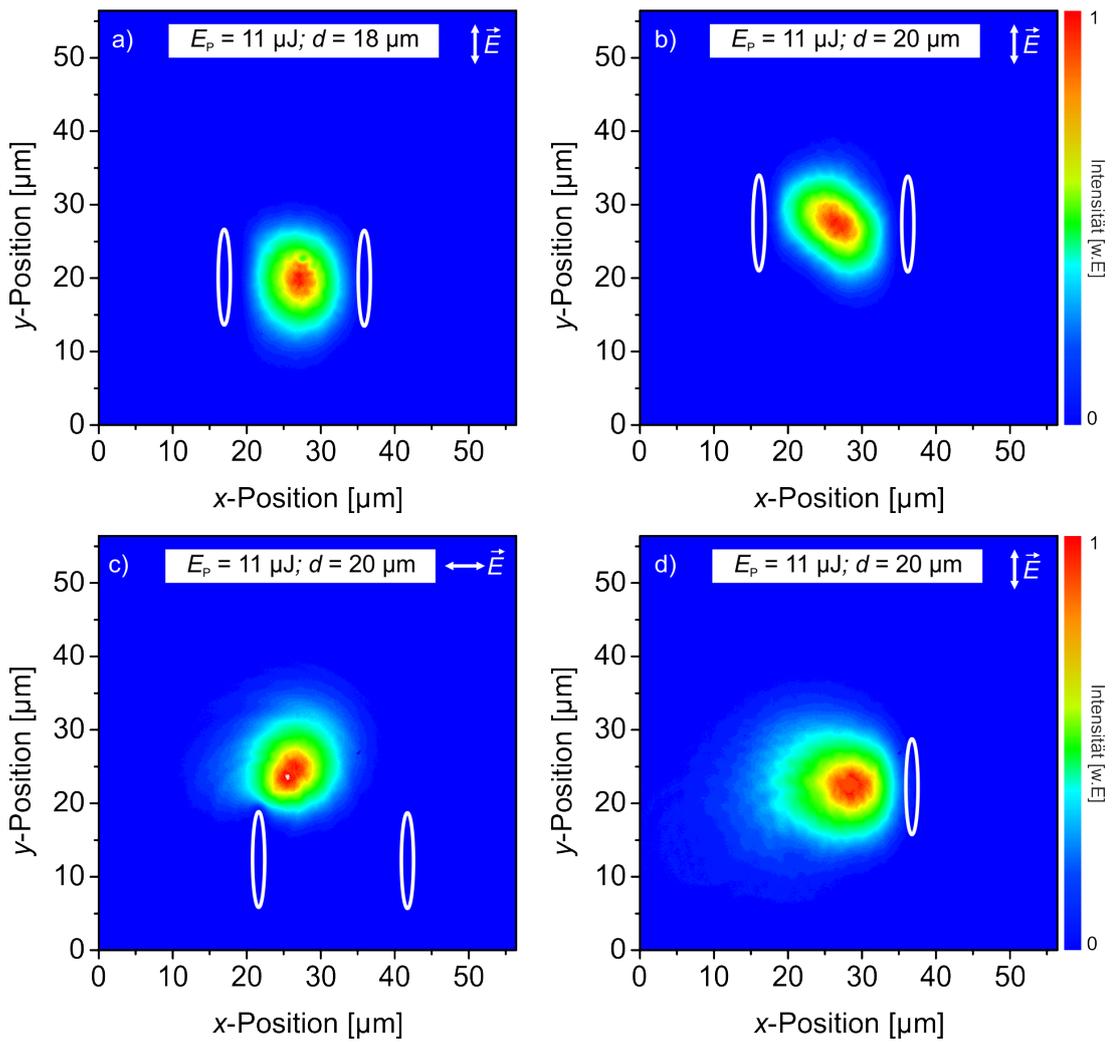


Abbildung 4.24: Nahfeldaufnahmen der geleiteten Moden in SLT für Spurbstände von $d = 18 \mu\text{m}$ a) und $20 \mu\text{m}$ b) – d) geschrieben mit einer Pulsenergie von $E_p = 11 \mu\text{J}$. Für die Moden gezeigt in b) – d) sind je nach Polarisationsrichtung des eingekoppelten Lichtes die Bereiche in denen Wellenleitung stattfindet verschieden.

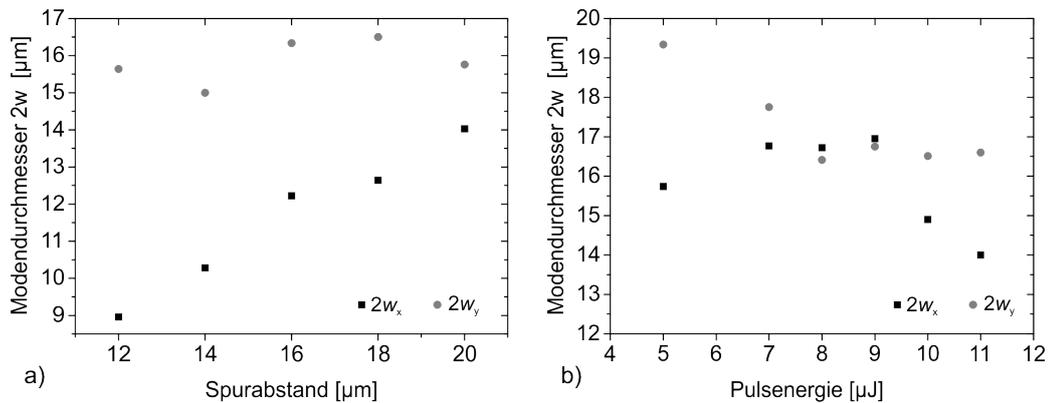


Abbildung 4.25: Modendurchmesser der SLT Wellenleiter bei Spurbständen von $d = 12 \mu\text{m} - 20 \mu\text{m}$ und einer Pulsenergie von $E_p = 11 \mu\text{J}$ a). Bei Pulsenergien von $E_p = 5 \mu\text{J} - E_p = 11 \mu\text{J}$ und einem konstanten Spurbstand von $d = 20 \mu\text{m}$ ergeben sich die in b) dargestellten Modendurchmesser.

4 Charakterisierung der Wellenleiter

fungswertes von $D \approx 1$ dB/cm vor. In der Abbildung 4.26 b) sind die Ergebnisse für Wellenleiter, die mit Pulsenergien von $E_P = 4 \mu\text{J} - 11 \mu\text{J}$ und konstantem Spurbstand von $d = 20 \mu\text{m}$ hergestellt wurden, aufgetragen. Hier zeigt sich, dass die Dämpfung eines Wellenleiters bei einer Energie von $E_P = 4 \mu\text{J}$ aufgrund geringer Eingrenzung der Mode bei $D = 5$ dB/cm liegt. Bei Pulsenergien von $E_P = 5 \mu\text{J} - 8 \mu\text{J}$ verringert sich die Dämpfung auf Werte um $D = 2,5$ dB/cm. Für Pulsenergien über $9 \mu\text{J}$ verringert sich die Dämpfung auf ungefähr $D = 2$ dB/cm. Jedoch zeigt sich für den Fall eines Wellenleiters ($d = 18 \mu\text{m}$ und $E_P = 11 \mu\text{J}$), dass Verluste im Bereich von $D = 1,0$ dB/cm durchaus realisierbar sind. Da die Strukturierung und Charakterisierung der

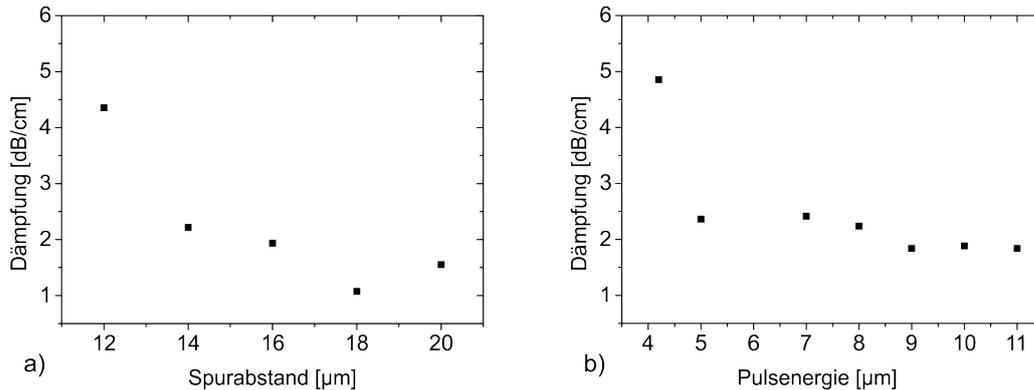


Abbildung 4.26: Dämpfungen der Wellenleiter in Abhängigkeit des Spurbstandes von $d = 12 \mu\text{m} - 20 \mu\text{m}$, hergestellt mit einer Pulsenergie von $E_P = 11 \mu\text{J}$ a). Bei konstanten Spurbstand von $d = 20 \mu\text{m}$ und veränderlichen Pulsenergien von $E_P = 4 \mu\text{J} - 11 \mu\text{J}$ ergeben sich die in b) gezeigten Dämpfungswerte.

SLT-Wellenleiter erst zum Ende dieser Arbeit begonnen werden konnte, sind die hier gezeigten Ergebnisse eher für die Eingrenzung des Parameterraums zur Herstellung verlustarmer Wellenleiter in weiterführenden Experimenten zu sehen.

4.12.1 Zusammenfassung zur Wellenleitung in SLT

TYP II Wellenleiter konnten in das Material SLT geschrieben werden. Es konnte polarisationsabhängige Wellenleitung mit einer Dämpfung von ca. 1 dB/cm sowie Modendurchmessern von $12,6 \mu\text{m} \times 16,5 \mu\text{m}$ realisiert werden. Die benötigte Pulsenergie für diesen Wellenleiter ist mit $11 \mu\text{J}$ deutlich höher als für die anderen untersuchten Materialien.

Aufbauend auf dieser Arbeit sollte eine weiterführende Optimierung der Herstellungsparameter durchgeführt werden. Anschließend können Wellenleiter in periodisch gepoltem SLT geschrieben werden und diese für Experimente in der nichtlinearen Optik eingesetzt werden. Eine weitere Ansatz besteht darin, die bereits strukturierte Probe nachträglich periodisch zu polen. Dieser Ansatz ermöglicht darüber hinaus den Einfluss der fs-Laserstrukturierung auf den Prozess der periodischen Polung zu untersuchen.

5 Wellenleiterlaser im sichtbaren Spektralbereich

In diesem Kapitel werden einleitend einige Grundlagen der Laserphysik erläutert und der experimentelle Rahmen für die durchgeführten Laserexperimente vorgestellt. Im Anschluss werden die Ergebnisse der charakterisierten Wellenleiterlaser in Pr:YLF präsentiert.

Im Jahr 2011 konnte erstmals Lasertätigkeit in einem Typ II Wellenleiter in Pr:SrAl₁₂O₁₉ gezeigt werden [Cal11]. Die dort verwendete Typ II Geometrie ermöglichte eine gute Eingrenzung der Moden bei gleichzeitig geringen Verlusten. In Pr:SrAl₁₂O₁₉ liegt die Wellenleiterdämpfung bei $D = 0,12$ dB/cm und damit deutlich unter den hier gezeigten Verlusten in Pr:YLF [Cal11]. Reichert *et al.* [Rei13b] konnten in weiteren Experimenten im Jahr 2013 Ausgangsleistungen von über $P_{\text{out}} = 1$ W im roten (644 nm) und $P_{\text{out}} = 500$ mW im tiefroten (729 nm) Spektralbereich demonstrieren. Es konnte ebenfalls erstmals ein grün emittierender Wellenleiterlaser in diesem Material realisiert werden.

In planaren Wellenleitern in Pr:YLF, die mit Flüssigphasenepitaxie hergestellt wurden, konnte rote und orange Laseremission erreicht werden [Sta13]. Die Ausgangsleistungen und differentiellen Wirkungsgrade waren moderat. In diesem Jahr konnte in vergleichbaren Wellenleiterlasern die Ausgangsleistung und der differentielle Wirkungsgrad ($\eta_s = 40$ % bei $\lambda_L = 639$ nm und $\eta_s = 32$ % bei $\lambda_L = 604$ nm) deutlich gesteigert werden. Auch Emission im grünen Spektralbereich ($\lambda_L = 522,5$ nm) konnte im quasi-kontinuierlichem Regime realisiert werden [Bol14].

5.1 Grundlagen der Laserphysik

In diesem Abschnitt werden diejenigen Zusammenhänge erläutert, die für die Erklärung erzielter Ergebnisse für Wellenleiterlaser von Bedeutung sind. Eine deutlich tiefergehende Betrachtung kann in der Literatur nachgeschlagen werden [Sie86, Sve98]. Für eine anfängliche Charakterisierung eines Lasers sind die Laserschwelle und der differentielle Wirkungsgrad Größen, welche die Qualität eines Lasers beschreiben. Darüber hinaus ist das Modenprofil, das vom Wellenleiter geführt wird, eine wichtige Kenngröße. Weisen diese drei Größen vielversprechende Resultate auf, können im Anschluss weiterführende Experimente zum Beispiel zur Möglichkeit der Integrierbarkeit in miniaturisierte, kompakte Lasersysteme untersucht werden.

5.1.1 Laserschwelle

Ein Laser besteht im einfachsten Fall aus einem aktiven Medium, zwei Spiegeln und einer Pumpquelle. Im aktiven Medium wird Besetzungsinversion durch die Zufuhr von Energie, zum Beispiel in Form von Pumplicht erreicht. Spontan emittierte Photonen aus einem angeregten Zustand können bei geeigneter Wahl der um das aktive Medium befindlichen Spiegel in das aktive

5 Wellenleiterlaser im sichtbaren Spektralbereich

Medium zurückgekoppelt werden. Dies führt dann zu stimulierter Emission weiterer Photonen. Die Änderung des Photonенflusses F durch stimulierte Emission innerhalb des Resonators in z -Richtung kann mit Hilfe von

$$\frac{dF}{dz} = \sigma_{\text{gain}}(\lambda) FN_t \quad (5.1)$$

beschrieben werden. Dabei ist $\sigma_{\text{gain}}(\lambda)$ der wellenlängenabhängige Verstärkungswirkungsquerschnitt und N_t die Dichte der optisch aktiven Ionen im Medium. Der Verstärkungswirkungsquerschnitt wird durch

$$\sigma_{\text{gain}}(\lambda) = \frac{N_o}{N_t} \sigma_{\text{em}}(\lambda) - \frac{N_u}{N_t} \sigma_{\text{abs}}(\lambda) \quad (5.2)$$

definiert. Dabei sind N_o und N_u die Besetzungsdichten des oberen und unteren Laserniveaus, σ_{abs} und σ_{em} sind die effektiven Wirkungsquerschnitte für Übergänge zwischen den Multipletts für Absorption und Emission. Wenn $\sigma_{\text{gain}} > 0$, wird der Photonенfluss F verstärkt.

Um Laseroszillation zu erreichen, müssen die vorliegenden Resonatorumlaufverluste 2γ durch die Verstärkung kompensiert werden. Die Verluste setzen sich aus Auskoppelverlusten γ_1, γ_2 durch die Resonatorspiegel mit den Transmissionen T_1, T_2 , sowie internen Verlusten γ_i zusammen. In γ_i wiederum sind Absorptions-, Streu- und Beugungsverluste a des Resonators, sowie Verluste im aktiven Medium L_i beinhaltet. Die Verluste werden meist in logarithmierten Werten angegeben und es gilt:

$$\gamma_1 = -\ln(1 - T_1) \quad (5.3)$$

$$\gamma_2 = -\ln(1 - T_2) \quad (5.4)$$

$$\gamma_i = -[\ln(1 - a) + \ln(1 - L_i)] \quad (5.5)$$

$$2\gamma = 2\gamma_i + \gamma_1 + \gamma_2. \quad (5.6)$$

Der Laserprozess wird üblicherweise über Ratengleichungen beschrieben, aus denen sich unter der Annahme eines ortsunabhängigen Modells die Laserschwelle P_{thr} , also die erforderliche Pumpleistung bei der die Verluste durch Verstärkung ausgeglichen werden, berechnen lässt. Für Vier-Niveau-Laser, wie sie im Fall von Pr:YLF vorliegen, ist die Laserschwelle durch

$$P_{\text{thr}} = \frac{1}{\eta_P} \cdot \frac{h\nu_P A_P \gamma}{\sigma_{\text{em}}(\lambda_L) \tau_{\text{eff}}} \quad (5.7)$$

gegeben. Die Pumpeffizienz η_P gibt an, welcher Anteil der absorbierten Pump photons zur Besetzung des oberen Laserniveaus beiträgt. Der Faktor $h\nu_P$ ist die Photonенenergie der Pumpstrahlung, A_P die Querschnittsfläche des gepumpten Bereichs und τ_{eff} ist die effektive Lebensdauer des oberen Laserniveaus. Man erkennt, dass für eine niedrige Laserschwelle eine kleine gepumpte Querschnittsfläche und geringe Verluste von Vorteil sind. Fs-lasergeschriebene Wellenleiter führen typischerweise Moden mit Durchmessern im Bereich von $10 \mu\text{m} - 20 \mu\text{m}$, was für das Erreichen einer niedrigen Laserschwelle vorteilhaft ist. Sind die Verluste hingegen zu groß, kann bei limitierter Verfügbarkeit von Pumpleistung die Laserschwelle nicht erreicht werden. Darüber hinaus ist es vorteilhaft, Lasermaterialien mit großem $\sigma_{\text{em}} \tau_{\text{eff}}$ -Produkt zu verwenden.

5.1.2 Differentieller Wirkungsgrad

Nach Erreichen der Laserschwelle und weiterer Erhöhung der absorbierten Pumpleistung nimmt die Ausgangsleistung P_{out} im idealen Fall linear zu. Der Zusammenhang wird durch den differentiellen Wirkungsgrad η_s beschrieben. Der differentielle Wirkungsgrad kann mit Hilfe von

$$\eta_s = \frac{dP_{\text{out}}}{dP_{\text{P,abs}}} = \frac{v_L}{v_P} \cdot \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2\gamma}. \quad (5.8)$$

berechnet werden. Verschiedene Einflussfaktoren führen dazu, dass der tatsächlich erreichbare differentielle Wirkungsgrad vom idealen Wirkungsgrad abweicht. Es können weitere Faktoren eingeführt werden, die diese Größen beschreiben. Gleichung 5.8 wird zu

$$\eta_s = \eta_P \cdot \eta_{\text{oc}} \cdot \eta_q \cdot \eta_o \quad (5.9)$$

modifiziert. Die Größe η_P aus Gleichung 5.7 gibt die Pumpeffizienz an und die Auskoppel-effizienz wird durch $\eta_{\text{oc}} = (\gamma_1 + \gamma_2)/2\gamma$ beschrieben. Die Stokes-Effizienz ist $\eta_q = v_L/v_P$ und η_o ist die Überlapp-effizienz zwischen Pump- und Laserstrahlung. Es lassen sich damit einige grundlegende Aussagen für die Realisierung eines Lasers mit hohem differentiellen Wirkungsgrad treffen. Unter der Annahme einer idealen Pumpeffizienz ($\eta_P = 1$), kann der differentielle Wirkungsgrad durch einen optimierten Überlapp zwischen Pump- und Laserstrahlung gesteigert werden. Hier lässt sich wieder ein großer Vorteil von Wellenleiterlasern erkennen, die bei geeigneter Wahl der wellenleitenden Strukturen einen optimalen Überlapp über die gesamte Länge des aktiven Mediums gewährleisten können. Für Wellenleiterlaser, die teilweise selbst hohe Verluste aufweisen, sollte der Auskoppelgrad für die Laserstrahlung durch die Resonatorspiegel ebenfalls möglichst hoch sein, um eine hohe Auskoppel-effizienz zu erzielen. Einher geht jedoch damit, dass die Laserschwelle ansteigt. Limitierend für das Erreichen eines hohen differentiellen Wirkungsgrades ist die Stokes-Effizienz des Laserschemas. Wird in den Gleichungen 5.7 und 5.8 nicht die absorbierte Pumpleistung, sondern die eingestrahlte Leistung verwendet, ist ein weiterer Faktor η_{abs} notwendig. Dieser berücksichtigt die Absorptionseffizienz.

5.2 Pr:YLF Wellenleiterlaser

In diesem Kapitel werden die realisierten Wellenleiterlaser auf Basis von Pr:YLF gezeigt. Es konnte Lasertätigkeit im orangefarbenen und tiefroten Spektralbereich erzielt werden [Mül12]. Zur Anregung des Pr:YLF standen zwei Pumpquellen zur Verfügung, um die unterschiedlichen Absorptionsmaxima (siehe Kapitel 3.6) zu adressieren. Verwendet wurden einerseits auf InGaN basierende Laserdioden mit Zentralwellenlängen von $\lambda_P = 444,0$ nm und spektralen Bandbreiten von $\Delta\lambda = 2$ nm. Die Ausgangsleistung einer Laserdiode betrug dabei maximal $P_{\text{max}} = 1$ W. Die Beugungsmaßzahlen variierten je nach verwendeter Laserdiode. Durchschnittlich lagen bei maximaler Ausgangsleistung die Werte bei $M_x^2 = 1,5$ und $M_y^2 = 5,8$. Dabei bezeichnet x die sogenannte fast axis, und y die slow axis der Laserdiode. Des weiteren wurde ein frequenzverdoppelter optisch gepumpter Halbleiterlaser (2 ω -OPSL, Coherent Taipan) mit einer Wellenlänge von $\lambda = 479,1$ nm, einer spektralen Bandbreite von $\Delta\lambda = 0,1$ nm und einer maximalen Ausgangsleistung von $P_{\text{max}} = 5$ W verwendet. Die Beugungsmaßzahlen des elliptischen Strahls waren $M_x^2 = 2,7$ und $M_y^2 = 2,9$. Daher ist weder mit der Laserdiode noch mit dem 2 ω -OPSL eine optimale Einkopplung in grundmodige Wellenleiter gegeben. Die Wellenleitercharakteristik

5 Wellenleiterlaser im sichtbaren Spektralbereich

zeigte (siehe Kapitel 4.9.1), dass bessere Strahlqualitäten der Pumpquellen für eine ideale Einkopplung der Strahlung notwendig sind. Die Einkoppeleffizienz ist daher nicht 100 %, konnte jedoch aufgrund der Absorption und Streuung der Pumpstrahlung nicht verlässlich bestimmt werden. Die optimale Einkopplung wurde dabei mit Hilfe unterschiedlicher Linsen und Mikroskopobjektive experimentell ermittelt. Für die durchgeführten Experimente wurden unterschiedliche Versuchsaufbauten verwendet und je nach Anforderung angepasst. Dies beinhaltet zum Beispiel die Wahl der Einkoppellinse oder der Resonatorgeometrie.

5.2.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau, wie er meistens für die untersuchten Kristalle verwendet wurde, ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Als Pumpquellen dienen die oben beschriebenen Laserdiode oder der 2ω -OPSL. Mit Hilfe eines $\lambda/2$ -Plättchens und einer optischen Diode konnte die eingestrahlte Pumpleistung stufenlos variiert werden. Zusätzlich schützt die optische Diode vor ungewollten Rückreflexionen in die Pumpquelle. Über Umlenkspiegel und ein weiteres $\lambda/2$ -Plättchens das zur Einstellung der Polarisation der eingestrahlten Pumpstrahlung dient, wird die Strahlung mit Hilfe einer Einkoppellinse in die Wellenleiter eingekoppelt. Die ausgekoppelte Laserstrahlung aus den Wellenleitern wurde mit Hilfe eines $50\times$ Mikroskopobjektivs auf ein Leistungsmessgerät beziehungsweise auf eine CCD-Kamera (*DataRay Inc. WinCamD-UCD15*) abgebildet. Nicht absorbierte Pumpleistung wurde mit einem Farbfilter von der Laserstrahlung getrennt. Bei den gewählten Kristalllängen betrug die absorbierte Pumpleistung jeweils über 98 %. Die Einkoppellinse, die als resonatorinterne Linse ausgelegt war, wurde je nach Wellenleiter und Pumpquelle so gewählt, dass die Einkopplung der Strahlung optimal war. Ebenfalls diente die für den sichtbaren Spektralbereich antireflektierend beschichtete Linse als resonatorstabilisierendes Element. Im Falle der Laserdiode als Pumpquelle diente dafür ein $10\times$ Mikroskopobjektiv, im Falle des 2ω -OPSL eine achromatische Linse mit einer Brennweite von $f = 40$ mm. Um möglichst effiziente Laseroszillation zu erzielen, wurden aufgrund der Wellenleiterverluste Auskoppelspiegel mit höheren Transmissionen gewählt, als es für Pr:YLF-Laser üblich ist [Met14].

Es sei ebenfalls erwähnt, dass die hier angegebenen Werte für die eingestrahlte Pumpleistung nur um die Fresnelreflexionen an den Endflächen des Kristalls korrigiert wurden. Die Einkoppeleffizienz wurde nicht berücksichtigt und der differentielle Wirkungsgrad kann entsprechend besser sein. Die angegebenen Auskoppelgrade der Spiegel sind die Kombination beider Spiegel und es lag eine Auskopplung der Strahlung in beide Richtungen vor. Die in Richtung der Pumpquelle transmittierte Laserleistung wurde mit einem dichroitischen Umlenkspiegel auf ein weiteres Leistungsmessgerät gelenkt. Die angegebene Ausgangsleistung ist somit die Summe der Leistungen, die in beide Richtungen emittierten. Die Wellenlängen der realisierten Laser wurden mit einem Fourier-Transformationsspektrometer gemessen.

5.2.2 Diodengepumpter Pr:YLF Wellenleiterlaser

Der verwendete Kristall Pr:YLF mit Wellenleitern in Typ III Konfiguration wurde mit der Laserdiode angeregt. Es konnte Lasertätigkeit bei $\lambda_L = 604,3$ nm und $\lambda_L = 720,2$ nm realisiert werden. Der Wellenleiter, gezeigt in Abbildung 4.8 auf Seite 54, der mit acht Spüren in einer rhombischen Struktur bei einer Pulsenergie von $E_P = 0,8$ μ J geschrieben wurde, verfügte bei

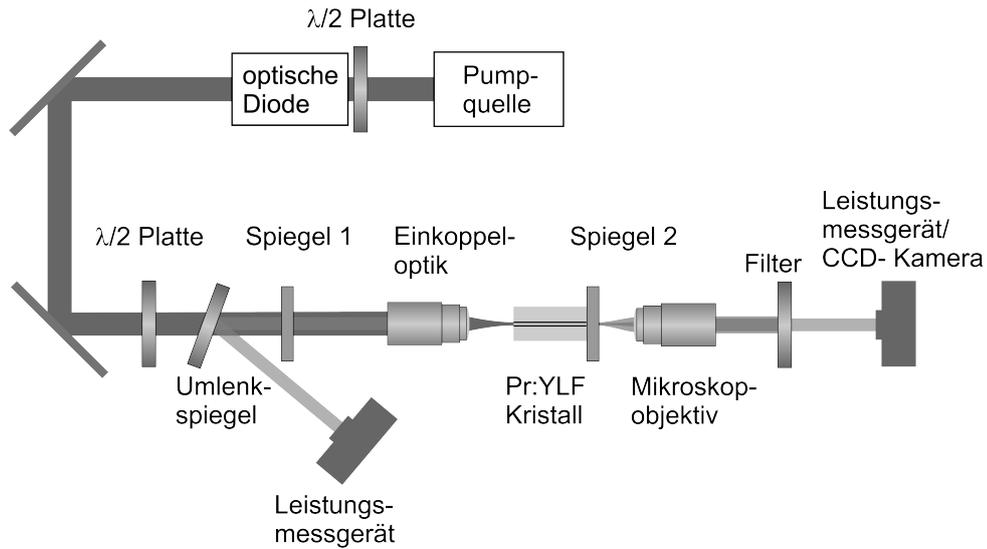


Abbildung 5.1: Versuchsaufbau für die Realisierung der Pr:YLF Wellenleiterlaser.

einer Dämpfung von $D = 2,3 \text{ dB/cm}$ über ausreichend Verstärkung, um Laseroszillation zu ermöglichen. Der Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda_L = 604,3 \text{ nm}$ zeigte eine Laserschwelle von $P_{\text{thr}} = 360 \text{ mW}$ und einen differentiellen Wirkungsgrad von $\eta_s = 5,6 \%$. Die maximale Ausgangsleistung betrug $P_{\text{out}} = 26 \text{ mW}$ bei einer eingestrahnten Leistung von $P_p = 800 \text{ mW}$. Die nominelle Transmission der Spiegel betrug dabei $T_{604} = 56 \%$. Der Laserübergang bei $\lambda_L = 720,2 \text{ nm}$ konnte bei einer Laserschwelle von $P_{\text{thr}} = 234 \text{ mW}$ und einem differentiellen Wirkungsgrad von $\eta_s = 2 \%$ betrieben werden. Die maximale Ausgangsleistung betrug $P_{\text{out}} = 12 \text{ mW}$. Die nominelle Spiegeltransmission lag in diesem Fall bei $T_{720} = 24 \%$. Die Leistungscharakteristik des Lasers ist in Abbildung 5.2 a) dargestellt. Der Laser war während der

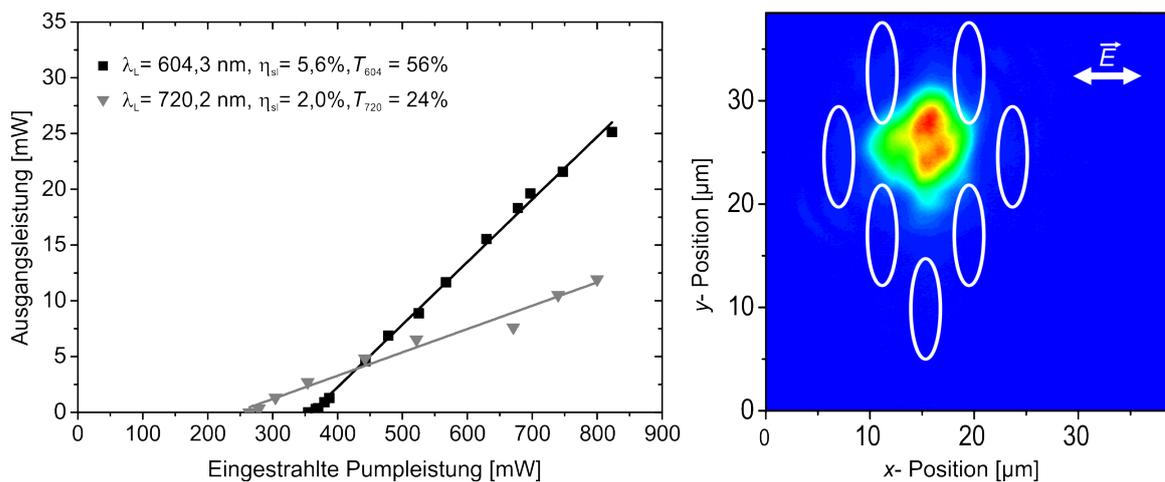


Abbildung 5.2: Gesamtausgangsleistung in Abhängigkeit der eingestrahnten Pumpleistung im Kristall Pr:YLF I a) und die Wellenleitermode des Lasers bei 604 nm und einer Ausgangsleistung von $P_{\text{out}} = 26 \text{ mW}$.

Justage instabil und anfällig gegenüber Erschütterung. Dies kann hauptsächlich auf den Luftspalt zwischen Auskoppelspiegel und Kristallendfläche zurückgeführt werden. Der Luftspalt

5 Wellenleiterlaser im sichtbaren Spektralbereich

zwischen den beiden Elementen betrug nur einige μm was zu variierenden Auskoppelgraden aufgrund des Fabry-Perot Effekts führen kann. Abhängig von der Justage des Kristalls, führte dies zu Schwankungen in der Ausgangsleistung. Andere Kombinationen von Resonatorspiegeln oder Einkoppellinsen führten zu keiner Steigerung der Effizienz oder Verringerung der Laserschwelle. Auch durch die Verwendung weiterer Wellenleiter, die mit ähnlichen Parametern hergestellt wurden, konnten nur ähnlich gute, jedoch keine besseren Ergebnisse erzielt werden. Bei der maximalen Ausgangsleistung von $P_{\text{out}} = 26 \text{ mW}$ ($\lambda_L = 604 \text{ nm}$) wurde das Modenprofil mit Hilfe der CCD-Kamera aufgenommen. Dargestellt ist die Lasermode in Abbildung 5.2 b). Deutlich zu sehen ist, dass die Mode durch die Spuren, welche durch die weißen Ellipsen in der Abbildung angedeutet sind, aberriert ist. Die Abmessungen der geführten höheren, jedoch fast runden Mode betragen $2w_x = 12,9 \mu\text{m}$ und $2w_y = 10,9 \mu\text{m}$. Da Wellenleitung nur parallel zur c -Achse des Kristalls möglich war (Kapitel 4.9.1), konnten nur Laserübergänge realisiert werden, deren Emission auch parallel zur c -Achse polarisiert war.

Während der Experimente war zu beobachten, dass eine direkte Fokussierung der Pumpstrahlung auf die Kristallendfläche teilweise dazu führte, dass diese an den Orten der Wellenleiter zerstört wurden. Ursache könnten Verunreinigungen auf der Oberfläche des Kristalls sein. In Abbildung 5.3 ist die Aufsicht des Pr:YLF Kristalls mit Wellenleitern gezeigt. An der oberen Kante des Kristalls sind die Zerstörungen zu erkennen. Sie weisen im Vergleich zur Größe der Wellenleiter deutlich ausgedehntere Abmessungen von ca. $100 \mu\text{m}$ Breite auf. Es handelt sich um thermisch induzierte Zerstörungen, welche die weitere Verwendungen des jeweiligen Wellenleiters ohne erneute Politur unmöglich machte.

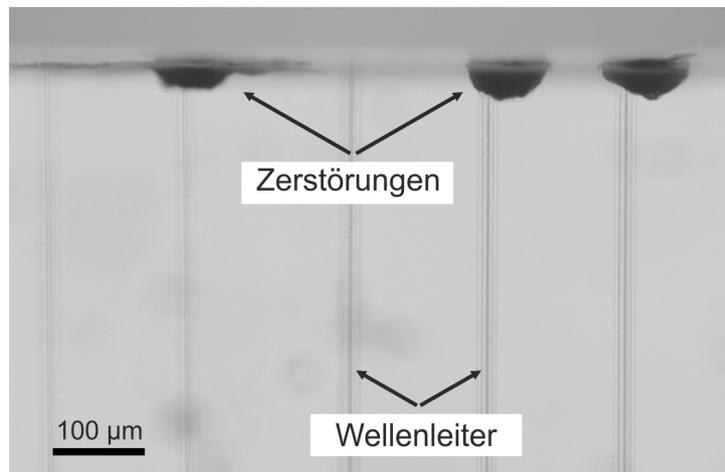


Abbildung 5.3: Zerstörte Kristallendfläche des Pr:YLF durch zu intensive Fokussierung der Pumpstrahlung.

5.2.3 2ω -OPSL gepumpter Pr:YLF Wellenleiterlaser

Durch den Einsatz des 2ω -OPSL als Anregungsquelle konnte die verfügbare Pumpleistung weiter erhöht werden. Mit einem Typ III Wellenleiter im Kristall Pr:YLF II, der aus 24 parallelen Einzelspuren bestand konnte ebenfalls Lasertätigkeit im orangefarbenen Spektralbereich erzielt werden. Die 24 Einzelspuren waren auf einem Kreis mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ angeordnet. Die Pulsenergie bei der Strukturierung betrug $E_P = 0,6 \mu\text{J}$ und die Verfahrgeschwindigkeit wurde zu $v = 250 \mu\text{m/s}$ gewählt. Es war außerdem parasitäre Laseremission bei $\lambda_L = 698 \text{ nm}$

zu beobachten. Dieser Laser konnte jedoch nicht weiter charakterisiert werden, da sich dieses Ergebnis nach einem erfolgreichen ersten Versuch nicht reproduzieren ließ. Wie in Abbildung 5.4 zu erkennen, betrug die maximale Ausgangsleistung der orangefarbenen Strahlung $P_{\text{out}} = 28 \text{ mW}$ bei einer eingestrahlenen Leistung von $P_{\text{p}} = 1900 \text{ mW}$. Die Laserschwelle war mit $P_{\text{thr}} = 500 \text{ mW}$ ca. 30 % höher, als im Fall des diodengepumpte Wellenleiterlasers. Die nominelle Spiegeltransmission betrug $T_{604} = 11,2 \%$. Wegen der geringeren Wellenleiterverluste (siehe Kapitel 4.9.2) und der geringen Spiegeltransmission ist eigentlich eine geringere Laserschwelle zu erwarten. Bei der Wahl einer höheren Spiegeltransmission war keine Lasertätigkeit möglich. Geringere Auskoppelgrade führten ebenfalls zu keiner Steigerung der Lasereffizienz. Diese schlechte Lasercharakteristik konnte hauptsächlich auf drei Gründe zurückgeführt

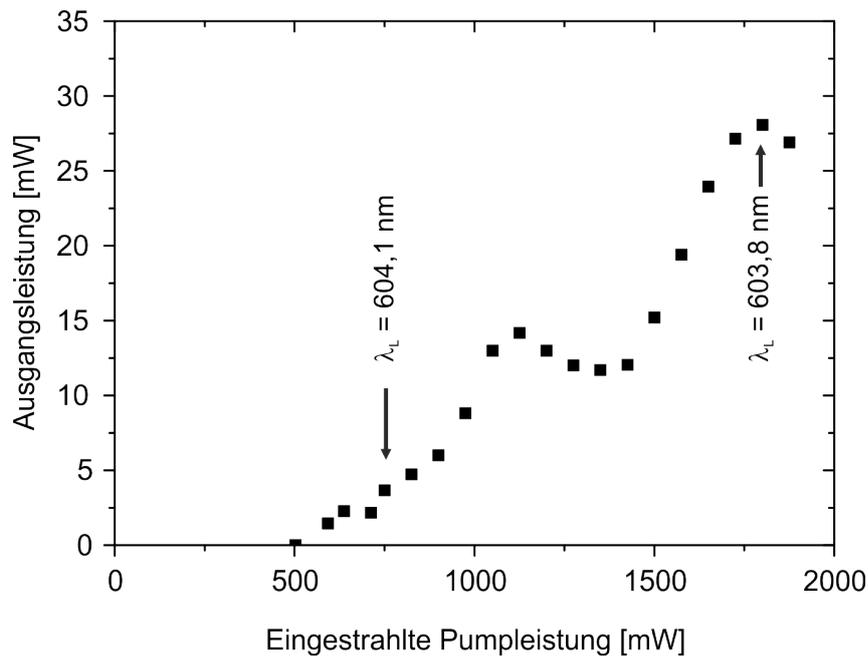


Abbildung 5.4: Gesamtausgangsleistung in Abhängigkeit der eingestrahlenen Pumpleistung im Kristall Pr:YLF II.

werden. Die Einkoppeleffizienz ist trotz Wahl einer optimalen Einkoppellinse mit $f = 40 \text{ mm}$ Brennweite nicht 100 %. Dies führt zu einer Erhöhung der Laserschwelle und Minderung des differentiellen Wirkungsgrades. Des Weiteren ist in der Abbildung kein lineares Verhalten zwischen eingestrahelter Pumpleistung und Ausgangsleistung zu erkennen. Bei einer Erhöhung der Pumpleistung ist eine Verschiebung der Emissionswellenlänge beobachtet worden. Bei einer eingestrahlenen Pumpleistung bis ca. $P_{\text{p}} = 1 \text{ W}$ ist die Emissionswellenlänge $\lambda_{\text{L}} = 604,1 \text{ nm}$. Durch die Erhöhung der eingestrahlenen Leistung auf ca. $P_{\text{p}} = 1,9 \text{ W}$ verschiebt sich die Laserwellenlänge um $0,3 \text{ nm}$ ins kurzwellige zu $\lambda_{\text{L}} = 603,8 \text{ nm}$. Dieser Laser konnte ebenfalls aufgrund eventueller thermischer Effekte nicht stabil betrieben werden, so dass während der Messung mehrmals der Wellenleiter neu justiert werden musste. Ein weiterer Grund für die vorliegende Lasercharakteristik kann in Abbildung 5.5 erkannt werden. Sowohl die Pumpstrahlung, (Abbildung 5.5 a)) als auch die Laserstrahlung (Abbildung 5.5 b)) wurden in dem verwendeten Wellenleiter nicht grundmodig, sondern in höheren Moden geleitet. Der Überlapp ist nicht optimal, es entstehen weitere Verluste und die Pumpeffizienz nimmt ab. Eine Angabe der Durchmesser für die Moden ist nicht sinnvoll.

5 Wellenleiterlaser im sichtbaren Spektralbereich

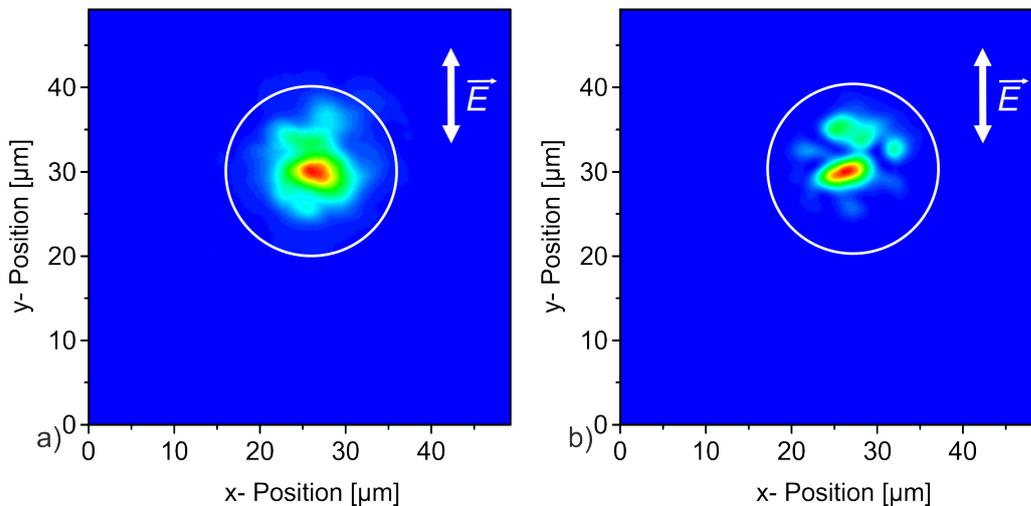


Abbildung 5.5: Wellenleitermoden bei maximaler Pumpstrahlung von $P_p = 1900 \text{ mW}$ a) und des Lasers bei $\lambda_L = 604 \text{ nm}$ und einer Ausgangsleistung von $P_{\text{out}} = 28 \text{ mW}$ b).

5.3 Zusammenfassung fs-lasergeschriebene Wellenleiterlaser

Laser auf Basis von Typ III Wellenleitern in Pr:YLF konnten im orangefarbenen und tiefroten Spektralbereich realisiert werden. Dies war die erste Demonstration eines fs-lasergeschriebenen Wellenleiterlasers in Pr:YLF. Im Fall des diodengepumten Wellenleiterlasers wurde die maximale Ausgangsleistung von $P_{\text{out}} = 26 \text{ mW}$ (604 nm) und der differentielle Wirkungsgrad von $\eta_s = 5,6 \%$ (604 nm) hauptsächlich durch die vorhandenen Wellenleiterverluste limitiert. Auch die Einkoppeffizienz ist aufgrund der Strahlqualität der Laserdiode gering, was zu einer weiteren Minderung der Lasereffizienz beiträgt. Die geführten Moden zeigten durch die rhombisch angeordneten Spuren Aberrationen und stabile Lasertätigkeit war nicht über den gesamten Experimentierzeitraum möglich. Abhilfe könnte schaffen, dass die Resonatorspiegel direkt auf die Endflächen des Kristalls aufgebracht werden. Dadurch kann die Justageempfindlichkeit verringert und auf die resonatorinterne Einkoppellinse verzichtet werden. Der Hauptaspekt liegt jedoch in den Verlusten des Wellenleiters selbst. Durch Optimierung der Herstellungsparameter ist eine Verringerung der Dämpfung anzustreben. Erste Schritte diesbezüglich wurde durch die Anordnung der Spuren in zirkularer Geometrie, durch die Anpassung der Schreibenergie und der Schreibgeschwindigkeit erreicht.

Für einen Durchmesser von $\varnothing = 20 \mu\text{m}$ unter Anregung mit dem 2ω -OPSL konnte ebenfalls ein Laser realisiert werden. Die vergleichsweise geringen Verluste ($D < 0,7 \text{ dB/cm}$) weisen auf mögliche effiziente Wellenleiterlaser hin. Jedoch ist zur Zeit der limitierende Faktor, dass diese Wellenleiter noch multimodig sind. In weiterführenden Experimenten sollte die systematische Variation der Herstellungsparameter der Wellenleiter im Vordergrund stehen. Eine Verwendung weiterer Pumpquellen, zum Beispiel Laserdioden wird die Laserergebnisse nicht verbessern. Auch die weitere Untersuchung dieses Wellenleiters hinsichtlich der Lasercharakteristik ist zum jetzigen Zeitpunkt verfrüht.

Ein auf Pr:KYF (siehe Kapitel 4.8) basierender Wellenleiterlaser konnte in weiteren Experimenten realisiert werden. Ein von der Universität Pisa zur Verfügung gestellter Kristall war 15,5 mm lang und hatte eine Dotierungskonzentration von 0,8 at%. Es konnte Lasertätigkeit in

5.3 Zusammenfassung fs-lasergeschriebene Wellenleiterlaser

einem Typ II Wellenleiter bei einer Wellenlänge von $\lambda_L = 610 \text{ nm}$ mit einer maximalen Ausgangsleistung von $P_{\text{out}} = 3,3 \text{ mW}$ erzielt werden. Weiterführende Experimente hinsichtlich der Steigerung der Ausgangsleistung und Realisierung weiterer Wellenlängen, sowie die vollständige Charakterisierung dieses Wellenleiterlasers sind in Planung.

6 Nichtlineare Frequenzkonversion

Für nichtlineare Prozesse wie die Frequenzkonversion werden im Allgemeinen hohe elektrische Feldstärken von fundamentaler Strahlung benötigt. Diese hohen Feldstärken bewirken, dass der Kristall mit dem die Strahlung wechselwirkt, ein nichtlineares Verhalten zeigt. Dabei können durch die Verwendung wellenleitender Strukturen erhebliche Effizienzsteigerungen der Frequenzkonversion erzielt werden [Ris03, Lau12]. Zurückführen lässt sich dies auf die Möglichkeit der Leitung der fundamentalen und der erzeugten Strahlung innerhalb des Wellenleiters über eine lange Interaktionsstrecke. Schon bei der Verwendung von Strahlung mit einer geringen Feldstärke kann eine vergleichsweise hohe Konversionseffizienz im Einfachdurchgang durch den nichtlinearen Kristall erzielt werden.

Im folgenden Kapitel wird zu Beginn ein allgemeiner, theoretischer Einstieg in das Thema Frequenzkonversion in nichtlinearen Kristallen sowie Wellenleiter in nichtlinearen Medien gegeben. Es folgen Simulationen auf Basis der Theorie, um wichtige Einflussgrößen der Frequenzverdopplung (auch SHG¹ genannt) diskutieren zu können. Dazu zählen die erzielbare Ausgangsleistung, die Konversionseffizienz sowie die Toleranzen hinsichtlich der Kristalltemperatur und Fundamentalwellenlänge. Darüber hinaus ist auch die Toleranz der Qualität der periodischen Polung für quasi-phasenangepasste Kristalle fundamental.

Die hier gezeigte, verkürzte theoretische Betrachtung ist für die Frequenzverdopplung gültig, kann aber leicht auf weitere nichtlineare Prozesse (Summen- und Differenzfrequenzgenerierung) angepasst werden. Eine deutlich tiefergehende Abhandlung der nichtlinearen Optik kann in der Literatur nachgeschlagen werden [Blo65, Boy03, Ris03]. In den folgenden Betrachtungen werden alle verwendeten Formeln in Abhängigkeit der Leistung und nicht der Intensität beziehungsweise der elektrischen Feldstärke angegeben. Die hier gezeigten Simulationen basieren auf bereits veröffentlichten Daten und eigenen experimentellen Ergebnissen der Materialien KTP und PPKTP.

Vorteile und Nachteile gegenüber der Frequenzverdopplung in Volumenkristallen werden anschließend behandelt. Abschließend werden die experimentell ermittelten Ergebnisse der Frequenzverdopplung in den grünen und blauen Spektralbereich gezeigt und die Machbarkeit weiterer nichtlinearer Prozesse diskutiert.

6.1 Frequenzverdopplung in Volumenkristallen

Für die Frequenzverdopplung werden häufig Laser als fundamentale Strahlung verwendet, die eine gaußförmige Intensitätsverteilung aufweisen. Es gibt eine optimale Fokussierbedingung der fundamentalen Strahlung mit einem Kompromiss aus Interaktionslänge im Kristall und der erzielbaren Intensität in der fokalen Ebene. Dies entspricht einer konfokalen Fokussierung in den Kristall. In einer von Boyd und Kleinman entwickelten Theorie wird ein

¹SHG: Abkürzung für Second Harmonic Generation

6 Nichtlineare Frequenzkonversion

Fokussierparameter nach

$$\xi = \frac{L}{b}, \text{ mit } b = 2\pi n_f w_0^2 / \lambda_f \quad (6.1)$$

definiert [Boy68]. Dabei ist L die Länge des nichtlinearen Kristalls und b der sogenannte konfokale Parameter, der der doppelten Rayleighlänge entspricht. Der Strahlradius w_0 der fundamentalen Strahlung der Wellenlänge λ_f wird in der fokalen Ebene gemessen. Liegt ideale Phasenanpassung vor, kann die Konversionseffizienz η_b der Frequenzverdopplung, also der Quotient aus generierter Leistung P_{sh} und fundamentaler Leistung P_f , im Volumenkristall zu

$$\eta_b = \frac{P_{sh}}{P_f} = \frac{16\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 c \lambda_f^3 n_f n_{sh}} P_f L h(B, \xi) \quad (6.2)$$

ausgedrückt werden, wobei d_{eff} der effektive nichtlineare Koeffizient ist. Je nach Typ der Phasenanpassung wird d_{eff} durch die zugehörigen nichtlinearen Koeffizienten des Materials ersetzt. Im Fall Quasi-phasenangepasster Frequenzverdopplung wird der Koeffizient zusätzlich um den Faktor $2/(m\pi)$ verringert [Pas12]. Welche Ordnung m der Quasi-Phasenanpassung verwendet werden kann, hängt vom Material und der gewählten Wellenlänge der Konversion ab. Die Brechungsindizes n_f, n_{sh} des Materials gelten für die fundamentale und zweite harmonische Wellenlänge und können mit Hilfe der Sellmeier-Gleichungen bestimmt werden. Die weiteren Größen sind die Vakuumlichtgeschwindigkeit c , die Vakuumpermittivität ϵ_0 und der vereinfachte Boyd-Kleinman Term $h(B, \xi)$. Der Parameter B beschreibt den sogenannten Walk-off der verwendeten Strahlungen. Gibt es kein Auseinanderlaufen des fundamentalen und zweiten harmonischen Lichtes ($B = 0$), kann nach einigem Umformen der Zusammenhang für die Konversionseffizienz unter Vernachlässigung von Verlusten in Volumenkristallen für optimale Fokussierung zu

$$\eta_b(B = 0) = \frac{P_{sh}}{P_f} = \frac{8\pi d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 c \lambda_f^2 n_f^2 n_{sh} w_0^2} P_f L^2 \quad (6.3)$$

berechnet werden. Unter der Einhaltung der optimalen Fokussierbedingung geht ein beliebiges Verlängern der Kristalllänge L aufgrund der Verwendung eines Gaußstrahls nur mit einem gleichzeitig größer werdenden Strahlradius einher. Anders ausgedrückt, ergibt sich für einen konstanten konfokalen Parameter b , dass die Konversionseffizienz nur noch linear mit der Kristalllänge L anwächst. Diese Gleichung 6.3 ist darüber hinaus nur gültig, wenn eine Abnahme der fundamentalen Leistung durch den Verdopplungsprozess (sog. Depletion) zu vernachlässigen ist. Ein allgemeiner Zusammenhang kann durch eine modifizierte Gleichung gegeben werden, in der auch depletion berücksichtigt wird. In diesem Fall ergibt sich für die Ausgangsleistung der erzielten frequenzverdoppelten Strahlung zu

$$P_{sh} = P_f \tanh^2 \left(\sqrt{\frac{8\pi d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 c \lambda_f^2 n_f^2 n_{sh} w_0^2} P_f \cdot L} \right), \quad (6.4)$$

beziehungsweise gilt für die Konversionseffizienz

$$\eta_b = \frac{P_{sh}}{P_f} = \tanh^2 \left(\sqrt{\frac{8\pi d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 c \lambda_f^2 n_f^2 n_{sh} w_0^2} P_f \cdot L} \right). \quad (6.5)$$

Um die unter verschiedenen Experimentierbedingungen erzielten Konversionseffizienzen miteinander vergleichbar zu machen, wird eine Normierung durchgeführt. Für geringe Konversionseffizienzen ($< 10\%$), wo Depletion vernachlässigbar ist, wird diese auf eine Kristalllänge von $L = 1\text{ cm}$ und eine eingestrahlte Leistung von $P_f = 1\text{ W}$ bezogen.

Die normierten Konversionseffizienz ist

$$\eta_{b,\text{norm}} = \frac{P_{\text{sh}}}{P_f^2 \cdot L} \left[\frac{\%}{\text{W} \cdot \text{cm}} \right] \quad (6.6)$$

und ist damit eine Kennzahl für die Effizienz der Frequenzkonversion.

6.2 Frequenzverdopplung in Wellenleitern

Verwendet man statt eines Volumenkristalls Wellenleiter, so kann die Beschränkung der idealen Fokussierung unter Einhaltung des konfokalen Parameters aufgehoben werden. Können innerhalb des Wellenleiters sowohl die fundamentale als auch die frequenzverdoppelte Mode geleitet werden, ändert sich bei deren Propagation entlang des Kristalls die Feldverteilung idealerweise nicht. Die Modengröße wird ausschließlich durch den Wellenleiter definiert. Es kann jedoch sein, dass sich die Modengrößen, oder die Positionen der fundamentalen und die frequenzverdoppelten Mode unterscheiden [Lau88]. Um dies in die Berechnung zur Konversionseffizienz einfließen zu lassen, kann ein effektiver Überlapp zwischen den Moden berechnet werden. Ist im allgemeinen Fall eine Feldverteilung einer Mode innerhalb des Wellenleiters gemäß

$$E(x, y, z) = \frac{1}{2} A(z) B(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)} + c.c. \quad (6.7)$$

gegeben, wobei $A(z)$ die Amplitude, $B(x, y)$ die transversale Feldverteilung der Welle und $c.c.$ der komplex konjugierter Anteil sind, so kann die Feldverteilung mit

$$\iint_{-\infty}^{\infty} B^2(x, y) dx dy = 1 \quad (6.8)$$

normiert werden. Wird nun ein Überlapp I_o zwischen dem Quadrat der fundamentalen Feldverteilung B_f und zweiten harmonischen Feldverteilung B_{sh} zu

$$I_o = \iint_{-\infty}^{\infty} B_{\text{sh}}(x, y) B_f^2(x, y) dx dy \quad (6.9)$$

definiert, folgt die effektive Überlappfläche der beiden Feldverteilungen zu

$$A_o = 1/I_o^2. \quad (6.10)$$

Die Größe I_o besitzt die Einheit $[1/\text{m}]$ und die effektive Überlappfläche A_o die Einheit $[\text{m}^2]$. Für geringe Konversionseffizienzen, also vernachlässigbarer Depletion der Fundamentalwelle, kann die Ausgangsleistung der frequenzverdoppelten Strahlung im Wellenleiter allgemein mit

$$P_{\text{sh}} = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 c n_f^2 n_{\text{sh}} \lambda_f A_o} \frac{P_f^2 \sin^2(\frac{1}{2} \Delta\beta L)}{(\frac{1}{2} \Delta\beta L)^2} L^2 \quad (6.11)$$

6 Nichtlineare Frequenzkonversion

berechnet werden. Die Phasenanpassungsbedingung $\sin^2(\frac{1}{2}\Delta\beta L)/(\frac{1}{2}\Delta\beta L)^2$ erreicht den Maximalwert 1 für ideal phasenangepasste Frequenzverdopplung. Die Größe $\Delta\beta$ ist die Phasenfehlanpassung zwischen fundamentaler und frequenzverdoppelter Welle. Welche Faktoren, die Toleranzen der Phasenanpassung beeinflussen, wird im weiteren Verlauf der Arbeit in Abschnitt 6.2.1 erläutert. Unter der Annahme idealer Phasenanpassung ($\Delta\beta = 0$) wird in einem Wellenleiter die Konversionseffizienz zu

$$\eta = \frac{P_{\text{sh}}}{P_{\text{f}}} = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 c n_{\text{f}}^2 n_{\text{sh}} \lambda_{\text{f}} A_0} P_{\text{f}} L^2 \quad (6.12)$$

berechnet. Es sei erwähnt, dass für Wellenleiter typischerweise nicht die Brechungsindizes n_{f} und n_{sh} benutzt werden, sondern ein Brechungsindex n_{eff} . Dieser hängt neben der Wellenlänge auch vom Modenprofil der geführten Mode ab. In guter Näherung kann für den hier vorliegenden Fall jedoch mit n_{f} und n_{sh} gerechnet werden. Treten in den Wellenleitern Verluste in Form von Absorption oder Streuung auf, hat das eine Abschwächung der fundamentalen und der zweiten harmonischen Welle zur Folge. Dies kann mit Hilfe von Verlustfaktoren $\alpha_{\text{f}}, \alpha_{\text{sh}}$ berücksichtigt werden. In der Gleichung 6.12 wird die Propagationslänge L im Wellenleiter durch eine effektive Länge

$$L_{\text{eff}} = \frac{e^{-\alpha_{\text{f}}L} - e^{-\frac{\alpha_{\text{sh}}L}{2}}}{\alpha_{\text{f}} - \frac{\alpha_{\text{sh}}}{2}} \quad (6.13)$$

ersetzt [Ris03]. Unter der Berücksichtigung von Depletion folgt daraus analog zu Gleichung 6.4 für die Leistung der frequenzverdoppelten Strahlung

$$P_{\text{sh}} = P_{\text{f}} \tanh^2 \left(\sqrt{\frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 c n_{\text{f}}^2 n_{\text{sh}} \lambda_{\text{f}}^2 A_0} P_{\text{f}} \cdot L_{\text{eff}}} \right) \quad (6.14)$$

beziehungsweise für die Konversionseffizienz

$$\eta = \frac{P_{\text{sh}}}{P_{\text{f}}} = \tanh^2 \left(\sqrt{\frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 c n_{\text{f}}^2 n_{\text{sh}} \lambda_{\text{f}}^2 A_0} P_{\text{f}} \cdot L_{\text{eff}}} \right). \quad (6.15)$$

Analog zu 6.6 kann auch die Konversionseffizienz für die Frequenzkonversion in Wellenleitern durch

$$\eta_{\text{norm}} = \frac{P_{\text{sh}}}{P_{\text{f}}^2 \cdot L^2} \left[\frac{\%}{\text{W} \cdot \text{cm}^2} \right] \quad (6.16)$$

normiert werden. Im Unterschied zum Volumenkristall wird die Normierung jedoch auf das Quadrat der Länge des Kristalls durchgeführt.

Im Vergleich zur Frequenzkonversion in Volumenkristallen ergeben sich also folgende Unterschiede für die Frequenzkonversion in Wellenleitern:

- Die Konversionseffizienz in Volumenkristallen wächst linear mit L und πw_0^2 aufgrund der konfokalen Fokussierung.
- Die Konversionseffizienz in Wellenleitern wächst überproportional mit L und umgekehrt proportional mit A_0 , da die effektive Überlappfläche unabhängig von der Kristalllänge ist.

An den Gleichungen 6.5 und 6.15 kann man leicht ableiten, was notwendig ist, um eine hohe Konversionseffizienz zu erzielen. Eine Erhöhung wird durch eine Steigerung der eingestrahlten Fundamentalleistung erreicht. Auch ein längerer Kristall erhöht die Effizienz, wenn im Fall von Wellenleitern die Verluste diesen Vorteil nicht unterdrücken. Der Faktor $d_{\text{eff}}^2/n_f^2 n_{\text{sh}}$ ist ein Materialparameter und daher ein fundamentales Maß für die erzielbare Effizienz der Frequenzkonversion.

6.2.1 Akzeptanzbandbreiten der Frequenzverdopplung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde davon ausgegangen, dass perfekte Phasenanpassung zwischen der fundamentalen und der erzeugten Welle vorlag. Dies ist aufgrund verschiedener Faktoren im Experiment nicht immer gegeben. Diese Faktoren sind Variationen vom Optimum in der Wellenlänge, der Temperatur und für periodisch gepolte Materialien die Polungsperiode. Der Prozess der Frequenzverdopplung kann somit nicht beliebig über die gesamten Temperatur- oder Wellenlängenbereiche gleich effizient ablaufen. Es wird daher eine Bandbreite definiert, bei der noch 50 % der frequenzverdoppelten Strahlung generiert wird. Auf eine genauere Betrachtung und Herleitung wird hier verzichtet und auf gängige Literatur verwiesen [Fej92, Sut03]. Für die Parameter Wellenlänge, Kristalltemperatur und periodischen Polung werden die Ergebnisse angegeben.

Wellenlänge

Die Bandbreite der Phasenanpassung im Bezug auf die Wellenlänge wird durch die Dispersion $\partial n/\partial \lambda$ des Materials bestimmt. Sie kann durch

$$\Delta \lambda_{\text{sh}} = \frac{1,391 \lambda_f}{\pi L} \left| \frac{n_{\text{sh}} - n_f}{\lambda_f} + \frac{\partial n_f}{\partial \lambda_f} - \frac{1}{2} \frac{\partial n_{\text{sh}}}{\partial \lambda_{\text{sh}}} \right|^{-1} \quad (6.17)$$

berechnet werden. Der erste Term im Betrag würde für Typ II-Phasenanpassung ($n_f = n_{\text{sh}}$) verschwinden. Die weiteren Terme $\frac{\partial n_f}{\partial \lambda_f}$ und $\frac{\partial n_{\text{sh}}}{\partial \lambda_{\text{sh}}}$ erhält man durch die Ableitungen der Sellmeier-Gleichungen (siehe Anhang) für die verwendeten Wellenlängen.

Temperatur

Mit der Temperatur ändert sich auch die spektrale Akzeptanzbandbreite der Phasenanpassung. Der Brechungsindex des Materials ändert sich durch Temperaturveränderung. Der Verlauf kann durch die Terme $\frac{\partial n}{\partial T}$ ausgedrückt werden. Zusätzlich weist das Material einen thermischen Ausdehnungskoeffizienten α auf. Die Bandbreite wird nach

$$\Delta T = \frac{1,391 \lambda_f}{\pi L} \left| \frac{\partial n_{\text{sh}}}{\partial T} - \frac{\partial n_f}{\partial T} + \alpha(n_{\text{sh}} - n_f) \right|^{-1} \quad (6.18)$$

bestimmt. Die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Temperatur kann beispielsweise für die drei Achsen des KTP Kristalls nach [Wie93] zu

$$\partial n_x / \partial T = (1,427 \lambda^{-3} - 4,735 \lambda^{-2} + 8,711 \lambda^{-1} + 0,952)(10^{-6} / ^\circ \text{C}) \quad (6.19)$$

$$\partial n_y / \partial T = (4,269 \lambda^{-3} - 14,761 \lambda^{-2} + 21,232 \lambda^{-1} - 2,113)(10^{-6} / ^\circ \text{C}) \quad (6.20)$$

$$\partial n_z / \partial T = (12,415 \lambda^{-3} - 44,414 \lambda^{-2} + 59,129 \lambda^{-1} - 12,101)(10^{-6} / ^\circ \text{C}) \quad (6.21)$$

6 Nichtlineare Frequenzkonversion

entwickelt werden. Die Abbildung 6.1 zeigt den Verlauf der Brechungsindexänderung $\frac{\partial n}{\partial T}$ (berechnet mit Gleichungen 6.19 – 6.21) in Abhängigkeit der Wellenlänge für KTP. Deutlich zu erkennen ist, dass mit kürzeren Wellenlängen der Term $\frac{\partial n}{\partial T}$ stark zunimmt. Dies bedeutet, dass die Bandbreite der Phasenanpassung für kürzere Wellenlängen kleiner wird. Für die Fre-

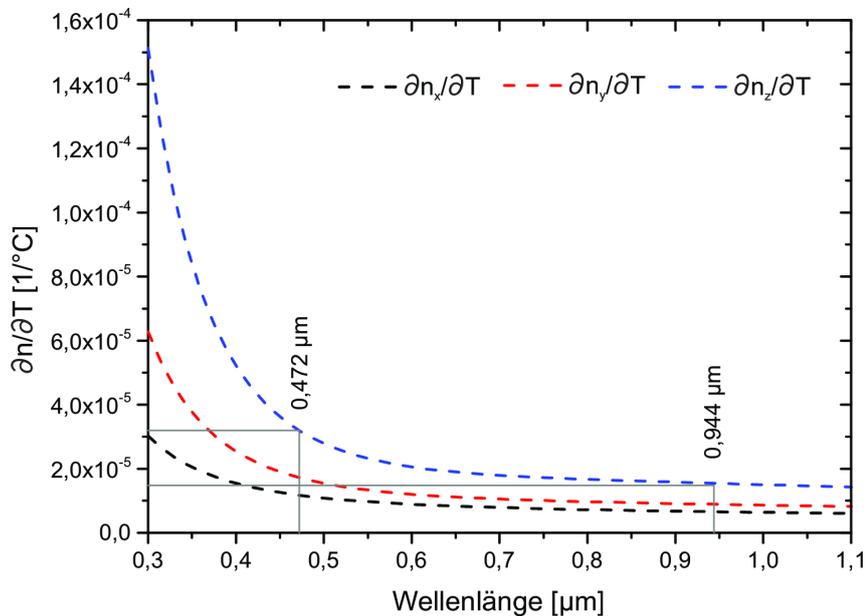


Abbildung 6.1: Temperaturbedingte Änderung des Brechungsindex in Abhängigkeit der Wellenlänge für die drei Achsen des KTP Kristalls nach Gleichungen 6.19 – 6.21. Beispielsweise sind die Werte für die Wellenlängen der Frequenzverdopplung in PPKTP gekennzeichnet.

quenzverdopplung in dem in dieser Arbeit verwendeten PPKTP sind die zugehörigen Größen der Brechungsindexänderung in der Abbildung gekennzeichnet.

Periodische Polung

Auch eine Inhomogenität der Periodenlänge Λ bei periodisch gepolten Kristallen beeinflusst die Bandbreite der Phasenanpassung $\Delta\Lambda$. Der Zusammenhang zwischen $\Delta\Lambda$ und der Periodenlänge ist durch

$$\Delta\Lambda = \frac{1,77\Lambda}{Nm} \quad (6.22)$$

gegeben. Die Bandbreite nimmt mit steigender Anzahl der Perioden N und der Ordnung m der Phasenanpassung ab. Kleinere Periodenlängen, wie sie für die Frequenzverdopplung in den sichtbaren Spektralbereich notwendig sind, führen zu geringen Bandbreiten. Durch einen längeren Kristall wird bei selber Periodenlänge die Anzahl N der Perioden erhöht, was zu einer weiteren Verringerung der Bandbreite führt. Vernachlässigt wird hier eine Inhomogenität in der Periodizität der Struktur.

Es wurden zwei weitere Mechanismen vernachlässigt. Eine Verkipfung des Kristalls hat ebenfalls eine Phasenfehlanspassung zur Folge. Bei wellenleitenden Strukturen ändert sich jedoch zusätzlich die Einkopplung der Strahlung durch Verkippen des Kristalls, deren Einfluss auf die Frequenzkonversion deutlich größer ist.

6.3 Simulationsrechnungen zur Frequenzverdopplung in KTP und PPKTP

Die Emissionsbandbreite der Quellen für die fundamentale Wellenlänge war stets deutlich geringer als die Akzeptanzbandbreite der nichtlinearen Kristalle. Eine theoretische Betrachtung der Winkelabhängigkeit und der spektralen Bandbreite auf die Phasenanpassung kann in der Literatur nachgeschlagen werden [Bar83].

Aus den Überlegungen der Phasenanpassung zur Frequenzverdopplung kann folgendes geschlossen werden.

- Durch eine Variation der Fundamentalwellenlänge und der Temperatur des Kristalls kann gezielt die Phasenanpassung optimiert werden.
- In periodisch gepolten Kristallen kann durch die Wahl einer geeigneten Periodenlänge eine konkrete Wellenlänge phasenangepasst werden.
- Ein längerer periodisch gepolter Kristall führt zu einer schmaleren Bandbreite der Phasenanpassung.

6.3 Simulationsrechnungen zur Frequenzverdopplung in KTP und PPKTP

Basierend auf den Gleichungen 6.4 und 6.14 wurden Simulationen durchgeführt. Diese gaben Aufschluss über die in Experimenten erzielbare Ausgangsleistung und Effizienz des Konversionsprozesses. Der Einfluss der Kristalllänge und der eingestrahltten Fundamentalleistung wurde in Abhängigkeit der Dämpfung für die wellenleitenden Strukturen simuliert und mit Ergebnissen der Volumenkristalle verglichen. Die Simulationsparameter sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Die Materialparameter sind aus der Literatur bekannt. Die Werte der Dämpfung wurden zu 0,1 dB/cm, 0,8 dB/cm und 2,0 dB/cm gewählt. Die Kristalllänge wurde zwischen 0 – 5 cm, die eingestrahelte Fundamentalleistung zwischen 0 – 10 W geändert. Im Fall der effektiven Überlappfläche basieren die Werte auf experimentellen Messergebnissen. Zusätzlich wurde eine realistisch erzielbare effektive Überlappfläche abgeschätzt, um deren Einfluss auf die Ausgangsleistung und Effizienz zu verdeutlichen. Für die Simulationen wurde angenommen, dass die Dämpfung im Wellenleiter für die Fundamentalwelle und die generierte Welle gleich sind. Verluste im Volumenkristall wurden vernachlässigt.

Parameter	KTP	PPKTP	
Fundamentalwellenlänge λ_f	1080	943	[nm]
Brechungsindex n_f	1,829	1,836	
Brechungsindex n_{sh}	1,886	1,912	
Nichtlinearer Koeffizient d_{eff}	2,35	11	[pm/V]
eff. Überlappfläche A_o	465; 1285	100; 465	[μm^2]

Tabelle 6.1: Simulationsparameter für die Berechnung der Ausgangsleistung in Abhängigkeit der eingestrahltten Leistung und der Kristalllänge für die Kristalle KTP und PPKTP.

6.3.1 Simulationsergebnisse für KTP

Für die Wellenleiter und den Volumenkristall in KTP wurden in Abhängigkeit der Kristalllänge die Ausgangsleistung bei einer Eingangsleistung von 1 W berechnet. In Abbildung 6.2 a) sind die Simulationsergebnisse für eine im Experiment berechnete effektive Überlappfläche von $A_0 = 1285 \mu\text{m}^2$ dargestellt. Nach Gleichung 6.14 ist in den Wellenleitern für eine geringe Konversionseffizienz ein nahezu quadratischer Zusammenhang zwischen Eingangs- und Ausgangsleistung zu erwarten. Bei einer Dämpfung von 0,1 dB/cm ist dies auch bis zur maximal simulierten Kristalllänge von 5 cm der Fall. Ein längerer Kristall wirkt sich im simulierten Bereich also immer positiv auf die erzielbare Ausgangsleistung aus. Abweichungen vom quadratischen Zusammenhang ergeben sich hier durch die auftretende Dämpfung, die nach Gleichung 6.13 die effektive Länge des Kristalls verkürzen. Im Fall von 2 dB/cm erkennt man, dass ab einer Länge von ca. 2,5 cm wieder weniger Ausgangsleistung generiert wird. Dies ist der direkte Einfluss der Dämpfung. Es zeigt sich auch, dass es aufgrund der in der Regel höheren Verluste in Wellenleitern effektiver sein kann, einen Volumenkristall zu verwenden (schwarze Linien in Abbildung 6.2 a) – f)). Bei der hier gewählten effektiven Überlappfläche sind bei Verlusten von 0,8 dB/cm sowie 2,0 dB/cm bis zu einer Kristalllänge von 5 cm die Ausgangsleistungen immer geringer als im Volumenkristall. Erkennbar ist hier auch der lineare Zusammenhang für den Volumenkristall. Für jede Kristalllänge wurde eine optimale Fokussierung und damit Strahltaile innerhalb des Kristalls berechnet. Ein anderes Bild ergibt sich bei einer Annahme einer kleineren effektiven Überlappfläche. In der Abbildung 6.2 b) ist dieses für ein $A_0 = 465 \mu\text{m}^2$ dargestellt. Qualitativ zeigt sich ein ähnlicher Zusammenhang wie in Abbildung 6.2 a). Durch die geringere effektive Überlappfläche wird in den Wellenleitern bis zur Dämpfung von 2 dB/cm mehr Ausgangsleistung erzielt als im Volumenkristall. Eine Verlängerung des Kristalls ab einer Länge von 1 cm bis auf eine Länge bis 5 cm ist sinnvoll, wenn die Verluste geringer sind als 2 dB/cm.

In einem 1 cm langen Kristall wird der Strahl bei konfokaler Fokussierung auf einen Strahldurchmesser von ca. $20 \mu\text{m}$ fokussiert. Dieser weitet sich durch die Divergenz auf ca. $50 \mu\text{m}$ an den Endflächen auf. Es ist offensichtlich, dass unter ansonsten gleichen Bedingungen im Wellenleiter nur bessere Ergebnisse erzielt werden können, wenn A_0 in der selben Größenordnung wie πw_0^2 oder wenig größer ist. Da die Verluste in Wellenleitern typischerweise größer sind als in Volumenkristallen sind viel kleinere Überlappflächen notwendig. Wird nun die Kristalllänge von 1 cm gewählt, ergeben sich für die jeweiligen effektiven Überlappflächen die in Abbildung 6.2 c) und d) gezeigten Kurven für die Ausgangsleistung der frequenzverdoppelten Strahlung in Abhängigkeit der eingestrahnten Leistung von bis zu 10 W. Hier zeigen sich die nahezu quadratischen Zusammenhänge für die Wellenleiter und den Volumenkristall. In Abbildung 6.2 c) sind die Ergebnisse für eine effektive Überlappfläche von $A_0 = 1285 \mu\text{m}^2$ dargestellt. Es zeigt sich, dass im Volumenkristall mehr Ausgangsleistung erzielt werden kann, als in den Wellenleitern. Im Maximum können 220 mW bei einer Eingangsleistung von 10 W erzeugt werden. Aufgrund der Dämpfung in den Wellenleitern sind die Ausgangsleistungen dort geringer. Ein anderes Bild ergibt sich, wenn die effektive Überlappfläche auf $A_0 = 465 \mu\text{m}^2$ verringert wird (Abbildung 6.2 d)). Im Volumenkristall wird dann die geringste Ausgangsleistung erreicht. In den Wellenleitern mit 0,1 dB/cm ist mehr als die doppelte Ausgangsleistung möglich.

Dasselbe Verhalten zeigt sich bei der Betrachtung der Konversionseffizienz, dargestellt in Abbildung 6.2 c) und d). Für Wellenleiter mit einer effektiven Überlappfläche von $A_0 = 1285 \mu\text{m}^2$

6.3 Simulationsrechnungen zur Frequenzverdopplung in KTP und PPKTP

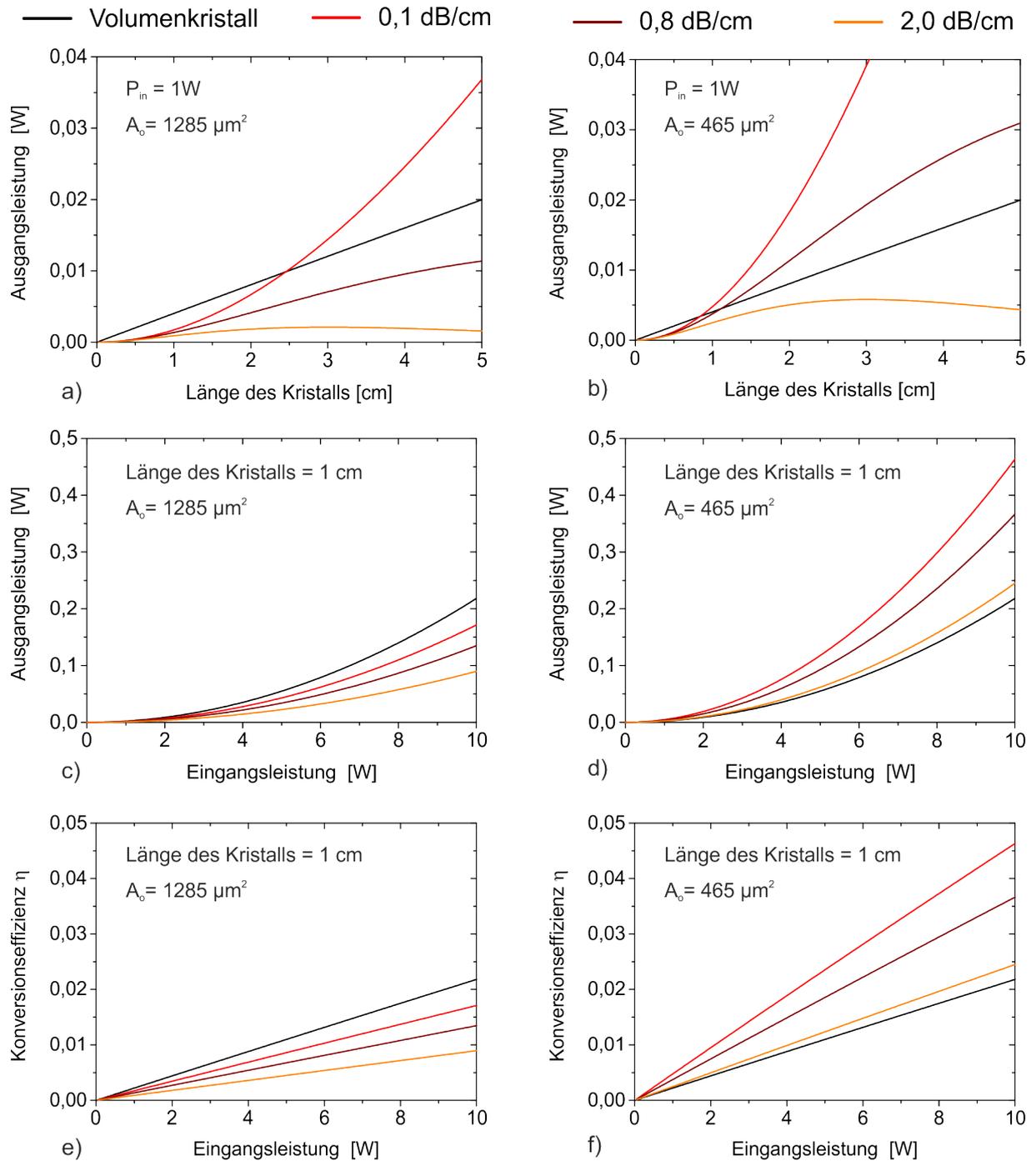


Abbildung 6.2: Abhängigkeit der erzielbaren Ausgangsleistung in KTP von der Kristalllänge bei einer eingestrah-
 teten Leistung von 1 W und a) $A_0 = 1285 \mu\text{m}^2$ beziehungsweise b) $A_0 = 465 \mu\text{m}^2$. Bei einer konstanten Kristalllänge
 von 1 cm und Eingangsleistungen bis 10 W sind für $A_0 = 1285 \mu\text{m}^2$ in c) und $A_0 = 465 \mu\text{m}^2$ in d) die Ausgangs-
 leistungen dargestellt. In e) und f) sind die zugehörigen Konversionseffizienzen η angegeben.

(Abbildung 6.2 d)) sind die erzielbaren Konversionseffizienzen im Volumenkristall höher, bei $A_o = 465 \mu\text{m}^2$ (Abbildung 6.2 f)) niedriger. Bei einer eingestrahlenen Leistung von 10 W liegen die Konversionseffizienzen je nach Dämpfung im Bereich von 2,5 % – 4,5 %. Höhere Konversionseffizienzen sind aufgrund des geringen nichtlinearen Koeffizienten und der eingestrahlenen Leistung nicht möglich. Die Konversionseffizienz liegt deutlich unter 10 %, so dass in den Experimenten der Effekt von Depletion vernachlässigt werden kann. Eine weitere Steigerung der Konversionseffizienz ist nur durch einen längeren Kristall möglich. Bis zu einer eingestrahlenen Leistung von 10 W steigt die Konversionseffizienz linear an, eine Sättigung ist nicht erkennbar.

6.3.2 Simulationsergebnisse für PPKTP

Für den Kristall PPKTP wurden die gleichen Simulationen wie für KTP durchgeführt. Es wurden dafür die zugehörigen Parameter aus Tabelle 6.1 verwendet. Es sei darauf hingewiesen, dass eine andere Fundamentalwellenlänge zu Grunde liegt. Die davon abhängigen Größen (Brechungsindex, nichtlinearer Koeffizient) wurden dementsprechend angepasst. Der nichtlineare Koeffizient d_{eff} ist fast um einen Faktor 5 größer als im ungepolten KTP, so dass höhere Ausgangsleistungen und Konversionseffizienzen erwartet werden. Die simulierten effektiven Überlappflächen sind $A_o = 465 \mu\text{m}^2$ (gemessen) und $A_o = 100 \mu\text{m}^2$ (angenommen). In Abbildung 6.3 a) dargestellt sind die Ergebnisse für eine effektive Überlappfläche von $A_o = 465 \mu\text{m}^2$. Der nahezu lineare Zusammenhang für den Volumenkristall zwischen Ausgangsleistung und Kristalllänge ergibt sich, wie durch die schwarze Linie gezeigt. Durch die Dämpfung in den Wellenleitern ergibt sich auch hier ein Optimum in der Kristalllänge, bevor die Ausgangsleistung wieder abnimmt. Im Unterschied zum KTP kann im PPKTP mehr Ausgangsleistung in Wellenleitern mit $D < 2 \text{ dB/cm}$ und $L > 1 \text{ cm}$ generiert werden als im Volumenkristall. Nur in einem Wellenleiter mit einer Dämpfung von 2 dB/cm kann die Ausgangsleistung des Volumenkristalls nicht erzielt werden. Ein weiterer Unterschied zu KTP zeigt sich in der Höhe der Ausgangsleistung. Diese kann für einen Kristall mit $L = 5 \text{ cm}$ Werte von 550 mW – 900 mW (0,8 dB/cm – 0,1 dB/cm) annehmen. Dies ist auf den hohen nichtlinearen Koeffizienten zurückzuführen. Im Volumenkristall werden nur etwa 400 mW generiert.

Deutlicher wird der Unterschied zwischen Wellenleiter und Volumenkristall, wenn die effektive Überlappfläche auf $A_o = 100 \mu\text{m}^2$ verringert wird. Es können für Wellenleiter mit einer maximalen Dämpfung von 0,8 dB/cm über 900 mW frequenzverdoppelte Strahlung erzeugt werden. Durch die kleinere effektive Überlappfläche wird die Dämpfung kompensiert und Sättigungseffekte durch Depletion treten auf. Eine weitere Erhöhung der Kristalllänge bringt keine Vorteile mehr. Nur für einen Wellenleiter mit 2 dB/cm ist noch ein Maximum der Ausgangsleistung bei einer Kristalllänge von 2,5 cm erkennbar.

Wird die Ausgangsleistung gegenüber der Eingangsleistung aufgetragen, ergibt sich das in Abbildung 6.3 c) und d) gezeigte Bild. Für ein $A_o = 465 \mu\text{m}^2$ (Abbildung 6.3 c)) ist nur für Eingangsleistungen von bis zu 2 W der quadratische Zusammenhang zwischen Ein- und Ausgangsleistung ersichtlich. Ab 2 W ist der Effekt der Depletion erkennbar. Zum Vergleich ist durch die blau gestrichelte Linie der Fall für einen Wellenleiter mit $D = 0,5 \text{ dB/cm}$ ohne Depletion dargestellt. Für einen Wellenleiter mit $D = 0,1 \text{ dB/cm}$ können über 5,5 W aus 10 W generiert werden. Im Volumenkristall, wie für einen Wellenleiter mit $D = 2 \text{ dB/cm}$ sind Ausgangsleistungen bis zu 5 W möglich. In Abbildung 6.3 d) sind für die selben Parameter, jedoch mit $A_o = 100 \mu\text{m}^2$ die jeweiligen Zusammenhänge abgebildet. Mit der blau gestrichelten

6.3 Simulationsrechnungen zur Frequenzverdopplung in KTP und PPKTP

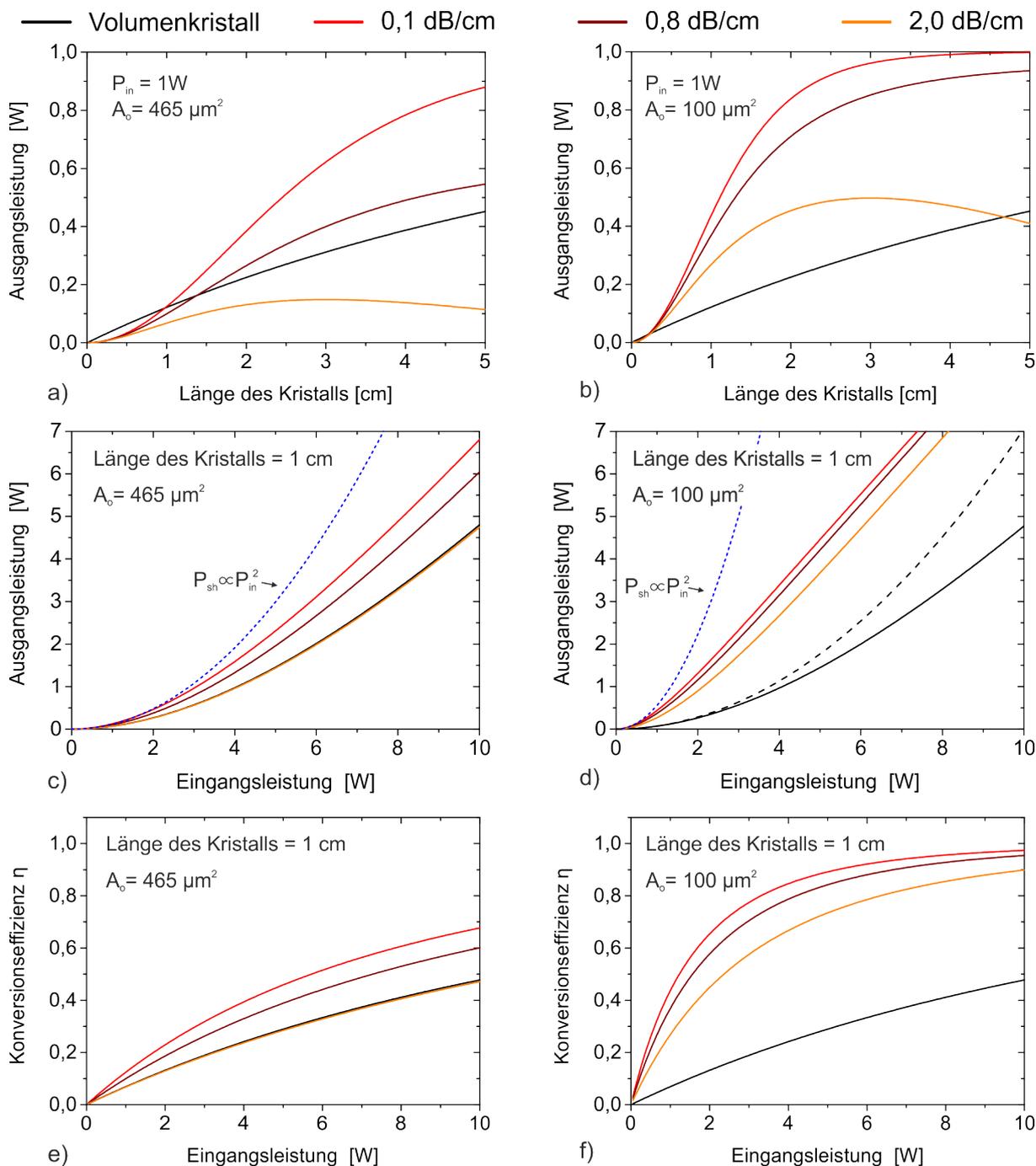


Abbildung 6.3: Abhängigkeit der erzielbaren Ausgangsleistung in PPKTP von der Kristalllänge bei einer einstrahlten Leistung von 1 W und a) $A_0 = 465\ \mu\text{m}^2$ beziehungsweise b) $A_0 = 100\ \mu\text{m}^2$. Für eine Kristalllänge von 1 cm und Eingangsleistungen bis 10 W sind für $A_0 = 465\ \mu\text{m}^2$ in c) und $A_0 = 100\ \mu\text{m}^2$ in d) die Ausgangsleistungen dargestellt. In e) und f) sind die zugehörigen Konversionseffizienzen η angegeben. Die gestrichelten Linien in c) und d) stellen den Zusammenhang ohne depletion für einen Wellenleiter mit $D = 0,5\ \text{dB/cm}$ (blau) und den Volumenkristall (schwarz) dar.

Linie ist wieder der Fall ohne Depletion für einen Wellenleiter mit $D = 0,5$ dB/cm illustriert. Der Einfluss der Depletion ist schon bei einer Eingangsleistung von 500 mW erkennbar. Alle Wellenleiter zeigen für größere Eingangsleistungen einen nahezu linearen Zusammenhang mit stetig steigender Ausgangsleistung. Durch die schwarz gestrichelte Linie ist für den Volumenkristall der Fall ohne Depletion dargestellt. Eine Abweichung zwischen den Fällen mit und ohne Depletion ist erst bei ca. 2 W zu erkennen.

Betrachtet man die daraus resultierenden Konversionseffizienzen, wie in Abbildung 6.3 e) und f) gezeigt, erkennt man dass bei eingestrahlt Leistungen von 10 W Konversionseffizienzen von bis zu 70 % (Wellenleiter, $D = 0,1$ dB/cm, $A_o = 465 \mu\text{m}^2$) erzielt werden können. Mit dem Volumenkristall, wie auch dem Wellenleiter mit $D = 2$ dB/cm, sind Effizienzen von maximal 50 % realisierbar. Wird eine effektive Überlappfläche von $A_o = 100 \mu\text{m}^2$ zu Grunde gelegt, kann die Konversionseffizienz nahezu 100 % (10 W eingestrahlte Leistung) betragen. Dies bedeutet, dass fast die komplette eingestrahlte Leistung konvertiert wird. Die Konversionseffizienz zeigt für Leistungen über 6 W fast vollständige Sättigung, so dass eine weitere Erhöhung der Eingangsleistung nur zur Erhöhung der Ausgangsleistung, jedoch nicht zur weiteren Erhöhung der Effizienz führt.

6.3.3 Zusammenfassung der Simulation der Frequenzverdopplung

Die Simulationen geben Aufschluss darüber, unter welchen Bedingungen Wellenleiter vorteilhaft gegenüber einem Volumenkristall zur Frequenzverdopplung sind. Es können zwei einfache Ableitungen getroffen werden.

- Die im Wellenleiter vorhandene Dämpfung muss möglichst gering sein. Zur Effizienzsteigerung kann dann ein längerer Kristall verwendet werden.
- Die geführten Moden der fundamentalen und erzeugten Strahlung müssen möglichst klein sein und ideal überlappen. Dies führt zu einer kleinen effektiven Überlappfläche. Diese Bedingungen sind für die weitere Steigerung der Konversionseffizienz zielführend.

In den Simulationen wurde jedoch vernachlässigt, dass im Volumenkristall ebenfalls Verluste auftreten. Darüber hinaus wurden photorefraktive Effekte bei hohen fundamentalen Leistungen, Inhomogenitäten im periodisch gepolten Bereich und Phasenfehlانpassung zwischen fundamentaler und zweiter harmonischer Welle nicht berücksichtigt.

6.4 Frequenzverdopplung mit KTP in den grünen Spektralbereich

Für die Experimente zur Erzeugung frequenzverdoppelter Strahlung mit Typ II-Phasenanpassung in den grünen Spektralbereich wurden Wellenleiter in KTP verwendet. Die Eigenschaften der Wellenleiter wurden im Kapitel 4.10 vorgestellt. Der Aufbau zur Frequenzverdopplung ist in Abbildung 6.4 schematisch dargestellt. Als Quelle der fundamentalen Strahlung stand ein Scheibenlaser mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda_f = 1080$ nm und einer maximalen Ausgangsleistung von $P_{\text{max}} = 4$ W zur Verfügung. Mit Hilfe eines doppelbrechenden Filters im

6.4 Frequenzverdopplung mit KTP in den grünen Spektralbereich

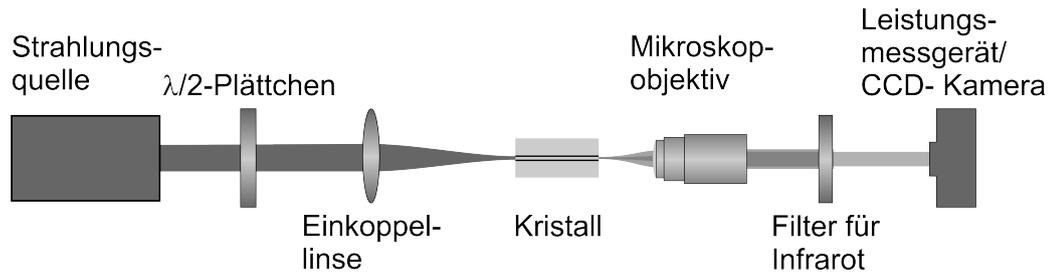


Abbildung 6.4: Schematische Darstellung des Aufbaus der Frequenzverdopplung in KTP und PPKTP.

Resonator des Scheibenlasers konnte die Wellenlänge kontinuierlich durchgestimmt werden. Mit einem $\lambda/2$ -Plättchen wurde die Polarisation der Strahlung unter einem Winkel von 45° zwischen der y' - und z' -Achse des Kristalls eingestellt. Es zeigten sich jedoch experimentelle Einschränkungen durch den Scheibenlaser. Die verfügbare Ausgangsleistung und die Wellenlängenbandbreite der Emission hing von der eingestellten Wellenlänge ab. Auch die Strahlqualität des Lasers schwankte je nach Wellenlänge und Leistung. Die dargestellten Ergebnisse werden daher nur auf die eingestrahelte Leistung bezogen. Diese wurde vor der Einkopplfacette des Kristalls gemessen und um die Fresnel-Reflexionen korrigiert. Die Einkoppeleffizienz wurde nicht berücksichtigt. Die Berechnung der Konversionseffizienz fand ebenfalls auf Grundlage der eingestrahelten Leistung statt. Die Ergebnisse sind daher als untere Grenze der möglichen Ausgangsleistung und Effizienz zu sehen. Für die Charakterisierung der Frequenzverdopplung in den Wellenleitern stellte die Strahlqualität und Stabilität des Scheibenlasers den limitierenden Faktor der Messgenauigkeit dar. Im Experiment wurden unterschiedliche Linsen für eine optimale Einkopplung der Strahlung in den Wellenleiter verwendet. Die Verwendung einer achromatischen Linse ($f = 60$ mm) führte zur effizientesten Einkopplung der Strahlung. Die durch den Wellenleiter transmittierte Strahlung wurde mittels Mikroskopobjektiv auf ein Leistungsmessgerät oder CCD-Kamera abgebildet, nachdem die restliche fundamentale Strahlung von der generierten getrennt wurde.

Die Abbildung 6.5 a) zeigt die gemessene Ausgangsleistung für drei Wellenleiter, die mit einer Pulsenergie von $E_p = 2,5 \mu\text{J}$ und Abständen von $d = 20 \mu\text{m}$, $22 \mu\text{m}$ und $25 \mu\text{m}$ in den Kristall KTP II mit einer Länge von $L = 6,5$ mm geschrieben wurden. Die maximale Eingangsleistung betrug in diesem Experiment nur 780 mW bei einer Fundamentalwellenlänge von $\lambda_f = 1080,7$ nm. Durch die niedrige eingestrahelte Leistung wird in jedem Fall gewährleistet, dass eventuell auftretende thermische Effekte vernachlässigbar sind. Im Wellenleiter, der mit einem Spurbabstand von $d = 20 \mu\text{m}$ geschrieben wurde, konnte die größte Ausgangsleistung erzielt werden. Bei $P_f = 780$ mW eingestrahelter Leistung wurden $P_{sh} = 0,95$ mW frequenzverdoppelte Strahlung generiert. Dies entspricht einer Konversionseffizienz von $\eta = 0,12$ % und aus der quadratischen Kurvenanpassung folgt $\eta_{\text{norm}} = 0,38$ % $\text{W}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Wellenleiter mit $d = 22 \mu\text{m}$ und $d = 25 \mu\text{m}$ Spurbabstand wiesen geringere Ausgangsleistungen und Konversionseffizienzen auf. Beim Wellenleiter mit einem Spurbabstand von $d = 22 \mu\text{m}$ lag die normierte Konversionseffizienz bei $\eta_{\text{norm}} = 0,28$ % $\text{W}^{-1}\text{cm}^{-2}$, beim Wellenleiter mit einem Abstand von $d = 25 \mu\text{m}$ bei $\eta_{\text{norm}} = 0,19$ % $\text{W}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Abweichungen vom quadratischen Zusammenhang sind nicht zu erkennen.

Wird die eingestrahelte Leistung auf maximal 3 W erhöht, ergeben sich die in Abbildung 6.5 b) gezeigten Kurven. Im Vergleich zu zwei Wellenleitern ($d = 22 \mu\text{m}$ und $d = 25 \mu\text{m}$), ist

6 Nichtlineare Frequenzkonversion

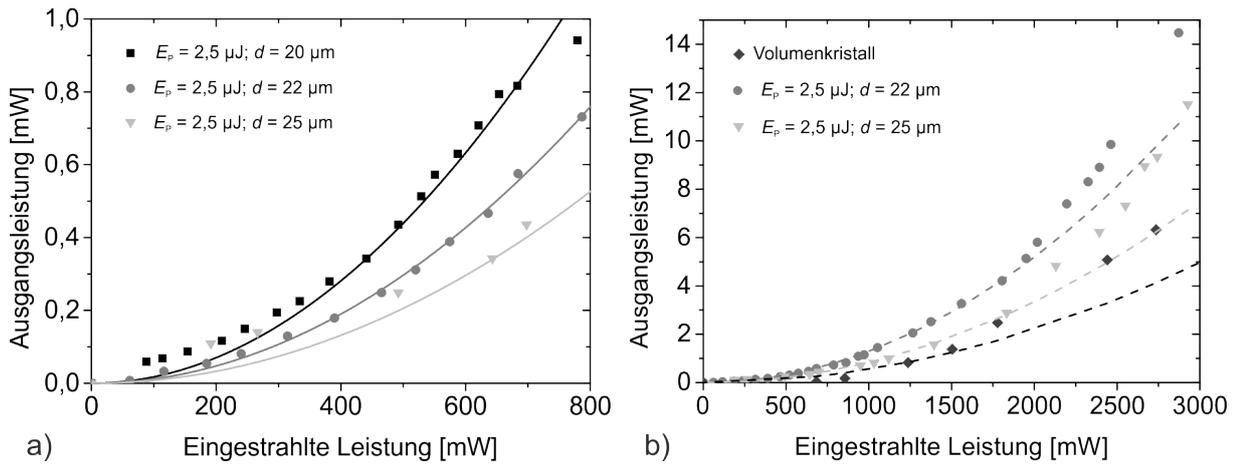


Abbildung 6.5: Ausgangsleistung in den KTP Wellenleitern für eingestrahlte Leistungen von bis zu a) 780 mW und Spurbständen von $d = 20 \mu\text{m}$, $d = 22 \mu\text{m}$ und $d = 25 \mu\text{m}$, sowie b) bis zu 3 W eingestrahelter Leistung in Wellenleiter mit $d = 22 \mu\text{m}$, $d = 25 \mu\text{m}$ und im Volumenkristall.

auch die Kurve für den Volumenkristall gezeigt. Es wird weniger Leistung im Volumenkristall erzeugt, als in den Wellenleitern. Die Strahlung wurde dazu mit der selben Linse der Brennweite $f = 60 \text{ mm}$ fokussiert. Die Konversionseffizienz liegt in diesem Fall bei $\eta_{b,\text{norm}} = 0,129 \text{ \% W}^{-1} \text{ cm}^{-1}$. Auch erkennbar ist, dass die Messpunkte für hohe Leistungen ($P_f > 1750 \text{ mW}$) vom erwarteten quadratischen Zusammenhang für geringe eingestrahlte Leistungen (gezeigt durch die gestrichelten Linien) abweichen. Es wird mit steigender Leistung mehr Ausgangsleistung generiert als erwartet. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass die Wellenleiter bei maximaler Eingangsleistung justiert wurden. Die fundamentale Wellenlänge und die Kristalltemperatur ($T = 24,6^\circ \text{ C}$) wurden an diesen Punkten optimiert. Durch die Verringerung der eingestrahlenen Leistung können sich diese Werte geringfügig verändern. Eine Optimierung der Wellenlänge oder der Temperatur wurde jedoch nicht durchgeführt, so dass eventuell vorhandene Einflüsse der Temperatur bei hohen Leistungen nicht kompensiert wurden. Der Wellenleiter mit dem Spurbstand von $20 \mu\text{m}$, der im vorangegangenen Experiment die höchste Ausgangsleistung und Effizienz ermöglichte, konnte bei hoher eingestrahelter Leistung nicht mehr so effizient betrieben werden. Vermutlich änderte sich die effektive Überlappfläche der fundamentalen und generierten Mode, aufgrund des veränderten Modenprofils des Scheibenlasers.

Eine Charakterisierung hinsichtlich der Bandbreite der Phasenanpassung und der Langzeitstabilität wurde mit dem Wellenleiter ($d = 20 \mu\text{m}; E_p = 2,5 \mu\text{J}$) durchgeführt, mit dem die höchste Konversionseffizienz für den Fall geringer eingestrahelter Leistung erreicht werden konnte. In Abbildung 6.6 a) ist die Konversionseffizienz und die resultierende Kurvenanpassung gegenüber der Fundamentalwellenlänge dargestellt. Das Maximum liegt bei $\lambda_f = 1080,7 \text{ nm}$ und der Kurvenverlauf entspricht dem erwarteten sinc^2 -Verlauf. Die Bandbreite ist $\Delta\lambda_{\text{sh}} = 1,13 \text{ nm}$. Nach Gleichung 6.17 wird eine Bandbreite von $\Delta\lambda_{\text{sh}} = 0,9 \text{ nm}$ erwartet. Dies entspricht einer Abweichung von 20 %. Diese kann dadurch erklärt werden, dass der verwendete Scheibenlaser bei der Änderung der Wellenlänge Schwankungen in der eigenen Wellenlängenbandbreite und der Ausgangsleistung aufwies und nicht ideal kontinuierlich durchstimmbar war. Auch die Strahlqualität des Lasers variierte in Abhängigkeit der Wellenlänge während der Messungen,

6.4 Frequenzverdopplung mit KTP in den grünen Spektralbereich

was einen Einfluss auf die Koppelleffizienz in den Wellenleiter zur Folge hat.

Ist die eingestrahlte Leistung konstant bei 780 mW und wird die Kristalltemperatur zwischen

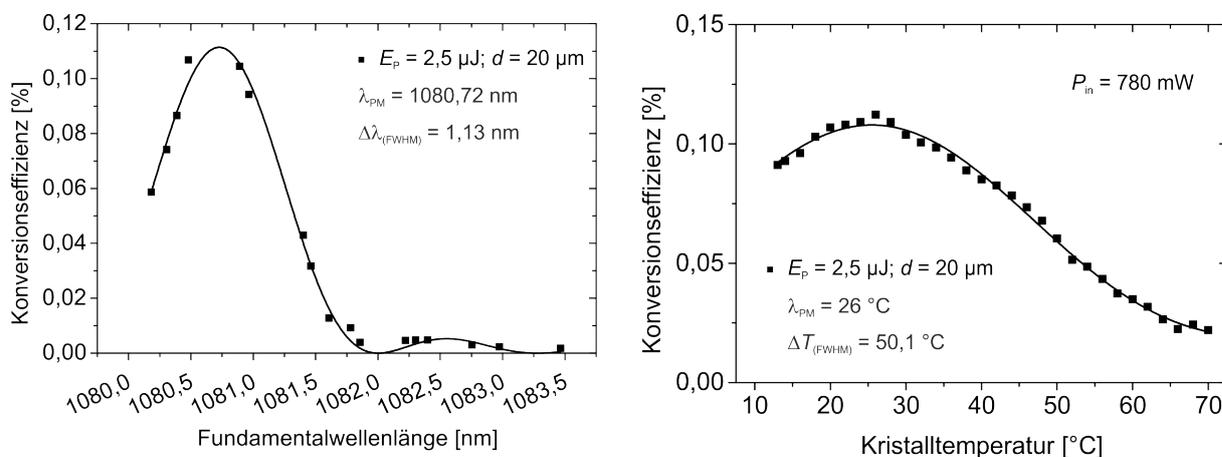


Abbildung 6.6: Gemessene Konversionseffizienz in a) Abhängigkeit der Fundamentalwellenlänge und b) der Kristalltemperatur von $T = 10 - 70^\circ\text{C}$ für einen Wellenleiter mit $E_p = 2,5\mu\text{J}$ und $d = 20\mu\text{m}$ in KTP.

$T = 10^\circ\text{C}$ und $T = 70^\circ\text{C}$ variiert, ergibt sich der in Abbildung 6.6 b) gezeigte Zusammenhang. Aufgetragen ist die Konversionseffizienz gegenüber der Kristalltemperatur. Durch die sinc^2 -Kurvenanpassung kann die Temperaturakzeptanzbandbreite der Phasenanpassung bestimmt werden. Das Maximum der Effizienz liegt bei 26°C und die Bandbreite resultiert in $\Delta T = 50,1^\circ\text{C}$. Dieser Wert liegt um einen Faktor 1,7 höher als der mit Gleichung 6.18 berechnete und in [Ou92, Lau12] veröffentlichte Wert. Ein genauer Grund für die verbreitete Temperaturakzeptanzbandbreite konnte nicht gefunden werden. Eine Vermutung zur Erklärung dieses Phänomens liegt im experimentellen Aufbau begründet. Die angegebenen Temperaturen sind die am Temperaturcontroller des PPKTP-Heizelementes eingestellten Werte. Die exakte Temperatur und der Temperaturgradient innerhalb des Kristalls sind nicht bekannt. Der Aufbau konnte darüber hinaus auch nicht für einen größeren Temperaturbereich verwendet werden.

In Abbildung 6.7 ist die Langzeitstabilität der Frequenzverdopplung bei maximaler eingestrahelter Leistung dargestellt. Einerseits ist zu erkennen, dass über einen Zeitraum von 60 min kein Abfall der frequenzverdoppelten Strahlung vorliegt und somit thermisch induzierte Leistungsabfälle [Tym91] auch über längere Zeiträume nicht zu erwarten sind. Andererseits zeigt sich auch, dass aufgrund der Leistungsfluktuation der Fundamentalstrahlung auch die frequenzverdoppelte Strahlung ein starkes Rauschen aufweist. Durch eine Optimierung der Stabilität des Scheibenlasers wird das Rauschen jedoch zu reduzieren sein. Die geführten Moden der fundamentalen und der frequenzverdoppelten Strahlung sind in Abbildung 6.8 a) und b) gezeigt. Die fundamentale Mode erfährt keine optimale Eingrenzung, so dass Strahlung außerhalb des Wellenleiters geführt wird. Es ist auch zu erkennen, dass ein Teil des Lichts zwischen den Spuren vorhanden ist. Die Modengröße ist dadurch mit $2w_x = 37,4\mu\text{m}$ und $2w_y = 31,9\mu\text{m}$ größer als typische Modengrößen in fs-lasergeschriebenen KTP Wellenleitern ähnlicher Herstellungsparameter. Der Wellenleiter führte bei der Charakterisierung mittels HeNe-Laser eine nahezu kreisrunde Mode mit Abmessungen von $2w_x = 16\mu\text{m}$ und $2w_y = 15\mu\text{m}$. Die Mode der frequenzverdoppelten Strahlung (Abbildung 6.8 b)) ist wiederum kreisrund und wird durch die Spuren eingegrenzt. Es lässt sich schließen, dass das vorhandene Brechungsindexprofil

6 Nichtlineare Frequenzkonversion

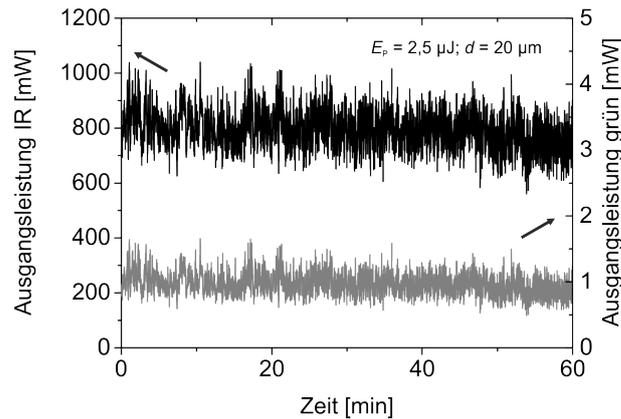


Abbildung 6.7: Stabilität der Ausgangsleistung bei einer maximalen eingestrahlichten Fundamentalleistung von 780 mW des KTP Wellenleiters.

eine nicht ausreichend starke induzierte Doppelbrechung aufweist, um die fundamentale Mode einzugrenzen. Die Berechnung der effektiven Überlappfläche der beiden Moden führt

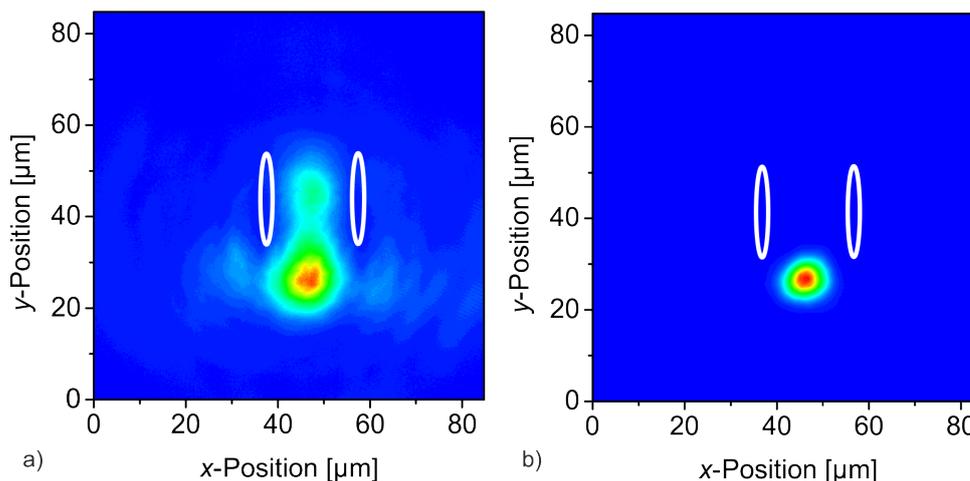


Abbildung 6.8: Nahfeldprofile der a) fundamentalen und b) der frequenzverdoppelten Mode des Wellenleiters mit einem Spurabstand von $d = 20 \mu\text{m}$ im 6,5 mm langen KTP II Kristall.

zu $A_0 = 3440 \mu\text{m}^2$. Dieser Wert ist jedoch im Vergleich zu effektiven Überlappflächen in anderen fs-lasergeschriebenen Wellenleitern sehr groß. Ein anderes Bild der Wellenleitung (siehe Abbildung 6.9) ergibt sich beispielsweise für den Wellenleiter mit $d = 25 \mu\text{m}$. Dort ist die Eingrenzung der fundamentalen Mode ebenfalls schwach, der Anteil der Strahlung in den Flanken neben dem Wellenleiter, ist jedoch geringer. Die erzeugte frequenzverdoppelte Mode ist größer als die Mode im Wellenleiter mit $d = 20 \mu\text{m}$. Die effektive Überlappfläche beläuft sich in diesem Fall auf $A_0 = 1285 \mu\text{m}^2$ und diente als Grundlage der Simulationen. Die hier gezeigten Ergebnisse der Ausgangsleistung und Konversionseffizienz weisen im Vergleich zu vorher in Kooperation mit der Arbeitsgruppe *Laser Physics* der KTH Stockholm entstandenen Ergebnisse [Lau12] niedrigere Ausgangsleistungen und Konversionseffizienzen auf. Die Wellenleiter wurden mit vergleichbaren Parametern hergestellt. Der Unterschied lässt sich auf zwei Sachverhalte zurückführen. Einerseits sind die vorher erwähnten Probleme des verwendeten

6.4 Frequenzverdopplung mit KTP in den grünen Spektralbereich

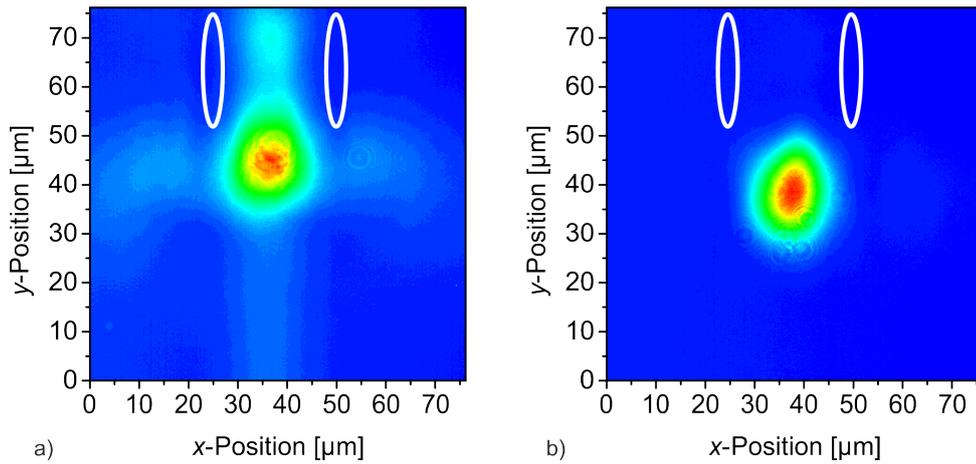


Abbildung 6.9: Nahfeldprofile der a) fundamentalen und b) der frequenzverdoppelten Mode des Wellenleiters mit einem Spurabstand von $d = 25 \mu\text{m}$ im 6,5 mm langen KTP Kristall.

Scheibenlasers limitierend für die erzielbaren Ergebnisse. Andererseits ist die sehr hohe normierte Konversionseffizienz von $\eta_{\text{norm}} = 9,1 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ im Vergleich zu dem hier erreichten Wert von $\eta_{\text{norm}} = 0,38 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ dadurch zu erklären, dass in [Lau12] die Ausgangsleistung von 1,31 mW auf die durch den Wellenleiter transmittierte Leistung von 126 mW bezogen wurde. Die eingestrahelte Leistung betrug dort 1 W, was zu einem $\eta_{\text{norm}} = 0,145 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ führen würde. Die Transmission der fundamentalen Strahlung in diesem Fall betrug 60 %.

Nach den Simulationsergebnissen wirkt sich die Verwendung eines längeren Kristalls positiv auf die mögliche Ausgangsleistung aus (siehe Abbildung 6.2 a)). Um dies zu untersuchen, stand ein Kristall mit $L = 1,4 \text{ cm}$ zur Verfügung. In diesem Kristall wurden Wellenleiter mit den selben Parametern geschrieben. Darüber hinaus wurden Wellenleiter mit höheren Pulsenergien und geringeren Spurabständen für eine stärkere Eingrenzung der fundamentalen Mode hergestellt. Zusätzlich wurde der Scheibenlaser für diese Experimente optimiert. Die maximale Ausgangsleistung betrug dann nur noch 1,4 W. Abbildung 6.10 zeigt die Kurven der Ausgangsleistung und Konversionseffizienz in Abhängigkeit der eingestrahelten Leistung bei einer Wellenlänge von 1080,7 nm. Der Wellenleiter in dem die höchste Ausgangsleistung von $P_{\text{sh}} = 2 \text{ mW}$ bei einer eingestrahelten Leistung von $P_{\text{f}} = 1060 \text{ mW}$ generiert werden konnte, wurde mit einer Pulsenergie von $E_{\text{p}} = 3,2 \mu\text{J}$ und einem Spurabstand von $d = 18 \mu\text{m}$ hergestellt. Durch die quadratische Kurvenanpassung konnte eine Konversionseffizienz von $\eta = 0,18 \text{ \%}$ bestimmt werden, was einer Steigerung um 34 % im Vergleich zu dem effizientesten Wellenleiter im 6,5 mm langen Kristall entspricht. Die normierte Konversionseffizienz von $\eta_{\text{norm}} = 0,083 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ist jedoch geringer. Die niedrige normierte Konversionseffizienz lässt sich durch die schlechte Einkoppeleffizienz (siehe Abbildung 6.11) der fundamentalen Strahlung und die geringe Eingrenzung erklären. Deutlich zu erkennen ist, dass trotz einer Erhöhung der Schreibenergie und einer Verringerung des Spurabstandes, nahezu keine Eingrenzung der fundamentalen Mode möglich war. Es wird darüber hinaus Strahlung in Wellenleiter neben den Spuren gekoppelt. Die frequenzverdoppelte Strahlung wird dort jedoch nicht geleitet. Die erzeugte Mode (Abbildung 6.11 b)) wiederum ist nahezu kreisrund und wird zwischen den Spuren geführt. Ein genauer Grund für die schlechte Eingrenzung der fundamentalen Mode konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht herausgefunden werden.

6 Nichtlineare Frequenzkonversion

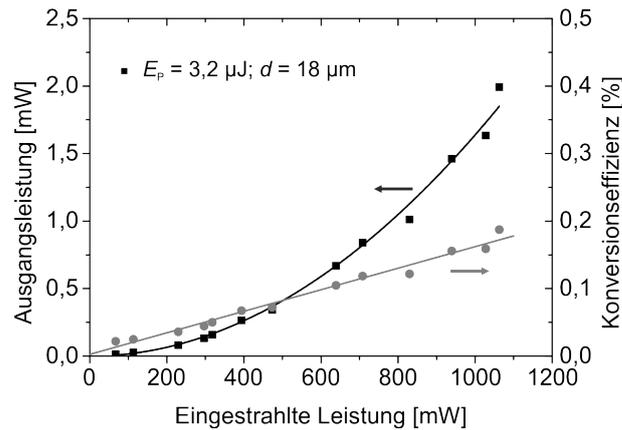


Abbildung 6.10: Gemessene Ausgangsleistung in Abhängigkeit der eingestrahnten Eingangsleistung (schwarze Quadrate) für einen Wellenleiter im 1,4 cm langen KTP Kristall, sowie die nichtlineare Kurvenanpassung nach Gleichung 6.11. Die resultierende Konversionseffizienz wird durch graue Punkte dargestellt.

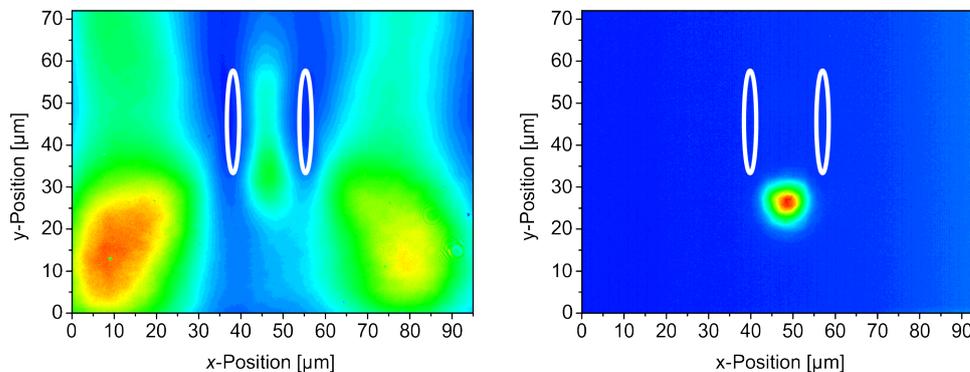


Abbildung 6.11: Nahfeldprofile der a) fundamentalen und b) der frequenzverdoppelten Mode. Die fundamentale Mode wird nur sehr gering durch den Wellenleiter begrenzt. Die generierte Mode weist hingegen eine gute Eingrenzung auf.

6.4.1 Zusammenfassung Frequenzverdopplung in KTP

In den Wellenleitern im Material KTP konnte Frequenzverdopplung in den grünen Spektralbereich bei einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{sh}} \approx 540 \text{ nm}$ realisiert werden. Die höchste normierte Konversionseffizienz von $\eta_{\text{norm}} = 0,38 \text{ \%W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ konnte in einem Wellenleiter erzielt werden, der mit einem Spurabstand von $d = 20 \text{ }\mu\text{m}$ und einer Pulsenergie von $E_p = 2,5 \text{ }\mu\text{J}$ hergestellt wurde. Bis zu eingestrahnten Leistungen von 780 mW war der erwartete quadratische Zusammenhang zwischen fundamentaler und zweiter harmonischer Leistung gegeben. Bei einer weiteren Erhöhung der eingestrahnten Leistung traten temperaturbedingte Effekte auf, die die Konversionseffizienz verminderten. Eine so hohe normierte Konversionseffizienz wie in [Lau12] konnte nicht erreicht werden. Der verwendete Scheibenlaser in Kombination mit geringer Eingrenzung der fundamentalen Mode limitierten die Effizienzsteigerung.

Für die Charakterisierung der Frequenzverdopplung in den KTP Wellenleitern ist es notwendig die Quelle der fundamentalen Strahlung zu optimieren. Der verwendete Scheibenlaser war während der Experimente hinsichtlich der Wellenlänge, der Wellenlängenbandbreite, Strahlqualität und Ausgangsleistung nicht ausreichend stabil. Ein OPSSL-gepumpter Volumenkristalllaser auf

Basis von Yb:Lu₂O₃ [Heu14] könnte für die Charakterisierung in Zukunft verwendet werden. Darüber hinaus sollte eine Verbesserung der Wellenleitereigenschaften angestrebt werden. Durch eine weitere Optimierung der Herstellungsparameter können Wellenleiter mit geringer Dämpfung und guter Eingrenzung der Moden insbesondere im NIR erreicht werden. Wellenleiter mit $D = 0,6$ dB/cm konnten in KTP demonstriert werden [Cal13]. Eine Verringerung der effektiven Überlappfläche ist ebenfalls aussichtsreich [Mül14].

6.5 Frequenzverdopplung mit PPKTP in den blauen Spektralbereich

Wellenleiter in periodisch gepoltem KTP wurden zur Quasi-phasenangepassten Frequenzverdopplung einer Fundamentalwellenlänge von $\lambda_f \approx 943$ nm in den blauen Spektralbereich verwendet. Im Kapitel 4.11 wurden die Eigenschaften des hier verwendeten Wellenleiters in PPKTP vorgestellt. Der Spurabstand betrug $18 \mu\text{m}$ und die verwendete Pulsenergie des fs-Lasers war $3,2 \mu\text{J}$. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse dieses Wellenleiters präsentiert und diskutiert. Wellenleiter, die mit abweichenden Parametern hergestellt wurden, wiesen schlechtere Charakteristika der Frequenzverdopplung auf. Der Versuchsaufbau war analog zu dem in Abbildung 6.4 gezeigten Aufbau. Als Quelle der fundamentalen Strahlung wurde diesmal ein linear polarisierter, durchstimmbarer Dauerstrich Titan:Saphir-Laser verwendet. Dieser hat eine maximale Ausgangsleistung von $P_{f,\text{max}} = 2$ W im Wellenlängenbereich von Interesse mit einer Wellenlängenbandbreite von $\Delta\lambda_f = 0,1$ nm. Die Strahlqualität ist $M^2 = 1,2$ und somit gut für die Einkopplung der Strahlung in den Wellenleiter geeignet. Jedoch zeigte sich während der Experimente, dass transversale Modensprünge bei der Einstellung der Wellenlänge des Titan:Saphir-Lasers auftraten. Bei der Charakterisierung der Wellenleiter wurde der Laser regelmäßig dahingehend neu justiert. Diese Justage bewirkte, dass sich die Ausgangsleistung ändert, was einen Einfluss auf die Messwerte der Frequenzverdopplung hat. Die Strahlung mit einer Polarisation parallel zur z -Achse des Kristalls, wurde mit Hilfe einer achromatischen Linse ($f = 60$ mm) in den Wellenleiter eingekoppelt.

Wird die erzielte Ausgangsleistung gegenüber der eingestrahlt Leistung aufgetragen, ergibt sich der in Abbildung 6.12 dargestellte Zusammenhang. Die zu den Messdaten zugehörige quadratische Kurvenanpassung wird durch die schwarze Linie repräsentiert. Die grauen Punkte sind die entsprechenden Konversionseffizienzen. Im Wellenleiter konnten maximal $P_{\text{sh}} = 76$ mW frequenzverdoppelte Strahlung bei $P_f = 1620$ mW eingestrahelter fundamentaler Leistung generiert werden. Dies entspricht einer Konversionseffizienz von $\eta = 4,7$ %, beziehungsweise einer normierten Konversionseffizienz $\eta_{\text{norm}} = 4,6$ % W⁻¹ cm⁻² bezogen auf die Länge des periodisch gepolten Bereichs von 8 mm. Die exakte Phasenanpassungswellenlänge bei Raumtemperatur betrug $\lambda_f = 943,2$ nm. Die frequenzverdoppelte Strahlung wies somit eine Wellenlänge von $\lambda_{\text{sh}} = 471,6$ nm auf.

Die Messdaten weichen im Bereich eingestrahelter Leistungen von $P_f < 1,1$ W von der quadratischen Kurvenanpassung ab. Die Optimierung der Frequenzverdopplung wurde bei maximaler Leistung durchgeführt und die Leistung anschließend sukzessiv reduziert. Abweichungen können durch eine Änderung der optimalen Phasenanpassungsbedingung durch Temperatureinflüsse entstanden sein. Darüber hinaus wurde der Wellenleiter während des Experiments regelmäßig neu justiert, was ebenfalls eine Erklärung für die Abweichung sein kann. Durch

6 Nichtlineare Frequenzkonversion

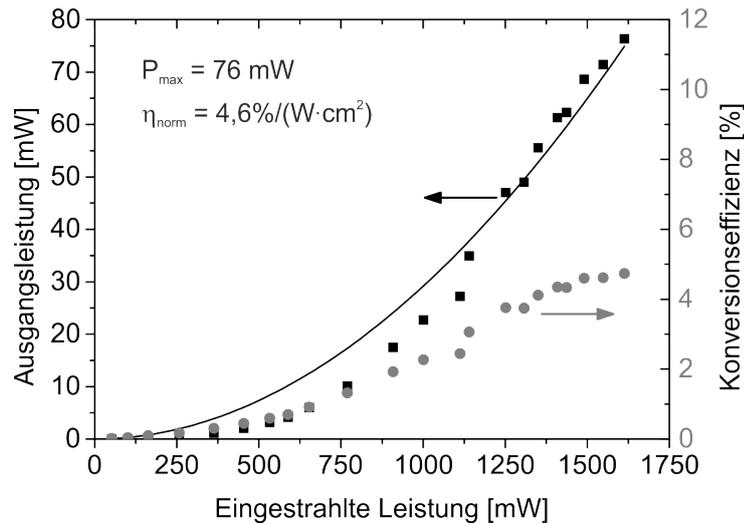


Abbildung 6.12: Gemessene Ausgangsleistung in Abhängigkeit der eingestrahnten Eingangsleistung (schwarze Quadrate), sowie die nichtlineare Kurvenanpassung nach Gleichung 6.11. Die resultierende Konversionseffizienz wird durch graue Punkte dargestellt.

die wegen der Eigenschaften des Ti:Saphir-Lasers notwendige Justage des Wellenleiters wurde die Einkoppeleffizienz, aber vor allem die Feldverteilungen der geführten Moden verändert. Dies führt zu einer Änderung der effektiven Überlappfläche zwischen fundamentaler und frequenzverdoppelter Mode und somit zu Leistungsschwankungen. Die Konversionseffizienz steigt nichtlinear bis zu einer eingestrahnten Leistung von 1250 mW und zeigt anschließend einen Sättigungseffekt.

In einer weiteren Messung wurde die Bandbreite der Phasenanpassung in Abhängigkeit der Kristalltemperatur untersucht. Für zwei eingestrahnte Leistungen von $P = 1,0 \text{ W}$ und $P = 1,6 \text{ W}$ wurde die Ausgangsleistung bei Kristalltemperaturen von $T = 18^\circ\text{C}$ bis 32°C gemessen. Im Fall von $1,0 \text{ W}$ eingestrahelter Leistung und $\lambda_f = 943,2 \text{ nm}$ ist der erwartete sinc^2 -Verlauf inklusive Kurvenanpassung in Abbildung 6.13 gezeigt. Die Bandbreite der Phasenanpassung konnte zu $\Delta T = 3,3^\circ\text{C}$ bestimmt werden. Der Wert weicht nur 5 % vom theoretisch berechneten Wert nach Gleichung 6.18 von $\Delta T = 3,13^\circ\text{C}$ ab. Dies bedeutet, dass die Periodenlänge der periodischen Polung homogen und kein Einfluss durch die fs-Laserstrukturierung zu erkennen ist. Das Maximum der Ausgangsleistung lag bei $T = 22^\circ\text{C}$. Wird die eingestrahlte Leistung auf $P = 1,6 \text{ W}$ erhöht, verschiebt sich das Maximum auf $T = 23,9^\circ\text{C}$. Eigentlich ist mit steigender eingestrahelter Leistung eine geringere Phasenanpassungstemperatur zu erwarten. Durch die Justage des Titan:Saphir-Lasers während des Experiments liegt hier jedoch eine Abweichung von diesem Zusammenhang vor. Zusätzlich wächst das zweite Maximum bei $T = 29^\circ\text{C}$ überproportional stark an. Der zu hohe Wert kann auf thermische Effekte, sogenanntes thermal dephasing, zurückgeführt werden [Lia04, Yu06].

Die Phasenanpassungswellenlänge in Abhängigkeit von der Temperatur von $T = 10^\circ\text{C}$ bis 80°C ist in Abbildung 6.14 a) dargestellt. Sowohl im Volumenkristall als auch im Wellenleiter lag ein linearer Zusammenhang mit einer Steigung von $0,04 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ vor. Die Wellenlänge der Phasenanpassung ist im Wellenleiter ca. $1,25 \text{ nm}$ in den langwelligen Bereich verschoben. Dies liegt an der fs-laserinduzierten Brechungsindexerhöhung im wellenleitenden Bereich. Die Linearität bestätigt noch einmal, dass die periodische Polung homogen über den Kristall ist.

6.5 Frequenzverdopplung mit PPKTP in den blauen Spektralbereich

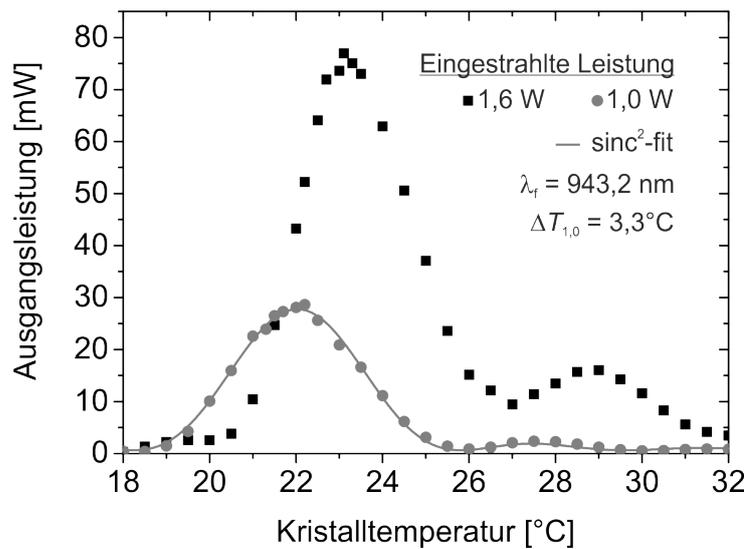


Abbildung 6.13: Abhängigkeit der Phasenanpassungstemperatur zwischen $T = 18^\circ\text{C}$ und $T = 32^\circ\text{C}$ eingestrahelter Leistungen von 1,0 W und 1,6 W.

Insbesondere jedoch zeigt sie, dass der Herstellungsprozess der Wellenleiter keinen Einfluss auf die Effizienz der Frequenzverdopplung hat.

Für die Untersuchung der Langzeitstabilität des Verdopplungsprozesses wurde die Ausgangsleistung der fundamentalen Strahlung im infraroten (IR) und der frequenzverdoppelten Strahlung im blauen Spektralbereich gegenüber der Zeit detektiert (Abbildung 6.14 b)). Innerhalb von 90 Minuten gibt es einen Abfall der Leistung um 20 % der frequenzverdoppelten Strahlung, was durch den Titan:Saphir-Laser bedingt ist. Eine Degradation des Wellenleiters oder photorefraktive Effekte sind nicht ersichtlich und dadurch auch über einen längeren Zeitraum nicht zu erwarten. Das Rauschen (rms) in der Ausgangsleistung beläuft sich auf 2 %. In Abbildung 6.15 sind die Nahfeldverteilungen der a) fundamentalen und b) frequenzverdoppelten Strahlung gezeigt. Die Moden sind elliptisch mit Abmessungen von $2w_x = 12,8 \mu\text{m}$ und $2w_y = 22,3 \mu\text{m}$ (IR) sowie $2w_y = 9,4 \mu\text{m}$ und $2w_x = 11,9 \mu\text{m}$ (blau). Die Moden werden zwischen den Spuren, jedoch in y -Richtung verschoben, geführt. Die Eingrenzung der frequenzverdoppelten Mode ist stärker als die der fundamentalen Mode, die Maxima weisen aber nahezu die selbe räumliche Position auf. Dies führt zu einem guten Überlapp und die berechnete effektive Überlappfläche ist $465 \mu\text{m}^2$. Durch die Justage des Wellenleiters konnte auch Wellenleitung im oberen Bereich zwischen den Spuren erreicht werden. Die Effizienz der Frequenzverdopplung war in diesem Fall dabei um etwa 10 % geringer.

6.5.1 Zusammenfassung Frequenzverdopplung in PPKTP

In den Wellenleitern, die in periodisch gepoltem KTP hergestellt wurden, konnte eine Fundamentallwellenlänge von $\lambda_f = 943,2 \text{ nm}$ in den blauen Spektralbereich frequenzverdoppelt werden. Es zeigte sich, dass die effektivste Konversion in einem Wellenleiter erzielt werden konnte, der mit einem Spurbstand von $d = 18 \mu\text{m}$ und einer Pulsenergie von $E_p = 3,2 \mu\text{J}$ hergestellt wurde. Die normierte Konversionseffizienz betrug $4,6 \text{ \% W}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ und es konnten maxi-

6 Nichtlineare Frequenzkonversion

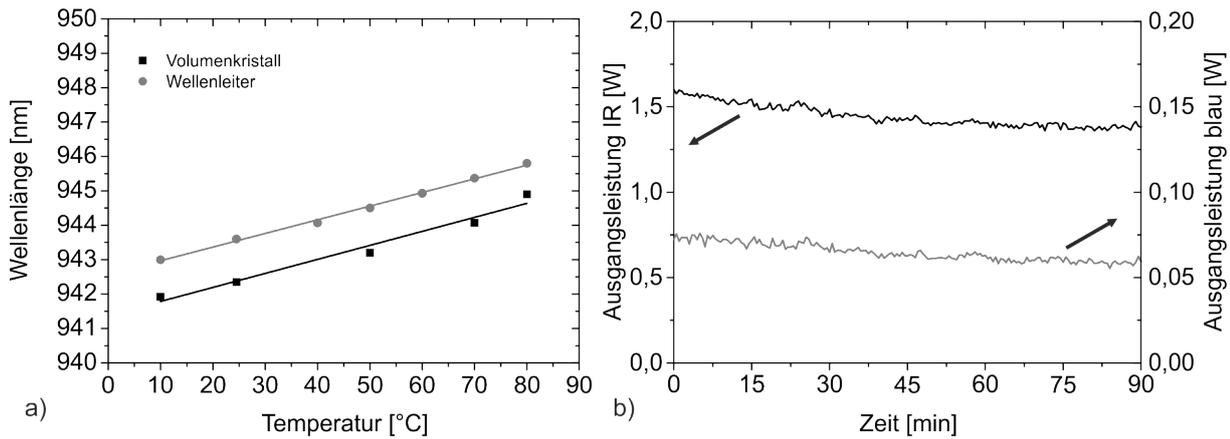


Abbildung 6.14: Darstellung der a) Abhängigkeit der Wellenlänge von der Kristalltemperatur und b) der Stabilität der Ausgangsleistung der Frequenzverdopplung über eine Zeit von 90 min bei maximal eingestrahelter Leistung.

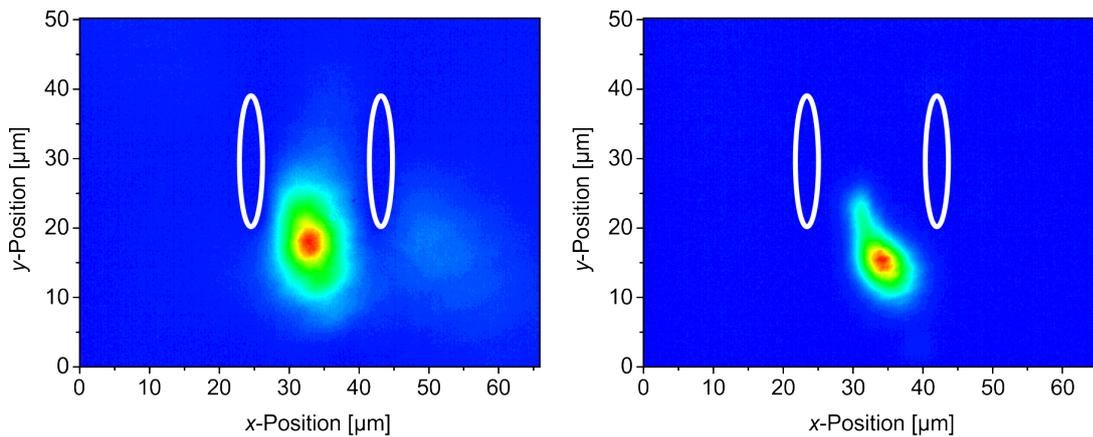


Abbildung 6.15: Nahfeldverteilung der a) geführten Fundamentalmode und b) der generierten zweiten harmonischen Mode.

mal 76 mW generiert werden. Dies ist eine der höchsten erzielten stabilen Ausgangsleistungen der Frequenzverdopplung im Dauerstrichbetrieb und Einfachdurchgang in den blauen Spektralbereich für fs-lasergeschriebene Wellenleiter [Mül14]. Die Phasen Anpassungsbandbreite in Abhängigkeit der Temperatur war $\Delta T = 3,3^\circ\text{C}$. Die Phasen Anpassungswellenlänge konnte in Abhängigkeit der Temperatur mit $0,04 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ linear durchgestimmt werden. Ein negativer Einfluss auf die Effizienz der Frequenzkonversion durch die fs-Laserstrukturierung war nicht erkennbar. Die Wellenleitermoden waren elliptisch und hatten eine effektive Überlappfläche von $A_0 = 465 \mu\text{m}^2$. Die fundamentale Mode wurde stärker eingegrenzt als es bei einem Wellenleiter in KTP bei einer Wellenlänge von 1080 nm der Fall war. Effekte wie thermal dephasing wurde bei einer eingestrahelten Leistung von $P_f = 1,6 \text{ W}$ beobachtet.

6.6 Zusammenfassung und Ausblick auf weitere Anwendungsmöglichkeiten der KTP und PPKTP Wellenleiter

In diesem Kapitel wurden theoretische Grundlagen zur Frequenzverdopplung in wellenleitenden Strukturen und anschließende Simulationen für die Kristalle KTP und PPKTP präsentiert. Experimentell konnte effiziente Typ II-phasenangepasste Frequenzverdopplung in KTP Wellenleitern und Quasi-phasenangepasste Frequenzverdopplung in PPKTP Wellenleitern demonstriert werden. Limitierend für die erzielbaren Ergebnisse waren die verwendeten Quellen der fundamentalen Strahlung. Es zeigte sich, dass aufgrund der Leistungs- und Wellenlängeninstabilität der Quellen die Messfehler bei einigen Experimenten recht hoch waren. Auch nach sorgfältiger mehrmaliger Wiederholung der Messungen konnten nicht alle Ergebnisse mit zufriedenstellender Genauigkeit umgesetzt werden. Ein Vergleich zwischen den erzielten Messergebnissen und Simulationen ist nicht aussagekräftig. Die oben erwähnten Ungenauigkeiten in den Messungen führen zu abweichenden Ergebnissen zu den Simulationen. In den Simulationen wurden optimale Bedingungen angenommen, die in den Messungen nicht berücksichtigt werden konnten. Die Simulationen dienten daher hauptsächlich für die Veranschaulichung der zu Grunde liegenden Gleichungen und für eine qualitative Abschätzung für zukünftige Experimente.

Nächste Schritte sollten daher sein, Experimente mit stabileren Quellen der fundamentalen Strahlung zu wiederholen und die hier gezeigten Ergebnisse zu verifizieren oder zu verbessern. Darüber hinaus können mit den PPKTP Wellenleitern weitere Experimente, beispielsweise die effiziente Frequenzverdopplung von Nd:YAG Laserstrahlung mit $\lambda_f = 946 \text{ nm}$ durchgeführt werden. Durch den Einsatz anderer Periodenlängen können weitere Wellenlängen phasenangepasst werden. In Zukunft können auch die hier erzielten Ergebnisse der Frequenzverdopplung als Abschätzung für die Möglichkeit zur Umsetzung weiterer nichtlineare Prozesse [Bau87, Lau92, Ris93] dienen. Durch Summen- und Differenzfrequenzgenerierung können Wellenlängen im fernen infraroten Spektralbereich generiert werden. Die Realisierung von OPOs² oder OPAs³ auf Basis von Wellenleitern kann zu neuartigen miniaturisierten Strahlungsquellen führen.

²OPO: Abkürzung für Optical parametric oscillator

³OPA: Abkürzung für Optical parametric amplifier

7 Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit konnten mittels fs-Laserstrukturierung Wellenleiter in den fluoridischen Laserkristallen Pr:KY₃F₁₀ (Pr:KYF) und Pr:LiYF₄ (Pr:YLF), sowie den nichtlinearen Kristallen KTiOPO₄ (KTP), der periodisch gepolten Variante PPKTP und stöchiometrischem LiTaO₃ (SLT) hergestellt werden. Für die Strukturierung wurde ein CPA fs-Lasersystem mit einer Repetitionsrate von 1 kHz, einer Zentralwellenlänge von 775 nm und einer Pulsdauer von 150 fs verwendet.

Um den grundlegenden Prozess der fs-Laserstrukturierung zu untersuchen wurde ein Z-Scan-Aufbau realisiert. Dieser bietet unter anderem die Möglichkeit der Bestimmung nichtlinearer Absorptionskoeffizienten transparenter Materialien. Zusätzlich wurde mit diesem Aufbau versucht, die Prozessordnung der Multiphotonenabsorption zu bestimmen. Simulationen auf Grundlage der vorliegenden Theorie sowie einleitende Experimente wurden mit dem Material YAG ausgearbeitet.

Für die Herstellung von wellenleitenden Strukturen wurden durch systematische Variation der Herstellungsparameter (Pulsenergie, Fokussierung, Anordnung geschriebener Strukturen) Wellenleiter unterschiedlicher Typen in den untersuchten Materialien realisiert.

Es folgte eine Charakterisierung hinsichtlich der Dämpfung, der numerischen Apertur und der geführten Moden der Wellenleiter. Zusätzlich wurde die Wellenleitung in Abhängigkeit der Kristallorientierung von Pr:YLF und KTP untersucht.

Es folgten Laserexperimente mit den Wellenleitern in Pr:YLF. Dabei gelang es erstmals Laseremission im orangefarbenen und tiefroten Spektralbereich zu demonstrieren.

Simulationen der Frequenzverdopplung in Wellenleitern sowie die dazugehörigen Experimente wurden mit KTP und PPKTP durchgeführt. Effiziente Frequenzverdopplung in den blauen und grünen Spektralbereich konnte ermöglicht werden.

Die Resultate der untersuchten Wellenleiter werden in den folgenden Abschnitten nochmals zusammengefasst dargestellt. Abschließend wird ein Ausblick auf weiterführende Experimente sowie Anwendungsmöglichkeiten der hergestellten Wellenleiter gegeben.

Pr:KYF

In Pr:KYF wurden Typ II Wellenleiter geschrieben. Dazu wurden zur Fokussierung der fs-Laserstrahlung zwei unterschiedliche Linsen mit Brennweiten von $f = 3,1$ mm und $f = 4,51$ mm verwendet. Zusätzlich wurde während der Strukturierung eine Oszillation der linearen Bewegung des Kristalls senkrecht zur Translationsrichtung der Probe und zum fs-Laserstrahl überlagert.

Es konnte Wellenleitung zwischen Doppelspuren erzielt werden. Wurde die langbrennweitige Linse für die Strukturierung verwendet waren die geführten Moden nahezu kreisrund mit

7 Zusammenfassung und Ausblick

gaußförmigen Intensitätsprofil. Die geringste Dämpfung eines so hergestellten Wellenleiters betrug $D = 3,1$ dB/cm ($d = 18$ μm , $E_P = 0,8$ μJ). Die zugehörigen Durchmesser dieser Mode waren $2w_x = 11,3$ μm und $2w_y = 15,5$ μm .

Die Dämpfung konnte verringert werden, wenn die Fokussierung mit der Linse der Brennweite $f = 3,1$ mm durchgeführt wurde. Jedoch waren die so hergestellten Wellenleiter für die untersuchten Wellenlängen multimodig. Die geringste Dämpfung aller Pr:KYF Wellenleiter von $D = 1,3$ dB/cm hatte ein Wellenleiter, der mit einem Spurabstand von $d = 26$ μm und einer Pulsenergie von $E_P = 1,0$ μJ hergestellt wurde.

Alle untersuchten Wellenleiter unterstützten die Führung beider Polarisationsrichtungen des eingekoppelten Lichtes. Es trat jedoch Depolarisation des Lichtes auf, welche auf Streuung an den Spuren zurückzuführen ist. In den Wellenleitern, die ohne die überlagerte Oszillation hergestellt wurden, konnte mit den verwendeten Herstellungsparametern keine Wellenleitung ermöglicht werden.

Am Ende dieser Arbeit wurden in einen weiteren Pr:KYF Kristall (bereitgestellt durch die Universität Pisa) Wellenleiter mit vergleichbaren Herstellungsparametern geschrieben. Der Kristall war 15,5 mm lang und hatte eine Dotierungskonzentration von 0,8 at%. Er war damit länger und niedriger dotiert als der vorher untersuchte Kristall. Es konnte Lasertätigkeit bei einer Wellenlänge von $\lambda_L = 610$ nm mit einer maximalen Ausgangsleistung von $P_{\text{out}} = 3,3$ mW in einem Wellenleiter (mit den Herstellungsparametern $d = 20$ μm und $E_P = 0,6$ μJ) realisiert werden. Dies stellt den ersten fs-lasergeschriebenen Wellenleiterlaser im Material Pr:KYF dar.

Pr:YLF

Wellenleiter wurden ebenfalls in das uniaxiale Lasermaterial Pr:YLF geschrieben. Dabei wurde der Einfluss der Ausrichtung der Kristallachsen auf die Strukturierung und die Wellenleitung untersucht.

In einem Kristall, bei dem die c -Achse senkrecht zur Einfallsrichtung des fs-Laserstrahls und der Translationsrichtung des Kristalls orientiert ist, konnten Typ I und Typ III Wellenleiter realisiert werden. Innerhalb einer Einzelspur konnte bei der Wahl von geringen Pulsenergien ($E_P = 0,1$ μJ und $E_P = 0,2$ μJ) polarisationsabhängig Licht geführt werden, wobei die hohe Dämpfung von $D = 10$ dB/cm keine Anwendung als Wellenleiterlaser ermöglicht.

Auch Wellenleitung im Kern von acht rhombisch angeordneten Spuren mit einer Dämpfung von minimal $D = 2,3$ dB/cm war möglich. Nahezu die selben Eigenschaften der Wellenleitung wurden nachgewiesen, wenn die kristalline c -Achse parallel zur Einfallsrichtung des fs-Lasers gerichtet war. In einem derartig orientierten Kristall wurden zusätzlich zirkular angeordnete Spuren geschrieben. Die Dämpfung konnte bei der Wahl von 24 parallelen Einzelspuren ($E_P = 0,6$ μJ), die auf einem Kreis mit einem Durchmesser von $\varnothing = 20$ μm angeordnet waren zu $D = 0,7$ dB/cm bestimmt werden. Dies ist die geringste Dämpfung eines fs-laserstrukturierten Wellenleiters in Pr:YLF. Für alle hergestellten Wellenleiter war die Wellenleitung polarisationsabhängig. Nur Licht, welches parallel zur kristallinen c -Achse polarisiert war, konnte innerhalb des Kerns der Typ III Wellenleiter geführt werden.

Es konnte Lasertätigkeit in Pr:YLF Wellenleitern realisiert werden. In einem Wellenleiterlaser mit rhombischer Spuranordnung konnte Laseremission bei einer Wellenlänge von $\lambda_L = 604$ nm mit einer maximaler Ausgangsleistung von $P_{\text{max}} = 25$ mW und eine Wellenlänge von $\lambda_L = 720$ nm mit $P_{\text{max}} = 12$ mW demonstriert werden. Als Pumpquelle wurde eine

InGaN-Laserdiode verwendet. Dies stellte den ersten fs-lasergeschriebenen Wellenleiterlaser in Pr:YLF dar. In einem Wellenleiter mit zirkularer Typ III Spuranordnung konnte ebenfalls Lasertätigkeit im orangefarbenen Spektralbereich bei $\lambda = 604$ nm erzielt werden. Die maximale Ausgangsleistung betrug in diesem Fall $P_{\max} = 28$ mW unter der Verwendung eines 2ω -OPSL als Pumpquelle. Die Effizienz der Laser waren hauptsächlich durch die Dämpfung der Wellenleiter sowie durch die multimodige Wellenleitung limitiert.

KTP/PPKTP

In den nichtlinearen Kristallen KTP und der periodisch gepolten Variante PPKTP konnten erfolgreich Typ II Wellenleiter geschrieben werden. Es wurde eine systematische Untersuchung der Herstellungsparameter in einem Kristall durchgeführt, bei dem eine y' -Propagation vorlag. Es konnten Wellenleiter mit einer geringen Dämpfung von $D = 0,8$ dB/cm sowie einem Modendurchmesser von $2w_x = 11$ μm und $2w_y = 16,5$ μm ($d = 14$ μm , $E_P = 2,5$ μJ) hergestellt werden. Jedoch wurde nur Licht geführt, das parallel zur Einfallsrichtung des fs-Lasers polarisiert war. Damit konnten diese Wellenleiter nicht für die Frequenzverdopplung unter Typ II-Phasen Anpassung verwendet werden.

Lag eine Orientierung des KTP mit x' -Propagation vor, konnten Moden zwischen den Spuren polarisationsunabhängig geleitet werden. Die Dämpfung der Wellenleiter lag im Bereich von $D = 1$ dB/cm. Ein Einfluss einer periodischen Polung auf die Strukturierung und die Wellenleitung war nicht zu erkennen.

In KTP Wellenleitern wurden Experimente zur Frequenzverdopplung unter Typ II-Phasen Anpassung in den grünen Spektralbereich durchgeführt. Es konnte maximal eine Ausgangsleistung von $P_{\max} = 2$ mW bei $\lambda = 540$ nm in einem Wellenleiter generiert werden, der mit einem Spurabstand von $d = 18$ μm und einer Pulsenergie von $E_P = 3,2$ μJ hergestellt wurde. Die Konversionseffizienz betrug dabei $\eta = 0,18$ %. Limitierend für das Erzielen einer hohen Konversionseffizienz war die geringe Koppeffizienz und Eingrenzung der fundamentalen Strahlung. Die Akzeptanzbandbreite in Abhängigkeit der Wellenlänge betrug $\Delta\lambda = 1,13$ nm und in Abhängigkeit der Temperatur $\Delta T = 50,1$ $^\circ\text{C}$.

In periodisch gepoltem KTP mit x' -Propagation konnten mit gleichen Strukturierungsparametern nahezu identische Ergebnisse erzielt werden, jedoch lag bei der Wellenleitung die Dämpfung bei ca. $D = 1,6$ dB/cm und damit höher als in ungepoltem KTP.

In einem Wellenleiter, geschrieben mit $d = 18$ μm und $E_P = 3,2$ μJ , konnten $P_{\max} = 76$ mW frequenzverdoppelte Strahlung bei $\lambda = 471,6$ nm erzeugt werden. Dies ist eine der höchsten Ausgangsleistungen, die in einem fs-lasergeschriebenen nichtlinearen Wellenleiter generiert werden konnten. Die normierte Konversionseffizienz lag in diesem Fall bei $\eta_{\text{norm}} = 4,6$ $\% \text{W}^{-1} \text{cm}^{-2}$. Die Akzeptanzbandbreite in Abhängigkeit der Temperatur betrug $\Delta T = 3,3$ $^\circ\text{C}$. Die Phasen Anpassungswellenlänge konnte linear in einem Bereich von $10 - 80$ $^\circ\text{C}$ mit $0,04$ nm/ $^\circ\text{C}$ durchgestimmt werden. Eine Degradation in der Ausgangsleistung war innerhalb von 90 min nicht zu erkennen.

SLT

In SLT wurden Typ II Wellenleiter mit Pulsenergien zwischen $E_P = 3$ μJ und $E_P = 11$ μJ sowie Spurabständen zwischen $d = 12$ μm und $d = 20$ μm hergestellt. Die für Wellenleitung not-

wendige Pulsenergie lag bei über $E_P = 4 \mu\text{J}$, ein Wellenleiter mit der geringsten Dämpfung ($D = 0,8 \text{ dB/cm}$) wurde mit einer Pulsenergie von $E_P = 11 \mu\text{J}$ und einem Spurbstand von $d = 20 \mu\text{m}$ hergestellt. Die Mode war nahezu rund. Der Grund, warum derartig hohe Pulsenergien für die Realisierung von Wellenleitung notwendig waren, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden. Die Wellenleitung war polarisationsabhängig und der Ort der Wellenleitung war von der Polarisationsrichtung des eingekoppelten Lichtes abhängig. Wellenleiter, die mit zusätzlicher überlagerter Oszillation hergestellt wurden, waren multimodig und zeigten eine hohe Dämpfung.

7.2 Ausblick

Auf Grundlage der erzielten Ergebnisse sind eine Vielzahl weiterführender Experimente sinnvoll. In Pr:KYF Wellenleitern konnte am Ende dieser Arbeit ein Wellenleiterlaser verwirklicht werden. Eine vollständige Charakterisierung dieses Wellenleiters oder der weiteren Wellenleiter in diesem Kristall ist derzeit in Planung. Eine Optimierung des Herstellungsprozesses der Wellenleiter in Pr:KYF kann zu einer geringeren Dämpfung und damit effizienterer Lasertätigkeit führen. Die Realisierung weiterer Laserwellenlängen in Pr:KYF ist dann ebenfalls denkbar. Das Wirtsmaterial KYF kann darüber hinaus auch mit anderen Seltenerdionen dotiert werden, um den Bereich der Emissionswellenlängen weiter zu vergrößern.

Für Pr:YLF ist eine ähnliche Vorgehensweise wie für Pr:KYF möglich. Die Optimierung der Herstellungsparameter kann zur Realisierung grundmodiger Wellenleiter in zirkularen Typ III Konfiguration führen. Darüber hinaus ist durch weitere Variation der Herstellungsparameter vorstellbar, Typ II Wellenleiterlaser zu realisieren.

Von Interesse ist ebenfalls die weitere Untersuchung der Wellenleitung in Abhängigkeit der Kristallorientierung. Im Vordergrund sollte dabei stehen, Wellenleitung auch für Licht, das parallel zur kristallinen a -Achse polarisiert ist, zu erreichen. Damit würde die Erzeugung weiterer Laserwellenlängen in Pr:YLF möglich. Mit den Herstellungsparametern von Wellenleitern in Pr:YLF können eventuell auch in ähnlichen fluoridischen Laserkristallen Wellenleiter und Wellenleiterlaser realisiert werden. So konnte schon beispielsweise in Er:LiLuF₄ ein Aufkonversionslaser in einem zirkularen Typ III Wellenleiter demonstriert werden, der im grünen Spektralbereich emittiert [Mog13].

In dieser Arbeit konnte ebenfalls gezeigt werden, dass effiziente Frequenzverdopplung in KTP und PPKTP Wellenleitern umsetzbar ist. Die schon hergestellten Wellenleiter in diesen Kristallen können unter anderem für weitere nichtlineare Frequenzkonversionsprozesse verwendet werden. OPOs und OPAs auf Basis von Wellenleitern wären miniaturisierte in der Wellenlänge weit durchstimmbare Lichtquellen, die eine Vielzahl von Anwendungen finden könnten.

Der Einsatz eines PPKTP Wellenleiters als optischer Kreuzkorrelator ist ebenfalls vielversprechend und erste Gespräche mit der Arbeitsgruppe *Ultrafast Optics and X-Rays Division* am CFEL Hamburg wurden geführt.

In Kooperation mit der Arbeitsgruppe *Laser Physics* der KTH Stockholm sollen die PPKTP Wellenleiter dort für die Erzeugung verschränkter Photonen eingesetzt werden. Mit dieser Arbeitsgruppe wird ebenfalls daran gearbeitet in periodisch gepoltes KTP, welches eine y' -Propagation aufweist, Wellenleiter zu schreiben und diese für Experimente zur Frequenzverdopplung zu verwenden. Derzeitig ist die periodische Polung für einen derartig orientierten

Kristall technisch sehr anspruchsvoll.

Die Wellenleiter in SLT zeigten eine Dämpfung im Bereich von nur $D = 1$ dB/cm. Dies ist eine vielversprechende Grundlage für weitere Strukturierungsexperimente in SLT und in dessen periodisch gepolten Variante PPSLT. Die Anwendungsbereiche derartiger Wellenleiter wären ähnlich denen in (PP)KTP geschriebenen Wellenleitern.

Die Resultate der Bestimmung nichtlinearer Absorptionskoeffizienten zeigen, dass eine grundlegende Optimierung des Z-Scan-Aufbaus notwendig ist. Insbesondere die Sensitivität der Messung der Transmission durch die Probe muss deutlich verbessert werden. Dies kann durch die Wahl der Messinstrumente sowie die Anpassung der experimentellen Umgebung umgesetzt werden. Durch diese Optimierung könnte neben den nichtlinearen Absorptionskoeffizienten auch die Prozessordnung der Multiphotonenabsorption weiterer Kristalle bestimmt werden. Eine Erweiterung des Aufbaus ermöglicht darüber hinaus die Bestimmung der nichtlinearen Brechungsindizes transparenter Materialien. Damit stünde ein Charakterisierungsaufbau zur Verfügung, mit dem nichtlineare Eigenschaften für eine Vielzahl von Materialien quantifiziert werden könnten.

A Anhang

A.1 Parameter für die Simulationen der Z-Scans

In den Tabellen A.1 und A.2 sind die Parameter aufgeführt, die für die Simulationen eines Z-Scans verwendet wurden. Die Parameter des Probenstrahls wurden von den gemessenen Größen, wie sie im Kapitel 2.4.3 angegeben werden, übernommen. Die NLA-Koeffizienten wurden zuerst so gewählt, dass sich eine konstante minimale normierte Transmission $T(z)$ ergibt (Parameter der Tabelle A.1). Die in Tabelle A.2 angegebenen Parameter hingegen führen zu Lösungen, die für die spätere Betrachtung der experimentell ermittelten Ergebnisse wichtig sind.

Strahlparameter		Kristallparameter	
Pulsenergie E_0	0,13 μJ	2-PA-Koeffizient α_2	$9,16^{-11} \text{ cm/W}$
Pulsdauer τ	160 fs	3-PA-Koeffizient α_3	$3,15^{-21} \text{ cm}^3/\text{W}^2$
Strahltaille w_0	20 μm	4-PA-Koeffizient α_4	$9,95^{-32} \text{ cm}^5/\text{W}^3$
Wellenlänge λ	490 nm	5-PA-Koeffizient α_5	$3,00^{-42} \text{ cm}^7/\text{W}^4$
Beugungsmaßzahl M^2	1,2		
Kristalllänge L	0,05 cm		

Tabelle A.1: Parameter für die Simulation des Z-Scans. Die linke Tabelle listet die Parameter des NOPAs auf, in der rechten Tabelle sind Kristallparameter dargestellt. Die Ergebnisse der Simulation sind in der Abbildung 2.4 a) gezeigt.

Kristallparameter	
2-PA-Koeffizient α_2	$6,05^{-11} \text{ cm/W}$
3-PA-Koeffizient α_3	$1,69^{-21} \text{ cm}^3/\text{W}^2$
4-PA-Koeffizient α_4	$4,20^{-32} \text{ cm}^5/\text{W}^3$
5-PA-Koeffizient α_5	$1,03^{-42} \text{ cm}^7/\text{W}^4$

Tabelle A.2: Parameter für die Simulation des Z-Scans, die zum Ergebnis in Abbildung 2.4 b) führen.

A.2 Sellmeiergleichungen

A.2.1 YLF

Die Sellmeier-Gleichungen für YLF sind nach [Sha02] durch

$$n_o^2 = 1 + \frac{\lambda^2}{-0,00597 + 0,91569 \cdot \lambda^2} \quad (\text{A.1})$$

$$n_e^2 = 1 + \frac{\lambda^2}{-0,00592 + 0,86490 \cdot \lambda^2} \quad (\text{A.2})$$

gegeben. Die Wellenlänge wird in Mikrometer angegeben. Der Brechungsindex n_o bezieht sich auf den ordentlichen, n_e auf den außerordentlichen Strahl. Die Brechungsindizes liegen für eine Wellenlänge von 632,8 nm bei $n_o = 1,452$ und $n_e = 1,475$ und damit ist $\Delta n = n_o - n_e = -0,023$.

A.2.2 KTP

Die Sellmeier-Gleichungen für KTP lauten [Fan87]:

$$n(\lambda) = \sqrt{A + \frac{B}{1 - C/\lambda^2} - D\lambda^2}. \quad (\text{A.3})$$

Die Wellenlänge λ wird in Mikrometer angegeben. Die Koeffizienten $A - D$ sind für die verschiedenen Kristallachsen in Tabelle A.3 zusammengefasst. Für eine Wellenlänge von 632,8 nm ergeben sich damit Brechungsindizes von $n_{x'} = 1,761$, $n_{y'} = 1,771$ und $n_{z'} = 1,864$.

Brechungsindex	A	B	C	D
$n_{x'}$	2,16747	0,83733	0,04611	0,01713
$n_{y'}$	2,19229	0,83547	0,04970	0,01621
$n_{z'}$	2,25411	1,06543	0,05486	0,02140

Tabelle A.3: Koeffizienten für die Sellmeier-Gleichung für KTP in Abhängigkeit der Kristallachsen x' , y' , z' .

A.2.3 SLT

Die Sellmeier-Gleichung für SLT lautet [Nak02]:

$$n(\lambda) = \sqrt{A + \frac{B}{\lambda^2 - C} - D\lambda^2} \quad (\text{A.4})$$

wobei die Wellenlänge λ in Mikrometern angegeben wird. Die Koeffizienten $A - D$ sind für den ordentlichen n_o und den außerordentlichen n_e Brechungsindex in Tabelle A.4 zusammengefasst.

Brechungsindex	A	B	C	D
n_o	4,5281	0,079841	0,047857	0,032690
n_e	4,5096	0,082712	0,041306	0,031587

Tabelle A.4: Koeffizienten für die Sellmeier-Gleichung für SLT.

Literaturverzeichnis

- [Aga03] B. Agate, E. U. Rafailov, W. Sibbett, S. M. Saltiel, P. Battle, T. Fry und E. Noonan. *Highly efficient blue-light generation from a compact, diode-pumped femtosecond laser by use of a periodically poled KTP waveguide crystal*. *Opt. Lett.* **28** (20), 1963 (2003).
- [Ahm89] F. Ahmed. *Laser damage threshold of KTiOPO₄*. *Appl. Opt.* **28** (1), 119 (1989).
- [Ams08] M. Ams, G. D. Marshall, P. Dekker, M. Dubov, V. K. Mezentsev, I. Bennion und M. J. Withford. *Investigation of Ultrafast Laser Photonic Material Interactions: Challenges for Directly Written Glass Photonics*. *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **14**, 1370 (2008).
- [And71] D. B. Anderson und J. T. Boyd. *Wideband CO₂ Laser Second Harmonic Generation Phase Matched in GaAs Thin-Film Waveguides*. *Applied Physics Letters* **19** (8), 266 (1971).
- [Apo04] V. Apostolopoulos, L. Laversenne, T. Colomb, C. Depeursinge, R. P. Salath, M. Pollnau, R. Osellame, G. Cerullo und P. Laporta. *Femtosecond-irradiation-induced refractive-index changes and channel waveguiding in bulk Ti³⁺:Sapphire*. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 1122 (2004).
- [Ash99] D. Ashkenasi, M. Lorenz, R. Stoian und R. Rosenfeld. *Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses: the role of incubation*. *Appl. Surf. Sci.* **150**, 101 (1999).
- [Bai02] J. Bai und G. Chen. *Continuous-wave diode-laser end-pumped Nd:YVO₄/KTP high-power solid-state green laser*. *Optics & Laser Technology* **34** (4), 333 (2002).
- [Bal95] P. Baldi, D. Delacourt, M. Papuchon, S. Nouh, K. E. Hadi, M. de Micheli und D. B. Ostrowsky. *Quasi-phase-matched parametric fluorescence in room-temperature lithium tantalate waveguides*. *Opt. Lett.* **20** (13), 1471 (1995).
- [Bar83] N. Barnes, T. Johnson und D. Gettemy. *Tunable near ultraviolet laser system from a frequency doubled alexandrite laser*. *IEEE J. Quantum Elect.* **19** (9), 1437 (1983).
- [Bau87] J. Baumert, F. M. Schellenberg, W. Lenth, W. P. Risk und G. C. Bjorklund. *Generation of blue cw coherent radiation by sum frequency mixing in KTiOPO₄*. *Appl. Phys. Lett.* **51** (26), 2192 (1987).
- [Bec11] D. Beckmann, D. Esser und J. Gottmann. *Characterization of channel waveguides in Pr:YLiF₄ crystals fabricated by direct femtosecond laser writing*. *Appl. Phys. B* **104**, 619 (2011).

Literaturverzeichnis

- [Ben04] A. Ben-Yakar und R. L. Byer. *Femtosecond laser ablation properties of borosilicate glass*. Journal of Applied Physics **96** (9), 5316 (2004).
- [Bia13] D. Biasseti, E. Neyra, J. Vazquez de Aldana, L. Roso und G. Torchia. *Buried waveguides in Nd:YLF crystals obtained by femtosecond laser writing under double line approach*. Appl. Phys. A **110** (3), 595 (2013).
- [Bie89] J. D. Bierlein und H. Vanherzeele. *Potassium titanyl phosphate: properties and new applications*. J. Opt. Soc. Am. B **6**, 622 (1989).
- [Blo65] N. Bloembergen. *Nonlinear Optics. A Lecture Note and Reprint Volume* (W. A. Benjamin, 1965).
- [Bol14] W. Bolaños, G. Brasse, F. Starecki, A. Braud, J.-L. Doualan, R. Moncorgé und P. Camy. *Green, orange, and red Pr³⁺:LiF₄ epitaxial waveguide lasers*. Opt. Lett. **39** (15), 4450 (2014).
- [Boy68] G. D. Boyd und D. A. Kleinman. *Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams*. Journal of Applied Physics **39** (8), 3597 (1968).
- [Boy03] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics* (Academic Press, 2003).
- [Bra07] C. Braun. *Spektroskopische Charakterisierung und erste Lasertätigkeit von Pr³⁺:KY₃F₁₀*. Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).
- [Bus08] A. C. Busacca, E. D'Asaro, A. Pasquazi, S. Stivala und G. Assanto. *Ultraviolet generation in periodically poled lithium tantalate waveguides*. Appl. Phys. Lett. **93** (12), (2008).
- [Cab98] S. Cabuk und A. Mamedov. *A Study of the LiNbO₃ and LiTaO₃ Absorption Edge*. Turkish Journal of Physics **22**, 41 (1998).
- [Cal09] T. Calmano. *Ultrakurzpuls-geschriebene Strukturen für Wellenleiterlaser in Nd:YAG-Kristallen*. Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg (2009).
- [Cal11] T. Calmano, J. Siebenmorgen, F. Reichert, M. Fechner, A.-G. Paschke, N.-O. Hansen, K. Petermann und G. Huber. *Crystalline Pr:SrAl₁₂O₁₉ waveguide laser in the visible spectral region*. Opt. Lett. **36**, 4620 (2011).
- [Cal13] T. Calmano. *Femtosekundenlaser-geschriebene kristalline Wellenleiterlaser im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich*. Dissertation, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg (2013).
- [Cal14] P. T. Callahan, K. Safak, P. Battle, T. D. Roberts und F. X. Kärtner. *Fiber-coupled balanced optical cross-correlator using PPKTP waveguides*. Opt. Express **22** (8), 9749 (2014).
- [Cam07a] S. Campbell, R. R. Thomson, D. P. Hand, A. K. Kar, D. T. Reid, C. Canalias, V. Pasiskevicius und F. Laurell. *Frequency-doubling in femtosecond laser inscribed periodically-poled potassium titanyl phosphate waveguides*. Opt. Express **15**, 17146 (2007).

- [Cam07b] P. Camy, J. L. Doualan, R. Moncorgé, J. Bengoechea und U. Weichmann. *Diode-pumped Pr³⁺:KY₃F₁₀ red laser*. Opt. Lett. **32** (11), 1462 (2007).
- [Can05] C. Canalias. *Domain engineering in KTiOPO₄*. Dissertation, KTH, Laser Physics (2005).
- [Che13] F. Chen und J. R. Vázquez de Aldana. *Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining*. Laser Photonics Rev. DOI: 10.1002/lpor.201300025 (2013).
- [Chi11] B. Chimier, O. Utézaza, N. Sanner, M. Sentis, T. Itina, P. Lassonde, F. Légaré, F. Vidal und J. C. Kieffer. *Damage and ablation thresholds of fused-silica in femtosecond regime*. Phys. Rev. B **84**, 094104 (2011).
- [Cho07] H. W. Choi, D. F. Farson, J. Bovatsek, A. Arai und D. Ashkenasi. *Direct-write patterning of indium-tin-oxide film by high pulse repetition frequency femtosecond laser ablation*. Appl. Opt. **46**, 5792 (2007).
- [Cor07] D. S. Corrêa, L. D. Boni, L. Misoguti, I. Cohanoschi, F. E. Hernandez und C. R. Mendonca. *Z-scan theoretical analysis for three-, four- and five-photon absorption*. Opt. Commun. **277** (2), 440 (2007).
- [Dav96] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto und K. Hirao. *Writing waveguides in glass with a femtosecond laser*. Opt. Lett. **21**, 1729 (1996).
- [DeS93] R. DeSalvo, M. Sheik-Bahae, A. A. Said, D. J. Hagan und E. W. V. Stryland. *Z-scan measurements of the anisotropy of nonlinear refraction and absorption in crystals*. Opt. Lett. **18** (3), 194 (1993).
- [Ehr79] D. J. Ehrlich, P. F. Moulton und R. M. Osgood. *Ultraviolet solid-state Ce:YLF laser at 325 nm*. Opt. Lett. **4** (6), 184 (1979).
- [Fan87] T. Y. Fan, C. E. Huang, B. Q. Hu, R. C. Eckardt, Y. X. Fan, R. L. Byer und R. S. Feigelson. *Second harmonic generation and accurate index of refraction measurements in flux-grown KTiOPO₄*. Appl. Opt. **26** (12), 2390 (1987).
- [Fej92] M. Fejer, G. Magel, D. H. Jundt und R. Byer. *Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances*. IEEE J. Quantum Elect. **28** (11), 2631 (1992).
- [Fer12] J. Fernandez-Pradas, D. Comas, J. Morenza und P. Serra. *Irradiation of glass with infrared femtosecond laser pulses*. Appl. Phys. A 1–5 (2012).
- [Fib01] G. Fibich und B. Ilan. *Vectorial and random effects in self-focusing and in multiple filamentation*. Physica D **157**, 112 (2001).
- [Fio07] M. Fiorentino, S. M. Spillane, R. G. Beausoleil, T. D. Roberts, P. Battle und M. W. Munro. *Spontaneous parametric down-conversion in periodically poled KTP waveguides and bulk crystals*. Opt. Express **15** (12), 7479 (2007).

Literaturverzeichnis

- [Flü58] S. Flügge. *Handbuch der Physik / hrsg. von S. Flügge, Band 26; Licht und Materie 2* (Springer, 1958).
- [Fra03] A. Fragemann, V. Pasiskevicius, G. Karlsson und F. Laurell. *High-peak power nanosecond optical parametric amplifier with periodically poled KTP*. *Opt. Express* **11** (11), 1297 (2003).
- [Fra05] C. Fragemann. *Optical parametric amplification with periodically poled KTiOPO₄*. Dissertation, KTH, Laser Physics (2005).
- [Fre11] S. T. Fredrich-Thornton. *Nonlinear Losses in Single Crystalline and Ceramic Yb:YAG Thin-Disk Lasers*. Dissertation, Universität Hamburg (2011).
- [Fuj13] Y. Fujimoto, M. Murakami, J. Nakanishi, T. Yamada, O. Ishii und M. Yamazaki. *Visible lasers in waterproof fluoro-aluminate glass fibers excited by GaN laser diodes*. In: *Advanced Solid-State Lasers Congress, AM2A.2* (Optical Society of America, 2013).
- [Gat06] R. R. Gattass, L. R. Cerami und E. Mazur. *Micromachining of bulk glass with bursts of femtosecond laser pulses at variable repetition rates*. *Opt. Express* **14**, 5279 (2006).
- [Gat08] R. R. Gattass und E. Mazur. *Femtosecond laser micromachining in transparent materials*. *Nature Photon.* **2**, 219 (2008).
- [Gle97] E. N. Glezer und E. Mazur. *Ultrafast-laser driven micro-explosions in transparent materials*. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 882 (1997).
- [Gün11] T. Gün, P. Metz und G. Huber. *Power scaling of laser diode pumped Pr³⁺:LiYF₄ cw lasers: efficient laser operation at 522.6 nm, 545.9 nm, 607.2 nm, and 639.5 nm*. *Opt. Lett.* **36** (6), 1002 (2011).
- [Gor03] T. Gorelik, M. Will, S. Nolte, A. Tünnermann und U. Glatzel. *Transmission electron microscopy studies of femtosecond laser induced modifications in quartz*. *Appl. Phys. A* **76**, 309 (2003).
- [Gra93] T. Graf und J. E. Balmer. *High-power Nd:YLF laser end pumped by a diode-laser bar*. *Opt. Lett.* **18** (16), 1317 (1993).
- [Gri06] S. Grilli. *Ferroelectric domain engineering and characterization for photonic applications*. Dissertation, KTH, Laser Physics (2006).
- [Gui04] L. Gui, B. Xu und T. Chong Chong. *Microstructure in Lithium Niobate by Use of Focused Femtosecond Laser Pulses*. *IEEE Photonic. Tech. L.* **16**, 1337 (2004).
- [Han11] N.-O. Hansen. *Praseodym-dotierte Fluoride für kompakte Festkörperlaser im sichtbaren Spektralbereich*. Dissertation, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg (2011).

- [Hat00] T. Hatanaka, K. Nakamura, T. Taniuchi, H. Ito, Y. Furukawa und K. Kitamura. *Quasi-phase-matched optical parametric oscillation with periodically poled stoichiometric LiTaO₃*. Opt. Lett. **25** (9), 651 (2000).
- [Heu14] A. Heuer. *OPS Pumped Modelocking of Ytterbium-doped Lutetia*. Diplomarbeit, Laser-Physik, Universität Hamburg (2014).
- [Hir06] J. Hirohashi. *Characterization of domain switching and optical damage properties in ferroelectrics*. Dissertation, KTH, Laser Physics (2006).
- [Jen96] T. Jensen, B. H. T. Chai, A. Dienes und G. Huber. *Investigation of diode-pumped 2.8- μ m Er:LiYF₄ lasers with various doping levels*. Opt. Lett. **21** (8), 585 (1996).
- [Jes13] A. Jesacher, P. S. Salter und M. J. Booth. *Refractive index profiling of direct laser written waveguides: tomographic phase imaging*. Opt. Mater. Express **3** (9), 1223 (2013).
- [Jup09] M. Jupé, L. Jensen, A. Melninkaitis, V. Sirutkaitis und D. Ristau. *Calculations and experimental demonstration of multi-photon absorption governing fs laser-induced damage in titania*. Opt. Express **17**, 12269 (2009).
- [Kar91] W. Karthe und R. Müller. *Integrierte Optik* (Akadem. Verlagsges. Gees & Portig Leipzig, 1991).
- [Kar99] H. Karlsson. *Fabrication of periodically poled crystals from the KTP family and their applications in nonlinear optics*. Dissertation, KTH, Physics (1999).
- [Kel65] L. V. Keldysh. *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*. Sov. Phys. JETP **20**, 1307 (1965).
- [Kim07] J. Kim, J. Chen, Z. Zhang, F. N. C. Wong, F. X. Kärtner, F. Loehl und H. Schlarb. *Long-term femtosecond timing link stabilization using a single-crystal balanced cross correlator*. Opt. Lett. **32** (9), 1044 (2007).
- [Kir13] M. Kirchen. *fs-Laserpuls geschriebene Wellenleiter in KTiOPO₄*. Diplomarbeit, Laser-Physik, Universität Hamburg (2013).
- [Kit98] K. Kitamura, Y. Furukawa, K. Niwa, V. Gopalan und T. E. Mitchell. *Crystal growth and low coercive field 180° domain switching characteristics of stoichiometric LiTaO₃*. Appl. Phys. Lett. **73** (21), 3073 (1998).
- [Kog64] H. Kogelnik. *Coupling and Conversion Coefficients for Optical Modes*. In: *Proceedings of the Symposium on Quasi-Optics*, 333–347 (1964).
- [Lau88] F. Laurell und G. Arvidsson. *Frequency doubling in Ti:MgO:LiNbO₃ channel waveguides*. J. Opt. Soc. Am. B **5** (2), 292 (1988).
- [Lau92] F. Laurell, J. B. Brown und J. D. Bierlein. *Sum-frequency generation in segmented KTP waveguides*. Appl. Phys. Lett. **60** (9), 1064 (1992).

Literaturverzeichnis

- [Lau93] F. Laurell, J. B. Brown und J. D. Bierlein. *Simultaneous generation of UV and visible light in segmented KTP waveguides*. Appl. Phys. Lett. **62** (16), 1872 (1993).
- [Lau12] F. Laurell, T. Calmano, S. Müller, P. Zeil, C. Canalias und G. Huber. *Laser-written waveguides in KTP for broadband Type II second harmonic generation*. Opt. Express **20**, 22308 (2012).
- [Len98] M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, C. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek und F. Krausz. *Femtosecond Optical Breakdown in Dielectrics*. Phys. Rev. Lett. **80**, 4076 (1998).
- [Li97] H. Li, F. Zhou, X. Zhang und W. Ji. *Bound electronic Kerr effect and self-focusing induced damage in second-harmonic-generation crystals*. Opt. Commun. **144**, 75 (1997).
- [Li00] H. P. Li, C. H. Kam, Y. L. Lam und W. Ji. *Femtosecond Z-scan measurements of nonlinear refraction in second-harmonic-generation crystals* 415–419 (2000).
- [Lia04] Z. M. Liao, S. A. Payne, J. Dawson, A. Drobshoff, C. Ebberts, D. Pennington und L. Taylor. *Thermally induced dephasing in periodically poled KTP frequency-doubling crystals*. J. Opt. Soc. Am. B **21** (12), 2191 (2004).
- [Ma12] Y. Ma, J. Chen, Y. Zheng und X. Chen. *Three-photon absorption and nonlinear refraction of BaMgF₄ in the ultraviolet region*. Appl. Opt. **51** (22), 5432 (2012).
- [Mac13] R. Machulka, J. Svozilík, J. Soubusta, J. Peřina, Jr. und O. Haderka. *Spatial and spectral properties of fields generated by pulsed second-harmonic generation in a periodically poled potassium-titanyl-phosphate waveguide*. Phys. Rev. A **87** (2013).
- [Mao04] S. S. Mao, F. Quere, S. Guizard, X. Mao, R. Russo, G. Petite und P. Martin. *Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics*. Appl. Phys. A **79**, 1695 (2004).
- [Mar82] D. Marcuse. *Light Transmission Optics, Second Edition* (Van Nostrand Reinhold Company Inc., New York, N.Y., 1982).
- [McC83] L. McCaughan und E. J. Murphy. *Influence of Temperature and Initial Titanium Dimensions on Fiber-Ti:LiNbO₃ Waveguide Insertion Loss at $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$* . IEEE J. Quantum Elect. **19**, 131 (1983).
- [McM08] B. McMillen, K. P. Chen, H. An, S. Fleming, V. Hartwell und D. Snoke. *Waveguiding and nonlinear optical properties of three-dimensional waveguides in LiTaO₃ written by high-repetition rate ultrafast laser*. Appl. Phys. Lett. **93** (11), (2008).
- [McM09] B. McMillen, K. P. Chen und D. Jaque. *Microstructural imaging of high repetition rate ultrafast laser written LiTaO₃ waveguides*. Appl. Phys. Lett. **94** (8), (2009).
- [Met13] P. Metz, S. Müller, F. Reichert, D.-T. Marzahl, F. Moglia, C. Kränkel und G. Huber. *Wide wavelength tunability and green laser operation of diode-pumped Pr³⁺:KY₃F₁₀*. Opt. Express **21** (25), 31274 (2013).

- [Met14] P. Metz, S. Müller, F. Reichert, F. Moglia, D.-T. Marzahl, K. C. und G. Huber. *High Power Red, Orange, and Green Pr³⁺:LiYF₄ Lasers*. Opt. Lett. **29** (11), 3193 (2014).
- [Mic12] Michiel J. de Dood, C. Yorulmaz, A. van der Torren, J. Renema und M. P. van Exter. *Spatially Entangled 4-photons States from a Periodically Poled KTP Crystal*. In: *Research in Optical Sciences*, QT4B.4 (Optical Society of America, 2012).
- [Miu97] K. Miura, J. Qui, H. Inouye, T. Mitsuyu und K. Hirao. *Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser*. Appl. Phys. Lett. **71**, 3329 (1997).
- [Miz91] K. Mizuuchi, K. Yamamoto und T. Taniuchi. *Second-harmonic generation of blue light in a LiTaO₃ waveguide*. Appl. Phys. Lett. **58** (24), 2732 (1991).
- [Miz97] K. Mizuuchi, K. Yamamoto und M. Kato. *Generation of ultraviolet light by frequency doubling of a red laser diode in a first-order periodically poled bulk LiTaO₃*. Appl. Phys. Lett. **70** (10), 1201 (1997).
- [Mül12] S. Müller, T. Calmano, P. Metz, N.-O. Hansen, C. Kränkel und G. Huber. *Femtosecond-laser-written diode-pumped Pr:LiYF₄ waveguide laser*. Opt. Lett. **37** (24), 5223 (2012).
- [Mül14] S. Müller, T. Calmano, P. W. Metz, C. Kränkel, C. Canalias, C. Liljestrand, F. Laurell und G. Huber. *Highly efficient continuous wave blue second-harmonic generation in fs-laser written periodically poled Rb:KTiOPO₄ waveguides*. Opt. Lett. **39** (5), 1274 (2014).
- [Mog13] F. Moglia, S. Müller, T. Calmano, C. Kränkel und G. Huber. *Er:LiLuF₄ upconversion waveguide laser with femtosecond-laser written circular cladding structures*. In: *The European Conference on Lasers and Electro-Optics (Poster CJ-P.3)* (2013).
- [Mou12] A. Mouskeftaras, S. Guizard, N. Fedorov und S. Klimentov. *Mechanisms of femtosecond laser ablation of dielectrics revealed by double pump-probe experiment*. Appl. Phys. A **110** (2012).
- [Nak02] M. Nakamura, S. Higuchi, S. Takekawa, K. Terabe, Y. Furukawa und K. Kitamura. *Refractive Indices in Undoped and MgO-Doped Near-Stoichiometric LiTaO₃ Crystals*. Japanese Journal of Applied Physics **41** (4B), L465 (2002).
- [Nej05] A. H. Nejadmalayeri, P. R. Herman, J. Burghoff, M. Will, S. Nolte und A. Tünnermann. *Inscription of optical waveguides in crystalline silicon by mid-infrared femtosecond laser pulses*. Opt. Lett. **30**, 964 (2005).
- [Nej10] A. H. Nejadmalayeri, J. A. Cox, J. Kim, F. N. Wong, T. D. Roberts, P. Battle und F. X. Kärtner. *Phase Noise Measurement of Mode Locked Lasers Using Guided Wave PPKTP Balanced Cross Correlators*. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics 2010*, JTuD75 (Optical Society of America, 2010).
- [Nik05] D. Nikogosyan. *Nonlinear Optical Crystals, a Complete Survey* (Springer Science and Business Media, Inc., 2005).

Literaturverzeichnis

- [Nod97] K. Noda, W. Sakamoto, T. Yogo und S. Hirano. *Alkoxy-Derived KTiOPO₄ (KTP) Fibers*. J. Am. Ceram. Soc. **80**, 2437 (1997).
- [Okh05] A. G. Okhrimchuk, A. V. Shestakov, I. Khrushchev und J. Mitchell. *Depressed cladding, buried waveguide laser formed in a YAG:Nd³⁺ crystal by femtosecond laser writing*. Opt. Lett. **30**, 2248 (2005).
- [Ou92] Z. Y. Ou, S. F. Pereira, E. S. Polzik und H. J. Kimble. *85% efficiency for cw frequency doubling from 1.08 to 0.54 μ m*. Opt. Lett. **17** (9), 640 (1992).
- [Pan09] S. Panchatsharam, B. Tan und K. Venkatakrisnan. *Femtosecond laser-induced shockwave formation on ablated silicon surface*. J. Appl. Phys. **105**, 093103 (2009).
- [Pas12] V. Pasiskevicius, G. Strömqvist, F. Laurell und C. Canalias. *Quasi-phase matched nonlinear media: Progress towards nonlinear optical engineering*. Opt. Mater. **34** (3), 513 (2012).
- [Pie99] M. Pierrou, F. Laurell, H. Karlsson, T. Kellner, C. Czeranowsky und G. Huber. *Generation of 740 mW of blue light by intracavity frequency doubling with a first-order quasi-phase-matched KTiOPO₄ crystal*. Opt. Lett. **24** (4), 205 (1999).
- [Psa07] N. D. Psaila, R. R. Thomson, H. T. Bookey, A. K. Kar, N. Chiodo, R. Osellame, G. Cerullo, A. Jha und S. Shen. *Er:Yb-doped oxyfluoride silicate glass waveguide amplifier fabricated using femtosecond laser inscription*. Appl. Phys. Lett. **90**, 131102 (2007).
- [Qia11] L. Qiao, F. He, C. Wang, Y. Cheng, K. Sugioka und K. Midorikawa. *A microfluidic chip integrated with a microoptical lens fabricated by femtosecond laser micromachining*. Appl. Phys. A **102**, 179 (2011).
- [Rei13a] F. Reichert. *Praseodymium- and Holmium-Doped Crystals for Lasers Emitting in the Visible Spectral Region*. Dissertation, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg (2013).
- [Rei13b] F. Reichert, T. Calmano, S. Müller, D.-T. Marzahl, P. W. Metz und G. Huber. *Efficient visible laser operation of Pr,Mg:SrAl₁₂O₁₉ channel waveguides*. Opt. Lett. **38** (15), 2698 (2013).
- [Ret06] B. Rethfeld. *Free-electron generation in laser-irradiated dielectrics*. Phys. Rev. B **73**, 035101 (2006).
- [Ret10] B. Rethfeld, H. Krutsch und D. Hoffmann. *Tracing Laser-Induced Dielectric Breakdown in Solids*. Contributions to Plasma Physics **50** (1), 16 (2010).
- [Ric08] A. Richter. *Laser parameters and performance of Pr³⁺-doped fluorides operating in the visible spectral region*. Dissertation, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg (2008).
- [Ris89] W. P. Risk, R. N. Payne, W. Lenth, C. Harder und H. Meier. *Noncritically phase-matched frequency doubling using 994 nm dye and diode laser radiation in KTiOPO₄*. Appl. Phys. Lett. **55** (12), 1179 (1989).

- [Ris93] W. P. Risk, S. D. Lau, R. Fontana, L. Lane und C. Nadler. *Type-II second-harmonic generation and sum-frequency mixing in uniform KTiOPO₄ channel waveguides*. Appl. Phys. Lett. **63** (10), 1301 (1993).
- [Ris03] W. P. Risk, T. R. Gosnell und A. V. Nurmikko. *Compact blue-green lasers* (Cambridge University Press, 2003).
- [Sal08] B. E. A. Saleh und M. C. Teich. *Grundlagen der Photonik* (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2008).
- [Sch01] C. B. Schaffer, A. Brodeur und E. Mazur. *Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses*. Meas. Sci. Technol. **12**, 1784 (2001).
- [Sch05] T. Schreiber, H. Schultz, O. Schmidt, F. Röser, J. Limpert und A. Tünnermann. *Stress-induced birefringence in large-mode-area micro-structured optical fibers*. Opt. Express **13**, 3637 (2005).
- [Sha02] R. Shannon, R. C. Shannon, O. Medenbach und R. X. Fischer. *Refractive Index and Dispersion of Fluorides and Oxides*. Journal of Physical and Chemical Reference Data **31** (4), 931 (2002).
- [She90] M. Sheik-Bahae, A. Said, T.-H. Wei, D. Hagan und E. Van Stryland. *Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam*. IEEE J. Quantum Elect. **26** (4), 760 (1990).
- [Sho97] I. Shoji, T. Kondo, A. Kitamoto, M. Shirane und R. Ito. *Absolute scale of second-order nonlinear-optical coefficients*. J. Opt. Soc. Am. B **14** (9), 2268 (1997).
- [Sie86] A. E. Siegman. *Lasers* (Mill Valley, Cal.: University Science Books, 1986).
- [Sie06] J. Siebenmorgen. *Strukturierung von Kristallen mit kurzen Pulsen*. Diplomarbeit, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg (2006).
- [Sie10a] J. Siebenmorgen. *Herstellung von Wellenleiterlasern mittels Femtosekunden-Laserstrukturierung in Nd- und Yb-dotierten YAG-Kristallen*. Dissertation, Institut für Laser-Physik, Universität Hamburg (2010).
- [Sie10b] J. Siebenmorgen, T. Calmano, K. Petermann und G. Huber. *Highly efficient Yb:YAG channel waveguide laser written with a femtosecond-laser*. Opt. Express **18**, 16035 (2010).
- [Sla69] G. A. Slack, D. W. Oliver, R. M. Chrenko und S. Roberts. *Optical Absorption of Y₃Al₅O₁₂ from 10- to 55 000-cm⁻¹ Wave Numbers*. Phys. Rev. **177**, 1308 (1969).
- [Spa81] M. Sparks, D. L. Mills, R. Warren, T. Holstein, A. A. Maradudin, L. J. Sham, E. Loh und D. F. King. *Theory of electron-avalanche breakdown in solids*. Phys. Rev. B **24**, 3519 (1981).

Literaturverzeichnis

- [Sta13] F. Starecki, W. B. nos, A. Braud, J.-L. Doualan, G. Brasse, A. Benayad, V. Nazabal, B. Xu, R. Moncorgé und P. Camy. *Red and orange Pr³⁺:LiYF₄ planar waveguide laser*. *Opt. Lett.* **38** (4), 455 (2013).
- [Str99] U. Strössner, A. Peters, J. Mlynek, S. Schiller, J.-P. Meyn und R. Wallenstein. *Single-frequency continuous-wave radiation from 0.77 to 1.73 μm generated by a green-pumped optical parametric oscillator with periodically poled LiTaO₃*. *Opt. Lett.* **24** (22), 1602 (1999).
- [Stu96a] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore und M. D. Perry. *Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics*. *Phys. Rev. B* **53**, 1749 (1996).
- [Stu96b] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore und M. D. Perry. *Optical ablation by high-power short-pulse lasers*. *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 459 (1996).
- [Sun05] Q. Sun, H. Jiang, Y. Liu, Y. Zhou, H. Yang und Q. Gong. *Effect of spherical aberration on the propagation of a tightly focused femtosecond laser pulse inside fused silica*. *J. Opt. A-Pure Appl. Opt.* **7**, 655 (2005).
- [Sut96] J. M. Sutherland, B. H. T. Chai, P. M. W. French und J. R. Taylor. *Visible continuous-wave laser transitions in Pr³⁺:YLF and femtosecond pulse generation*. *Opt. Lett.* **21** (11), 797 (1996).
- [Sut03] R. L. Sutherland. *Handbook of Nonlinear Optics* (CRC Press, 2003).
- [Sve98] O. Svelto. *Principles of Lasers, 4th edition* (Plenum Press, New York and London, 1998).
- [Tac04] S. Taccheo, G. Della Valle, R. Osellame, G. Cerullo, N. Chiodo, P. Laporta, O. Svelto, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer und D. Kopf. *Er:Yb-doped waveguide laser fabricated by femtosecond laser pulses*. *Opt. Lett.* **29**, 2626 (2004).
- [Tej12] M. R. Tejerina, D. Jaque und G. A. Torchia. *μ-Raman spectroscopy characterization of LiNbO₃ femtosecond laser written waveguides*. *J. Appl. Phys.* **112**, 123108 (2012).
- [Tho07] J. Thomas, M. Heinrich, J. Burghoff, S. Nolte, A. Ancona und A. Tünnermann. *Femtosecond laser-written quasi-phase-matched waveguides in lithium niobate*. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 151108 (2007).
- [Tho11] J. Thomas, M. Heinrich, P. Zeil, V. Hilbert, K. Rademaker, R. Riedel, S. Ringleb, C. Dubs, J.-P. Ruske, S. Nolte und A. Tünnermann. *Laser direct writing: Enabling monolithic and hybrid integrated solutions on the lithium niobate platform*. *Phys. Stat. Sol. A* **208**, 276 (2011).
- [Tsi06] G. Tsigaridas, I. Polyzos, P. Persephonis und V. Giannetas. *A novel approach for analyzing open Z-scan experiments*. *Opt. Commun.* **266** (1), 284 (2006).
- [Tym91] J. K. Tyminski. *Photorefractive damage in KTP used as second-harmonic generator*. *Journal of Applied Physics* **70** (10), 5570 (1991).

- [van90] C. J. van der Poel, J. D. Bierlein, J. B. B. Co. und S. Colak. *Efficient type I blue second-harmonic generation in periodically segmented KTiOPO₄ waveguides*. Appl. Phys. Lett. **57** (20), 2074 (1990).
- [van95] M. H. van der Mooren, T. Rasing und H. J. A. Bluysen. *Determination of type I phase matching angles and conversion efficiency in KTP*. Appl. Opt. **34** (6), 934 (1995).
- [Wan94] J. Wang, M. Sheik-Bahae, A. A. Said, D. J. Hagan und E. W. V. Stryland. *Time-resolved Z-scan measurements of optical nonlinearities*. J. Opt. Soc. Am. B **11** (6), 1009 (1994).
- [Wan05] S. Wang. *Fabrication and characterization of periodically-poled KTP and Rb-doped KTP for applications in the visible and UV*. Dissertation, KTH, Laser Physics (2005).
- [Web03] M. J. Weber. *Handbook of Optical Materials* (2003).
- [Wem70] S. H. Wemple und M. DiDomenico. *Theory of the Elasto-Optic Effect in Nonmetallic Crystals*. Phys. Rev. B **1**, 193 (1970).
- [Wie93] W. Wiechmann, T. Fukui, H. Masuda und S. Kubota. *Refractive-index temperature derivatives of potassium titanylphosphate*. Opt. Lett. **18** (15), 1208 (1993).
- [Wol13] U. Wolters. *Inversion Dependent Losses in Yb:YAG and their Effects on Thin-Disk Laser Operation*. Dissertation, Universität Hamburg (2013).
- [Xu07] S. Xu, J. Qiu, T. Jia, C. Li, H. Sun und Z. Xu. *Femtosecond laser ablation of crystals SiO₂ and YAG*. Opt. Commun. **274**, 163 (2007).
- [Xu13] B. Xu, F. Starecki, D. Pabœuf, P. Camy, J. L. Doualan, Z. P. Cai, A. Braud, R. Moncorgé, P. Goldner und F. Bretenaker. *Red and orange laser operation of Pr:KYF₄ pumped by a Nd:YAG/LBO laser at 469.1nm and a InGaN laser diode at 444nm*. Opt. Express **21** (5), 5567 (2013).
- [Yam93] M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh und K. Watanabe. *First-order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation*. Appl. Phys. Lett. **62** (5), 435 (1993).
- [Yar76] A. Yariv. *Introduction to optical electronics* (Holt, Rinehart and Winston, 1976).
- [Yos06] H. Yoshida, H. Fujita, M. Nakatsuka, M. Yoshimura, T. Sasaki, T. Kamimura und K. Yoshida. *Dependences of Laser-Induced Bulk Damage Threshold and Crack Patterns in Several Nonlinear Crystals on Irradiation Direction*. Japanese Journal of Applied Physics **45** (2R), 766 (2006).
- [Yu04] N. E. Yu, S. Kurimura, Y. Nomura, M. Nakamura, K. Kitamura, J. Sakuma, Y. Otani und A. Shiratori. *Periodically poled near-stoichiometric lithium tantalate for optical parametric oscillation*. Applied Physics Letters **84** (10), 1662 (2004).

Literaturverzeichnis

- [Yu06] N. E. Yu, J. Changsoo, K. Do-Kyeong, L. Jongmin, L. O. A., K. Sunao und K. Kenji. *Thermal dephasing of quasi-phase-matched second-harmonic generation in periodically poled stoichiometric LiTaO₃ at high input power*. Journal of the Korean Physical Society **49** (2), 528 (2006).
- [Zhu95] S. Zhu, Y. Zhu, Z. Yang, H. Wang, Z. Zhang, J. Hong, C. Ge und N. Ming. *Second-harmonic generation of blue light in bulk periodically poled LiTaO₃*. Appl. Phys. Lett. **67** (3), 320 (1995).
- [Zuk10] A. Zukauskas, V. Pasiskevicius, F. Laurell, C. Canalias, M. Safinas und A. Michailovas. *High-Performance Periodically Poled Rb-doped KTP For Frequency Conversion in Blue/Green region*. In: *4th EPS-QEOD Europhoton Conference*, Paper No. FrA4 (2010).
- [Zuk11] A. Zukauskas, G. Strömqvist, V. Pasiskevicius, F. Laurell, M. Fokine und C. Canalias. *Fabrication of submicrometer quasi-phase-matched devices in KTP and RKTP [Invited]*. Opt. Mater. Express **1** (7), 1319 (2011).
- [Zuk14] A. Zukauskas. *QPM Devices in KTA and RKTP*. Dissertation, KTH, Laser Physics (2014). QC 20140114.

Veröffentlichungen

Veröffentlichungen in wissenschaftlichen Zeitschriften

- F. Laurell, T. Calmano, S. Müller, P. Zeil, C. Canalias, G. Huber, *Laser-written waveguides in KTP for broadband Type II second harmonic generation*. Opt. Express **20**, 22308 (2012).
- S. Müller, T. Calmano, P. Metz, N.-O. Hansen, C. Kränkel, G. Huber, *Femtosecond-laser-written diode-pumped Pr:LiYF₄ waveguide laser*. Opt. Letters **37**, 5223 (2012).
- P. W. Metz, S. Müller, F. Reichert, D.-T. Marzahl, F. Moglia, C. Kränkel, G. Huber, *Wide Wavelength Tunability and Green Laser Operation of Diode-pumped Pr³⁺:KY₃F₁₀*. Opt. Express **21**, 31274 (2013).
- T. Calmano, A.-G. Paschke, S. Müller, C. Kränkel, G. Huber, *Curved Yb:YAG waveguide lasers, fabricated by femtosecond laser inscription*. Opt. Express **21**, 25501 (2013).
- F. Reichert, T. Calmano, S. Müller, D.-T. Marzahl, P. W. Metz, G. Huber, *Efficient visible laser operation of Pr;Mg:SrAl₁₂O₁₉ channel waveguides*. Opt. Letters **38** 2698 (2013).
- P. W. Metz, S. Müller, F. Reichert, F. Moglia, D.-T. Marzahl, C. Kränkel G. Huber, *High Power Red, Orange, and Green Pr³⁺:LiYF₄ Lasers*. Opt. Letters **29**, 3193 (2014).
- S. Müller, C. Kränkel, G. Huber, T. Calmano, P. W. Metz, F. Laurell, C. Canalias, C. Liljestränd, G. Huber, *Highly efficient continuous wave blue second harmonic generation in fs-laser written periodically poled Rb:KTiOPO₄ waveguides*. Opt. Letters **39**, 1274 (2014).
- T. Calmano, S. Müller, *Crystalline Waveguide Lasers in the Visible and Near Infrared Spectral Range (invited)* IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, **21**, January/February (2015).

Weitere schriftliche Veröffentlichungen

- S. Müller. *Justage und Montage von Mikrobautteilen an Hochleistungsdiodenlasern mit Hilfe eines elektrischen Mikropositioniersystems*. Fachhochschule Münster, Deutschland, Diplomarbeit (2008).
- S. Müller. *Aufbau und Charakterisierung eines in der Wellenlänge umschaltbaren, diodengepumpten Pr³⁺:LiYF₄-Lasers*. Fachhochschule Münster, Deutschland, Masterarbeit (2011).

Beiträge zu internationalen Konferenzen

Vorträge

- S. Müller, N.-O. Hansen O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber, *Dual Wavelength and Switchable Laser Operation of Pr³⁺:LiYF₄ Crystals at 523 nm and 640 nm*. The European Conference on Lasers and Electro-Optics (ECLEO/Europe and EQEC 2011), München, Deutschland, CA8_3 (2011).
- T. Calmano, A.-G. Paschke, S. Müller, C. Kränkel, G. Huber, *Q-Switched Operation of a fs-Laser Written Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG monolithic waveguide laser*. Advances in Optical Materials (AIOM) 2012, San Diego, USA, IF2A.4 (2012).
- F. Laurell, C. Canalias, T. Calmano, S. Müller, G. Huber, *Laser written waveguides in KTP for broadband Type II frequency doubling*. European Conference on Integrated Optics (ECIO) 2012, Barcelona, Spanien (2012).
- T. Calmano, S. Müller, F. Reichert, M. Fechner, N.-O. Hansen, G. Huber, *Dual Wavelength and Switchable Laser Operation of Visible Pr:SrAl₁₂O₁₉ Waveguide Lasers*. EPS-QEOD Europhoton Conference 2012, Stockholm, Schweden, FrB.2 (2012).
- P. Metz, F. Reichert, S. Müller, D.-T. Marzahl, N.-O. Hansen, M. Fechner, C. Kränkel, G. Huber, *Highly efficient Pr:LiYF₄-lasers*. EPS-QEOD Europhoton Conference 2012, Stockholm, Schweden, FrA.4, (2012).
- S. Müller, T. Calmano, P. Metz, C. Kränkel, G. Huber, *Femtosecond-laser Written Diode-pumped Visible Pr:LiYF₄ Waveguide Laser*. EPS-QEOD Europhoton Conference 2012, Stockholm, Schweden, FrB.1 (2012).
- T. Calmano, S. Müller, C. Kränkel, G. Huber, *Curved Yb:YAG Waveguide Lasers*. Advanced Solid-State Lasers Congress, Paris, Frankreich, ATu2A.2 (2013).
- P. W. Metz, F. Moglia, F. Reichert, S. Müller, D.-T. Marzahl, N.-O. Hansen, C. Kränkel, G. Huber, *Novel Rare Earth Solid State Lasers with Emission Wavelengths in the Visible Spectral Range* The European Conference on Lasers and Electro-Optics (ECLEO/Europe and EQEC 2013), München, Deutschland, CA-2.5 (2013).
- F. Reichert, T. Calmano, S. Müller, D.-T. Marzahl, P. W. Metz, and G. Huber, *Visible laser operation of Pr,Mg:SrAl₁₂O₁₉ waveguides*. The European Conference on Lasers and Electro-Optics (ECLEO/Europe and EQEC 2013), München, Deutschland, CJ-12.5 (2013).
- S. Müller, T. Calmano, F. Reichert, M. Fechner, C. Kränkel, G. Huber, *Advances in visible and near-infrared fs-laser-written waveguide lasers*. LASE SPIE Photonics West 2013, San Francisco, USA, Invited 8599-5 (2013).
- F. Laurell, S. Müller, T. Calmano, C. Liljestränd, C. Canalias, C. Kränkel, G. Huber, *A fs-laser written waveguide in periodically poled Rb:KTP for efficient second harmonic generation*. ECIO - MOC 2014, European Conference on Integrated Optics (ECIO 17th) and the MicroOptics Conference (MOC 19th), Nizza, Frankreich, Th 2a I1 (2014).

Poster

- F. Moglia, S. Müller, T. Calmano, G. Huber, *Er:LiLuF₄ upconversion waveguide laser fabricated by femtosecond-laser writing*. EPS-QEOD Europhoton Conference 2012, Stockholm, Schweden, Poster TuP.25 (2012).
- F. Moglia, S. Müller, T. Calmano, C. Kränkel, G. Huber, *Er:LiLuF₄ upconversion waveguide laser with femtosecond-laser written circular cladding structures*. The European Conference on Lasers and Electro-Optics (ECLEO/Europe and EQEC 2013), München, Deutschland, Poster CJ-P.3 (2013).
- T. Calmano, S. Müller, C. Kränkel, G. Huber, *Highly Efficient fs-Laser Inscribed Yb:YAG Waveguide Lasers Fabricated with a Novel Writing Scheme*. The European Conference on Lasers and Electro-Optics (ECLEO/Europe and EQEC 2013), München, Deutschland, Poster CJ-P.32 (2013) paper

Beiträge zu nationalen Konferenzen

Vorträge

- S. Müller, N.-O. Hansen, O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber, *In der Wellenlänge umschaltbarer, gewinngeschalteter Pr³⁺:LiYF₄-Laser*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2011, Dresden, Deutschland, Q 21.6, (2011).
- P. W. Metz, T. Gün, N.-O. Hansen, S. Müller, G. Huber, *Optimierung eines orangefarben emittierenden Praseodym Lasers anhand eines einfachen analytischen Modells*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2012, Stuttgart, Deutschland, Q 18.4, (2012).
- S. Müller, T. Calmano, P. Metz, N.-O. Hansen, C. Kränkel, G. Huber, *Femtosecond Written Waveguides in Pr³⁺:LiYF₄*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2012, Stuttgart, Deutschland, Q18.5 (2012).
- P. W. Metz, S. Müller, F. Reichert, D.-T. Marzahl, C. Kränkel, G. Huber, *Wavelength Tuning of Praseodymium Lasers in Different Fluoride Hosts*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2014, Berlin, Deutschland, Q 1.5 (2014).
- S. Müller, T. Calmano, F. Laurell, C. Canalias, C. Kränkel, G. Huber, *Frequency-doubling in fs-laser-written waveguides in periodically poled KTP* Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2014, Berlin, Deutschland, Q 18.7 (2014).

Poster

- P. W. Metz, F. Moglia, S. Müller, F. Reichert, D.-T. Marzahl, N.-O. Hansen, M. Fechner, C. Kränkel, G. Huber, *Spectroscopy and self-pulsed laser operation of Sm³⁺ doped LiLuF₄ crystals*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2013, Hannover, Poster Q 43.3 (2013).
- S. Müller, T. Calmano, M. Kirchen, C. Kränkel, C. Canalias, P. Zeil, F. Laurell, G. Huber, *Femtosecond-laser written waveguides in KTP for type II second harmonic generation*.

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2013, Hannover, Poster Q 43.13 (2013).

Vorträge im Rahmen von Seminaren und Workshops

- S. Müller, *Gain-Switching of Pr:YLF and Pr:SrAlO*. LAS-F Conference 2011, Lönborg, Dänemark (2011).
- S. Müller, *Ti:Sapphire Waveguides*. LAS-F Conference 2012, Lavensby, Dänemark (2012).
- S. Müller, *Second-harmonic Generation in KTP Waveguides*. LAS-F Conference 2013, Vorbasse, Dänemark (2012).
- S. Müller, S. Waesermann, C. Kränkel, G. Huber, *Project A4: PLD-grown and fs-Laser-written Waveguides*. GrK 1355 Workshop 2013, Amrum, Deutschland (2013).
- S. Müller, S. Waesermann, C. Kränkel, G. Huber, *Project A4: Waveguides - Fabrication and Applications*. GrK 1355 Workshop 2014, Amrum, Deutschland (2014).
- S. Müller, *Thermal issues in periodically poled KTP waveguides*. LAS-F Conference 2014, Emsteck-Hoheging, Deutschland (2014).