

OPTISCH-PARAMETRISCHE VERSTÄRKERSYSTEME BEI HOHEN PULSWIEDERHOLRATEN

Von der Fakultät für Mathematik und Physik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

von

Dipl. Phys. Jan Thomas Ahrens
geboren am 07.05.1985 in Berlin-Zehlendorf

2017

Referent: Prof. Dr. Uwe Morgner
Koreferent: Prof. Dr. Detlev Ristau
Tag der Promotion: 07.08.2017

Kurzfassung

Jan Ahrens

Optisch-parametrische Verstärkersysteme bei hohen Pulswiederholraten

Optisch-parametrische Verstärkersysteme sind ideal geeignet, um ultrakurze Pulse mit Nanojoule Pulsenergie aus Titan:Saphir-Oszillatoren bei hohen Pulswiederholraten um mehrere Größenordnungen in der Energie zu verstärken. Bei der parametrischen Verstärkung können aufgrund der enormen Verstärkungsbandbreite Pulsdauern von wenigen optischen Zyklen erreicht werden, wobei die CEO-Phase des Eingangssignals erhalten bleibt.

In dieser Dissertation wird der Prozess der breitbandigen parametrischen Verstärkung in der nicht-kollinearen Geometrie mithilfe von experimentellen Messungen und numerischen Simulationen im Detail untersucht. Schwerpunkt ist die breitbandige parametrische Verstärkung von Titan:Saphir-Oszillatoren bei hohen Pulswiederholraten (>100 kHz) auf Mikrojoule-Pulsenergie und Pulsdauern von wenigen Femtosekunden. Es werden drei Pumpquellen aufgebaut, mit denen Pumppulse mit einer Dauer zwischen 10 ps und 209 fs erreicht werden.

Bei 100 kHz Pulswiederholrate wird ein OPCPA-System mit einem kompakten Nd:YVO₄-Festkörperverstärker ohne zusätzlichen Strecker und Kompressor als Pumpquelle vorgestellt. Bei diesem wird bei der parametrischen Verstärkung untersucht, die Pumppulse mit einer Dauer von 10 ps in zwei NOPA-Stufen jeweils in einem Doppeldurchgang partiell abzubauen. Die Ausgangspulse des OPCPA-Systems mit einer Pulsenergie von 18 μ J und einer Dauer von 8,7 fs werden mithilfe von Kreuzkorrelationsmessungen im Zeitbereich analysiert, wodurch der Anteil der Superfluoreszenz bestimmt wird.

Bei 200 kHz Pulswiederholrate wird eine faserbasierte Pumpquelle mit einem äußerst kompakten CVBG-Strecker und zwei parallelen Rod-Type-Verstärkerstufen realisiert, mit der Pumppulse mit einer Dauer unterhalb von einer Pikosekunde erreicht werden. Mit dieser Pumpquelle werden in einem zweistufigen parametrischen Verstärker CEO-phasenstabilisierte Pulse mit einer Dauer von 6,3 fs und 12 μ J Pulsenergie erreicht. Mithilfe von (2+1) dimensional numerischen Simulationen werden die experimentellen Ergebnisse bei der parametrischen Verstärkung nachvollzogen, und auf deren hervorragender Übereinstimmung basierend werden theoretische Vorhersagen für eine Steigerung der Pulsenergie getroffen. Die Simulation ermöglicht erstmals eine vollständige Erklärung der im Experiment sichtbaren nichtlinearen Mischprodukte bei der nicht-kollinearen parametrischen Verstärkung in der PVWC-Geometrie. Dies ermöglicht fundamentale Einblicke in die raum-zeitliche Dynamik bei dem nichtlinearen Verstärkungsprozess.

Anhand der Erkenntnisse in dieser Arbeit wird ein effizientes OPCPA-System mit 17 μ J Pulsenergie und stabilisierter CEO-Phase realisiert, das von einem faserbasierten Verstärkersystem mit einer Pulsdauer von etwa 200 fs gepumpt wird. Die Steigerung der Pulswiederholrate wird gezeigt und Ansätze für die Steigerung der Pulsenergie sowie die Konversion der Ausgangsstrahlung zu anderen Spektralbereichen werden diskutiert.

Schlagwörter: ultrakurze Pulse, OPCPA, optisch-parametrischer Verstärker, Faserverstärker, Festkörperverstärker

Abstract

Jan Ahrens

Optical parametric amplifiers at high repetition rates

Optical parametric amplifier systems are ideally suited to amplify ultra-short pulses with nanojoule pulse energy from a broadband Ti:sapphire oscillators by several orders of magnitudes at high repetition rates. Pulse durations of a few optical cycles can be achieved due to the enormous amplification bandwidth of the parametric amplification process while the CEO-phase of the input signal is retained.

In this dissertation, the process of broadband parametric amplification in non-collinear geometry is investigated in detail using experimental measurements and numerical simulations. The main focus is on the broadband parametric amplification of Ti:sapphire oscillators at high pulse repetition rates (> 100 kHz) to microjoule level pulse energy and pulse durations of a few femtoseconds. Three pump sources are presented delivering pump pulses with duration between 10 ps and 209 fs.

At 100 kHz repetition rate, an OPCPA system is presented, which is pumped by a compact Nd:YVO₄ solid-state amplifier without additional stretchers and compressors. For the parametric amplification, the pump pulses with 10 ps pulse duration are partially depleted in two NOPA-stages each in a double-pass configuration. The output pulses of the OPCPA-system with a pulse energy of 18 μ J and a duration of 8.7 fs are analyzed by optical cross-correlation measurements in the time domain, in order to investigate the amount of superfluorescence.

At 200 kHz pulse repetition rate, a fiber-based pump source with a compact CVBG-stretcher and two parallel rod-type amplifier stages is realized, which delivers pump pulses with duration below one picosecond. With this pump source, CEO-phase stabilized pulses with duration of 6.3 fs and 12 μ J pulse energy are achieved in a two-stage parametric amplifier. With (2+1) dimensional numerical simulations, the experimental results are well reproduced. Based on the excellent agreement between experiment and simulation theoretical predictions are made for an increase in the pulse energy. The simulation allows for the first time a complete explanation of the nonlinear mixing products visible in the experiment for the non-collinear parametric amplification in the PVWC-geometry. This provides fundamental insights into the spatial-temporal dynamics of the nonlinear amplification process.

Based on the findings in this work an efficient OPCPA system with 17 μ J pulse energy and stabilized CEO-phase is realized. A fiber-based amplifier system is presented as a pump source, delivering pump pulses with duration of about 200 fs. The scaling of the pulse repetition rate is shown and approaches for the increase of the pulse energy as well as the conversion of the output radiation to other spectral ranges are discussed.

Key words: ultra-short pulses, OPCPA, optical parametric amplification, fiber amplifier, solid-state amplifier

Erklärung der Selbstständigkeit

Hiermit erkläre ich, die Regeln der geltenden Promotionsordnung zu kennen und eingehalten zu haben und bin mit einer Prüfung nach den Bestimmungen der Promotionsordnung einverstanden.

Ich habe die Dissertation selbst verfasst und keine Textabschnitte von Dritten oder eigenen Prüfungsarbeiten ohne Kennzeichnung übernommen und alle benutzten Hilfsmittel und Quellen in der Arbeit angegeben.

Dritte haben weder unmittelbar noch mittelbar geldwerte Leistungen für Vermittlungstätigkeiten oder für die inhaltliche Ausarbeitung dieser Dissertation erhalten.

Die vorgelegte Dissertation wurde noch nicht als Prüfungsarbeit für eine andere Prüfung eingereicht. Die gleiche oder eine in wesentlichen Teilen ähnliche Arbeit habe ich nicht bei einer anderen Fakultät oder bei einer anderen Hochschule als Dissertation eingereicht.

Ich bin damit einverstanden, dass die Dissertation einer Überprüfung der Einhaltung allgemein geltender wissenschaftlicher Standards unterzogen wird, insbesondere auch unter Verwendung elektronischer Datenverarbeitungsprogramme.

Sarstedt, den

Jan Thomas Ahrens

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Theoretische Grundlagen	5
2.1.1	Parametrische Verstärkung	6
2.1.2	Erhaltung der Träger-Einhüllenden-Phase	9
2.1.3	Phasenanpassung	10
2.1.4	Poynting-Vektor und walk-off-Effekte	13
2.2	Simulationen	15
2.3	Grundprinzip eines parametrischen Verstärkersystems	17
3	OPCPA-System bei 100 kHz mit einem Nd:YVO₄-Verstärker als Pumpquelle	21
3.1	Experimenteller Aufbau	22
3.2	Der Titan:Saphir-Oszillator	22
3.2.1	Dispersionsmanagement für den Signalpuls	24
3.3	Pumpquelle	26
3.3.1	Faserbasierter Vorverstärker	27
3.3.2	Nd:YVO ₄ -Leistungsverstärker	31
3.4	Zweistufige Frequenzverdopplung	35
3.5	Der parametrische Verstärker	39
3.5.1	Nicht-kollineare optisch-parametrische Verstärkerstufen	40
3.6	Superfluoreszenz	45
3.7	Limitationen und Skalierungsmöglichkeiten	48
4	Fasergepumptes OPCPA-System bei 200 kHz	53
4.1	Experimenteller Aufbau	54
4.2	Der Titan:Saphir-Oszillator	55
4.3	Kurzpulsverstärkersystem bei 1030 nm	56
4.3.1	Pulsstrecke	56
4.3.2	Faserbasierter Vorverstärker	57
4.3.3	Rod-Type-Hauptverstärker	59
4.3.4	Pulskompression	61

4.4	Der parametrischer Verstärker	64
4.4.1	Frequenzverdopplung	64
4.4.2	Dispersionsmangement	65
4.4.3	Nicht-kollineare optisch-parametrische Verstärkerstufen	65
4.4.4	Stabilisierung der CEO-Phase	69
4.5	Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung	70
4.6	Numerische Simulationen des parametrischen Verstärkungsprozesses	74
4.6.1	Neue Einblicke in die raum-zeitlichen Effekte bei der parametrischen Verstärkung	80
4.7	Limitationen und Skalierungsmöglichkeiten	84
4.8	Konzept für ein optimiertes OPCPA-System basierend auf den bisherigen Ergebnissen	86
5	Verkürzung der Pumppulsdauer und Steigerung der Pulsenergie	91
5.1	Skalierung der Pumppulsenergie bei 200 kHz	92
5.1.1	Frequenzverdopplung	98
5.2	Der parametrische Verstärker	99
5.2.1	Dispersionsmanagement	101
5.2.2	Parametrische Verstärkung bei 200 kHz	102
5.2.3	Stabilisierung der CEO-Phase	105
5.2.4	Parametrische Verstärkung bei 400 und 800 kHz	106
5.3	Steigerung der Pulsenergie	112
5.4	Frequenzkonversion in den mittleren Infrarot- sowie in den sichtbaren Spektralbereich	112
6	Zusammenfassung	115
	Literatur	119
	Veröffentlichungen	137
	Curriculum Vitae	143

KAPITEL 1

Einleitung

Seit der Demonstration des ersten Lasers in dem Jahr 1960 durch T. H. Maiman [Mai60] wurde die Lasertechnologie kontinuierlich verbessert und hat in vielen Bereichen der Wissenschaft tiefgreifende Erkenntnisse ermöglicht, die Jahrzehnte zuvor noch undenkbar erschienen. Mit gepulsten Verstärkersystemen ist es möglich, mit jedem einzelnen Laserpuls für einen extrem kurzen Moment eine Pulsspitzenleistung zu erreichen, die über der mittleren Leistung eines Atomkraftwerkes liegt (z. B. Kraftwerk Grohnde; 1430 MW [Int15]). Hierbei hat insbesondere das Konzept der „Chirped Pulse Amplification“ (CPA), basierend auf der Arbeit von Strickland *et al.* aus dem Jahr 1985 [Str85], zu einer enormen Steigerung der erreichbaren Pulsenergie geführt. Mit den erreichten Intensitäten können im Experiment hoch nichtlineare Prozesse wie z. B. die Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung oder das Entstehen von Attosekundenpulsen untersucht werden. Zusätzlich ist für viele Experimente die Pulsdauer ein wesentlicher Aspekt, da diese die erreichbare Zeitauflösung in dem Experiment festlegt. Ultrakurze Laserpulse ermöglichen hierbei, Prozesse auf Zeitskalen im Bereich von wenigen Femtosekunden (fs) oder sogar Attosekunden (as) zu beobachten. Auf solchen kurzen Zeitskalen liegt beispielsweise die Bewegung von Elektronen in den Orbitalen von Molekülen oder den inneren Atomschalen (siehe z. B. [Buc07; Kra09]).

Mit modengekoppelten Titan:Saphir-Oszillatoren können Pulsdauern von bis zu 4,4 fs erreicht werden, wobei allerdings die Pulsenergie auf wenige nJ limitiert ist (siehe z. B. [Rau08b; Sch03]). Für das Erzeugen von Laserpulsen im Bereich von Attosekunden sowie für nichtlineare Anwendungen sind allerdings Femtosekundenpulse mit Pulsenergien im Bereich von mehreren μJ oder mJ notwendig, was eine vorherige Verstärkung notwendig macht [Ant96; Kre13; Pau01a]. Über Jahrzehnte wurden hierfür Verstärkersysteme auf Basis von Titan:Saphir-Kristallen verwendet. Die Ausgangspulsdauer liegt hierbei typischerweise im Bereich von 25 fs oder darüber und ist durch die Verstärkungsbandbreite sowie durch die Verringerung der spektralen Breite während der Verstärkung (siehe z. B. [Hot65]) nach unten begrenzt. Solche Verstärkersysteme werden typischerweise bei niedrigen Pulswiederholraten in einem Bereich von bis zu 10 kHz betrieben, da durch den großen Wärmeeintrag in dem Verstärkungskristall die erreichbare mittlere Leistung begrenzt ist (siehe z. B. [Bro15]). Um die Pulsdauer nach dem Verstärken auf wenige

optische Zyklen¹ zu verkürzen, ist eine zusätzliche nichtlineare spektrale Verbreiterung notwendig, wozu beispielsweise die Propagation in einer gasgefüllten Hohlleiter oder der Prozess der Filamentation genutzt werden (siehe z. B. [Hau04; Nag11; Nis97]). Mit beiden Ansätzen ist es möglich, die Pulsdauer aus einem solchen Verstärkersystem zu reduzieren, wobei es allerdings zu Leistungsverlusten bei der nichtlinearen Verbreiterung sowie der nachfolgenden Pulskompression kommt. Zusätzlich sind beide Ansätze neben dem reinen Platzbedarf mit einem nicht zu vernachlässigenden experimentellen Aufwand verbunden.

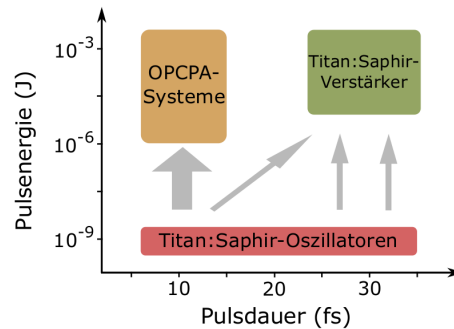


Abbildung 1.1: Erreichbare Pulsdauer und Energie mit Titan:Saphir-Verstärkern sowie mit OPCPA-Systemen, ausgehend von einem breitbandigen Titan:Saphir-Oszillator.

Als alternatives Verstärkungskonzept wurde im Jahre 1992 von Dubietis *et al.* die parametrische Verstärkung demonstriert [Dub92]. Hierbei wird in einem geeigneten Kristall über einen nichtlinearen Mischprozess zweiter Ordnung Energie von einem intensiven Pumpuls auf einen schwächeren Signalpuls übertragen, wodurch dieser verstärkt wird. Die erreichbare Verstärkungsbandbreite hängt bei diesem Prozess nur von der Phasenanpassungsbedingung und nicht von kristallspezifischen Laserübergängen ab. Insbesondere bei einer nicht-kollinearen Einstrahlung von Pump- und Signalpuls kann eine enorme Verstärkungsbandbreite erreicht werden, sodass es möglich ist, eine Pulsdauer von bis zu 3,9 fs ohne zusätzliche spektrale Verbreiterung nach der Verstärkung zu erreichen [Bal02]. Ein wesentlicher Vorteil dieser Technologie ist, dass bei diesem Prozess keine Energie in dem Kristall gespeichert wird und thermische Effekte nur eine untergeordnete Rolle spielen (siehe z. B. [Rie14a]). Parametrische Verstärker können daher in der mittleren Leistung und in der Pulswiederholrate mit den Ausgangsparametern der Pumpquellen sehr gut skaliert werden. Als Pumpquellen werden typischerweise Verstärkersysteme mit einer Ausgangswellenlänge um $1\ \mu\text{m}$ genutzt (siehe z. B. [Pri15; Pup15; Rot12; Vau14]). Bei der parametrischen Verstärkung wird die Signalpulsdauer vor dem Verstärkungsprozess auf die Pumpulsdauer angepasst und nach der Verstärkung wird der Puls komprimiert, um die höchstmögliche Pulsspitzenleistung zu erreichen. In Analogie zu dem CPA-Konzept wird dieser Prozess im Folgenden daher als „Optical Parametric Chirped Pulse Amplification“ (OPCPA) bezeichnet. In Abbildung 1.1 ist der Vorteil von OPCPA-Systemen in Bezug auf die erreichbare Pulsdauer im Vergleich zu Titan:Saphir-Verstärkersystemen schematisch dargestellt.

¹ Eine Schwingung des elektrischen Feldes bei $800\ \text{nm}$ hat eine Dauer von $2,7\ \text{fs}$.

Ein OPCPA-System mit einer Pulsenergie im Bereich von mehreren Mikrojoule bei einer Pulswiederholrate von mehr als 100 kHz und einer Pulsdauer von wenigen optischen Zyklen ist eine ideale Strahlquelle für eine Reihe von experimentellen Anwendungen. Diese sind z. B. die Photoelektronenmikroskopie (PEEM) (siehe z. B. [Mår15]), die Erzeugung von hoherharmonischer Strahlung bei hohen Pulswiederholraten (siehe z. B. [Hey12; Kre13; Rud15]), die Untersuchung von Ionisationsprozessen mithilfe eines Reaktionsmikroskops (siehe z. B. [Fur13]) oder die Frequenzkonversion in den mittleren infraroten Spektralbereich [Suc13] für Anwendungen in der Mikroskopie und der Spektroskopie. Insbesondere die Pulswiederholrate im Bereich von 100 kHz stellt für viele zeitaufgelöste spektroskopische Anwendungen einen guten Kompromiss zwischen einer hohen Statistik und einem ausreichend großen Pulsabstand für eine vollständige Relaxation des photoinduzierten Prozesses dar (siehe z. B. [Bov12]).

Eine Vielzahl von wissenschaftlichen Veröffentlichungen zeigen das Potential der parametrischen Verstärkung (siehe z. B. [Bri10; Cer03; Pra14; Vau14; Wit12]). Nichtsdestotrotz sind auf diesem Gebiet viele grundlegende Fragestellungen noch unbeantwortet. So sind im Experiment bei der parametrischen Verstärkung nichtlineare Mischprodukte sichtbar, die bislang nicht erklärt wurden und die auf eine komplexe räumliche und zeitliche Dynamik hinweisen. Diese werden in dieser Arbeit für die breitbandige parametrische Verstärkung in β -Bariumborat (BBO) mithilfe von (2+1) dimensional numerischen Simulationen erstmals vollständig erklärt und im Detail mit experimentellen Beobachtungen bei einem OPCPA-System mit einer faserbasierten Pumpquelle verglichen.

Weiterhin wird in dieser Arbeit die Fragestellung untersucht, inwieweit ein kompakter Festkörperverstärker, der ohne weitere Pulskompression nahezu bandbreitenbegrenzte Pulse mit einer Pumpimpulsdauer von 10 ps liefert, für die breitbandige parametrische Verstärkung von einem breitbandigen Titan:Saphir-Oszillator genutzt werden kann. Hierbei wird erstmals bei hohen Pulswiederholraten (> 100 kHz) und wenigen zehn Pikosekunden Pumpimpulsdauer die partielle Nutzung des Pumpimpulses in zwei Doppeldurchgängen durch die parametrischen Verstärker gezeigt. Die partielle Nutzung des Pumpimpulses wurde bislang theoretisch vorgeschlagen (siehe z. B. [Har03]) und lediglich bei 10 Hz Pulswiederholrate mit um Größenordnungen längeren Pumpimpulsen mit einer Pulsdauer von 8 ns gezeigt (siehe z. B. [Ste06; Ste05; Wnu09]). Bei einer Pumpimpulsdauer von mehreren Nanosekunden ist jeweils ein aufwändiger Strecker und Kompressor notwendig, um die Signalpulsdauer auf 300 ps beziehungsweise auf eine Nanosekunde zu strecken und nach der Verstärkung zu komprimieren. In einem weiteren Beispiel in der Literatur (siehe [Zhe13]) wird bei einer Pumpimpulsdauer von 250 ps und einer Signalpulsdauer von 100 ps die erste von zwei Verstärkerstufen im Doppeldurchgang genutzt, wobei für das Signal ein Pulsshaper und ein komplizierter Strecker genutzt wird. Die deutlich kürzeren Pumpimpulse in dieser Arbeit ermöglichen hingegen die Verwendung von breitbandigen dispersiven Spiegeln für das Anpassen der Signalpulsdauer, wodurch ein kompakter und effizienter Aufbau ermöglicht wird. Mithilfe von Kreuzkorrelationsmessungen werden die Ausgangspulse im Zeitbereich analysiert. Dies ermöglicht eine Bestimmung der Superfluoreszenz und einen detaillierten Einblick in die zeitliche Dynamik bei der parametrischen Verstärkung bei der partiellen Nutzung des Pumpimpulses.

Eine weitere Besonderheit dieser Arbeit ist der direkte Vergleich der parametrischen Verstärkung von Titan:Saphir-Oszillatoren bei hohen Pulswiederholraten mit einem CPA-freien Festkörperverstärker bei 100 kHz und 10 ps Pumpimpulsdauer sowie mit extrem kurzen Pumpimpulsen von 209 fs bei 200 kHz aus einem faserbasierten Verstärkersystem. Bei parametrischen Verstärkersystemen mit Pulswiederholraten über 100 kHz sowie einer Zentralwellenlänge im nahen Infrarot¹(NIR), die bislang in der Literatur beschrieben wurden, liegt die typischerweise erreichte Pumpimpulsdauer oberhalb von 250 fs [Bro11] bzw. 350 fs [Fur13].

Die nachfolgende Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 2 werden einige wichtige theoretische Grundlagen der parametrischen Verstärkung und der nichtlinearen Optik wiederholt, die zu einem besseren Verständnis dieser Arbeit beitragen. Anschließend wird in Kapitel 3 ein OPCPA-System bei 100 kHz Pulswiederholrate vorgestellt, bei dem ein sehr kompakter Festkörperverstärker ohne Strecker und Kompressor als Pumpquelle genutzt wird. Hierbei wird bei einer hohen Repetitionsrate (> 100 kHz) eine zweistufige Frequenzverdopplung in Kombination mit zwei parametrischen Verstärkerstufen im Doppeldurchgang für Pumpimpulse mit einer Dauer im Bereich von 10 ps realisiert. Abschließend folgt eine Diskussion der Grenzen der vorgestellten Pumpquelle sowie Möglichkeiten der Leistungsskalierung. In Kapitel 4 wird eine faserbasierte Pumpquelle mit einem monolithischen Strecker- und Kompressorkonzept vorgestellt. Mit diesem Ansatz können mit einem konzeptionell einfachen Verstärkeraufbau um mehr als eine Größenordnung kürzere Pumpimpulse erreicht werden als in Kapitel 3. Basierend auf dieser Pumpquelle wird ein zweistufiger parametrischer Verstärker realisiert, bei dem zusätzlich die Träger-Einhüllenden-Phase (CEO²-Phase) stabilisiert wird. Mithilfe von numerischen Simulationen werden die experimentellen Ergebnisse des zweistufigen Systems reproduziert, und erstmals experimentell beobachtete nichtlineare Mischprodukte vollständig erklärt. Weiterhin wird in diesem Kapitel der Einfluss der CEO-Phase auf die Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung (HHG³) in Argon diskutiert und der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit einem numerischen Modell vorgestellt. Anschließend folgen eine Diskussion der Grenzen des vorgestellten OPCPA-Systems sowie Ansätze für eine Skalierung der Pumpquelle. Weiterhin folgt ein Vergleich der beiden Systeme, um Parameter für ein optimales OPCPA-System festzulegen. Basierend darauf wird in Kapitel 5 ein fasergepumptes OPCPA-System mit stabilisierter CEO-Phase bei 200 kHz Pulswiederholrate vorgestellt, bei dem insbesondere bei der Pumpquelle die Pulsenergie, Effizienz, Impulsdauer sowie die Pulsqualität optimiert wurden. Hierbei wird die parametrische Verstärkung mit einer Pumpimpulsdauer von 209 fs untersucht und es werden Anforderungen an das Dispersionsmanagement des parametrischen Verstärkers diskutiert. Zusätzlich wird bei diesem System die Variation der Pulswiederholrate zu 400 kHz und 800 kHz untersucht, sowie Möglichkeiten diskutiert, das Ausgangsspektrum in den sichtbaren sowie in den nah-infraroten Spektralbereich zu konvertieren. Abschließend endet die Arbeit mit einer Zusammenfassung.

1 Wellenlängenbereich von 760 nm bis 1400 nm [ISO07].

2 Aus dem Englischen: **C**arrier **E**nvelope **O**ffset

3 Aus dem Englischen: **H**igh-order **H**armonic **G**eneration

KAPITEL 2

Grundlagen

In dem folgenden Kapitel werden wichtige theoretische Grundlagen diskutiert, die zum Verständnis dieser Arbeit beitragen. Der Schwerpunkt liegt hierbei insbesondere auf nichtlinearen Effekten zweiter Ordnung bei der Wechselwirkung eines intensiven Laserstrahls mit Materie. Ausgehend davon werden Grundlagen des parametrischen Verstärkungsprozesses sowie die dafür notwendige Phasenanpassung im Detail betrachtet und erklärt. Anschließend folgt eine Einführung in ein numerisches Simulationsmodell, das in Kapitel 4 dazu genutzt wird, den parametrischen Verstärkungsprozess detailliert zu untersuchen um darüber ein tiefgreifendes Verständnis der räumlichen und zeitlichen Dynamik bei der parametrischen Verstärkung zu erhalten. Abschließend endet das Kapitel mit einem Überblick über die experimentellen Realisierungsmöglichkeiten von parametrischen Verstärkersystemen.

2.1 Theoretische Grundlagen

In dem Fall der linearen Optik kann die dielektrische Polarisierung, die mit dem elektromagnetischen Feld $\vec{E}(t)$ in einem Medium angeregt wird, geschrieben werden als $\vec{P}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(t)$ [Boy08]. Wobei $\chi^{(1)}$ die Suszeptibilität erster Ordnung und ε_0 die elektrische Feldkonstante angibt. Dielektrische Polarisierung bedeutet, dass die Elektronen in dem Medium durch das elektrische Feld aus ihrer Ruhelage ausgelenkt werden. Bei kleinen Feldstärken ist diese Auslenkung proportional zu der Feldstärke (hookescher Bereich) [Dem06]. Bei hohen Feldstärken, wie sie typischerweise mit Laserstrahlung erreicht werden, gilt dieser lineare Zusammenhang zwischen der elektrischen Feldstärke und der induzierten Polarisierung in dem Medium nicht mehr. In diesem Fall kann die Polarisierung mathematisch als Potenzreihe geschrieben werden [Boy08]:

$$\vec{P}(t) = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} \vec{E}(t) + \chi^{(2)} \vec{E}(t) \vec{E}(t) + \chi^{(3)} \vec{E}(t) \vec{E}(t) \vec{E}(t) + \dots]. \quad (2.1)$$

Die Terme $\chi^{(2)}$ und $\chi^{(3)}$ werden hierbei als nichtlineare Suszeptibilität zweiter und dritter Ordnung bezeichnet. Es gilt für die nichtlineare Polarisierung zweiter Ordnung $\vec{P}^{(2)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2(t)$. Hierbei ist anzumerken, dass die Suszeptibilität zweiter Ordnung für zentrosymmetrische Medien (z. B. Flüssigkeiten, Gase oder amorphe Festkörper wie beispielsweise Glas) aus Symmetriegründen verschwindet [Boy08]. Dies bedeutet, dass für die Ausnutzung von nichtlinearen Effekten zweiter Ordnung nicht-zentrosymmetrische Medien

(z. B. uniaxiale Kristalle) notwendig sind. Als Prozesse zweiter Ordnung sind exemplarisch die Frequenzverdopplung (SHG¹), Differenzfrequenzerzeugung (DFG²) und Summenfrequenzerzeugung (SFG³) zu nennen. In Abbildung 2.1 sind diese drei Prozesse schematisch dargestellt. Für die nichtlineare Polarisation dritter Ordnung gilt $\vec{P}^{(3)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3(t)$. Ein nichtlinearer Prozess dritter Ordnung ist beispielsweise die Selbstphasenmodulation oder die Selbstfokussierung.

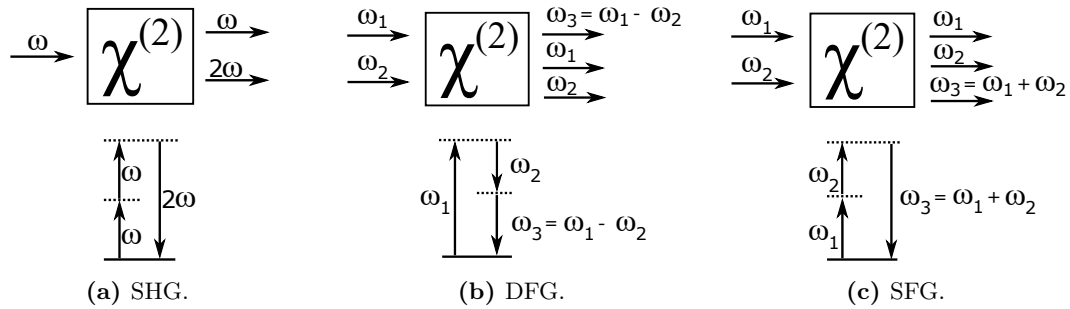


Abbildung 2.1: Verschiedene $\chi^{(2)}$ -Prozesse mit den beteiligten Frequenzen. Die oberen Bilder veranschaulichen dabei jeweils die eingestrahelten Frequenzen, während die Bilder in der unteren Reihe das Energieniveauschema symbolisieren. Hierbei sind virtuelle Niveaus durch gestrichelte Linien dargestellt.

2.1.1 Parametrische Verstärkung

Der Prozess der parametrischen Verstärkung basiert auf dem Differenzfrequenzprozess. Hierbei wird Energie von einem intensiven Pumpstrahl mit der Frequenz ω_p auf einen deutlich schwächeren Signalstrahl mit der Frequenz ω_s übertragen. Aus Gründen der Energieerhaltung entsteht dabei ein dritter Strahl mit der Frequenz ω_i , der üblicherweise Idler genannt wird. Zur eindeutigen Unterscheidung dieser drei Frequenzen erfolgt ihre Benennung entsprechend der Konvention $\omega_i < \omega_s < \omega_p$. Bei diesem Prozess muss die Energieerhaltung entsprechend Gleichung (2.2) zusammen mit der Impulserhaltung nach Gleichung (2.3) erfüllt sein. Hierbei geben \vec{k}_p , \vec{k}_s und \vec{k}_i die jeweiligen Wellenvektoren von Pump-, Signal- und Idlerstrahlung an. Es gilt:

$$\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i, \quad (2.2)$$

$$\hbar\vec{k}_p = \hbar\vec{k}_s + \hbar\vec{k}_i. \quad (2.3)$$

In Abbildung 2.2 ist dieser mathematische Zusammenhang schematisch veranschaulicht. Die Impulserhaltung kann hierbei in einer kollinearen sowie in einer nicht-kollinearen Anordnung realisiert werden. Insbesondere der nicht-kollineare Fall hat einen entscheidenden Einfluss auf die erreichbare Bandbreite der Phasenanpassung. Es ergibt sich aus der Konvention, dass mögliche Signalfrequenzen in einem Bereich von $\omega_s = \omega_p$ bis zu $\omega_s = \omega_p/2$ liegen

1 Aus dem Englischen: **S**econd **H**armonic **G**eneration

2 Aus dem Englischen: **D**ifference **F**requency **G**eneration

3 Aus dem Englischen: **S**um **F**requency **G**eneration

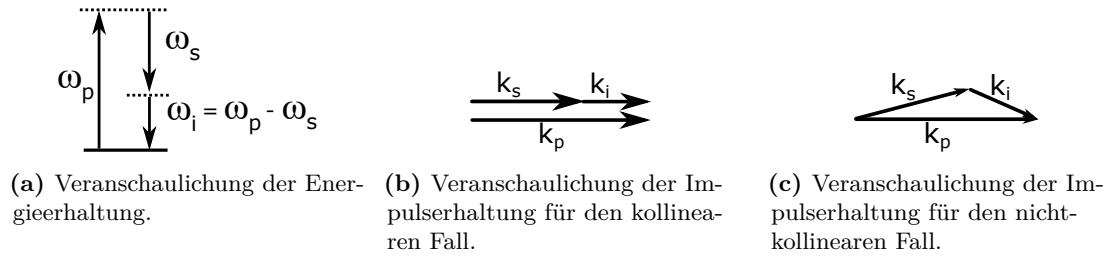


Abbildung 2.2: Veranschaulichung der Energie- und Impulserhaltung für die parametrische Verstärkung.

können. Die dazugehörigen Idler-Frequenzen liegen dementsprechend in einem Bereich zwischen 0 und $\omega_p/2$. Die Kopplung zwischen den drei beteiligten Wellen in Form von drei gekoppelten Wellengleichungen kann für den kollinearen Fall und einer Propagation in z -Richtung geschrieben werden als [Cer03]:

$$\frac{dA_i}{dz} = -i \frac{\omega_i d_{\text{eff}}}{n_i c_0} A_s^* A_p \exp(-i \Delta k z), \quad (2.4)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = -i \frac{\omega_s d_{\text{eff}}}{n_s c_0} A_i^* A_p \exp(-i \Delta k z), \quad (2.5)$$

$$\frac{dA_p}{dz} = -i \frac{\omega_p d_{\text{eff}}}{n_p c_0} A_i A_s \exp(i \Delta k z). \quad (2.6)$$

Bei der Herleitung wurde die slowly varying envelope approximation¹ genutzt. Diese Vereinfachung gilt für den Fall, dass sich die Einhüllende des Feldes in Ort und Zeit nur langsam gegenüber der schnellen Oszillation des elektrischen Feldes ändert. Diese Näherung ist auch für Pulse mit einer Dauer von wenigen optischen Zyklen legitim [Bra97]. In den Gleichungen gibt $\Delta k = k_p - k_s - k_i$ die Phasenfehlانpassung, $n_{i,s,p}$ den Brechungsindex für die jeweilige Frequenz und c_0 die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum an. Die Konstante d_{eff} ist der sogenannte nichtlineare Koeffizient und ergibt sich aus dem $\chi^{(2)}$ Tensor, den Materialeigenschaften, der Propagationsrichtung sowie der Polarisierung der drei beteiligten Strahlen. Die Gleichungen (2.4) - (2.6) beschreiben die nichtlinearen Effekte zweiter Ordnung wie zum Beispiel die parametrische Verstärkung, die Frequenzverdopplung, die Summenfrequenzerzeugung und die Differenzfrequenzerzeugung. Durch Umformung kann daraus die sogenannte Manley-Rowe-Beziehung

$$\frac{1}{\omega_i} \frac{dI_i}{dz} = \frac{1}{\omega_s} \frac{dI_s}{dz} = -\frac{1}{\omega_p} \frac{dI_p}{dz} \quad (2.7)$$

hergeleitet werden [Cer03]. Hierbei gibt $I_i = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c_0 n_i |A_i|^2$ die Intensität der Strahlung bei der Frequenz ω_i an. Gleichung (2.7) sagt aus, dass die Anzahl der Photonen erhalten bleibt. Für einen Differenzfrequenzprozess, bei dem zwei intensive Eingangsstrahlen mit

¹ $(d^2 A/dz^2) \ll 2k(dA/dz)$

den Frequenzen ω_s und ω_p in einem $\chi^{(2)}$ -Prozess miteinander wechselwirken, bedeutet dies, dass Energie von dem Strahl mit Frequenz ω_p auf den Strahl mit der Frequenz ω_s übertragen wird und gleichzeitig ein dritter Strahl mit der Frequenz ω_i entsteht. Das heißt anschaulich, dass ein Pumpphoton in ein Signalphoton und ein Idlerphoton zerfällt. Die parametrische Verstärkung ist ein DFG-Prozess, bei dem die Anfangsintensität A_{s0} des Signalstrahls (ω_s) deutlich geringer als die Intensität des Pumpstrahls (ω_p) ist und über die Kristalllänge L signifikant verstärkt wird. Der Idlerstrahl existiert hierbei zu Beginn des Prozesses noch nicht ($A_{i0} = 0$). Es gilt für einen vernachlässigbaren Abbau des Pumpstrahls ($A_p \cong \text{konstant}$) [Cer03]:

$$I_s(L) = I_{s0} \left[1 + \frac{\Gamma^2}{g^2} \sinh^2(gL) \right], \quad (2.8)$$

und

$$I_i(L) = I_{s0} \frac{\omega_i}{\omega_s} \frac{\Gamma^2}{g^2} \sinh^2(gL) \quad (2.9)$$

mit $g = \sqrt{\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2}$ und $\Gamma^2 = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2 I_p}{n_i n_s n_p \lambda_i \lambda_s \epsilon_0 c_0}$. Für den Fall perfekter Phasenanpassung ($\Delta k = 0$) folgt aus der Definition von g , dass gilt: $g = \Gamma$. Mit der Annahme einer großen Verstärkung ($\Gamma L \gg 1$) ergibt sich für die Änderung der Signal- und Idlerintensität ein exponentieller Anstieg:

$$I_s(L) \cong \frac{1}{4} I_{s0} \exp(2\Gamma L), \quad (2.10)$$

$$I_i(L) \cong \frac{\omega_i}{4\omega_s} I_{s0} \exp(2\Gamma L). \quad (2.11)$$

Das Verhältnis des verstärkten Signals zu dem Eingangssignal wird als Faktor G für den Gewinn definiert: $G = \frac{I_s(L)}{I_{s0}} = \frac{1}{4} \exp(2\Gamma L)$. Der Gewinn hängt exponentiell von der Kristalllänge sowie dem Faktor Γ ab. Aus der Definition von Γ ist offensichtlich, dass in einem

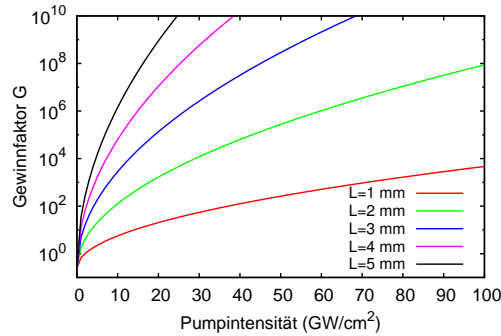


Abbildung 2.3: Berechneter Gewinn bei der parametrischen Verstärkung in Abhängigkeit von der Pumpintensität und der Kristalllänge. Für die Berechnung wurde eine perfekte Phasenanpassung in einem BBO-Kristall ($d_{\text{eff}} = 2 \frac{pm}{V}$) bei einer Pumpwellenlänge von 515 nm und einer Signalwellenlänge von 800 nm angenommen.

Experiment bei vorgegebenen Wellenlängen für Pump-, Idler- und Signalstrahlung nach der Wahl eines bestimmten nichtlinearen Kristalls die Intensität I_p des Pumpstrahls einen

wesentlichen Einfluss ($G \propto \exp\sqrt{I_p}$) auf den Gewinn hat. In Abbildung 2.3 ist der Gewinn für die parametrische Verstärkung von einem Signal mit einer Wellenlänge von 800 nm und einer Pumpwellenlänge von 515 nm gezeigt. Hierbei wurde als nichtlinearer Kristall BBO gewählt, da dieses Material aufgrund des Verlaufs der Phasenanpassungskurve später auch im experimentellen Teil dieser Arbeit verwendet wird. Es ist offensichtlich, dass mit einem parametrischen Verstärkungsprozess enorme Gewinnfaktoren mit Kristalllängen von wenigen Millimetern möglich sind. Die hier dargelegte Betrachtung gilt jedoch nur unter der Annahme, dass die Phasenanpassungsbedingung perfekt erfüllt ist und die Pumpstrahlung bei dem Prozess nicht abgebaut wird. Bei der experimentellen Realisierung der parametrischen Verstärkung kommt es allerdings aufgrund der Energieerhaltung zu einem Abbau des Pumpspulses und somit zu einer Begrenzung der erreichbaren Gewinnfaktoren. Zusätzlich kehrt sich der Energiefluss von der Pumpstrahlung auf den Signalstrahl ab einem bestimmten Punkt um, und die Energie wird von der Signal- und Idlerstrahlung über einen SFG-Prozess zurück zu der Pumpstrahlung konvertiert. In Abschnitt 4.6 wird mithilfe von numerischen Simulationen gezeigt, dass eine Konversionseffizienz von der Pumpstrahlung zu der Signalstrahlung im Bereich von 40 % erreicht werden kann.

2.1.2 Erhaltung der Träger-Einhüllenden-Phase

Ein wichtiger Aspekt der parametrischen Verstärkung, der in den Kapiteln 4 und 5 gezeigt wird, ist die Erhaltung der CEO-Phase während der Verstärkung. Die CEO-Phase gibt hierbei die relative Phasenlage des oszillierenden Feldes in Bezug auf das Maximum der Puls-Einhüllenden an. Insbesondere bei Laserpulsen im Bereich von wenigen optischen Zyklen kann diese Phasenlage des Feldes unter der Einhüllenden einen großen Einfluss auf das experimentelle Ergebnis haben. Dies wird beispielsweise in Kapitel 4 bei der Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung gezeigt [Rud15]. Bei der parametrischen Verstärkung

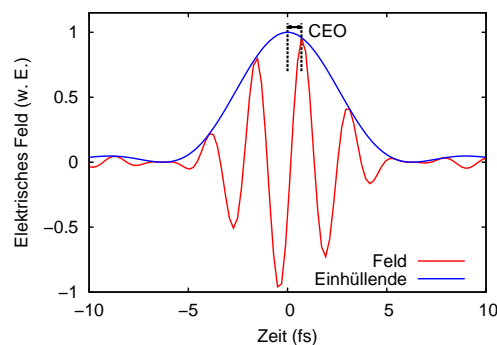


Abbildung 2.4: Darstellung eines schnell oszillierenden elektrischen Feldes (rot) zusammen mit der Puls-Einhüllenden (blau). Die Abweichung zwischen den beiden Maxima gibt die CEO-Phase an.

ergeben sich die Phasenbeiträge von Pump-, Signal- und Idlerstrahlung durch Lösen der Imaginärteile der gekoppelten Wellengleichung (2.4) - (2.6). Für den Fall, dass zu Beginn

des Prozesses kein Idler eingestrahlt wird ($I_i(0) = 0$), gilt [Ros02]:

$$\phi_s = \phi_s(0) - \frac{\Delta k z}{2} + \frac{\Delta k \gamma_s^2}{2} \int \frac{dz}{f + \gamma_s^2}, \quad (2.12)$$

$$\phi_i = \phi_p(0) - \phi_s(0) - \frac{\pi}{2} - \frac{\Delta k z}{2}, \quad (2.13)$$

$$\phi_p = \phi_p(0) - \frac{\Delta k z}{2} \int \frac{f dz}{1 - f}. \quad (2.14)$$

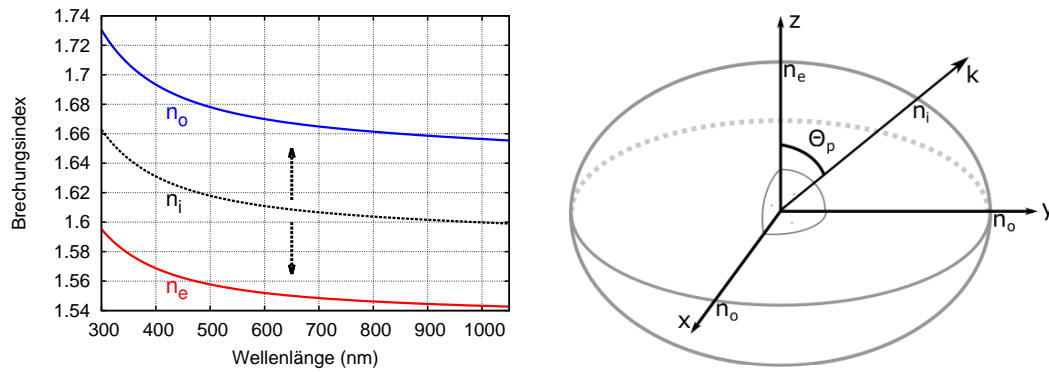
Hierbei gibt $f = 1 - I_p/I_p(0)$ den teilweisen Abbau der Pumpwelle an und $\gamma_s^2 = \frac{\omega_p}{\omega_s} \frac{I_s(0)}{I_p(0)}$ beschreibt das Verhältnis zwischen den Intensitäten und Frequenzen von Pump- und Signalstrahlung. Aus Gleichung (2.12) ist ersichtlich, dass die Signalphase bei der Verstärkung nicht von der Pumpphase abhängt. Die Eingangsphase des Signals $\phi_s(0)$ bleibt demnach bei der parametrischen Verstärkung erhalten, selbst wenn die Phase der Pumpquelle nicht stabilisiert ist. Eine Veränderung der Signalphase tritt nur für Wellenlängen mit einer Phasenfehlانpassung ($\Delta k = k_p - k_i - k_s \neq 0$) auf. In diesem Fall spielen auch Schwankungen der Pumpintensität $I_p(0)$ eine Rolle.

2.1.3 Phasenanpassung

Für die Ausbreitung einer Welle in k -Richtung mit der Frequenz ω in einem Kristall mit dem Brechungsindex n gilt der Zusammenhang $k = \frac{n\omega}{c}$. Bei den bisherigen Betrachtungen wurde immer eine perfekte Phasenanpassung von $\Delta k = k_p - k_s - k_i = 0$ angenommen. Dafür muss gelten, dass die Bedingung $\frac{n_p \omega_p}{c} = \frac{n_s \omega_s}{c} + \frac{n_i \omega_i}{c}$ erfüllt ist. Es lässt sich zeigen, dass diese Bedingung in isotropen Medien mit normaler Dispersion ($n_i < n_s < n_p$), bei denen der Brechungsindex n mit der Frequenz ω monoton zunimmt, nicht erfüllt werden kann [Boy08]. Um die Phasenanpassungsbedingung zu erfüllen, werden typischerweise doppelbrechende Kristalle verwendet. Hierbei wird der Brechungsindexunterschied zwischen den orthogonalen Polarisationen (z. B. von Pump- und Signalstrahlung) ausgenutzt. Der Brechungsindexunterschied kann hierbei entweder über die Temperatur (siehe z. B. [Nik91]) oder den Kristallwinkel eingestellt werden (siehe z. B. [Boy08; Mes05]). In Abbildung 2.5(b) ist ein Brechungsindex-Ellipsoid für einen negativ¹-uniaxialen Kristall dargestellt. Hierbei ist die Symmetrieachse (z -Achse) als optische Achse des Kristalls definiert. Strahlen mit einer Polarisation, die senkrecht zu dieser optischen Achse steht, werden als ordentlich (o) polarisiert bezeichnet. Strahlen mit einer Polarisation parallel zu der optischen Achse sind außerordentlich (e)² polarisiert. Weiterhin ergibt sich aus Abbildung 2.5(b), dass der Brechungsindex (n_o) für einen ordentlich polarisierten Strahl unabhängig von dem Winkel Θ_p ist. Für einen außerordentlich polarisierten Strahl ändert sich der Brechungsindex n_i in Abhängigkeit von dem Winkel Θ_p zwischen n_e ($\Theta_p = 90^\circ$) und n_o ($\Theta_p = 0^\circ$). In Abbildung 2.5(a) ist der Brechungsindexverlauf für die ordentliche (n_o) und die außerordentliche (n_e) Polarisation für BBO-Kristall gezeigt. Die schwarze Kurve gibt hierbei den Brechungsindexverlauf für einen außerordentlich polarisierten Strahl mit einem Winkel Θ_p zu der

1 Es gilt: negativ-uniaxial für $n_e < n_o$, positiv-uniaxial für $n_e > n_o$

2 Die Abkürzung **e** ergibt sich aus der englischen Bezeichnung: **extraordinary**



(a) Brechungsindexverlauf für BBO für die ordentliche (n_o ; blau) und außerordentliche (n_e ; rot) Polarisation [Eim87]. Der Brechungsindexverlauf n_i (schwarze Kurve) für die außerordentliche Polarisation kann über den Winkel Θ_p zwischen n_e und n_o variiert werden.

(b) Brechungsindex Ellipsoid für einen negativ-uniaxialen Kristall.

Abbildung 2.5: Abhängigkeit des Brechungsindexverlaufs über den Winkel Θ_p für BBO.

optischen Achse an. Durch Wahl dieses Winkels kann der Verlauf zwischen der blauen und der roten Kurve verschoben werden. Darüber kann beispielsweise für $\Theta_p = 23,4^\circ$ erreicht werden, dass der Brechungsindex für ordentlich polarisierte Strahlung bei 1030 nm und für außerordentlich polarisierte Strahlung bei 515 nm (der doppelten Frequenz) identisch ist und die Phasenanpassungsbedingung für die Frequenzverdopplung erfüllt ist. Grundsätzlich wird zwischen Typ-I- und Typ-II-Phasenanpassung unterschieden, wobei für Typ-I gilt, dass die beiden Wellen mit der niedrigsten Frequenz dieselbe Polarisation aufweisen ($o_s + o_i \rightarrow e_p$ oder $e_s + e_i \rightarrow o_p$), während diese bei Typ-II orthogonal polarisiert sind ($e_s + o_i \rightarrow e_p$, $o_s + e_i \rightarrow e_p$, $e_s + o_i \rightarrow o_p$ oder $o_s + e_i \rightarrow o_p$) [Mid65]. Im Rahmen dieser Arbeit wird für die SHG und die parametrische Verstärkung die Typ-I-Phasenanpassung genutzt, da diese im Vergleich zu der Typ-II-Phasenanpassung eine größere Bandbreite liefert [Cer03].

Bei den bisherigen Überlegungen wurde eine kollineare Einstrahlung betrachtet. Hierbei ist durch Festlegen der Signalfrequenz und Einstellen des zugehörigen Kristallwinkels die Phasenanpassungsbandbreite durch die unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten ν_g^{-1} von Signal- und Idlerfrequenz festgelegt. Für die Phasenanpassungsbandbreite gilt [Cer03]:

$$\Delta\nu \cong \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\pi} \sqrt{\frac{I}{L}} \frac{1}{\left| \frac{1}{\nu_{g(s)}} - \frac{1}{\nu_{g(i)}} \right|}. \quad (2.15)$$

Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, dass die größte Verstärkungsbandbreite erreicht wird, wenn die Differenz der Gruppengeschwindigkeiten minimal wird. Für den Grenzfall am Entartungspunkt, bei dem Signal- und Idlerwelle die gleiche Frequenz haben ($\omega_s = \omega_i$), ist Gleichung (2.15) nicht mehr gültig. In diesem Fall müssen höhere Dispersionsordnungen

1 Es gilt: $\nu_g = \frac{d\omega}{dk}$.

berücksichtigt werden. In diesem Fall gilt:

$$\Delta\nu = 2 \frac{(\ln 2)^{\frac{1}{4}}}{\pi} \left(\frac{\Gamma}{L} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{1}{\left| \frac{\partial^2 k_s}{\partial \omega_s^2} + \frac{\partial^2 k_i}{\partial \omega_i^2} \right|}. \quad (2.16)$$

Über eine nicht-kollineare Geometrie kann die erreichbare Phasenanpassungsbandbreite deutlich erhöht werden. Hierbei werden bei der parametrischen Verstärkung der Pumpstrahl und der Signalstrahl in einem Winkel α zueinander eingestrahlt. Der dazugehörige Idlerstrahl muss daher unter einem Winkel abgestrahlt werden, der über die Impulserhaltung festgelegt ist (siehe Abbildung 2.2(c) oder 2.7). Dies hat zur Folge, dass bei der Verstärkung eines breitbandigen Signals in der nicht-kollinearen Geometrie die Idlerfrequenzen eine Winkelverteilung aufweisen [Bro11]. In Abbildung 2.6 sind exemplarisch Phasenanpassungskurven für einen zwei Millimeter langen BBO-Kristall dargestellt. Die Phasenanpassungskurven für SHG, SFG und DFG sind hierbei für eine Pumpwellenlänge von 515 nm (0,582 PHz) und einen gegebenen Winkel Θ zwischen dem Einfallswinkel der Pumpstrahlung und der optischen Achse des Kristalls berechnet. In den Graphen gibt die linke Achse jeweils die Wellenlänge an, während die untere Achse den Nichtkollinearitätswinkel α von Signal- beziehungsweise Idlerstrahl relativ zu dem Pumpstrahl angibt. Dies bedeutet exemplarisch für

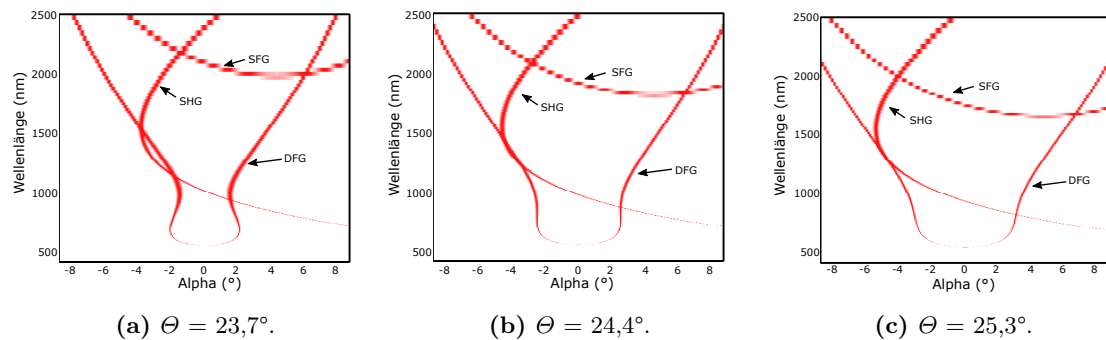


Abbildung 2.6: Berechnete Typ-I-Phasenanpassungskurve für verschiedene Winkel Θ . Hierbei wurde ein 2 mm langer BBO-Kristall und eine Pumpwellenlänge von 515 nm angenommen. Für die Berechnung wurde der numerische Code aus [Lan13] verwendet.

einen DFG-Prozess bei $\Theta = 24,4^\circ$, dass die Typ-I-Phasenanpassungsbedingung nur erfüllt werden kann, wenn die Signal- oder Idlerwellenlänge unter einem Winkel α entsprechend der Phasenanpassungskurve eingestrahlt wird. Dies ist beispielsweise für eine Signalwellenlänge von 800 nm für $\alpha = +2,5^\circ$ und für $\alpha = -2,5^\circ$ gegeben. Entsprechend der Energieerhaltung ergibt sich die dazugehörige Idlerwellenlänge von 1445,6 nm. Die Propagationsrichtung der Idlerstrahls kann über die Phasenanpassungskurve bestimmt werden und beträgt $\alpha = -4^\circ$, wobei das Vorzeichen im Vergleich zu dem Winkel des Signals invertiert ist. Der Idlerstrahl bei $\alpha = -4^\circ$ ist gleichzeitig für einen SHG-Prozess phasenangepasst. Abbildung 2.6(b) zeigt, dass es eine breitbandige Phasenanpassung für $\alpha = 2,5^\circ$ gibt. Diese wird in dem experimentellen Teil dieser Arbeit für die breitbandige parametrische Verstärkung genutzt. Die Phasenanpassungskurven der SHG und SFG weisen keine Symmetrie zu der Achse für

den Winkel α auf, was darauf hindeutet, dass es zwischen der Verstärkung bei $\alpha = +2,5^\circ$ und $\alpha = -2,5^\circ$ einen Unterschied gibt. Auf diesen wird in dem folgenden Abschnitt näher eingegangen.

2.1.4 Poynting-Vektor und walk-off-Effekte

Bei der breitbandigen parametrischen Verstärkung in einem BBO-Kristall wird, wie bereits diskutiert, die außerordentlich polarisierte Pumpstrahlung unter einem Winkel $\Theta = 24,4^\circ$ zur optischen Achse des Kristalls eingestrahlt. Die induzierten Dipolmomente in dem Kristall schwingen dabei jeweils entlang der Hauptachse des Kristalls (x, y, z-Achse in Abbildung 2.5(b)). Der außerordentlich polarisierte Strahl mit einem Einfallswinkel Θ in der y-z-Ebene regt zwei Schwingungsanteile auf den Hauptachsen mit unterschiedlichem Brechungsindex an. Die Elementarwellen, die sich in dem Medium ausbreiten, sind in diesem Fall durch den Brechungsindexunterschied zu Ellipsen verzerrt und der Energiefluss (Poynting-Vektor \vec{S}_p) weist einen Winkel ρ zu dem Wellenvektor (\vec{k}_p) auf. Für diesen Winkel gilt [Mes05]:

$$\tan(\rho) = \frac{n_i^2(\Theta)}{2} \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \sin(2\Theta), \quad (2.17)$$

mit $n_i^2(\Theta) = \frac{1}{\left(\frac{\cos^2(\Theta)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\Theta)}{n_e^2} \right)}$. Für eine Pumpwellenlänge von 515 nm, $\Theta = 24,4^\circ$ und den

Brechungsindizes des BBO-Kristalls ergibt sich der Winkel $\rho = 3,3^\circ$. Die Bedeutung für die beiden nicht-kollinearen breitbandigen Phasen Anpassungen für $\alpha = \pm 2,5^\circ$ in Abbildung 2.6(b) ist in Abbildung 2.7 anschaulich dargestellt. Wird für die nicht-kollineare parametrische Verstärkung für die Einstrahlungsrichtung des Signals ein Winkel $\alpha = -2,5^\circ$ relativ zu der Einstrahlungsrichtung der Pumpstrahlung gewählt, ergibt sich zwischen dem Poynting-Vektor der Pumpstrahlung und der Propagationsrichtung der Signalstrahlung durch den walk-off ein Winkel von $5,8^\circ$. Diese Konfiguration ist in Abbildung 2.7(a) skizziert und wird im Folgenden als nicht walk-off-kompensierende (NWC¹) Geometrie bezeichnet, da die Signalwelle und der Poynting-Vektor der Pumpwelle in unterschiedliche Richtungen propagieren. In einigen Veröffentlichungen wird alternativ dazu der Begriff „tangentele Phasen Anpassung“ benutzt [Bro11]. Die zweite Möglichkeit der nicht-kollinearen Phasen Anpassung (siehe Abbildung 2.7(b)) für eine Einstrahlung des Signals bei $\alpha = +2,5^\circ$ weist einen wesentlich kleineren Winkel ρ von $0,8^\circ$ zwischen den Propagationsrichtungen des Signals und des Poynting-Vektors auf und wird daher Poynting-Vektor-walk-off-kompensierende (PVWC) Phasen Anpassung genannt. Dieser Winkelunterschied hat eine entscheidende Bedeutung für den experimentellen Aufbau. Ein Signalstrahl und ein Pumpstrahl mit jeweils identischem Strahldurchmesser w_0 , die am Anfang eines Kristalls perfekt überlagert sind, laufen durch den walk-off räumlich auseinander und haben nach einer Länge $L = \frac{w_0}{\tan(\gamma)}$ mit $\gamma = \rho \pm \alpha$ keinen Überlapp mehr. Dies ist in Abbildung 2.8 für die NWC- und PVWC-Phasen Anpassung dargestellt. Aus dieser einfachen geometrischen Überlegung ergibt sich, dass die PVWC-Geometrie bei der parametrischen Verstärkung mit kleinen Strahldurchmessern besser geeignet ist als die NWC-Geometrie, da in dieser die Kristalllän-

¹ Aus dem Englischen: **N**on-**W**alk-off **C**ompensation

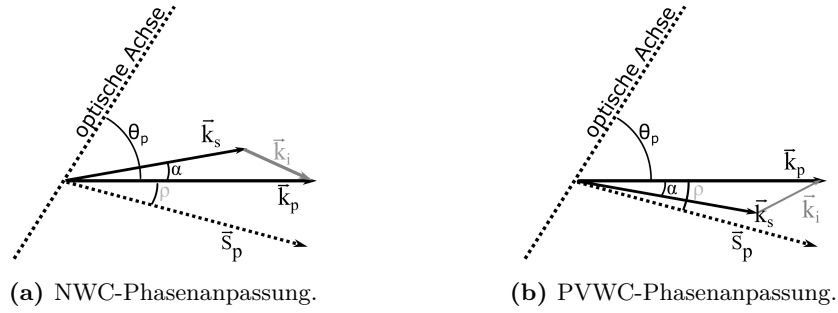


Abbildung 2.7: Veranschaulichung der nicht-kollinearen Phasenanpassung für zwei mögliche Winkel α .

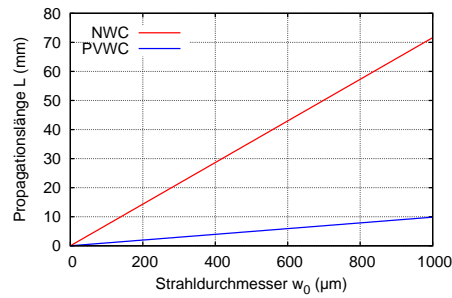


Abbildung 2.8: Einfluss des walk-offs für die NWC- ($\gamma = 5,8^\circ$) und PVWC- ($\gamma = 0,8^\circ$) Geometrie. Die Propagationslänge L gibt an, nach welcher Wegstrecke der Pump- (515 nm) und Signalstrahl (800 nm), in Abhängigkeit von dem Strahldurchmesser w_0 , vollständig separiert sind. Für $L = 0$ gilt, dass beide Strahlen perfekt überlagert sind.

ge begrenzt ist und walk-off-Effekte einen deutlich stärkeren Einfluss haben. Die räumliche und zeitliche Wechselwirkung zwischen Pump-, Signal- und Idlerstrahlung sowie weiteren entstehenden nichtlinearen Mischprodukten ist jedoch deutlich komplexer als diese stark vereinfachte Darstellung. Mithilfe von numerischen Simulationen kann der parametrische Verstärkungsprozess nachvollzogen und eine detaillierte Aussage für die jeweilige Konfiguration getroffen werden. Ein grundsätzlicher Unterschied zwischen den beiden Geometrien besteht in der Propagationsrichtung der Idlerstrahlung. In der PVWC-Geometrie weist diese einen großen walk-off zu der Energieflussrichtung der Pumpstrahlung auf, während in der NWC-Geometrie die Idlerstrahlung teilweise in Richtung des Poynting-Vektors des Pumpstrahls propagiert und hier neue Signalstrahlung erzeugen kann. In Abbildung 2.6(b) ist zu sehen, dass für die PVWC-Phasenanpassung gleichzeitig ein SHG-Prozess im Bereich von 870 nm phasenangepasst ist. Dieser parasitäre Effekt verringert die erreichbare Leistung in dieser Konfiguration und verursacht einen charakteristischen Leistungseinbruch in dem Verstärkungsspektrum [Bro11]. Um die räumliche und zeitliche Dynamik eines parametrischen Verstärkungsprozesses in der vollen Komplexität zusammen mit den vielen beteiligten nichtlinearen Mischprodukten zu untersuchen, und um die beiden Geometrien im Detail zu vergleichen, bieten numerische Simulationen eine ideale Möglichkeit. In dem folgenden Abschnitt 2.2 wird ein geeignetes numerisches Modell vorgestellt und in Ab-

schnitt 4.6.1 werden Simulationen mit experimentellen Beobachtungen im Detail verglichen. Mithilfe der numerischen Simulation ist es im Rahmen dieser Arbeit erstmalig gelungen, im Experiment sichtbare winkelabhängige Mischprodukte bei der parametrischen Verstärkung in der PVWC-Geometrie vollständig zu erklären.

2.2 Simulationen

In Abbildung 2.6(b) ist die Phasenanpassungskurve für eine bestimmte Pumpwellenlänge und einen bestimmten Phasenanpassungswinkel dargestellt. Bei der parametrischen Verstärkung in der nicht-kollinearen Geometrie ist die Idlerstrahlung spektral aufgespalten und wird in der PVWC-Geometrie zusätzlich durch die entsprechende Phasenanpassung in der Frequenz verdoppelt. Für bestimmte Frequenzen und Propagationsrichtungen sind möglicherweise weitere nichtlineare Prozesse phasengepasst. Neben der Phasenanpassung ist die räumliche und zeitliche Überlagerung entscheidend, sodass die frequenz- und richtungsabhängigen Laufzeiten der unterschiedlichen Spektralkomponenten einen zusätzlichen Einfluss haben. Um die vollständige räumliche und zeitliche Dynamik sowie sämtliche Phasenanpassungsbedingungen für die unterschiedlichen Propagationsrichtungen, Frequenzen und Polarisierungen erfassen zu können, ist ein numerisches Modell notwendig. Im Folgenden wird eine (2+1) dimensionale numerische Simulation vorgestellt (siehe [Lan13; Lan14]). Das numerische Modell beschränkt sich auf die zeitliche und räumliche Entwicklung von allen beteiligten Pulsen sowie deren Wechselwirkung durch nichtlineare Effekte zweiter Ordnung in (2+1) Dimensionen. Hierbei wird für die Propagation in z -Richtung durch den Kristall die Entwicklung auf der Zeitachse t sowie die räumliche Wechselwirkung auf der x -Achse mit den dazugehörigen Fourier-Komponenten f_t und f_x beschrieben. Die x -Achse enthält sämtliche walk-off-Effekte und nicht-kollineare Wechselwirkungen. Auf der orthogonal dazu stehenden y -Achse treten keine relevanten Phasenanpassungen auf, was z. B. auf dem Foto von den winkelaufgespaltenen nichtlinearen Mischprodukten im Experiment deutlich wird (siehe Abbildung 4.23). Für die Berechnung werden alle beteiligten Frequenzen und Mischprodukte jeweils in einem Feld $E_o(t,x)$ mit ordentlicher und einem Feld $E_e(t,x)$ mit außerordentlicher Polarisation zusammengefasst. Für jeden Propagationsschritt dz im Fourierraum gilt nach der Herleitung in [Lan14]:

$$E_{o/e}(f_t, f_x, z + dz) = E_{o/e}(f_t, f_x, z) e^{i\sqrt{\left(\frac{2\pi f_t}{c_0} n_{o/e}(f_t)\right)^2 - (2\pi f_x)^2} dz}. \quad (2.18)$$

Die gekoppelten Differentialgleichungen für die nichtlineare Wechselwirkung zwischen diesen beiden Feldern mit orthogonaler Polarisation sind in Gleichung (2.19) und (2.20) angegeben und lauten:

$$\frac{\partial E_o(t,x)}{\partial z} = -i\kappa_o \left(\underbrace{2E_e E_o^*}_{\text{oo-e}} + \underbrace{E_e E_e}_{\text{ee-o}} + \underbrace{E_e E_e^*}_{\text{eo-e}} + \underbrace{E_o E_e^*}_{\text{eo-o}} + \underbrace{E_e E_o}_{\text{eo-o}} \right), \quad (2.19)$$

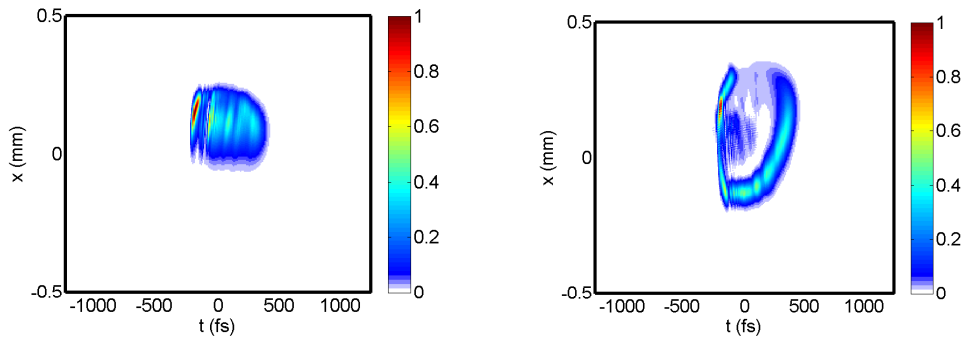
$$\frac{\partial E_e(t,x)}{\partial z} = -i\kappa_e \left(\underbrace{E_o E_o}_{\text{oo-e}} + \underbrace{2E_o E_e^*}_{\text{ee-o}} + \underbrace{E_e E_o^*}_{\text{eo-e}} + \underbrace{E_e E_o}_{\text{eo-o}} + \underbrace{E_o E_o^*}_{\text{eo-o}} \right). \quad (2.20)$$

Der Parameter $\kappa_{o,e} = \frac{\pi f_t d_{\text{eff}}}{n_{o,e}(f_t, f_x)c}$ beschreibt hierbei die nichtlineare Wechselwirkung. In der Simulation wird der nichtlineare Koeffizient d_{eff} für alle Wellenlängen und Mischprozesse als konstant angenommen. Für die Berechnung der Propagation und der nichtlinearen Wechselwirkung wird ein Split-Step-Algorithmus verwendet. Eine detaillierte mathematische Beschreibung dieses Verfahrens ist beispielsweise in [Boy08] zu finden. Für jeden Propagationsschritt dz werden die nichtlinearen Effekte zweiter Ordnung im Raum- und Zeitbereich berechnet, und anschließend werden in einem zweiten Schritt, nach einer zweidimensionalen Fourier-Transformation, Effekte wie Dispersion, Beugung und walk-off im spektralen Bereich bestimmt. Mithilfe dieser Simulation ist es möglich, sämtliche Mischprodukte sowie räumliche Effekte eines nichtlinearen Prozesses zu beschreiben. Im Rahmen dieser Arbeit ist es mithilfe der Simulation erstmals möglich gewesen, im Experiment sichtbare nichtlineare Mischprodukte bei der parametrischen Verstärkung in der PVWC-Geometrie direkt mit der Simulation zu vergleichen und deren Entstehung vollständig zu erklären. Zusätzlich wurde erstmals die Abhängigkeit der winkelaufgespaltenen Mischsignale von der relativen Verzögerung von Signal- und Pumpimpuls in dem Experiment direkt mit der Simulation verglichen. Weiterhin wird die numerische Simulation in Kapitel 4 dazu genutzt, Ansatzpunkte für eine weitere Optimierung des parametrischen Verstärkers zu finden. Der detaillierte Vergleich von der Simulation mit dem Experiment folgt in Abschnitt 4.6.1 nach einer Beschreibung des experimentellen Aufbaus des OPCPA-Systems.

Aufgrund der sehr guten Übereinstimmung zwischen der Simulation und dem Experiment bei dem OPCPA-System in Kapitel 4, sowie bei einem weiteren OPCPA-System, das in der Literatur beschrieben wird (siehe [Har12]), wurde in einer gemeinsamen Veröffentlichung von Lang *et al.* [Lan13] die NWC- und die PVWC-Phasenanpassungsgeometrie verglichen, um herauszufinden welche der beiden Geometrien für die parametrische Verstärkung besser geeignet ist. Ausgehend von der Simulation liefert die PVWC-Geometrie bei einem Pumpfokus von weniger als $350 \mu\text{m}$ (Durchmesser bei $1/e^2$) und Kristalllängen von 5 mm , insbesondere in Hinblick auf das theoretisch mögliche Strahlprofil und den Verlauf der Phase, ein besseres Ergebnis als die NWC-Geometrie. Exemplarisch ist in Abbildung 2.9 die simulierte räumliche und zeitliche Intensitätsverteilung nach der Verstärkung in einem 5 mm langen BBO-Kristall für die beiden Geometrien gezeigt. Hierfür wurden die experimentellen Parameter der ersten nicht-kollinearen optisch-parametrischen Verstärkerstufe (NOPA¹) in Kapitel 4 verwendet, und für den Wechsel der Phasenanpassungsgeometrie wurde das Vorzeichen von dem Nichtkollinearitätswinkel gewechselt. Der Hauptunterschied zwischen den beiden Geometrien besteht darin, dass in der PVWC-Geometrie die Propagationsrichtungen des Signals und des Poynting-Vektors des Pumpstrahls einen kleinen Winkel zueinander aufweisen und die entstehende Idlerstrahlung hierzu einen relativ großen Winkel aufweist (siehe Abbildung 2.7(b)). Dies führt dazu, dass nach einer kurzen Propagationsstrecke die entstehende Idlerstrahlung nicht mehr mit der Pump- und Signalstrahlung überlagert ist. Im Gegensatz dazu ist der Winkel zwischen den Propagationsrichtungen des Signals und des Poynting-Vektors des Pumpstrahls in der NWC-Geometrie deutlich größer. Zusätzlich propagiert die entstehende Idlerstrahlung in eine ähnliche Richtung

1 Aus dem Englischen: **N**oncollinear **O**ptical **P**arametric **A**mplifier

wie der Poynting-Vektor der Pumpstrahlung (siehe Abbildung 2.7(a)) und erzeugt hierbei zusätzliche Signalstrahlung außerhalb des eingestrahlt Signals. Dies führt zu deutlichen Unterschieden in der räumlichen- und zeitlichen Intensitätsverteilung, was in Abbildung 2.9(b) gezeigt ist. Erst bei Kristalllängen von etwa 2 mm und Fokussdurchmessern im Bereich



(a) Räumliche und zeitliche Intensitätsverteilung nach der parametrischen Verstärkung in der PVWC-Geometrie ($\alpha = +2,34^\circ$).

(b) Räumliche und zeitliche Intensitätsverteilung nach der parametrischen Verstärkung in der NWC-Geometrie ($\alpha = -2,34^\circ$).

Abbildung 2.9: Simulation der ersten parametrischen Verstärkerstufe des Systems in Kapitel 4 mit einem Fokussdurchmesser der Pumpe von $350\ \mu\text{m}$ und einer Kristalllänge von 5 mm.

von mehr als $440\ \mu\text{m}$ werden vergleichbare Ergebnisse in Hinblick auf das Strahlprofil und die Komprimierbarkeit erreicht (siehe [Lan13]). Grundsätzlich bietet die NWC-Geometrie den Vorteil, dass keine Leistungsverluste aufgrund der parasitären SHG auftreten. Eine vergleichbare Schlussfolgerung wurde auch von Bromage *et al.* getroffen [Bro11]. Im Rahmen dieser Arbeit wird aufgrund der gewählten Kristalllänge von 3 mm bzw. 5 mm und den Strahlgrößen sowie der besseren Vergleichbarkeit der Ergebnisse nur die PVWC-Geometrie betrachtet.

2.3 Grundprinzip eines parametrischen Verstärkersystems

Es wurde diskutiert, dass bei dem parametrischen Verstärkungsprozess über einen breitbandig phasengepassten DFG-Prozess Energie von einem intensiven Pumpimpuls auf einen schwächeren Signalimpuls übertragen werden kann. Als Pumpquelle werden hierbei typischerweise gepulste Laser- oder Verstärkersysteme genutzt, um die notwendigen Intensitäten im Bereich von mehreren $10\ \text{GW}/\text{cm}^2$ an dem nichtlinearen Kristall zu erreichen, die nach den theoretischen Überlegungen in Abbildung 2.3 für eine effiziente parametrische Verstärkung notwendig sind.

Mit einer breitbandigen Phasenanpassung in der nicht-kollinearen Geometrie ist es möglich, bei der parametrischen Verstärkung Ausgangsspektren bis hin zu einer Bandbreite von einer Oktave zu erreichen (siehe z. B. [Rot12]), die eine Pulsdauer von wenigen optischen Zyklen unterstützen. Die erreichbare Verstärkungsbandbreite geht hierbei über die Bandbreite hinaus, die mit Verstärkersystemen auf Basis von Lasermaterialien wie z. B. Titan:Saphir (siehe z. B. [Mou86]) erreicht werden kann. Um mit Titan:Saphir-Verstärkersystemen eine vergleichbare Pulsdauer wie mit breitbandigen parametrischen Verstärkern zu erreichen, ist eine nachgelagerte nichtlineare spektrale Verbreiterung notwendig.

Um mit einem parametrischen Verstärker komprimierte Pulsdauern im Bereich von wenigen optischen Zyklen erreichen zu können, ist neben der entsprechenden Phasenanpassung ein kohärentes Eingangssignal mit einem definierten Phasenverlauf und entsprechend hoher spektraler Bandbreite notwendig. Hierzu ist beispielsweise ein Titan:Saphir-Oszillator mit einem oktavbreiten Spektrum (siehe z. B. [Mat13]) ideal geeignet. Die Ausgangspulse einer solchen Strahlquelle können mithilfe von dispersiven Spiegelpaaren auf < 6 fs komprimiert werden. Ein weiterer Vorteil hierbei ist die Möglichkeit, dass die äußeren Flanken des Spektrums direkt genutzt werden können, um die CEO-Phase des Oszillators zu stabilisieren [Rau08b]. Alternativ kann ein Titan:Saphir-Oszillator mit einer geringeren Bandbreite verwendet werden, dessen Ausgangsspektrum vor der parametrischen Verstärkung über einen nichtlinearen Prozess (z. B. bei der Propagation durch eine photonische Kristallfaser) spektral verbreitert wird (siehe z. B. [Rot12]). Dies ist zum einen mit Leistungsverlusten und zusätzlichem experimentellen Aufwand verbunden. Zum anderen gibt es bei dem hoch nichtlinearen Prozess eine Kopplung zwischen der Intensität des Eingangssignals und der nichtlinearen spektralen Verbreiterung. Hierbei haben Schwankungen in der Eingangsintensität sowie äußere Störeinflüsse die z. B. die Einkopplung in die photonische Kristallfaser ändern, einen direkten Einfluss auf das nichtlinear verbreiterte Spektrum. Eine dritte Möglichkeit für die Erzeugung eines breitbandigen kohärenten Spektrums besteht darin, einen schmalbandigen Laser- oder Verstärkerausgang über den Prozess der Weißlichterzeugung (siehe z. B. [Bra09]) spektral zu verbreitern. Hierbei kommt es ebenfalls zu einer Kopplung zwischen der Laserintensität und der nichtlinearen spektralen Verbreiterung.

Bei der parametrischen Verstärkung wird keine Energie in dem Kristall gespeichert, da die Energieübertragung von dem Pumpimpuls auf den Signalpuls über ein virtuelles Niveau erfolgt (siehe Abbildung 2.1). Das bedeutet, dass Pump- und Signalpuls bei dem Prozess zeitlich überlagert sein müssen. Um dies zu gewährleisten, gibt es verschiedene Ansätze. Eine Möglichkeit ist, den Oszillator für die Erzeugung des Eingangssignals und die Pumpquelle für die parametrische Verstärkung elektronisch aufeinander zu stabilisieren. Dieses ist zum einen aufwändig und hat zum anderen den Nachteil, dass sich die Stabilisierung nicht beliebig genau realisieren lässt (z. B. < 100 fs [Wit05]; rms: < 150 fs [Hee12]). Ein solcher Ansatz ist für Pumpimpulse mit einer Dauer von wenigen 100 fs nicht geeignet. Ein alternativer Ansatz besteht darin, einen geringen Anteil eines intensiven schmalbandigen Verstärkerausgangs in einem nichtlinearen Prozess, wie zum Beispiel der Weißlichterzeugung, spektral zu verbreitern und somit breitbandige Signalstrahlung zu erzeugen, die optisch mit dem Verstärkerausgang zum Pumpen des parametrischen Verstärkungsprozesses synchronisiert ist (siehe z. B. [Emo10; Pup15]). Die Ausgangspulsdauer von solchen Systemen liegt typischerweise oberhalb von etwa 10 fs. Ein Nachteil bei einem solchen Ansatz ist, dass die CEO-Phase nicht direkt stabilisiert werden kann. Stattdessen ist z. B. ein zusätzlicher DFG-Prozess notwendig (siehe z. B. [Sch14]). Eine dritte Möglichkeit besteht darin, einen Teil eines breitbandigen Lasers (z. B. 700 nm - 900 nm) in einer entsprechenden nichtlinearen Faser spektral so zu verbreitern, dass Strahlung im Bereich des nahen Infrarot entsteht, und diese anschließend z. B. mit Ytterbium basierten Verstärkern (Faser- oder Festkörperverserker) zu verstärken (siehe z. B. [Rot12; Tav10; Tei05]). Als vierte und im Rahmen dieser Arbeit verfolgte Möglichkeit kann ein ultra-breitbandiger Titan:Saphir-Oszillator (z. B. venteon dual, Laser Quantum) verwendet werden, der direkt

ein oktavbreites Ausgangsspektrum bereitstellt (siehe z. B. [Rau08b]). Dieses kann über einen Filterspiegel in ein breitbandiges Signal für die parametrische Verstärkung und ein Eingangssignal für ein Hochleistungsverstärkersystem im Wellenlängenbereich um $1\ \mu\text{m}$ aufgeteilt werden. Somit können die infraroten Spektralanteile ohne weitere spektrale Verbreiterung des Oszillatorspektrums z. B. in einem Ytterbium dotierten Faserverstärker verstärkt werden. Dadurch wird eine direkte optische Synchronisierung zwischen dem Signal- und Pumpuls erreicht (siehe z. B. [Ahr16; Mat13; Pri15; Sch10]).

Neben der zeitlichen Synchronisierung von Pump- und Signalpuls ist es für eine effiziente Energieübertragung zusätzlich notwendig, die Signalpulsdauer auf die Pumpulsdauer anzupassen. Dazu wird der Signalpuls vor der Verstärkung typischerweise bei der Propagation durch Material oder mithilfe der Dispersion von einem Gitter- oder Prismenstrecker zeitlich gestreckt und auf die Dauer des Pumpulses angepasst. Gleichzeitig wird dadurch die Pulsspitzenleistung des Signals an den Kristallen sowie bei der Propagation durch den Verstärker deutlich reduziert. Bei extrem kurzen Pumpulsen von wenigen 100 fs ist bei der breitbandigen parametrischen Verstärkung kein zusätzlicher Strecker notwendig, da bereits die Dispersion der nichtlinearen Kristalle zum Strecken des Signalpulses ausreicht. Erst nach der parametrischen Verstärkung wird der verstärkte Signalpuls zeitlich komprimiert, um die maximale Pulsspitzenleistung für ein nachfolgendes Experiment zu erreichen. Hierbei bieten Pumpulsdauern von wenigen 100 fs bis hin zu mehreren Pikosekunden den Vorteil, dass breitbandige dispersive Spiegelpaare für eine hocheffiziente Dispersionskompensation genutzt werden können. Bei längeren Pumpulsen sind deutlich komplexere Aufbauten mit Prismen oder Gittern notwendig. In Abbildung 2.10 ist ein schematischer Aufbau eines OPCPA-Systems zur Veranschaulichung dieses Prinzips dargestellt. Nach der ersten experimentellen Realisierung (siehe [Dub92]) wurde dieses Konzept für eine Vielzahl von Wellenlängen, von dem sichtbaren bis in den infraroten Spektralbereich (siehe z. B. [Bal02; Bri10; Hee10]), mit unterschiedlichen Verstärkerkonzepten gezeigt (siehe z. B. [Cer03; Dub06; Fat14; Vau14]).

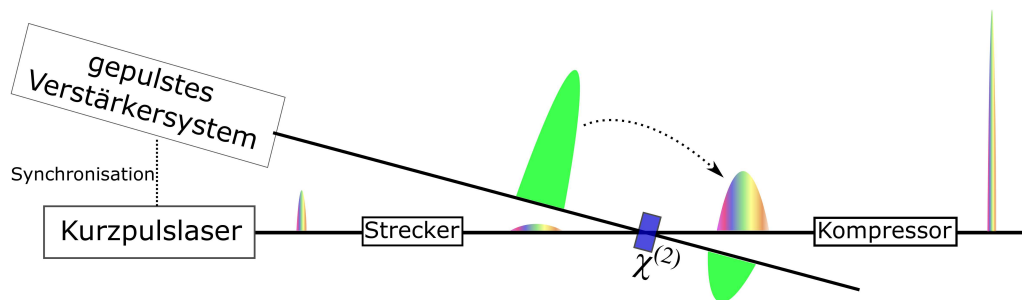


Abbildung 2.10: Schematischer Aufbau eines OPCPA-Systems. Die Ausgangspulsdauer eines KurzpulsLasers wird mit einem Strecker auf die Pulsdauer von einem gepulsten Verstärkersystem angepasst. In einem breitbandig phasenangepassten $\chi^{(2)}$ -Prozess wird die Energie von dem Pumpuls auf den Signalpuls übertragen und dieser wird anschließend zeitlich komprimiert.

Ein parametrischer Verstärker bei einer hohen Pulswiederholrate ($\geq 100\ \text{kHz}$) mit einer Ausgangspulsdauer im Bereich von wenigen optischen Zyklen und einer Pulsenergie im Bereich von $10\ \mu\text{J}$ bis $20\ \mu\text{J}$ ist ideal für eine Vielzahl von Experimenten geeignet, bei

denen die nichtlineare Wechselwirkung zwischen einem Medium und dem Laserfeld untersucht wird. Beispielsweise wird bei einer Pulsdauer von 8 fs, einem Fokusbereich von $30\ \mu\text{m}$ und einer Pulsenergie von $10\ \mu\text{J}$ eine Intensität von $\sim 3,3 \cdot 10^{14}\ \text{W}/\text{cm}^2$ erreicht. Diese ist ausreichend für die Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung, da eine Intensität von $10^{14}\ \text{W}/\text{cm}^2$ vergleichbar zu der Feldstärke in einem Atom ist und dieses somit in nur einem Schritt ionisiert werden kann (siehe z. B. [Pau01b]). Die hohe Pulswiederholrate bietet wiederum diverse Vorteile für verschiedene Anwendungen, wie zum Beispiel Koinzidenzmessungen mit Reaktionsmikroskopen (siehe z. B. [Fur16; Rot16]), die Photoelektronenmikroskopie (siehe z. B. [Mik09]) oder die Photoelektronenspektroskopie (siehe z. B. [Roh11]). Durch die hohe Pulswiederholrate kommt es bei Messungen, bei denen pro Laserpuls nur ein Event detektiert wird, zu einer signifikanten Reduzierung der Messzeit gegenüber den typischerweise genutzten 1-kHz-Lasersystemen auf Basis von Titan:Saphir-Kristallen. Das heißt, dass eine Messung, die vorher eine Stunde gedauert hätte, bei 100 kHz in 36 Sekunden möglich ist, oder dass bei gleicher Messzeit zwei Größenordnungen mehr Messdaten produziert werden können und somit die Statistik deutlich verbessert wird. Auf die experimentelle Realisierung von OPCPA-Systemen für die genannten Anwendungen sowie auf physikalische Effekte bei der parametrischen Verstärkung wird in den nachfolgenden Kapiteln eingegangen.

KAPITEL 3

OPCPA-System bei 100 kHz mit einem Nd:YVO₄-Verstärker als Pumpquelle

In dem folgenden Kapitel wird ein OPCPA-System im Detail vorgestellt, welches ideale Parameter für die zuvor genannten Anwendungen liefert. Bei diesem System wird erstmals bei hohen Pulswiederholraten ein CPA-freier und mehrstufiger Nd:YVO₄¹-Verstärker mit optischer Synchronisierung zu einem ultra-breitbandigen Titan:Saphir-Oszillator realisiert und als Pumpquelle für die breitbandige parametrische Verstärkung in Doppeldurchgängen in zwei nicht-kollinearen parametrischen Verstärkerstufen genutzt. Das Verstärkerkonzept auf Basis von Nd:YVO₄ bietet die Vorteile, dass in den Kristallen mit wenigen Millimetern Länge eine hohe Verstärkungseffizienz erreicht wird und aufgrund der Strahlgrößen in den Verstärkerkristallen bei der erreichten Pumpimpulsenergie auf einen zusätzlichen Strecker und Kompressor verzichtet werden kann, was einen sehr kompakten und effizienten Aufbau ermöglicht. Die optische Synchronisierung des Verstärkersystems mit den Signalpulsen aus dem Titan:Saphir-Oszillator ist für einen stabilen Betrieb des parametrischen Verstärkers entscheidend, da ein zeitlicher Jitter zwischen den beiden Pulsen zu einer Änderung der Ausgangsenergie und des Spektrums führt. Mit der Pumpquelle wird eine Ausgangspulsdauer im Bereich von 10 Pikosekunden und eine Pulsenergie von 190 μJ erreicht. Bei der parametrischen Verstärkung wird in zwei nichtlinearen Kristallen jeweils ein Doppeldurchgang realisiert und auf dem Hin- und Rückweg jeweils ein Teilbereich des Pumpimpulses abgebaut. Der Vorteil hiervon ist, dass ein Unterschied zwischen der Signalpulsdauer und der Pumpimpulsdauer ausgeglichen werden kann und der Signalpuls nicht auf die Pumpimpulsdauer gestreckt werden muss. Dies ermöglicht die Nutzung von effizienten und breitbandigen dispersiven Spiegelpaaren für die Pulskompression. Weiterhin wird in diesem Kapitel untersucht, welchen Einfluss die Anzahl der Verstärkerstufen auf die erreichbare parametrische Effizienz hat, um daraus Rückschlüsse für zukünftige Systeme abzuleiten. Zusätzlich werden die Ausgangspulse des OPCPA-Systems mithilfe einer Kreuzkorrelationsmessung im Zeitbereich analysiert, um einen eventuellen Superfluoreszenzuntergrund nach den insgesamt vier Verstärkerdurchgängen abschätzen zu können. Abschließend werden Limitierungen sowie Ansatzpunkte für eine Optimierung diskutiert.

¹ Neodymium-Ytterbium-Vanadat

3.1 Experimenteller Aufbau

Der schematische Aufbau des OPCPA-Systems ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Als Ausgangspunkt wird ein Titan:Saphir-Oszillator verwendet, der in zwei optisch synchronisierten Ausgängen sowohl das breitbandige Eingangssignal für die parametrischen Verstärkerstufen als auch das Eingangssignal für ein gepulstes Verstärkersystem zum Pumpen des OPCPA-Systems bereitstellt. Als Pumpquelle wird ein faserbasierter Vorverstärker mit einem

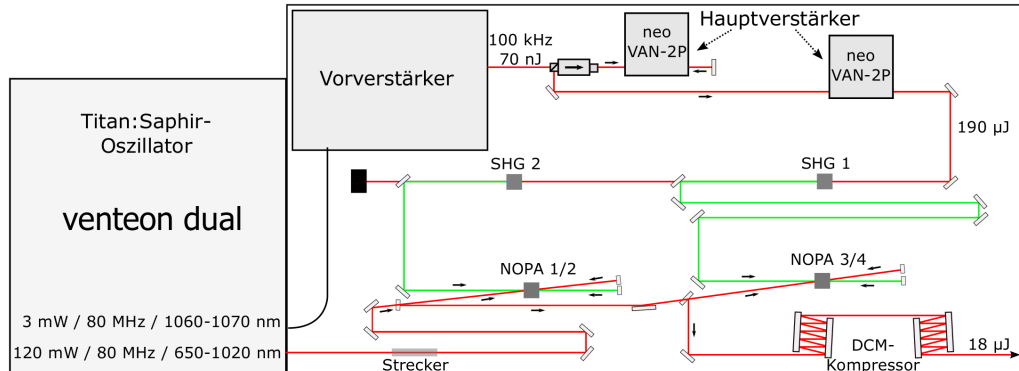


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des OPCPA-Systems. venteon dual = breitbandiger Titan:Saphir-Oszillator; Vorverstärker = zweistufiger Faserverstärker (siehe auch Abb. 3.5), neo VAN-2P = zweistufiger Nd:YVO₄-Verstärker; SHG 1/2 = Frequenzverdopplungsstufen; NOPA 1-4 = nicht-kollinear optisch-parametrischer Verstärker; DCM-Kompressor = breitbandige Pulskompression mit dispersiven Spiegeln.

integrierten Pulspicker und zwei aufeinanderfolgenden Hauptverstärkermusername mit jeweils zwei Nd:YVO₄-Kristallen als Verstärkungsmedium genutzt. Die Ausgangsstrahlung des Hauptverstärkers wird anschließend in zwei aufeinanderfolgenden nichtlinearen Kristallen in der Frequenz verdoppelt (SHG 1/2 in Abbildung 3.1). Die Besonderheit hierbei ist, dass die nicht konvertierte fundamentale Strahlung nach der ersten SHG-Stufe in einer zweiten SHG-Stufe verdoppelt wird, sodass anschließend zwei Ausgänge zum Pumpen von zwei NOPA-Stufen genutzt werden können. Die beiden NOPA-Stufen werden in einem Doppeldurchgang betrieben, indem der Signal- und Pumpstrahl nach dem ersten Durchgang jeweils mithilfe eines gekrümmten Spiegels in den Kristall zurück fokussiert werden. Hierbei wird über das Anpassen der relativen Laufzeit zwischen den beiden NOPA-Durchgängen jeweils ein unterschiedlicher Anteil des Pumppulses genutzt. Dies ermöglicht eine effiziente parametrische Verstärkung, obwohl der Signalpuls bei der Propagation durch Glassubstrate nur auf wenige Pikosekunden gestreckt wurde und deutlich kürzer als der Pumppuls ist. Der Vorteil hierbei ist, dass breitbandige dispersive Spiegelpaare für die Pulskompression genutzt werden können, was einen effizienten und kompakten Aufbau ohne kritische Justagefreiheitsgrade ermöglicht. Auf die verschiedenen Abschnitte des Systems und innovativen Ansätze wird in den folgenden Abschnitten im Detail eingegangen.

3.2 Der Titan:Saphir-Oszillator

In Abschnitt 2.3 wurden Möglichkeiten diskutiert, um bei einem parametrischen Verstärkersystem eine Synchronisierung zwischen dem Pump- und Signalpuls zu realisieren. Im

Folgendes wird als Ausgangspunkt für die parametrischen Verstärkersysteme ein breitbandiger Kerr-Linsen modengekoppelter Titan:Saphir-Oszillator (siehe z. B. [Rau08b; Sch03]) genutzt, dessen Ausgangsspektrum Spektralkomponenten im Bereich zwischen 587 nm und 1145 nm (gemessen bei -30 dB) umfasst (siehe Abbildung 3.2, blaue Kurve). Diese

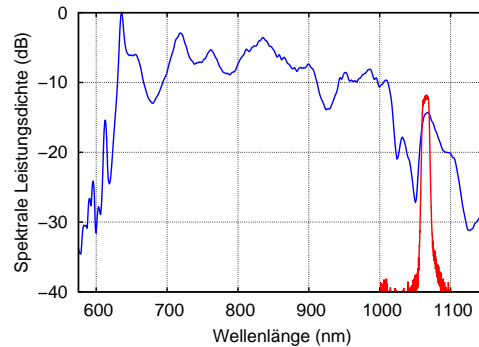
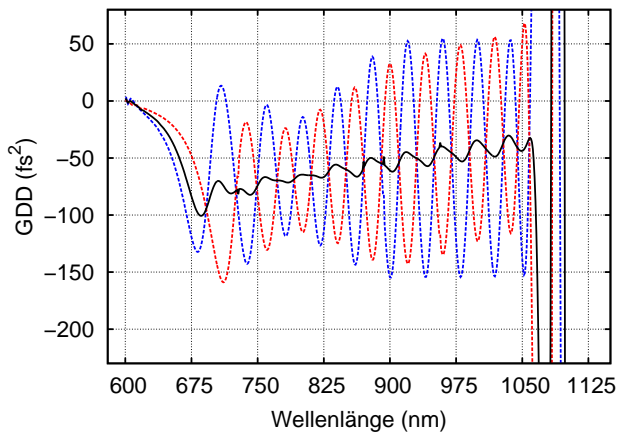


Abbildung 3.2: Logarithmische Darstellung des Ausgangsspektrums des Titan:Saphir-Oszillators (blau), nachdem die infraroten Spektralkomponenten im Bereich von 1020 - 1070 nm separiert wurden. In rot ist das Spektrum des gefilterten Infrarotanteils nach einem zusätzlichen Bandpassfilter (Zentralwellenlänge: 1064 nm, Halbwertsbreite: 10 nm) gezeigt.

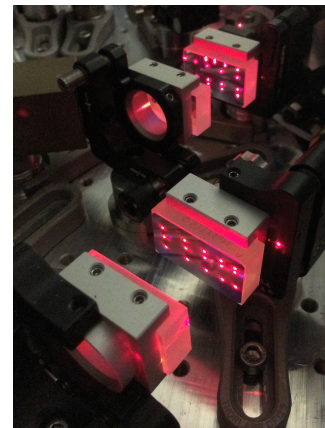
breitbandige Strahlquelle bietet den Vorteil, dass das Ausgangsspektrum direkt in zwei Spektralbereiche aufgeteilt werden kann und die langwelligeren Spektralkomponenten im Bereich > 1000 nm innerhalb der Verstärkungsbandbreite von Ytterbium-dotierten Faserverstärkern liegen (siehe z. B. [Pas97]). Eine zusätzliche spektrale Verbreiterung des Spektrums über einen nichtlinearen Prozess ist hierbei nicht notwendig, sodass potenzielle Störeinflüsse, wie zum Beispiel eine Kopplung zwischen der Laserintensität und dem nichtlinear verbreiterten Spektrum, entfallen. Die Aufteilung des Oszillatorspektrums erfolgt mithilfe eines dichroitischen Spiegels mit einer Transmission in dem Bereich von 1020 nm - 1070 nm und einer breitbandigen Reflexion für die Spektralkomponenten von 600 nm bis 1200 nm. Die Spektralanteile in Transmission und in Reflexion sind nach der Aufteilung optisch miteinander synchronisiert. Der reflektierte übrige Anteil mit einer Pulsenergie von 2,5 nJ und einer spektralen Breite von 365 nm (gemessen bei -10 dB - siehe Abbildung 3.2) kann mithilfe von dispersiven Spiegeln auf eine Pulsdauer von < 6 fs komprimiert werden und ist damit als Eingangssignal für ein OPCPA-System mit einer Ausgangspulsdauer von wenigen optischen Zyklen ideal geeignet. Die Spektralanteile in Transmission werden mit einem zusätzlichen Bandpassfilter (10 nm Halbwertsbreite bei 1064 nm) gefiltert, um die Zentralwellenlänge für den nachfolgenden Faserverstärker anzupassen. Der Oszillator liefert nach dem Filter eine mittlere Leistung von 3 mW als Eingangssignal für einen nachfolgenden Verstärker. Aufgrund der Tatsache, dass bei der parametrischen Verstärkung keine Energie in dem Kristall gespeichert wird und somit der zeitliche Überlapp von Signal- und Pumpimpuls entscheidend ist, muss bei der Planung des Hochleistungsverstärkers für die infraroten Spektralanteile bereits das Dispersionsmanagement für das breitbandige Signal berücksichtigt werden. Auf dieses wird im Folgenden näher eingegangen.

3.2.1 Dispersionsmanagement für den Signalpuls

Bei dem Strecker- und Kompressorkonzept für das breitbandige Signal liegt der Schwerpunkt auf einem möglichst kompakten und einfachen Aufbau, der eine sehr große Bandbreite von mehreren 100 nm unterstützt. Hierbei soll der breitbandige Signalpuls nahezu verlustfrei nur mithilfe von Materialdispersion zeitlich gestreckt werden und anschließend mit einer effizienten und kompakten Kompression, basierend auf breitbandigen dispersiven Spiegeln (siehe z. B. [Kär01]), komprimiert werden. Kompliziertere und weniger effiziente Ansätze mit breitbandigen Pulsformern (siehe z. B. [Rau08a]) sowie Prismen- beziehungsweise Gitterstrecker und -kompressoren werden nicht verfolgt. Mit solchen Konzepten ist keine effiziente Kompression bei einer hohen spektralen Bandbreite von mehreren 100 nm bis hin zu oktavbreiten Spektren möglich, da die optimale Effizienz nur für einen bestimmten Einfallswinkel (Brewsterwinkel, Littrow-Winkel) und eine bestimmte Wellenlänge erreicht wird. Zum zeitlichen Strecken des Signalpulses sind stattdessen in diesem System mehrere antireflexbeschichtete Quarzglassubstrate vorgesehen. Mit diesen kann die Signalpulsdauer mit minimalen Verlusten angepasst werden. Zusätzlich muss die Propagation durch mehrere Meter Luft sowie durch die BBO-Kristalle zur parametrischen Verstärkung bei der Dispersion berücksichtigt werden. Zum Kompensieren der Dispersion in dem Aufbau sind speziell beschichtete Spiegelpaare (venteon DCM 11¹; Laser Quantum) vorgesehen.



(a) Gemessene Gruppengeschwindigkeitsdispersionskurve (GDD) der dispersiven Spiegelpaare: Spiegel A (rot), Spiegel B (blau), Dispersion pro Paar als Mittelwert aus beiden Kurven (schwarz).



(b) Foto des Spiegelkompressors in dem experimentellen Aufbau.

Abbildung 3.3: Dispersionskurve der dispersiven Spiegel zusammen mit einem Foto des experimentellen Aufbaus.

Das paarweise Design der Spiegel ist hierbei so optimiert, dass jeder einzelne Spiegel Oszillationen in der Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GDD) aufweist, die im Paar so gegeneinander verschoben sind, dass sich im Mittel ein Dispersionsverlauf mit geringen

¹ Reflektivität: 650 nm - 1050 nm, GDD pro Spiegelpaar: -130 fs² bei 800 nm. Der Dispersionsverlauf pro Reflexion auf einem Spiegelpaar ist auf die Kompensation der Dispersion von 1,8 mm BBO optimiert.

Oszillationen und einer leichten Steigung ergibt (siehe Abb. 3.3(a)). Der Dispersionsverlauf wurde hierbei optimiert, um die Dispersion von BBO-Kristall auszugleichen. Im Gegensatz zu prisma- oder gitterbasierten Kompressoren ermöglichen Spiegel sehr kompakte und einfache Aufbauten mit sehr hoher Effizienz und maßgeschneiderter Dispersion bis in höhere Dispersionsordnungen. Wie in Abbildung 3.3(a) zu sehen ist, weist der Dispersionsverlauf geringe Oszillationen in der GDD auf, da es zum einen bei dem Design Randbedingungen in der Anzahl, Dispersion und Dicke der einzelnen Schichten gibt, und es zum anderen aufgrund der vielen Lagen in der Beschichtung zu minimalen Abweichungen von der Designkurve kommt. Dies führt bei einer hohen Anzahl von Reflexionen zu einer Abnahme der erreichbaren Pulsqualität. In Abbildung 3.4 ist die minimal erreichbare Pulsdauer sowie

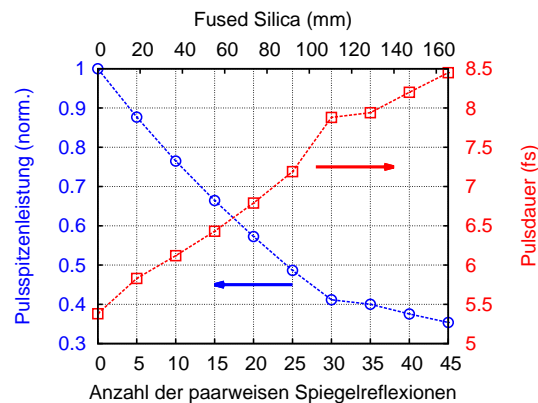


Abbildung 3.4: Berechnete Pulsspitzenleistung (blau, linke Achse) und Pulsdauer (rot, rechte Achse) in Abhängigkeit von der Anzahl der paarweisen Reflexionen auf den dispersiven Spiegeln (untere Achse) und gleichzeitig optimaler Kompression mit Quarzglas (obere Achse) für einen berechneten Puls aus dem Spektrum in Abbildung 3.2, das auf den Reflexionsbereich der dispersiven Spiegel von 650 nm bis 1050 nm gefiltert wurde.

die Änderung der Pulsspitzenleistung in Abhängigkeit von der Anzahl der Reflexionen pro Spiegelpaar zusammen mit der entsprechenden Propagationslänge durch Quarzglas dargestellt. Für die Berechnung wurde eine flache Phase für das Spektrum des Oszillators (siehe Abbildung 3.2) angenommen und zusätzlich die Bandbreite auf den Reflexionsbereich der Spiegel von 650 nm bis 1050 nm eingeschränkt. Anschließend wurde der Signalpuls numerisch mit dem theoretischen Dispersionsverlauf von Fused-Silica gestreckt und mit einem Vielfachen des gemessenen Dispersionsverlauf der Spiegelpaare komprimiert. Über eine Anpassung der Materialstärke wurde dabei für jeden Messpunkt der berechnete Puls auf maximale Pulsspitzenleistung optimiert und anschließend die Pulsdauer bestimmt. Um eine komprimierte Pulsdauer im Bereich von 8 fs theoretisch erreichen zu können, ergibt sich nach Abbildung 3.4 für den gemessenen Dispersionsverlauf der geplanten dispersiven Spiegel und das fundamentale Spektrum des Oszillators eine obere Grenze von 35 paarweisen Reflexionen auf den dispersiven Spiegeln. Der berechnete Signalpuls ist in diesem Fall vor der Kompression auf einen Zeitbereich (gemessen bei 10 % der maximalen Intensität) von 3,5 ps gestreckt. Daraus ergibt sich als Anforderung an die geplante Pumpquelle, dass die Pumpimpulsdauer für einen optimalen zeitlichen Überlapp ebenfalls im Bereich von wenigen Pikosekunden liegen sollte.

3.3 Pumpquelle

In dem folgenden Abschnitt wird auf das gewählte Verstärkerkonzept im Detail eingegangen. Ziel bei diesem ist, eine Pumpquelle mit mehreren 100 μJ Pulsenergie bei einer Ausgangspulsdauer im Bereich von wenigen Pikosekunden zu realisieren, um bei der parametrischen Verstärkung eine Pulsenergie im Bereich von 10 μJ und mehr zu erreichen. Der denkbar einfachste Ansatz für eine Pumpquelle ist ein direktes Verstärken des Signals aus dem Oszillator, ohne dass die Pulsspitzenleistung während der Verstärkung durch ein zusätzliches Strecker- und Kompressorconcept reduziert werden muss. Für den Fall, dass die spektrale Breite an dem Ausgang des Verstärkers sehr gering ist, hat die Dispersion bei der Propagation durch den Verstärkeraufbau nur einen geringen Einfluss auf die Ausgangspulsdauer. Dies bedeutet, dass die Pulse an dem Verstärkerausgang direkt genutzt werden können, ohne dass zusätzliche Leistungsverluste in der Größenordnung von typischerweise 20 % - 30 % durch die Pulskompression auftreten. Ein weiterer Vorteil des strecker- und kompressorfreien Ansatzes ist der geringere Platzbedarf sowie eine deutliche Reduzierung der Justagefreiheitsgrade. Um Probleme mit nichtlinearen Effekten während der Verstärkung zu vermeiden, die zu einer Abnahme der erreichbaren Pulsqualität führen, ist bei der angestrebten Pulsenergie für einen solchen Ansatz ein Festkörperverstärker mit kurzen Wechselwirkungslängen und großen Strahldurchmessern ideal geeignet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde hierzu ein Ansatz auf Basis von mehreren aufeinanderfolgenden Nd:YVO₄-Kristallen als Verstärkermedium gewählt. Mit diesem Material kann eine hohe Effizienz erreicht werden, während die Verstärkungsbandbreite eine Pulsdauer von wenigen Pikosekunden unterstützt. Mit dem gewählten Verstärkeraufbau ist es möglich, eine mittlere Leistung im Bereich von wenigen Milliwatt sehr effizient zu verstärken. Die mittlere Ausgangsleistung aus dem Verstärker ist zum einen durch die maximale Pumpleistung begrenzt, die in dem Kristall deponiert werden kann, bevor es aufgrund von thermischen Spannungen zu einer Beschädigung kommt, und zum anderen durch die Eingangsleistung für die Verstärkerstufen. Das direkte Verstärken der infraroten Spektralanteile aus dem Titan:Saphir-Laser bei einer Pulswiederholrate von 80 MHz würde daher nicht zu der angestrebten Pulsenergie zum Pumpen des OPCPA-Systems führen. Zur Steigerung der Pulsenergie wird daher die Pulswiederholrate reduziert. Hierzu werden die Pulse aus dem 80 MHz Pulszug mit einem akustooptischen Modulator (AOM) selektiert und es wird nur jeder 800te Puls verstärkt, wodurch an dem Ausgang des Verstärkers eine Pulswiederholrate von 100 kHz erreicht wird. Hierbei verringert sich gleichzeitig die mittlere Leistung um einen Faktor 800, sodass die 3 mW aus dem Titan:Saphir-Oszillator nach dem Reduzieren der Pulswiederholrate für ein sinnvolles Verstärken zu gering sind. Um die Verluste bei dem Verringern der Pulswiederholrate auszugleichen, ist daher eine Vorverstärkerstufe notwendig. Als Schnittstelle zwischen dem Oszillator und dem Festkörperverstärker wurde aus diesem Grund ein faserbasierter Vorverstärker aufgebaut, mit dem die Pulsenergie aus dem Oszillator von 37,5 pJ durch Verstärken und anschließenden Reduzieren der Pulswiederholrate um mehr als drei Größenordnungen erhöht wird. Hierbei ist es wichtig, dass zum einen die Bandbreite aus dem Vorverstärker größer ist als die Verstärkungsbandbreite von Nd:YVO₄, und zum anderen, dass innerhalb dieser Bandbreite der Einfluss der Dispersion auf die Pulsdauer möglichst gering ist, da beides einen Einfluss auf die erreichbare

Ausgangspulsdauer des Festkörperverstärkers hat. Ein Verstärkerkonzept auf Basis von Glasfasern bietet hierbei die entscheidenden Vorteile, dass einerseits ein monolithischer und vollständig justagefreier Ansatz realisiert werden kann und andererseits in Glasfasern aufgrund der langen Wechselwirkungslänge und dem perfekten Überlapp zwischen dem dotieren Signalkern und dem Signal eine effiziente Verstärkung erreicht wird. Die erreichbare Pulsenergie und Pulsqualität ist hierbei durch nichtlineare Effekte bei der Propagation durch die Faserstrecke begrenzt. Ein faserbasiertes Verstärkersystem zum Pumpen eines parametrischen Verstärkers erfordert daher einen Strecker- und Kompressoraufrbau, um die Pulsspitzenleistung während der Verstärkung zu reduzieren und die akkumulierte nichtlineare Phase zu verringern. In dem folgenden Abschnitt wird im Detail auf den faserbasierten Vorverstärker eingegangen.

3.3.1 Faserbasierter Vorverstärker

Als Schnittstelle zwischen dem Nd:YVO₄-Verstärker und dem Titan:Saphir-Oszillator dient ein zweistufiger polarisationserhaltender (PM)¹ faserbasierter Vorverstärker mit einem zusätzlichen Pulspicker, um die Pulswiederholrate anpassen zu können (siehe Abb. 3.5). Die Verwendung von PM-Fasern bietet hierbei den Vorteil, dass es aufgrund der starken induzierten Doppelbrechung durch zwei zusätzliche Stresskerne um den Signalkern zwei Polarisationsachsen gibt, in denen die zusätzliche Doppelbrechung durch die Lage oder Temperatur der Faser zu vernachlässigen ist. Zur Verringerung der Pulswiederholrate wird zwischen den beiden Verstärkerstufen ein fasergekoppelter AOM genutzt. Das zweistufige Verstärkerkonzept ist hierbei notwendig, um sicherzustellen, dass nach dem Pulspicker eine ausreichende mittlere Leistung für die nachfolgende Verstärkerstufe erreicht wird. Aufgrund der Zerstörschwelle des AOMs wäre die Ausgangsleistung der ersten Faserverstärkerstufe nach dem Reduzieren der Pulswiederholrate ohne die zweite Faserverstärkerstufe für eine effiziente Verstärkung in dem Nd:YVO₄-Hauptverstärker nicht ausreichend. Der Titan:Saphir-Oszillator liefert als Eingangssignal für den Vorverstärker Spektralanteile zwischen 1010 nm und 1070 nm und eine mittlere Leistung von ~ 15 mW. Über einen zusätzlichen Bandpassfilter vor dem Faserverstärker wird die Zentralwellenlänge des Spektrums auf den Festkörperverstärker angepasst. Es wird eine Filterbreite von 10 nm gewählt, um nach dem Filter eine ausreichend hohe mittlere Leistung für den Faserverstärker zu erhalten, und um den Puls bei der Propagation durch eine Faserstrecke zeitlich zu strecken. Hierzu wird vor der ersten Faserverstärkerstufe eine 100 m lange PM Singlemode-Faser (PM980) genutzt. Aus dem Eingangsspektrum ergibt sich mit der Dispersion von 100 m Quarzglas nach der Streckerfaser eine berechnete Pulsdauer von 27,5 ps. Bei einer deutlich geringeren Bandbreite wäre mehr Dispersion notwendig, um eine vergleichbare gestreckte Pulsdauer zu erreichen, und zusätzlich würde sich die mittlere Leistung nach dem Filter reduzieren. Der gewählte Ansatz stellt hierbei einen Kompromiss dar, da das Ausgangsspektrum des faserbasierten Vorverstärkers eine deutlich höhere spektrale Breite aufweist als die Verstärkungsbandbreite des nachfolgenden Hauptverstärkers. Der Vorteil hierbei ist, dass

¹ Aus dem Englischen: **P**olarisation **M**aintaining

sichergestellt ist, dass die Bandbreite an dem Ausgang des Nd:YVO₄-Verstärkers nicht durch die Bandbreite aus dem faserbasierten Vorverstärker limitiert ist und somit die maximale bandbreitenbegrenzte Pulsdauer unterstützt wird.

Nach dem Bandpassfilter wird eine mittlere Leistung von 3 mW bei 80 MHz Puls wiederholrate erreicht, was einer Pulsenergie von 37,5 pJ entspricht. Für die Verstärkung

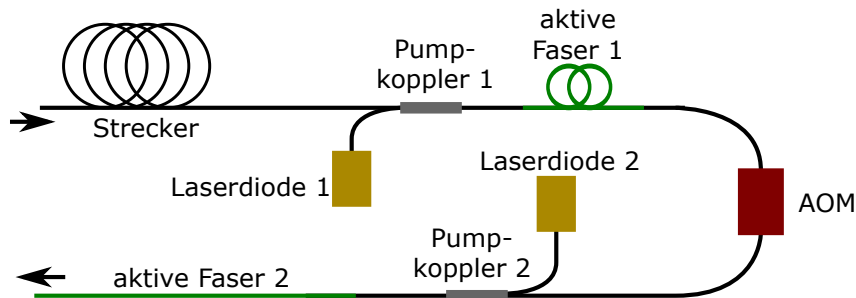
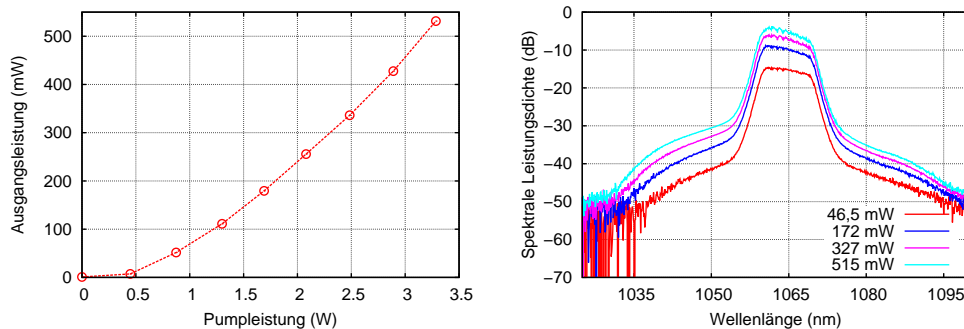


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau des Faservorverstärkers, AOM = akustooptischer Modulator.

in der ersten Verstärkerstufe wird eine Ytterbium-dotierte Doppelkernfaser mit einem Signalkerndurchmesser von 6 μm und einem Pumpkerndurchmesser von 125 μm verwendet. Der Vorteil des Doppelkern-Konzeptes ist, dass günstige und leistungsstarke fasergekoppelte Multimode-Pumpdioden verwendet werden können. In diesem Fall kommen für die beiden Verstärkerstufen Pumpdioden mit einem Faserkerndurchmesser von 105 μm und bis zu 9 W mittlerer Leistung im Spektralbereich um 976 nm zum Einsatz, deren Ausgang jeweils über einen faserbasierten Pumpkoppler in die Faserstrecke eingekoppelt wird. Die erste



(a) Ausgangsleistung der ersten Vorverstärkerstufe in Abhängigkeit von der verwendeten Pumpleistung.

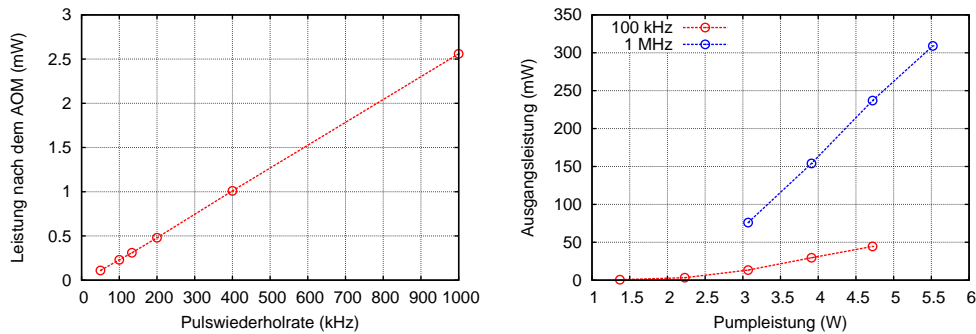
(b) Die spektrale Form in Abhängigkeit von der verstärkten mittleren Leistung.

Abbildung 3.6: Ausgangsparameter der ersten Vorverstärkerstufe.

Verstärkerstufe liefert bis zu 500 mW mittlere Leistung (siehe Abbildung 3.6(a)), ohne einen signifikanten Anstieg der spontanen verstärkten Emission (ASE¹) zu zeigen (siehe Abbildung 3.6(b)). Der ASE-Untergrund liegt über den gesamten Verstärkungsbereich ca.

1 Aus dem Englischen: **A**mplified **S**pontaneous **E**mission

25 dB unterhalb des Signals. Als Arbeitspunkt für die erste Verstärkerstufe wurde eine mittlere Leistung von 400 mW festgelegt, um unterhalb der Zerstörschwelle von 500 mW des nachfolgenden fasergekoppelten AOMs zu bleiben. Der AOM auf Basis eines Tellurdioxid-Kristalls erreicht bei einer Treiberfrequenz von 250 MHz Schaltzeiten von 6 ns (Schalten von 10 % - 90 % Transmission), was ausreichend schnell ist, um einzelne Pulse aus dem 80 MHz Pulszug mit einem Pulsabstand von 12,5 ns auszuschneiden. In Abbildung 3.7(a)



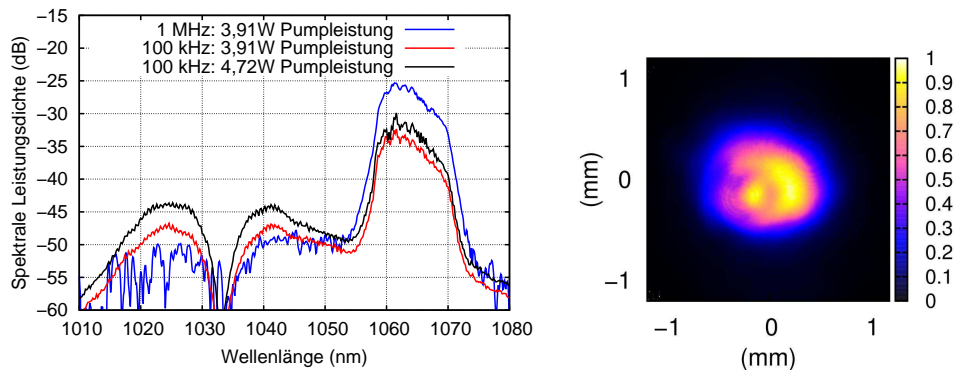
(a) Gemessene mittlere Leistung nach dem AOM in Abhängigkeit von der eingestellten Pulswiederholrate bei einer konstanten Eingangsleistung von 400 mW vor dem AOM und einer Transmission ohne Pulsunterdrückung von 54 %.

(b) Ausgangsleistung der zweiten Vorverstärkerstufe in Abhängigkeit von der verwendeten Pumpleistung für Pulswiederholraten von 100 kHz (rot) und 1 MHz (blau) mit der entsprechenden Eingangsleistung aus Abbildung 3.7(a). Die Messungen wurden nach zwei optischen Isolatoren sowie einem doppelbrechenden Filter zur Unterdrückung der ASE bei 1030 nm, vor dem Nd:YVO₄-Hauptverstärker aufgenommen.

Abbildung 3.7: Leistung nach dem AOM in Abhängigkeit von der Pulswiederholrate und Ausgangsleistung der zweiten Vorverstärkerstufe.

ist die mittlere Leistung nach dem AOM in Abhängigkeit von der Pulswiederholrate für eine mittlere Leistung von 400 mW vor dem AOM gezeigt. Bei 100 kHz steht für die zweite Verstärkerstufe somit nur noch eine mittlere Leistung von 230 μ W als Eingangssignal zur Verfügung. Für diese Stufe wird eine Ytterbium-dotierte Doppelkernfaser mit einem Signalkerndurchmesser von 20 μ m verwendet, um die nichtlinearen Effekte bei der Propagation durch die Faser zu reduzieren. Dies ist notwendig, da der Puls lediglich auf \sim 27 ps gestreckt wurde und aufgrund der niedrigeren Pulswiederholrate eine deutlich höhere Pulsenergie im Vergleich zu der ersten Stufe erreicht wird. Eine Verstärkung in einer Ytterbium-dotierten Singlemode-Faser mit einem deutlich kleineren Signalkern wäre aufgrund des B-Integrals nicht sinnvoll möglich gewesen. Daher wird eine Verschlechterung des Ausgangsstrahlprofils aufgrund der höheren Modenanzahl, die in diesem Fasertyp geführt werden kann, in Kauf genommen. Die Singlemode-Faser nach dem zweiten Pumpkombiner wurde direkt auf die Ytterbium-dotierte Faser mit einem Kerndurchmesser von 20 μ m gespliced. Die Idee hierbei war, in der Multimode-Faser nur die Grundmode anzuregen (siehe z. B. [Fer98]) und auf einen zusätzlichen Modenfeldadapter mit zusätzlicher Faserstrecke zu verzichten. Im Experiment waren an dem Ausgang des Faserverstärkers neben der Grundmode allerdings höhere

Moden sichtbar. Um diese zu reduzieren, wurde die aktive Faser auf einen Durchmesser von 27 mm gewickelt (siehe z. B. [Kop00]), wodurch das Strahlprofil deutlich verbessert werden konnte. In dem optimierten Strahlprofil nach der Verstärkung (siehe Abbildung 3.8(b)) ist nach wie vor ein Anteil von höheren Moden zu erkennen. Diese haben keinen Einfluss auf das Ausgangsstrahlprofil von dem nachfolgenden Festkörperverstärker. Die Ausgangsleistung



(a) Spektrum an dem Ausgang der zweiten Faserverstärkerstufe bei einer Pumpleistung von 3,9 W (100 kHz: rote Linie, 1 MHz: blaue Linie) sowie 4,7 W (100 kHz: schwarze Linie). Die Spektren wurden nach zwei optischen Isolatoren sowie einem doppelbrechenden Filter zur Unterdrückung der ASE gemessen.

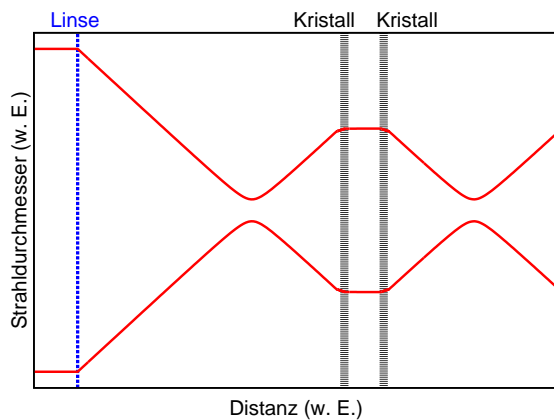
(b) Ausgangsstrahlprofil der zweiten Vorverstärkerstufe.

Abbildung 3.8: Ausgangsspektrum und Strahlprofil des faserbasierten Vorverstärkers.

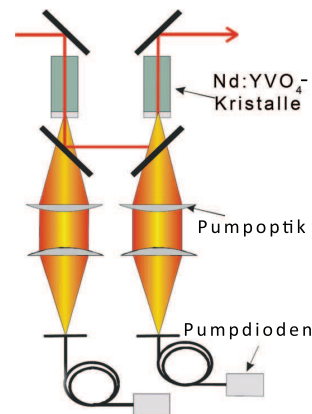
der zweiten Faserverstärkerstufe in Abhängigkeit von der Pumpleistung ist in Abbildung 3.7(b) dargestellt. Die Verstärkungseffizienz bei 100 kHz liegt im Bereich von 1 % und steigt mit größerer Eingangsleistung bei höheren Pulswiederholraten deutlich an. Diese geringe Effizienz ist zum einen durch die geringe Eingangsleistung und zum anderen durch die Biegeverluste bei der Unterdrückung der höheren Moden zu erklären. Gleichzeitig ist ein deutlicher Anstieg des ASE-Untergrundes und eine Verringerung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (siehe Abbildung 3.8(a)) bei 100 kHz im Vergleich zu 1 MHz zu beobachten. Basierend auf diesen Ergebnissen ergibt sich für den hier vorgestellten zweistufigen Faserverstärker aufgrund der Begrenzung der Ausgangsleistung der ersten Verstärkerstufe durch die Zerstörschwelle des Pulspickers und der notwendigen Eingangsleistung für die zweite Verstärkerstufe eine minimale Pulswiederholrate von 100 kHz. Für diese wurde eine mittlere Leistung von 7 mW (nach Filtern der ASE bei 1030 nm) am Eingang der ersten Hauptverstärkerstufe als Arbeitspunkt definiert, was einer Pulsenergie von 70 nJ entspricht. Höhere mittlere Leistungen aus dem Faserverstärker führen zu einem signifikanten Anstieg der ASE im Bereich um 1030 nm und nur zu einer geringen Verstärkung in dem relevanten Spektralbereich von 1064 nm (siehe Abbildung 3.8(a)). Die ASE aus dem Vorverstärker hat auf die Verstärkung in den nachfolgenden Nd:YVO₄-Verstärkermodulen keinen Einfluss, da diese außerhalb der Verstärkungsbandbreite liegt. Die Festkörperverstärkermodule sind darauf angepasst, dass nur die Grundmode effizient verstärkt wird, was bedeutet, dass der Anteil der höheren Moden bei der weiteren Verstärkung nicht verstärkt wird.

3.3.2 Nd:YVO₄-Leistungsverstärker

Als Hauptverstärker werden zwei kommerziell erhältliche Verstärkermodule (neoVAN-2P) der Firma neoLASE GmbH verwendet. Diese Module enthalten als laseraktives Material jeweils zwei Nd:YVO₄-Kristalle, die jeweils bei einer Wellenlänge von 808 nm mit bis zu 30 W mittlerer Leistung gepumpt werden können. Nd:YVO₄ wurde aufgrund des sehr hohen Wirkungsquerschnitts, der guten thermischen Eigenschaften, der Verfügbarkeit in hoher Qualität und der Verstärkungsbandbreite im Bereich von einem Nanometer gewählt. Diese Bandbreite (0,96 nm Halbwertsbreite, bei einer Zentralwellenlänge von 1064 nm (siehe z. B. [Yar06])) unterstützt bei Annahme eines gaußförmigen Spektrums eine bandbreitenbegrenzte Pulsdauer von 1,76 ps. Bei der Verstärkung kommt es zu einer spektralen Einschnürung (siehe z. B. [Hot65]), wodurch sich die spektrale Breite verringert und somit die bandbreitenbegrenzte Pulsdauer verlängert. Der interne Aufbau der neoVAN-2P-Verstärkermodule ist in Abbildung 3.9(b) schematisch dargestellt. Die Module bestehen jeweils aus zwei



(a) Schematischer Verlauf des Strahldurchmessers durch das Verstärkermodul. Die blaue Linie skizziert in der Darstellung die Position der Fokussierlinse außerhalb des Verstärkers, während die beiden schwarzen Linien die Position der beiden Laserkristalle und somit die Position der thermischen Linsen angeben.



(b) Schematischer Aufbau der verwendeten Nd:YVO₄-Verstärkermodule (Quelle: [Fre07]).

Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau der Nd:YVO₄-Verstärkermodule.

Nd:YVO₄-Kristallen, Linsen für die Kollimation und Fokussierung der Pumpstrahlung sowie dichroitischen Spiegeln, um das Signal bei 1064 nm von der Pumpstrahlung bei 808 nm zu trennen. Die Pumpfaser wird jeweils mithilfe von Linsen in die Kristalle abgebildet, um einen Pumpfokus mit einem Durchmesser von etwa 400 µm in dem ersten Modul und 600 µm in dem zweiten Modul zu erreichen. Durch die Pumpleistung bildet sich in den Laserkristallen jeweils eine thermische Linse (siehe z. B. [Blo98]), die gezielt für die Strahlführung des Signals genutzt wird. In Abbildung 3.9(a) ist die Strahlpropagation des Signals durch die beiden Laserkristalle skizziert. Der Signalstrahl aus dem Faservorverstärker wird mithilfe einer weiteren Linse vor dem ersten Nd:YVO₄-Laserkristall so fokussiert, dass der Abstand von dem Fokus zum Kristall der Brennweite der thermischen Linse von etwa 70 mm entspricht. Die Strahlparameter wurden dabei so angepasst, dass der Durchmesser

des divergenten Strahls an dem Kristall mit dem Durchmesser des gepumpten Volumens übereinstimmt. Dadurch kann erreicht werden, dass der Signalstrahl durch die thermische Linse in dem ersten Kristall kollimiert und durch die thermische Linse in dem zweiten Kristall nach der Verstärkung fokussiert wird. Anschließend wird der Ausgangsstrahl mit einer weiteren Linse wieder kollimiert. Durch das gezielte Ausnutzen der thermischen Linsen kann ein sehr kompakter und konzeptionell einfacher Verstärkeraufbau realisiert werden. Hierbei muss allerdings berücksichtigt werden, dass die Strahlführung in dem nachfolgenden Aufbau auf die thermischen Linsen in dem System und somit auf eine bestimmte Pumpleistung festgelegt ist. Das heißt, dass bei einer Änderung der mittleren Leistung über die Pumpleistung die gesamten Strahlparameter angepasst werden müssen. In Abbildung 3.10

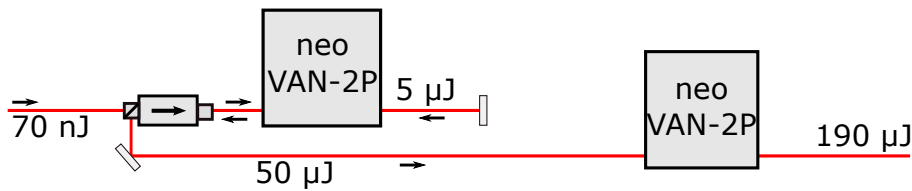
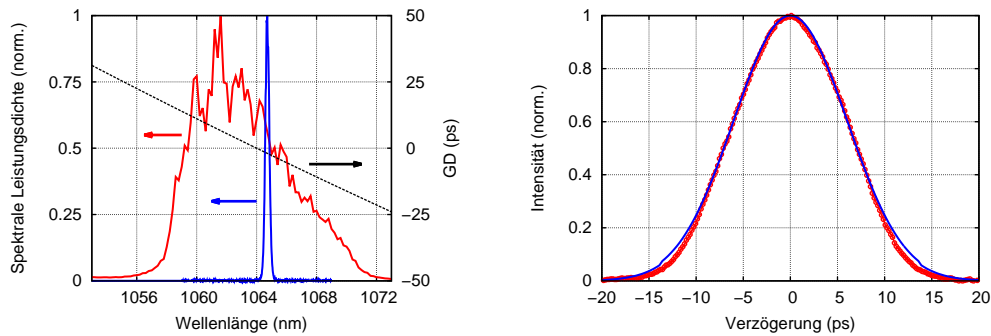


Abbildung 3.10: Der Nd:YVO₄-Hauptverstärker besteht aus zwei Verstärkermodulen, wobei das erste Modul in einem Doppeldurchgang betrieben wird.

ist die Anordnung der beiden Hauptverstärkermodule dargestellt. In dem ersten Durchgang durch das erste Verstärkermodul wird das Eingangssignal auf eine Pulsenergie von 5 μJ (500 mW mittlere Leistung) verstärkt. Dabei wird nur ein geringer Anteil von den insgesamt 60 W Pumpleistung genutzt, was bedeutet, dass nach der Verstärkung noch ein Großteil der Inversion in den beiden Kristallen des ersten Verstärkermoduls nicht abgebaut wurde. Dies gilt insbesondere für den ersten der beiden Kristalle in dem Verstärkermodul. Die Effizienz in dem ersten Durchgang in dem Hauptverstärkermodul ist hierbei durch die Ausgangsenergie aus dem Faserverstärker und durch den Anteil der Energie innerhalb der Verstärkungsbandbreite der Nd:YVO₄-Kristalle limitiert. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 3.11(a) das Spektrum des Vorverstärkers zusammen mit dem Ausgangsspektrum des Nd:YVO₄-Verstärkers dargestellt. Durch die gewählte spektrale Breite bei der Verstärkung in dem faserbasierten Vorverstärker ist sichergestellt, dass nach dem spektralen Filtern des Titan:Saphir-Oszillators eine ausreichend hohe mittlere Leistung für die erste Verstärkerstufe erreicht wird. Zusätzlich kann der Puls in dem Faserverstärker bei der gewählten spektralen Bandbreite mit Hilfe der Dispersion der Streckerfaser zeitlich gestreckt werden, ohne dass diese einen signifikanten Einfluss auf die Pulsdauer des nachfolgenden schmalbandigen Nd:YVO₄-Verstärkers hat. Ein weiterer Vorteil bei dem gewählten Ansatz ist, dass die Bandbreite des Hauptverstärkers nicht durch das Eingangsspektrum aus dem Vorverstärker vorgegeben wird. Um die Effizienz in der ersten Nd:YVO₄-Verstärkerstufe zu steigern, sind zwei Ansätze denkbar. Es wäre möglich, die Ausgangsleistung des faserbasierten Vorverstärkers zu erhöhen, indem dieser um eine dritte Verstärkerstufe und einen zusätzlichen Pulspicker erweitert wird. In diesem Fall kann anstelle eines Teilungsfaktors von 800 die Pulswiederholrate z. B. um einen Faktor 20 mit dem ersten Pulspicker und einen Faktor 40 mit dem zweiten Pulspicker reduziert werden, um so die Verluste durch die Pulsunterdrückung zwischen den einzelnen Stufen deutlich zu verringern. Hierbei wäre es



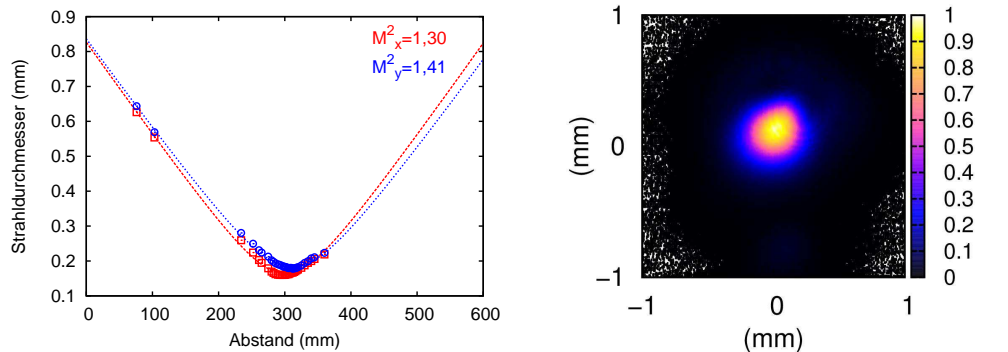
(a) Ausgangsspektrum des Faservorverstärkers (rot) im Vergleich zu dem Spektrum des Hauptverstärkers (blau). Die schwarze Linie gibt den berechneten Verlauf der Gruppenverzögerung für 100 m Quarzglas an.

(b) Gemessene Autokorrelationsfunktion (rot) am Ausgang des Hauptverstärkers mit einer Halbwertsbreite von 14,2 ps. Die blaue Kurve zeigt die berechnete Autokorrelationsfunktion für ein gaußförmiges Spektrum bei 1064 nm mit einer Halbwertsbreite von 0,169 nm.

Abbildung 3.11: Spektrum und Pulsdauer des Nd:YVO₄-Verstärkers.

allerdings notwendig, die gestreckte Pulsdauer in dem faserbasierten Vorverstärker über ein Anpassen des Steckers zu erhöhen, um nichtlineare Effekte zu minimieren. Das zusätzliche zeitliche Strecken würde allerdings die Pulsdauer an dem Ausgang des Verstärkersystems verlängern. Die zweite Möglichkeit, bei der weder die Pulsdauer geändert werden muss noch die Komplexität des Vorverstärkers erhöht wird, besteht darin, das erste Hauptverstärkermodul in einem Doppeldurchgang zu betreiben. Das verstärkte Signal wird dazu nach dem ersten Verstärkungsdurchgang mit einer Linse kollimiert, an einem 0°-Spiegel in sich selbst zurückreflektiert und propagiert auf demselben Strahlweg in umgekehrter Richtung zurück durch das Verstärkermodul. Dadurch wird die erreichte Energie nach dem ersten Modul von 5 μJ auf 50 μJ gesteigert, ohne dass sich die Komplexität des Systems erhöht. Das Trennen des hin- und zurücklaufenden Strahls nach dem Doppeldurchgang erfolgt mithilfe eines optischen Isolators. Für die weitere Leistungsskalierung wird ein zweites Verstärkermodul mit einem vergleichbaren Aufbau verwendet. In diesem wird eine Verstärkung auf eine Pulsenergie von 190 μJ (19 Watt mittlere Leistung) erreicht, ohne dass die Pulsspitzenleistung während der Verstärkung reduziert werden muss. Dies funktioniert nur aufgrund der kurzen Kristalle, der Pulsdauer von 10 ps und Strahldurchmessern im Bereich von mehreren 100 μm in den Kristallen. In der Literatur konnte keine Beschreibung für eine vergleichbare Pumpquelle für ein OPCPA-System gefunden werden, bei der die infraroten Spektralanteile eines Titan:Saphir-Oszillators in einer Ytterbium-dotierten Faser und Nd:YVO₄-Kristallen verstärkt werden.

Die Strahlqualität nach der Verstärkung wurde mit der M^2 -Methode bestimmt (siehe z. B. [ISO05]). Dazu wurde der Ausgangsstrahl mit einer Linse fokussiert und der Strahldurchmesser in Abhängigkeit von dem Abstand zu der Linse vermessen. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 3.12(a) dargestellt. Die Auswertung ergibt für die Strahlqualität Werte von $M^2_x = 1,3$ und $M^2_y = 1,41$. Das Strahlprofil an dem Ausgang des Verstär-



(a) M^2 -Messung an dem Ausgang des Verstärkers für die Bestimmung der Strahlqualität. Gezeigt ist der Strahldurchmesser in Abhängigkeit von dem Abstand zu einer Linse mit einer Brennweite von 300 mm.

(b) Strahlprofil nach der letzten Nd:YVO₄-Verstärkerstufe.

Abbildung 3.12: Strahlqualität und Strahlprofil nach dem Nd:YVO₄-Verstärker.

kers ist in Abbildung 3.12(b) zu sehen. Die gute Strahlqualität und Fokussierbarkeit ist insbesondere für die nachfolgende Frequenzverdopplung wichtig. Ein weiterer wichtiger Aspekt zum Pumpen eines parametrischen Verstärkers sowie für die Frequenzverdopplung ist die Pulsdauer. Diese wurde über die Messung einer Autokorrelationsfunktion an dem Ausgang des Verstärkersystems bestimmt. Die gemessene Autokorrelationsfunktion mit einer Halbwertsbreite von 14,2 ps ist in Abbildung 3.11(b) dargestellt und weist keinen Untergrund auf. Die Halbwertsbreite der Autokorrelationsfunktion entspricht einer Pulsdauer von 10 ps, bei Annahme eines Umrechnungsfaktors von 1,41 für einen gaußförmigen Puls. Die spektrale Halbwertsbreite von einem bandbreitenbegrenzten Puls mit vergleichbarer Pulsdauer beträgt 0,169 nm. Ausgehend von der spektralen Breite kann die zeitliche Streckung des Ausgangspulses durch den faserbasierten Vorverstärker abgeschätzt werden. Die Dispersion von $\sim 2,7$ ps/nm der 100 m langen Streckerfaser in dem Faservorverstärker wurde hierbei über die Dispersionswerte von Quarzglas abgeschätzt. Die Verlängerung der Ausgangspulsdauer des Nd:YVO₄-Verstärkers durch die Dispersion des Vorverstärkers liegt somit deutlich unterhalb von einer Pikosekunde, was in Bezug auf die Pulsdauer von 10 ps einer Änderung von wenigen Prozent entspricht. Daher wird die Pumpquelle im Folgenden als CPA-frei bezeichnet. Das hier vorgestellte Verstärkersystem hat gegenüber einem typischen CPA-Konzept die entscheidenden Vorteile, dass zum einen nach der Verstärkung keine weitere Pulskompression notwendig ist und somit Verluste von typischerweise 20 % durch die Pulskompression vollständig vermieden werden. Zum anderen kann ein äußerst kompakter Verstärkeraufbau realisiert werden. Aufgrund der hervorragenden Puls- und Strahlqualität, zusammen mit der Pulsenergie von 190 μ J und der optischen Synchronisierung zu dem breitbandigen Titan:Saphir-Oszillator, ist diese Pumpquelle ideal für einen parametrischen Verstärker geeignet. Die Pumpulsdauer von 10 ps liegt jedoch über der in Abschnitt 3.2.1 abgeschätzten Signulpulsdauer von 3,5 ps, die mit breitbandigen dispersiven Spiegeln noch sinnvoll komprimiert werden kann. Kürzere Pumppulse können

beispielsweise durch die Kombination von zwei unterschiedlich dotierten Laserkristallen erreicht werden, deren Verstärkungsspektren teilweise überlagert sind (siehe z. B. [Fre15]). In dieser Arbeit wird ein alternativer Ansatz untersucht, um den Unterschied zwischen der Pump- und Signalpulsdauer auszugleichen. Für die parametrische Verstärkung wird dazu ein Konzept realisiert, bei dem der Pumpimpuls in mehreren Durchgängen abgebaut wird, indem in jedem Durchgang ein anderer Abschnitt des Pumpimpulses zeitlich mit dem Signalpuls überlagert ist. Ein solcher Ansatz wird bei einer Pumpimpulsdauer im Bereich um 10 ps in dieser Arbeit erstmalig in einem zweistufigen parametrischen Verstärker mit insgesamt vier Verstärkerdurchgängen untersucht.

3.4 Zweistufige Frequenzverdopplung

Für die parametrische Verstärkung des breitbandigen Oszillators im Spektralbereich von 600 - 1100 nm ist nach den Grundlagen in Kapitel 2 eine Pumpquelle mit einer kürzeren Wellenlänge als die Signalwellenlänge notwendig. Aus diesem Grund muss die infrarote Ausgangsstrahlung des Verstärkers in der Frequenz verdoppelt werden, um eine geeignete Pumpwellenlänge für die parametrische Verstärkung des breitbandigen Spektrums aus dem Oszillator zu erzeugen. Für den nachfolgenden parametrischen Verstärker sind zwei Verstärkerkristalle vorgesehen, um die nJ-Pulsenergie aus dem Titan:Saphir-Oszillator in dem ersten Kristall um mehrere Größenordnungen zu verstärken und um anschließend in dem zweiten Kristall eine hohe Konversionseffizienz von dem Pumpimpuls auf den Signalpuls zu erreichen. Es wird in dem nachfolgenden Abschnitt gezeigt, dass mit zwei NOPA-Stufen eine deutliche Steigerung der Effizienz erreicht wird. Dies bedeutet, dass zwei Ausgänge nach der Frequenzverdopplung notwendig sind. Ein Ansatz hierfür ist eine einstufige Frequenzverdopplung, die anschließend über einen Strahlteiler in zwei Strahlen aufgeteilt wird (siehe z. B. [Pri15; Rot12]).

In dieser Arbeit wird zum Pumpen des parametrischen Verstärkers ein alternativer Ansatz untersucht. Mit diesem werden zwei Ausgänge nach der SHG erreicht, und gleichzeitig wird die zur Verfügung stehende Infrarotleistung mit maximaler Effizienz konvertiert. Die Überlegung hierbei ist, eine SHG-Stufe mit einer optimalen Strahl- und Pulsqualität zum Pumpen der parametrischen Hauptverstärkerstufe (NOPA 3/4 - siehe Abb. 3.1) zu realisieren, ohne dass ein räumlicher oder zeitlicher Abbau der Pumpstrahlung eine Limitierung darstellt. Anschließend wird die verbleibende fundamentale Strahlung so effizient wie möglich in einer zweiten SHG-Stufe konvertiert, wobei die Abnahme der räumlichen und zeitlichen Intensität in Kauf genommen wird, da die Ausgangsstrahlung aus dieser Stufe zum Pumpen der parametrischen Vorverstärkerstufe (NOPA 1/2 - siehe Abb. 3.1) geplant ist. Dadurch wird die zur Verfügung stehende Infrarotleistung optimal verdoppelt und für die parametrische Verstärkung genutzt. In Abbildung 3.13 ist die Anordnung der beiden SHG-Stufen skizziert. Nach der ersten Stufe wird die nicht konvertierte fundamentale Strahlung mit einem dichroitischen Spiegel von dem frequenzverdoppelten Signal getrennt und anschließend in einem zweiten SHG-Kristall verdoppelt.

Aufgrund der geringen Verstärkungsbandbreite des Nd:YVO₄-Verstärkers ist die Frequenzverdopplung mit Kristalllängen im Bereich von mehreren Millimetern möglich, ohne dass es aufgrund der Phasenanpassung zu einer Reduzierung der Bandbreite kommt. Als

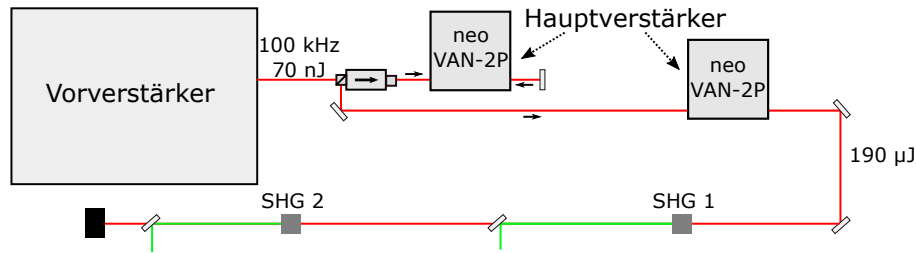
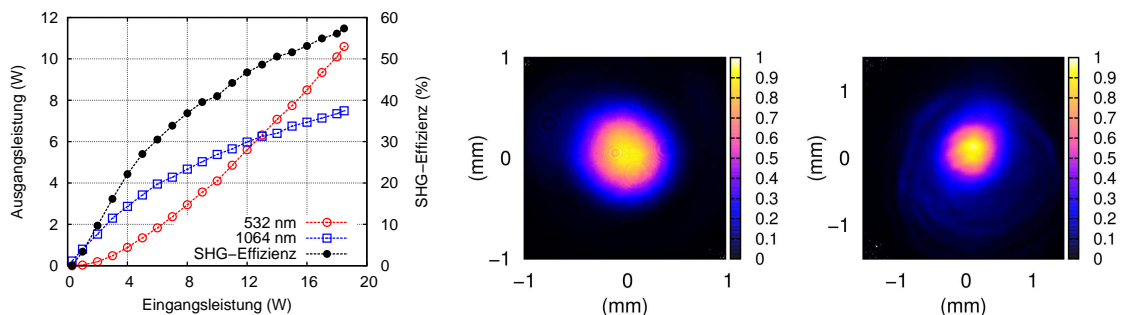


Abbildung 3.13: Schematische Anordnung der beiden Frequenzverdopplungsstufen SHG 1 / SHG 2.

nichtlinearer Kristall wurde in diesem Fall LBO¹ mit einem Phasenanpassungswinkel von $\Theta = 90^\circ$ und $\Phi = 11,6^\circ$ für die SHG bei 1064 nm gewählt. Im Vergleich zu BBO bietet LBO zum einen den Vorteil, dass der walk-off-Winkel kleiner ist, was insbesondere bei längeren Kristallen von Vorteil für die Strahlqualität ist. Zum anderen ist die Zerstörschwelle mit $24,6 \text{ J/cm}^2$ (für 1064 nm, 1,3 ns Pulsdauer) etwa doppelt so hoch wie bei BBO ($12,9 \text{ J/cm}^2$) (siehe z. B. [Che90]). Die Fokussierung bei der ersten Frequenzverdopplung ist so gewählt, dass bei der maximalen Pulsenergie von $190 \mu\text{J}$ eine Intensität von 100 GW/cm^2 erreicht wird. Bei dieser Intensität wird eine effiziente Frequenzverdopplung und gleichzeitig ein stabiler Langzeitbetrieb ohne Beschädigung des Kristalls erreicht. In Abbildung 3.14(a) ist das Ergebnis der Frequenzverdopplung mit einem 2 mm langen LBO-Kristall gezeigt.



(a) Ausgangsleistung der ersten SHG-Stufe. Dargestellt ist die zu 532 nm konvertierte Leistung (rot), die nicht konvertierte fundamentale Leistung (blau) sowie die berechnete Effizienz (schwarz).

(b) Strahlprofil bei 532 nm und einer mittleren Leistung von 10,6 W.

(c) Strahlprofil bei 1064 nm nach der ersten SHG-Stufe mit einer mittleren Leistung von 7,5 W bei maximaler Konversion.

Abbildung 3.14: Ausgangsparameter der ersten Frequenzverdopplungsstufe.

Es wird eine SHG-Effizienz von 57,3% und ein gaußförmiges Strahlprofil erreicht (siehe Abbildung 3.14(b)), ohne dass eine Sättigung der Effizienz eintritt. Bei 18,5 W vor dem SHG-Kristall wird nach der Frequenzverdopplung eine mittlere Leistung von 10,6 W bei 532 nm erreicht. Das Strahlprofil für die nicht konvertierte fundamentale Strahlung mit

¹ Lithiumtriborat

einer mittleren Leistung von 7,5 W ist in Abbildung 3.14(c) dargestellt. Der Unterschied von 0,4 W zwischen der Summe aus der verdoppelten und der nicht konvertierten fundamentalen Strahlung nach der SHG-Stufe gegenüber der mittleren Leistung vor der SHG-Stufe kann über Oberflächenreflexe in dem optischen Aufbau (Linsen, SHG-Kristall, Wellenplatte) erklärt werden. Gegenüber dem gemessenen Strahlprofil vor der ersten SHG-Stufe (siehe Abbildung 3.12(b)) zeigt sich bei der fundamentalen Strahlung nach der SHG-Stufe (siehe Abbildung 3.14(c)) eine Abnahme der Strahlqualität durch die Frequenzverdopplung. Neben dem räumlichen Profil ändert sich auch das zeitliche Profil des Pumpimpulses bei der Frequenzverdopplung. Die Halbwertsbreite der gemessenen Autokorrelationsfunktion der fundamentalen Strahlung verlängert sich durch den Abbau des Pumpimpulses bei dem SHG-Prozess um 25 %, von 14,2 ps vor der SHG-Stufe auf 17,8 ps nach der SHG-Stufe (siehe Abbildung 3.15). Der nicht konvertierte Anteil bei 1064 nm nach der ersten SHG-Stufe mit

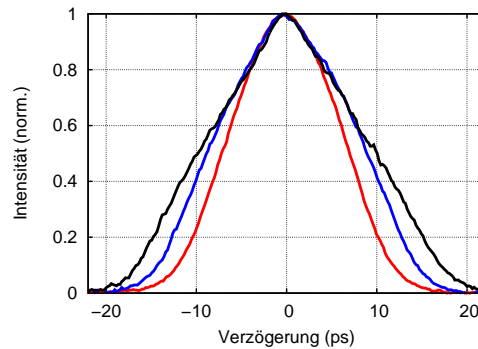
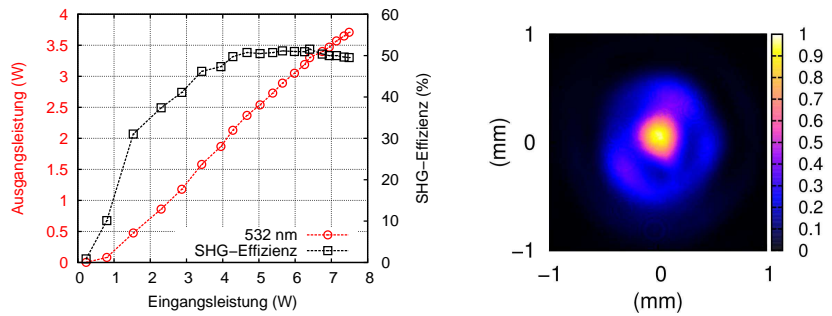


Abbildung 3.15: Gemessene Autokorrelationsfunktion vor der ersten SHG-Stufe (rot) mit einer Halbwertsbreite von 14,2 ps. Im Vergleich dazu ist die Autokorrelationsfunktion der nicht konvertierten fundamentalen Strahlung nach der ersten SHG-Stufe bei der Frequenzverdopplung in einem 2 mm langen LBO-Kristall (blau, FWHM: 17,8 ps (siehe Abbildung 3.14)) und einem 3 mm langen LBO-Kristall (schwarz, FWHM: 19,9 ps) gezeigt.

einer mittleren Leistung von 7,5 W wird in einer zweiten SHG-Stufe verdoppelt. In der zweiten SHG-Stufe wird im Vergleich zu der ersten SHG-Stufe eine geringere Intensität gewählt, um eine Beschädigung des Kristalls zu verhindern. Dies ist notwendig, da es zu einem Anstieg der Eingangsenergie und zu einer Verkürzung der Pulsdauer kommt, wenn die Phasenanpassung in der ersten SHG-Stufe nicht optimal justiert ist oder sich z. B. mit der Kristalltemperatur ändert. In der zweiten SHG-Stufe wird ein 3 mm langer LBO-Kristall verwendet, da mit diesem im Vergleich zu einem 2 mm langen Kristall eine höhere Effizienz erreicht wird. Die Ausgangsleistung sowie die Effizienz in der zweiten SHG-Stufe ist in Abbildung 3.16(a) dargestellt. In dieser SHG-Stufe wird mit dem nicht konvertierten Anteil der fundamentalen Strahlung nach der ersten SHG-Stufe bei einer Intensität an dem Kristall von etwa 55 GW/cm^2 eine Konversionseffizienz von 50 % erreicht, sodass bei 532 nm zusätzliche 3,7 W zum Pumpen der ersten NOPA-Stufe zur Verfügung stehen. Das Strahlprofil nach der zweiten SHG-Stufe in Abbildung 3.16(b) zeigt eine sichtbare Abnahme der Strahlqualität im Vergleich zu dem Profil an dem Ausgang der ersten Stufe (siehe Abbildung 3.14(b)). Mit dem hier vorgestellten zweistufigen SHG-Konzept ist es möglich, von den 18,5 W der fundamentalen Strahlung insgesamt 77 % in der Frequenz zu verdoppeln. Um zu



(a) Ausgangsleistung (rot) und SHG-Effizienz (schwarz) der zweiten SHG-Stufe. Als Eingangsleistung wird hierbei der Anteil der nicht konvertierten fundamentalen Strahlung nach der ersten SHG-Stufe genutzt (siehe Abb. 3.14(a)).

(b) Strahlprofil bei 532 nm an dem Ausgang der zweiten SHG-Stufe.

Abbildung 3.16: Ausgangsparameter der zweiten Frequenzverdopplungsstufe.

prüfen, ob die SHG-Effizienz möglicherweise noch weiter gesteigert werden kann, wurde in der ersten SHG-Stufe bei gleicher Fokussierung ein 3 mm langer LBO-Kristall getestet. Mit diesem kann in der ersten SHG-Stufe eine Konversionseffizienz von 70 % erreicht werden. Die Halbwertsbreite der gemessenen Autokorrelationsfunktion nach der ersten SHG-Stufe im Vergleich zu der an dem Ausgang des Nd:YVO₄-Verstärkers verlängert sich hierbei jedoch um 40 % auf 19,9 ps (siehe Abbildung 3.15), was im Hinblick auf die Pulsdauer in der zweiten SHG-Stufe und somit zum Pumpen der ersten parametrischen Verstärkerstufe von Nachteil ist. Zusätzlich zeigt sich in dem Strahlprofil bei 1064 nm nach der ersten SHG-Stufe, im Vergleich zu den Ergebnissen mit dem 2 mm langen LBO-Kristall, gegenüber Abbildung 3.16 eine weitere Abnahme der Strahlqualität. Bei der Verdopplung der nicht konvertierten fundamentalen Strahlung in der zweiten SHG-Stufe mit einem 3 mm langen LBO-Kristall können in diesem Fall nur 1,5 W mittlere Leistung bei einer Konversionseffizienz von 30 % erreicht werden. Diese Effizienz konnte auch mit einer Anpassung der Fokussierung nicht gesteigert werden. Anzumerken ist, dass die Summe der Leistungen der beiden Ausgänge und somit die Gesamteffizienz der Frequenzverdopplung für die zwei unterschiedlichen Kristallkombinationen vergleichbar ist und keine Steigerung der Gesamteffizienz erreicht werden konnte. Aufgrund der besseren Puls- und Strahlqualität wird zum Pumpen der parametrischen Verstärkerstufen im Folgenden die Konfiguration mit dem 2 mm langen Kristall in der ersten SHG-Stufe genutzt, da hierbei in beiden Ausgängen ein besseres Strahlprofil erreicht wird und zusätzlich die Breite der gemessenen Autokorrelationsfunktion vor der zweiten Stufe geringer ist. Auf diese Weise wird ein besserer zeitlicher Überlapp mit dem Signalpuls in der ersten parametrischen Verstärkerstufe erreicht. Über die Messung der parametrischen Verstärkung in Abhängigkeit von der relativen Verzögerung zwischen dem Signal aus dem Titan:Saphir-Oszillator und dem Pumpimpuls aus der ersten SHG-Stufe ergibt sich eine Abschätzung für die Pumpimpulsdauer von 6 ps (siehe Abbildung 3.18).

3.5 Der parametrische Verstärker

Im folgenden Abschnitt werden die parametrischen Verstärkerstufen im Detail beschrieben. Die Anordnung der NOPA-Stufe ist in Abbildung 3.17 skizziert. Die breitbandige Ausgangsstrahlung des Titan:Saphir-Oszillators wird mit einem Periskop von der p-Polarisation auf die für den nichtlinearen Prozess notwendige s-Polarisation gedreht und anschließend der Signalpuls bei der Propagation durch mehrere antireflexbeschichtete Glassubstrate mit einer Gesamtlänge von 70 mm zeitlich gesteckt. Die Länge des Streckers vor der ersten NOPA-Stufe kann auf 46 mm reduziert werden, indem 24 mm des Glassubstrat des Streckers nicht vor, sondern hinter die parametrischen Verstärkerstufen gestellt wird. Dadurch ist es möglich, die Signalpulsdauer vor der ersten NOPA-Stufe zu variieren, ohne dass sich die Gesamtdispersion und somit die Pulskompression an dem Ausgang des Systems verändert. Die Laufzeit des Signals nach dem Strecker kann mit einem Retroreflektor auf einem Lineartisch verändert werden, um die zeitliche Verzögerung zu dem Pumpimpuls in der ersten NOPA-Stufe einzustellen. Um den Unterschied zwischen der Pump- und Signalpulsdauer auszugleichen (siehe Abbildung 3.18), wird der Pumpimpuls für die parametrische Verstärkung in einem Doppeldurchgang durch den NOPA-Kristall abschnittsweise genutzt. Dazu wird nach der Propagation durch die erste NOPA-Stufe der Pump- und Signalstrahl mithilfe von zwei gekrümmten Spiegeln zurück in den Kristall fokussiert. Für den Rückweg wird der Pump- und der Signalstrahl mit einem Winkel von etwa 0,3 Grad in der vertikalen Achse verändert, um den hin- und rücklaufenden Strahl trennen zu können. Die Phasen Anpassung für die beiden Richtungen wird von der vertikalen Verschiebung nicht beeinflusst. Über einen Lineartisch unter dem gekrümmten Spiegel für die Pumpe kann die relative Laufzeit zwischen dem Signal- und dem Pumpimpuls eingestellt werden und somit können unterschiedliche Zeitbereiche des Pumpimpulses abgebaut werden. Nach dem Doppeldurchgang durch den ersten Kristall wird das Signal in die zweite NOPA-Stufe fokussiert und hier mit dem Ausgangssignal der ersten SHG-Stufe räumlich und zeitlich überlagert. Die relative Ankunftszeit von Pump- und Signalpuls kann hierbei über eine Verzögerungsstrecke in dem Weg der Pumpstrahlung eingestellt werden. Für die parametrische Verstärkung in dem zweiten Kristall wird das Konzept mit einem Doppeldurchgang entsprechend wiederholt. Auch für den Doppeldurchgang in dem zweiten Kristall kann die zeitliche Verzögerung zwischen den beiden Pulsen über einen Lineartisch unter dem Pumpspiegel eingestellt werden. Nach den beiden NOPA-Stufen im Doppeldurchgang befindet sich ein Spiegelkompressor (siehe Abbildung 3.3(b)), um den Puls nach der parametrischen Verstärkung zeitlich zu komprimieren. Zum Strecken des breitbandigen Signalpulses wurde die Propagation durch

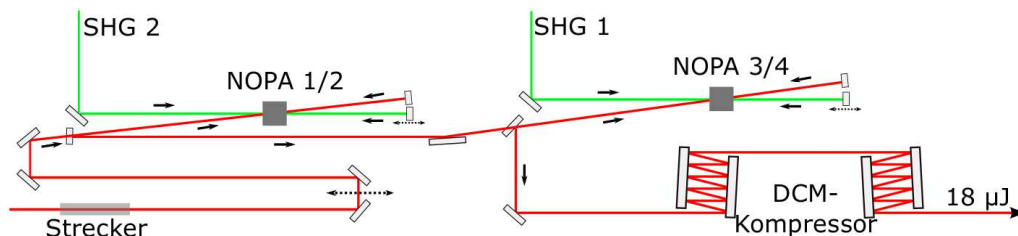


Abbildung 3.17: Schematischer Aufbau der nicht-kollinearen parametrischen Verstärkerstufen.

70 mm Quarzglas gewählt, um nach der zusätzlichen Propagation durch insgesamt 20 mm

BBO-Kristall sowie mehrere Meter Luft in dem System den Puls nach der Verstärkung mit insgesamt 32 paarweisen Reflexionen auf den dispersiven Spiegeln zeitlich komprimieren zu können. Bei dieser Anzahl von Reflexionen sollte nach der Abschätzung in Abbildung 3.4 eine komprimierte Pulsdauer im Bereich von 8 fs möglich sein. Wie in Abbildung 3.18 veranschaulicht ist, gibt es mit den beiden gewählten Streckern jeweils eine deutliche Abweichung zwischen der Signal- und Pumpulsdauer. Im Rahmen dieser Arbeit wird

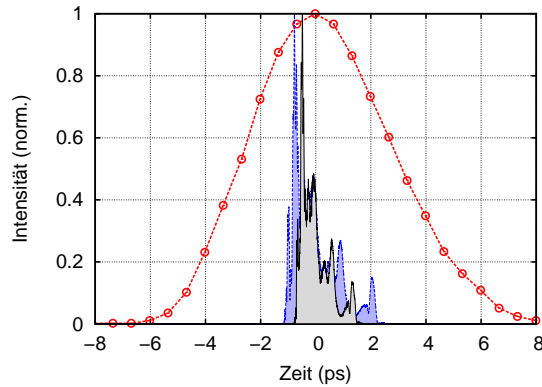
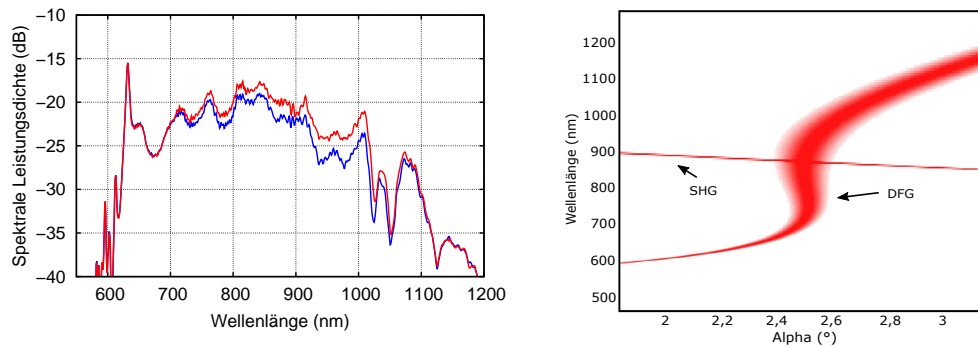


Abbildung 3.18: Kreuzkorrelation des Pumpulses (rot) nach der Frequenzverdopplung. Im Vergleich zu der berechneten Pulsform des breitbandigen Signals nach der Propagation durch einen 46 mm langen (grau) und einen 70 mm langen (blau) Streckern aus Quarzglas.

daher bei hohen Pulswiederholraten (>100 kHz) und einer Pumpulsdauer von einigen Pikosekunden ein Ansatz untersucht, den Pumpuls in mehreren Durchgängen mit leicht unterschiedlichen Verzögerungen zwischen Pump- und Signalpuls zu nutzen und dadurch den Unterschied in der Signal- und Pumpulsdauer auszugleichen. Hierauf wird in dem folgenden Abschnitt näher eingegangen.

3.5.1 Nicht-kollineare optisch-parametrische Verstärkerstufen

Für die parametrische Verstärkung des breitbandigen Spektrums des Titan:Saphir-Oszillators werden im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich BBO-Kristalle genutzt. In Abschnitt 2.1.3 wurde bereits gezeigt, dass ein BBO-Kristall für Pumpstrahlung im grünen Spektralbereich für einen Nichtkollinearitätswinkel α von $2,5^\circ$ eine breitbandige Phasen Anpassung für Wellenlängen im Bereich zwischen 700 nm und 1000 nm unterstützt, was sehr gut mit der Bandbreite des Titan:Saphir-Oszillators übereinstimmt. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 3.19(b) ein vergrößerter Ausschnitt aus Abbildung 2.6(b) dargestellt, der die Phasen Anpassungskurve in BBO für eine Pumpwellenlänge von 515 nm und einen Winkel Θ von $24,44^\circ$ zeigt. Eine vergleichbare Phasen Anpassungskurve ergibt sich für eine Pumpwellenlänge von 532 nm und einen Winkel Θ von $23,8^\circ$. Der Nichtkollinearitätswinkel α von $2,5^\circ$ in dem Kristall lässt sich experimentell leicht realisieren. Für die beiden parametrischen Verstärkerstufen in dem hier vorgestellten System werden jeweils 5 mm lange Kristalle in der PVWC-Geometrie verwendet, um eine möglichst hohe Effizienz mit einer Pumpintensität von mehreren 10 GW/cm^2 zu erreichen (siehe Abbildung 2.3). Die Länge der Kristalle ist aufgrund von walk-off-Effekten und der Strahlparameter (siehe Abschnitt 2.1.4) nach oben begrenzt. Wie in Abbildung 3.17 gezeigt ist, wird die Ausgangsstrahlung



(a) Ausgangsspektrum (rot) nach der ersten parametrischen Verstärkerstufe (Doppeldurchgang) im Vergleich zu dem Spektrum aus dem Titan:Saphir-Oszillator (blau).

(b) Phasenanpassungskurve in BBO-Kristall für eine Pumpwellenlänge von 515 nm und einen Winkel $\Theta = 24,44^\circ$. Die Darstellung zeigt einen vergrößerten Ausschnitt aus Abbildung 2.6(b).

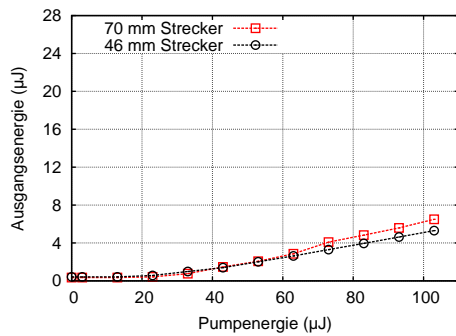
Abbildung 3.19: Parametrische Verstärkung in der ersten NOPA-Stufe zusammen mit der theoretischen Phasenanpassungskurve.

der zweiten SHG-Stufe mit einer Pulsenergie von $35 \mu\text{J}$ zum optischen Pumpen des ersten NOPA-Kristalls genutzt. Bei dem zweistufigen SHG-Aufbau ergibt sich eine Kopplung zwischen den beiden SHG-Stufen. Dies ist insbesondere in den ersten Minuten nach dem Einschalten des Nd:YVO₄-Verstärkers problematisch, da der Phasenanpassungswinkel in dem ersten SHG-Kristall mehrfach nachgedreht werden muss, um eine Änderung der Phasenanpassung aufgrund der Temperaturänderung des Kristalls auszugleichen. Eine nicht optimal justierte Phasenanpassung in der ersten SHG-Stufe hat zur Folge, dass sich die Ausgangsleistung dieser Stufe verringert und gleichzeitig der Anteil der nicht konvertierten fundamentalen Strahlung ansteigt. Zusätzlich verbessern sich das räumliche und das zeitliche Profil der fundamentalen Strahlung vor der zweiten SHG-Stufe. Beide Aspekte führen dazu, dass die Ausgangsenergie der zweiten SHG-Stufe und somit die Pumpintensität an dem Kristall der ersten NOPA-Stufe ansteigt. Die Fokussierung der Pumpstrahlung in der ersten NOPA-Stufe wird daher so gewählt, dass etwa 40 % der Intensität erreicht werden, die möglich gewesen wäre, ohne die Beschichtung des Kristalls oder den Kristall selbst zu beschädigen. Bei höheren Intensitäten als den gewählten $\sim 24 \text{ GW}/\text{cm}^2$ wurde bei einer nicht optimalen Justage der ersten SHG-Stufe wiederholt eine Beschädigung an der Oberfläche des Kristalls in der ersten NOPA-Stufe beobachtet. Die Fokussierung des breitbandigen Signals in der ersten NOPA-Stufe wird mithilfe eines gekrümmten Silberspiegels auf einen Durchmesser (gemessen bei $1/e^2$) von $168 \mu\text{m}$ eingestellt und ist um einen Faktor 1,5 kleiner als der gemessene Durchmesser von dem Pumpfokus. Da es sich bei der parametrischen Verstärkung um einen nichtlinearen Prozess zweiter Ordnung mit einer quadratischen Abhängigkeit von der Intensität handelt, ist der für die Verstärkung wichtige Durchmesser der Pumpstrahlung um einen Faktor 1,41 (bei einer gaußförmigen Intensitätsverteilung) kleiner als der gemessene Pumpfokus und entspricht somit annähernd dem Durchmesser des Signals. In der ersten NOPA-Stufe wird im Einfachdurchgang lediglich eine Verstärkung von 1,6 nJ auf 30 nJ erreicht. Die geringe Effizienz ist auf den deutlichen zeitlichen Unterschied

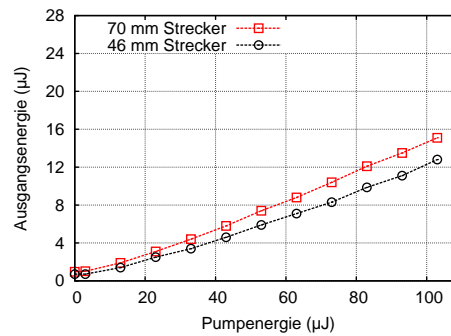
zwischen der Signal- und Pumpimpulsdauer (siehe Abbildung 3.18), das Strahlprofil nach der Frequenzverdopplung (siehe Abbildung 3.16(b)) und auf die reduzierte Pumpintensität zurückzuführen. Um den Pumpimpuls besser abzubauen, wird ein Doppeldurchgang für die Pump- und Signalstrahlung durch den ersten NOPA-Kristall realisiert, wobei die relative Verzögerung der beiden Pulse eingestellt werden kann. Für den Doppeldurchgang werden der Pump- und der Signalstrahl mit jeweils einem gekrümmten Spiegel zurück in den Kristall fokussiert. Als Abstand zwischen dem NOPA-Kristall und den beiden gekrümmten Spiegeln wurde das Doppelte der Brennweite gewählt, wodurch für den Hin- und den Rückweg der gleiche Fokusbereich in dem Kristall erreicht wird. Bei dem Doppeldurchgang wird das gepumpte Volumen in dem NOPA-Kristall um etwa 1 mm nach unten versetzt, um das verstärkte Signal nach dem Doppeldurchgang von dem Eingangsstrahl trennen zu können. Mit dem Doppeldurchgang wird die Pulsenergie von 30 nJ auf 170 nJ gesteigert. Das Spektrum nach der ersten NOPA-Stufe im Doppeldurchgang im Vergleich zu dem Spektrum des nicht verstärkten Oszillators ist in Abbildung 3.19(a) dargestellt und zeigt eine Verstärkung für Spektralkomponenten zwischen 720 nm und 1050 nm.

Zum Pumpen des zweiten NOPA-Kristalls (NOPA 3/4 in Abbildung 3.17) steht eine Pumpimpulsenergie von 103 μ J zur Verfügung. Für den Fall, dass die erste SHG-Stufe nicht optimal justiert ist, kann die Pumpimpulsenergie an dem zweiten NOPA-Kristall nicht weiter ansteigen. Dies trifft für die Ausgangsenergie der zweiten SHG-Stufe nicht zu. An dem zweiten NOPA-Kristall kann daher im Vergleich zu dem ersten NOPA-Kristall eine höhere Intensität gewählt werden. Es wird für die Pumpstrahlung ein Fokusbereich von 275 μ m eingestellt, und somit eine Intensität von ~ 55 GW/cm² an dem Kristall erreicht. Bei einer höheren Intensität wurde mehrfach eine Beschädigung der Kristalloberfläche beobachtet. Im Einfachdurchgang wird in dem zweiten NOPA-Kristall eine breitbandige parametrische Verstärkung von 170 nJ auf 15 μ J erreicht (siehe Abbildung 3.20(b)). Dies entspricht einer optisch-zu-optischen Effizienz von 14,5 %. Wird nach dem Oszillator anstelle des 70 mm langen Streckers der 46 mm lange Strecker verwendet, verringert sich der zeitliche Überlapp zwischen Pump- und Signalimpuls (siehe Abbildung 3.18) und die Effizienz reduziert sich auf 12,4 %, sodass im Einfachdurchgang eine Pulsenergie von 12,8 μ J erreicht wird. Um zu überprüfen, inwieweit die zusätzliche SHG-Stufe für die Verstärkung in der ersten NOPA-Stufe zu der Steigerung der Ausgangsenergie bei der Verstärkung in dem zweiten NOPA-Kristall beiträgt, wird deren Einfluss gezielt untersucht. Dazu wird die Pumpstrahlung vor dem ersten NOPA-Kristall blockiert, wodurch sich die Signalenergie vor dem zweiten NOPA-Kristall auf 1 nJ verringert. In dieser Konfiguration wird für den 70 mm langen Strecker nach dem Oszillator in der zweiten NOPA-Stufe eine Pulsenergie von 6,15 μ J (Effizienz: 6 %) erreicht. Die erreichbare Pulsenergie verringert sich auf 4,9 μ J bei der Verwendung des 46 mm langen Streckers. Die parametrische Verstärkung in Abhängigkeit von der Pumpleistung in der zweiten NOPA-Stufe ohne zusätzliche Verstärkung in der ersten NOPA-Stufe ist in Abbildung 3.20(a) dargestellt.

Diese Messungen zeigen, dass zum einen die Pulsenergie aus dem Titan:Saphir-Oszillator für eine effiziente parametrische Verstärkung in nur einer Stufe nicht ausreichend ist, und dass mit einem zweistufigen Verstärkeraufbau eine deutliche Steigerung der Effizienz erreicht werden kann. Zum anderen zeigt die Variation der Signalimpulsdauer, dass ein besserer zeitlicher Überlapp zwischen Signal- und Pumpimpulsdauer ebenfalls zu einer Steigerung der



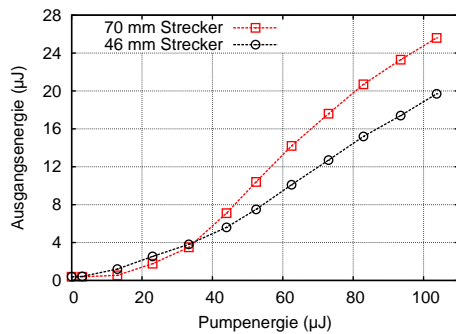
(a) Pulsenergie nach der zweiten NOPA-Stufe für einen Einfachdurchgang in Abhängigkeit von der Pumpenergie ohne Verstärkung in dem ersten NOPA-Kristall.



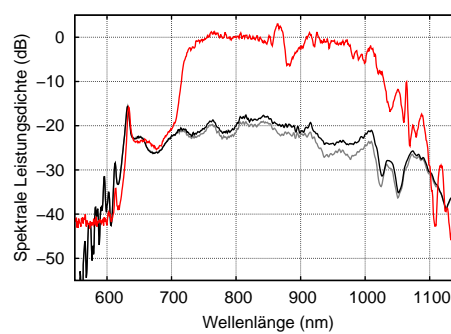
(b) Pulsenergie nach der zweiten NOPA-Stufe für einen Einfachdurchgang in Abhängigkeit von der Pumpenergie mit Verstärkung in dem ersten NOPA-Kristall.

Abbildung 3.20: Ausgangscharakteristik für die zweite NOPA-Stufe im Einfachdurchgang mit und ohne Verstärkung in der ersten NOPA-Stufe.

parametrischen Verstärkereffizienz führt. Um den Anteil des Pumpimpulses zu nutzen, der bei dem ersten Durchgang in der zweiten NOPA-Stufe nicht mit dem Signalpuls überlagert ist, wird auch in dem zweiten NOPA-Kristall mithilfe von zwei gekrümmten Spiegeln ein Doppeldurchgang realisiert. Dadurch ist es möglich, mit dem 70 mm langen Strecker nach der Verstärkung eine Pulsenergie von 25,6 μJ zu erreichen und die Effizienz auf 24,8 % zu steigern (siehe Abbildung 3.21(a)). Bei der Verwendung des 46 mm langen Streckers wird



(a) Pulsenergie nach der zweiten NOPA-Stufe für einen Doppeldurchgang in Abhängigkeit von der Pumpenergie mit Verstärkung in der ersten NOPA-Stufe.



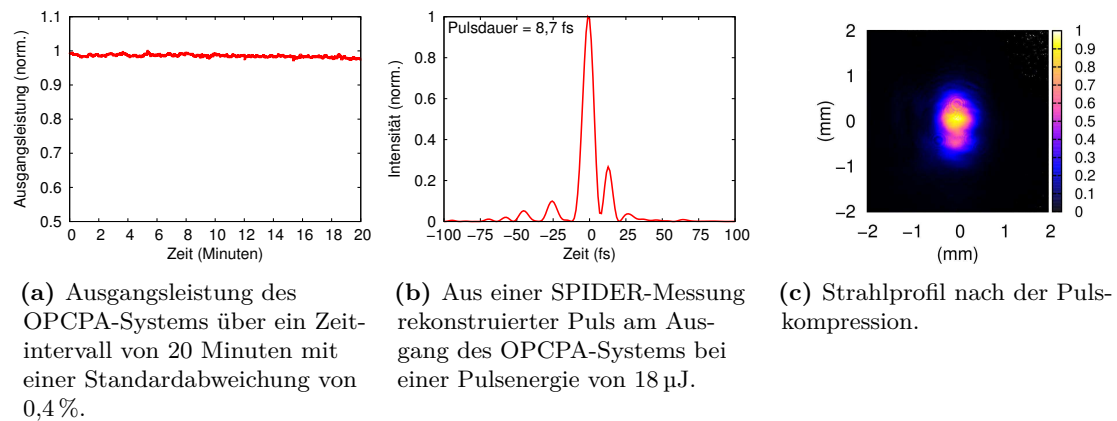
(b) Dargestellt sind folgende Spektren: Oszillator (grau), 1. NOPA-Stufe im Doppeldurchgang (schwarz), 2. NOPA-Stufe im Doppeldurchgang (rot).

Abbildung 3.21: Spektrum und Energie nach der parametrischen Verstärkung in zwei NOPA-Stufen im Doppeldurchgang.

in der zweiten Stufe im Doppeldurchgang eine Pulsenergie von 19,7 μJ erreicht. Die relative Ankunftszeit von Signal- und Pumpimpuls für den ersten und für den zweiten Durchgang wurde jeweils auf maximale Pulsenergie nach dem Doppeldurchgang optimiert. Mit dem vorgestellten Konzept, bei der parametrischen Verstärkung den frequenzverdoppelten 10 ps-Pumpimpuls in einem Doppeldurchgang zu nutzen, ist eine signifikante Steigerung der

erreichten Pulsenergie möglich. Hierbei ist ein wesentlicher Vorteil, dass der Signalpuls lediglich auf etwa 3,5 ps gestreckt wird und nach der Verstärkung eine effiziente und breitbandige Pulskompression mit dispersiven Spiegelpaaren genutzt werden kann.

Nach der parametrischen Verstärkung im Doppeldurchgang wird unabhängig von dem gewählten Strecker eine verstärkte Bandbreite von 300 nm (gemessen bei -10 dB) erreicht (siehe Abbildung 3.21(b)). Das Ausgangsspektrum unterstützt eine bandbreitenbegrenzte Pulsdauer von 6,8 fs und zeigt bei 880 nm den charakteristischen Einbruch durch die parasitäre SHG in der Poynting-Vektor-walk-off-kompensierenden Phasenanpassung (siehe Abbildung 3.19(b)). Um die Pulskompression zu optimieren, und zur Bestimmung der Pulsdauer an dem Ausgang des OPCPA-Systems, wird ein kommerzieller SPIDER¹-Aufbau (Laser Quantum) genutzt. Zur Pulskompression werden drei Paare der in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen dispersiven Spiegel genutzt. Insgesamt sind 32 paarweise Reflexionen notwendig, um die Dispersion des 70 mm langen Fused-Silica-Streckers, der BBO-Kristalle der NOPA-Stufen mit einer Länge von insgesamt 20 mm sowie die Dispersion bei der Propagation durch mehrere Meter Luft auszugleichen. Mit bis zu 15 Reflexionen pro Spiegel (siehe Abbildung 3.3(b)) wird hierbei eine sehr kompakte Pulskompression realisiert.



(a) Ausgangsleistung des OPCPA-Systems über ein Zeitintervall von 20 Minuten mit einer Standardabweichung von 0,4%.

(b) Aus einer SPIDER-Messung rekonstruierter Puls am Ausgang des OPCPA-Systems bei einer Pulsenergie von 18 μ J.

(c) Strahlprofil nach der Pulskompression.

Abbildung 3.22: Stabilität, rekonstruierter Puls und Strahlprofil am Ausgang des OPCPA-Systems.

Nach der Feinabstimmung der Pulsdauer über eine Anpassung der Dispersion mit einem zusätzlichen CaF₂-Keilpaar wird eine komprimierte Pulsdauer von 8,7 fs gemessen (siehe Abbildung 3.22(b)). Nach der Pulskompression mit einer hohen Effizienz von 70,3% wird an dem Ausgang des Systems eine Pulsenergie von 18 μ J erreicht. Aufgrund der vielen Spiegelreflexionen sowie nichtlinearen Phasenbeiträge durch die parametrische Verstärkung weist der Puls einen zeitlichen Untergrund in einem Zeitbereich von mehreren 10 fs auf. Der Anteil der Leistung innerhalb des zentralen Pulses beträgt immer noch 69,4%. Für den Fall, dass der 46 mm lange Strecker genutzt wird, und zusätzliche 24 mm Quarzglas nach dem parametrischen Verstärker und dem Spiegelkompressor eingefügt werden, um die Anzahl der Spiegelreflexionen nicht zu ändern, wird eine vergleichbare Pulsdauer erreicht,

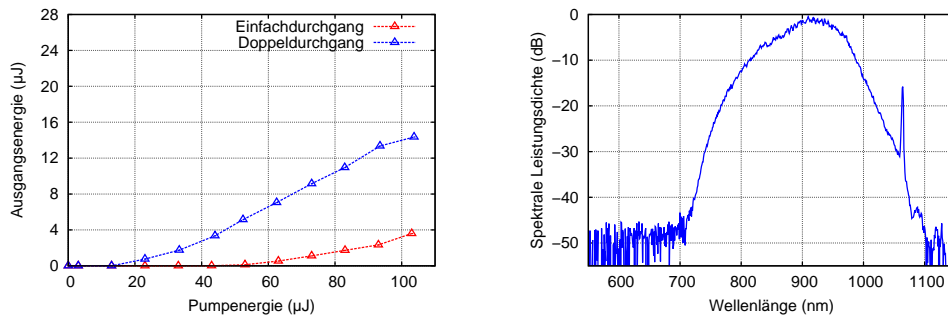
¹ Aus dem Englischen: Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction [Iac98]

da sich die Gesamtdispersion nicht ändert. Der Vorteil von dem Ansatz ist, dass die Signalpulsdauer sehr einfach geändert werden kann und dadurch ein direkter Vergleich der beiden Strecker möglich ist. Für die am Ende von Abschnitt 2.3 diskutierten Anwendungen ist neben der Pulsdauer auch das Strahlprofil und die Stabilität des Verstärkersystems wichtig. Das Strahlprofil nach der Pulskompression ist in Abbildung 3.22(c) gezeigt. Für die Stabilität der Ausgangsleistung (siehe Abbildung 3.22(a)) wird für ein Zeitintervall von 20 Minuten eine Standardabweichung von 0,4% ermittelt. Aufgrund der optischen Synchronisierung von Pump- und Signalpuls sowie des kompakten Aufbaus der Pumpquelle mit kurzen Wegstrecken ist hierbei keine aktive Stabilisierung der zeitlichen Überlagerung von Pump- und Signalpuls notwendig. Durch die hervorragende Stabilität ist dieses System ideal für nichtlineare Experimente wie z. B. die Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung oder grundlegende Untersuchungen mit COLTRIMS¹ geeignet. Auf Zeitskalen von mehreren 10 Minuten ist aktuell noch ein Anpassen des zeitlichen Überlapps notwendig, um temperaturabhängige Weglängenänderungen (z. B. der Faserstrecke) bei der Propagation durch das Verstärkersystem auszugleichen. Außerdem muss insbesondere kurz nach dem Einschalten des Verstärkersystems die Phasen Anpassung der LBO-Kristalle für die SHG angepasst werden. Diese beiden Punkte können langfristig über eine langsame Regelung für den zeitlichen Überlapp und eine aktive Stabilisierung der Temperatur der LBO-Kristalle optimiert werden, um die erreichte Langzeitstabilität auf mehrere Stunden zu erhöhen.

3.6 Superfluoreszenz

Die Messungen in dem Abschnitt 3.5.1 haben gezeigt, dass mit den beiden NOPA-Stufen im Doppeldurchgang das Signal aus dem Titan:Saphir-Oszillator auf eine Pulsenergie von 25,6 μJ verstärkt werden kann. Grundsätzlich werden bei der parametrischen Verstärkung nicht nur die kohärenten Signalphotonen aus dem Titan-Saphir-Oszillator verstärkt, sondern auch inkohärente Signal- und Idlerphotonen, die durch einen spontanen Übergang aus einem Pumpphoton entstehen (siehe z. B. [Kle68]). Wird das Eingangssignal vor der ersten NOPA-Stufe blockiert, werden in den NOPA-Stufen spontane Signalphotonen erzeugt. Insbesondere die Photonen aus der ersten NOPA-Stufe im Doppeldurchgang dienen als Eingangssignal für die zweite NOPA-Stufe und werden im Einfachdurchgang auf eine Pulsenergie von 3,6 μJ verstärkt (siehe Abbildung 3.23(a)). Die hohe Effizienz hierbei kann darauf zurückgeführt werden, dass die Pulsdauer der Superfluoreszenz durch die Pumpimpulsdauer vorgegeben ist und diese somit in dem zweiten Kristall zeitlich optimal mit dem Pumpimpuls übereinstimmt. Im Doppeldurchgang wird in dem zweiten NOPA-Kristall die Superfluoreszenz auf eine Pulsenergie von 14,3 μJ verstärkt. Entsprechend der Literatur (siehe z. B. [Tav06]) ist davon auszugehen, dass die Energie der Superfluoreszenz bei der parametrischen Verstärkung mit Eingangssignal deutlich abnimmt und im idealen Fall nur Signalphotonen verstärkt werden. Ein Indiz hierfür ist zum Beispiel der Unterschied zwischen der spektralen Form des Ausgangsspektrums der Superfluoreszenz (siehe Abbildung 3.23(b)) und dem Spektrum der breitbandigen Verstärkung des Titan:Saphir-Oszillators (siehe Abbildung 3.21(b)).

¹ Aus dem Englischen: **C**old target recoil ion **m**omentum spectroscopy (siehe z. B. [Dör00])



(a) Pulsenergie der Superfluoreszenz nach der zweiten NOPA-Stufe für einen Einzeldurchgang und einen Doppeldurchgang in Abhängigkeit von der Pumpenergie ohne Eingangssignal aus dem Titan:Saphir-Oszillator.

(b) Spektrum der Superfluoreszenz nach den beiden parametrischen Verstärkerstufen jeweils im Doppeldurchgang ohne Eingangssignal aus dem Titan:Saphir-Oszillator.

Abbildung 3.23: Pulsenergie und Spektrum der Superfluoreszenz an dem Ausgang des OPCPA-Systems ohne Eingangssignal aus dem Titan:Saphir-Oszillator.

Bei der Nutzung der Pumppulse ist durch den Unterschied zwischen der Signal- und Pumpimpulsdauer in jedem Kristalldurchgang jeweils nur ein Teil des Pumpimpulses zeitlich mit dem Signalpuls überlagert (siehe Abbildung 3.18). Es ist daher davon auszugehen, dass in dem hier vorgestellten OPCPA-System neben dem eigentlichen Signal ein gewisser Anteil Superfluoreszenz verstärkt wird. Um den Anteil der Superfluoreszenz bei der breitbandigen Verstärkung des Signals aus dem Titan:Saphir-Oszillator in dem Experiment zu bestimmen, ist eine detaillierte Analyse des Superfluoreszenzuntergrundes notwendig, um einordnen zu können, inwieweit ein möglicher Superfluoreszenzuntergrund eine Limitierung bei dem vorgestellten Ansatz darstellt. Zusätzlich ist es für nachfolgende Experimente wichtig, den Anteil der Superfluoreszenz bei der breitbandigen Verstärkung abschätzen zu können, um z. B. die Pulsspitzenleistung berechnen zu können. Da die Superfluoreszenz durch spontane Prozesse innerhalb der Pumpimpulsdauer erzeugt wird, haben die einzelnen Photonen keine feste Phasenbeziehung zueinander und die Impulsdauer der Superfluoreszenz ist vergleichbar zu der Pumpimpulsdauer. Im Gegensatz zu dem kohärenten Signal aus dem Titan:Saphir-Oszillator kann die Superfluoreszenz an dem Ausgang des Systems zeitlich nicht komprimiert werden, wodurch eine Unterscheidung von dem verstärkten Signal aus dem Titan:Saphir-Oszillator und der Superfluoreszenz im Zeitbereich möglich ist. Um den Untergrund im Zeitbereich nach der parametrischen Verstärkung zu bestimmen, wurde ein optischer Kreuzkorrelator aufgebaut. Bei einer Kreuzkorrelationsmessung wird der zu untersuchende Puls mit einem zweiten und deutlich kürzeren Puls zeitlich und räumlich in einem nichtlinearen Kristall mit geeigneter Phasenanpassung überlagert und anschließend wird ein nichtlineares Mischsignal beider Pulse (Summenfrequenz oder Differenzfrequenz) in Abhängigkeit von der relativen Verzögerung detektiert. Zum Abfragen des verstärkten Ausgangs des OPCPA-Systems wird in diesem Fall der Leistungsanteil in einem Oberflächenreflex vor dem Strecker genutzt und mithilfe einer Verzögerungsstrecke zeitlich mit einem Oberflächenreflex des verstärkten und komprimierten Ausgangs des OPCPA-Systems überlagert (siehe Abbildung 3.24). Die beiden Pulse werden dazu nicht-kollinear und mit orthogonaler Polarisation in einen 20 μm

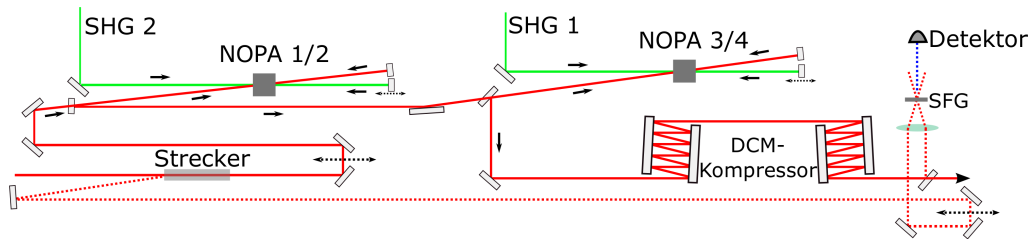
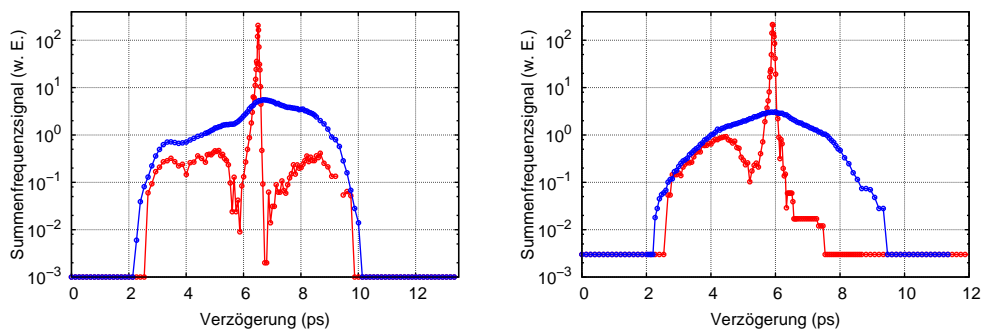


Abbildung 3.24: Schematischer Aufbau des Kreuzkorrelators für die zeitliche Charakterisierung des OPCPA-Ausgangs.

dicken BBO-Kristall fokussiert. Dieser ist für Typ-II-Phasenanpassung geschnitten, um die volle Bandbreite des verstärkten Signals zu unterstützen. Das Summenfrequenzsignal wird über eine Lochblende von den beiden SHG-Signalen räumlich getrennt und mit einem Photomultiplier detektiert. Für eine untergrundfreie Messung mit hoher Dynamik wird zusätzlich ein Chopperrad in dem Strahlweg des Signals nach der parametrischen Verstärkung verwendet, um das Summenfrequenzsignal zu modulieren und auf dieser Frequenz mit einem Look-in-Verstärker (Stanford Research SR830 R) zu detektieren. In Abbildung 3.25 ist das gemessene Signal für die beiden unterschiedlich langen Strecker jeweils für die Superfluoreszenz (blau) und den verstärkten Oszillator (rot) auf einer logarithmischen Skala gezeigt. Die zeitliche Dauer der Superfluoreszenz entspricht dabei der Überlagerung



(a) An dem Ausgang des OPCPA-Systems gemessene optische Kreuzkorrelation, bei Nutzung des 46 mm langen Quarzglasstreckers. Gezeigt ist das Ergebnis für die breitbandige Verstärkung (rot) sowie für den Fall, dass das Signal des Titan:Saphir-Oszillators vor der ersten NOPA-Stufe blockiert wurde (blau).

(b) An dem Ausgang des OPCPA-Systems gemessene optische Kreuzkorrelation, bei Nutzung des 70 mm langen Quarzglasstreckers. Gezeigt ist das Ergebnis für die breitbandige Verstärkung (rot) sowie für den Fall, dass das Signal des Titan:Saphir-Oszillators vor der ersten NOPA-Stufe blockiert wurde (blau).

Abbildung 3.25: Kreuzkorrelation am Ausgang des OPCPA-Systems für zwei verschiedene Strecker sowie für die Superfluoreszenz.

der Pumpulse aus den insgesamt vier Verstärkerdurchgängen und zeigt, dass die Superfluoreszenz, wie erwartet, nicht komprimiert werden kann, da keine feste Phasenbeziehung zwischen den Spektralkomponenten vorliegt. Für die Messung mit dem 46 mm und dem 70 mm langen Strecker wurden jeweils die Laufzeiten der einzelnen Pumpulse für alle vier

Stufen angepasst, um eine maximale Pulsenergie an dem Ausgang des Systems zu erreichen. Diese Änderung ist in der unterschiedlichen Intensitätsverteilung der Superfluoreszenz sichtbar. Die Messung der parametrischen Verstärkung mit Eingangssignal zeigt jeweils ein ausgeprägtes Maximum und gleichzeitig eine deutliche Reduzierung der Superfluoreszenz im Vergleich zu der Messung ohne Eingangssignal. Auch hier hängt die zeitliche Verteilung des Untergrundes der Superfluoreszenz mit dem zeitlichen Zusammenspiel der vier parametrischen Verstärkungsdurchgänge zusammen. Ausgehend von den beiden Messung ist es möglich, den Anteil der Superfluoreszenz bei der breitbandigen Verstärkung des Titan:Saphir-Oszillators zu bestimmen. Dazu wird das Summenfrequenzsignal über den gesamten Messbereich mit dem Summenfrequenzsignal in einem Zeitintervall um das Maximum verglichen. Als Zeitintervall wird der Bereich definiert, in dem das Signal größer als 5 % der maximalen Intensität ist. Die Messung ergibt einen Superfluoreszenzuntergrund von 12,5 % für den 70 mm langen Strecker und einen Anstieg auf 15,6 % für den 46 mm langen Strecker. Dieser Anstieg ist auf den geringeren zeitlichen Überlapp zwischen dem Signal- und dem Pumpuls bei dem kürzeren Strecker zurückzuführen.

Nachdem sowohl der Energieanteil innerhalb des zentralen Pulses über die SPIDER-Messung als auch der Leistungsanteil der Superfluoreszenz bestimmt wurde, ergibt sich an dem Ausgang des hier vorgestellten OPCPA-Systems eine Pulsspitzenleistung von 1,26 GW bei einer Pulswiederholrate von 100 kHz. Mit dem vorgestellten Verstärker Aufbau ist es möglich, die insgesamt 190 μJ Pulsenergie nach dem Nd:YVO₄-Verstärker ohne zusätzliche Verluste durch eine Pulskompression mit einer Effizienz von 77 % zu verdoppeln. Mit den zwei breitbandigen parametrischen Verstärkerstufen im Doppeldurchgang wird mit insgesamt 190 μJ Pumpulsenergie aus dem Nd:YVO₄-Verstärker bei der parametrischen Verstärkung eine Pulsenergie von 25,6 μJ erreicht. Dies entspricht einer Effizienz von 13,4 % in Bezug auf die Ausgangspulsenergie der Pumpquelle und einer Effizienz von 18,5 % in Bezug auf die 138 μJ Pulsenergie nach der Frequenzverdopplung. Der Vorteil der CPA-freien Pumpquelle wird im Vergleich zu OPCPA-Systemen aus der Literatur deutlich. Beispielsweise wird bei einem OPCPA-System mit einem CPA-Faserverstärkersystem als Pumpquelle (siehe [Rot12; Rot11b]) eine parametrische Verstärkung auf 29 μJ Pulsenergie erreicht. Die Pumpulsenergie vor der Kompression beträgt hierbei 250 μJ , woraus sich eine Effizienz von 11,6 % ergibt.

3.7 Limitationen und Skalierungsmöglichkeiten

Das vorgestellte OPCPA-System mit der dazugehörigen Pumpquelle ist sehr gut geeignet, um den Ausgang eines breitbandigen Titan:Saphir-Oszillators auf mehrere 10 μJ Pulsenergie und eine Pulsspitzenleistung im Gigawatt-Bereich zu verstärken. Im Vergleich zu früheren Arbeiten konnte bei hohen Pulswiederholraten (>100 kHz) die parametrische Verstärkung mit der partiellen Nutzung eines Pumpulses mit einer Pulsdauer im Bereich von mehreren Pikosekunden gezeigt werden. Zusätzlich wurde der Superfluoreszenzanteil an dem Ausgang des OPCPA-Systems bei diesem Ansatz nach vier NOPA-Durchgängen experimentell ermittelt. Aus den Untersuchungen der parametrischen Verstärkung kann abgeleitet werden, dass für eine Pulsenergie aus dem Titan:Saphir-Oszillator von wenigen Nanojoule mit einem zweistufigen NOPA-Aufbau die erreichbare Effizienz deutlich gesteigert werden kann. Es wurde gezeigt, dass bereits ein Erhöhen der Eingangsenergie von 1,6 nJ auf 170 nJ durch

die Verstärkung in der ersten NOPA-Stufe zu einer signifikanten Steigerung der erreichten Verstärkungseffizienz in dem zweiten NOPA-Kristall führt. Mit dem Doppeldurchgang in den NOPA-Stufen kann der zeitliche Überlapp zwischen dem Signal und verschiedenen Anteilen des Pumpimpulses jeweils optimiert werden und somit eine weitere Steigerung der Effizienz erreicht werden. Zudem kann bei dem vorgestellten System die Pulskompression mit dispersiven Spiegeln realisiert werden, was nicht sinnvoll möglich wäre, wenn der Signalpuls doppelt so weit in der Zeit gestreckt werden würde.

Die erreichbare Pulsenergie und mittlere Leistung des parametrischen Verstärkersystems ist über die SHG- und NOPA-Effizienz durch die Ausgangsparameter der Pumpquelle vorgegeben. Mit der vorgestellten Nd:YVO₄-basierten Pumpquelle können ohne zusätzliche Verluste durch eine nachfolgende Pulskompression bei 19 Watt mittlerer Leistung nahezu bandbreitenbegrenzte Pulse mit einer Pulsenergie von 190 μ J und einer Pulsdauer von 10 ps erreicht werden. Bei einer weiteren Erhöhung der Pumpleistung zur Steigerung der Verstärkereffizienz wurde teilweise eine Zerstörung der Nd:YVO₄-Kristalle durch die Pumpleistungsdichte oder thermischen Spannungen in den Kristallen beobachtet. Zusätzlich ändern sich mit der Pumpleistung die thermischen Linsen in den Nd:YVO₄-Kristallen und somit die Strahlparameter in dem gesamten Verstärkersystem.

Neben der Pumpleistung sind zwei weitere Möglichkeiten für eine Skalierung der mittleren Leistung und Pulsenergie denkbar. Die eine Möglichkeit basiert auf einer Skalierung der Ausgangsleistung aus dem faserbasierten Vorverstärker, was zu einer höheren Ausgangsleistung bei dem bestehenden Festkörperverstärker führt. In Abbildung 3.7(b) ist für den Faserverstärker gezeigt, dass bei höheren Pulswiederholraten aufgrund der geringeren Verluste durch die Pulsunterdrückung eine deutliche Steigerung der erreichbaren Ausgangsleistung möglich ist. Durch die Steigerung der mittleren Ausgangsleistung aus dem Faservorverstärker von 7 mW (bei 100 kHz) auf 500 mW (bei 8 MHz) ist es möglich, die mittlere Leistung nach dem ersten Nd:YVO₄-Verstärkermodul im Doppeldurchgang von 5 W auf 10 W zu verdoppeln. Für das zweite Verstärkermodul kann aus experimentellen Daten extrapoliert werden, dass bei einer Eingangsleistung von 10 W eine Ausgangsleistung von etwa 29 W möglich sein sollte. Die Ausgangsleistung des faserbasierten Vorverstärkers bei 100 kHz in Abschnitt 3.3.1 ist durch mehrere Faktoren limitiert. Aufgrund der Zerstörschwelle des AOMs kann die geringe mittlere Leistung nach dem Pulspicker nicht weiter gesteigert werden, wodurch es bei höheren Pumpleistungen in der zweiten Verstärkerstufe zu einem Anstieg der ASE im Bereich um 1030 nm kommt. Hinzu kommen die Biegeverluste, um das Strahlprofil zu optimieren, und zusätzlich kommt es bei höheren Pulsenergien zu einer spektralen Verbreiterung aufgrund der Selbstphasenmodulation (siehe z. B. [Agr01]). Diese hätte zur Folge, dass die Leistung in dem Spektralbereich des Nd:YVO₄-Verstärkers nicht weiter ansteigt. Um die mittlere Leistung bei 100 kHz auf 500 mW zu steigern, ist ein geänderter Aufbau mit drei faserbasierten Verstärkerstufen und zwei Pulspickern notwendig. Durch einen solchen Ansatz sind die Leistungsverluste durch die Pulsunterdrückung an dem jeweiligen Pulspicker geringer, wodurch eine höhere Eingangsleistung für die zweite und dritte Verstärkerstufe erreicht werden kann. Um das Strahlprofil aus der letzten Vorverstärkerstufe zu verbessern und die Biegeverluste zu reduzieren, kann bei der Überkopplung von der Singlemode-Faser auf die 20 μ m-Faser ein faserbasierter Modenfeldadapter (siehe z. B. [Fau07]) verwendet werden, mit dem Ziel nur die Grundmode in der Multimode-Faser anzuregen. Des Weiteren

ist es möglich, die ASE bei 1030 nm mit zusätzlichen spektralen Filtern nach der ersten und zweiten Verstärkerstufe gezielt zu unterdrücken. Für eine höhere Ausgangsleistung und die Propagation durch eine weitere Verstärkerstufe ist die verwendete Streckerfaser mit 100 m nicht mehr ausreichend, sodass hier eine alternative Lösung notwendig ist, um die Pulsspitzenleistung während der Verstärkung in der Faserstrecke zu reduzieren. Diese könnte die Verwendung einer längeren Streckerfaser oder zum Beispiel eine andere Technologie zum Strecken der Pulse sein. Eine sehr kompakte Möglichkeit wäre beispielsweise, ein gechirptes Bragg-Gitter zu nutzen. Ein Strecker mit deutlich mehr Dispersion hätte allerdings einen größeren Einfluss auf die Ausgangspulsdauer nach dem Festkörperverstärker, sodass hier, abhängig von der spektralen Bandbreite und der angestrebten Pulsdauer, eine zusätzliche Pulskompression notwendig wird. Dies widerspräche jedoch dem angestrebten Ansatz eines effizienten, kompakten und CPA-freien Verstärkers.

Die zweite Möglichkeit, die Ausgangsleistung aus dem Festkörperverstärker zu steigern, besteht darin, zusätzliche Nd:YVO₄-Verstärkerstufen zu nutzen. Für eine Eingangsleistung von 18 W konnte im Dauerstrichbetrieb bereits eine Verstärkung bis zu 65 W mit einem vierstufigen Verstärkermodul gezeigt werden [Fre07]. Ein solches Modul wäre als zusätzlicher Nachverstärker für das bestehende System denkbar. Die aktuell erreichte Pulsenergie von 190 μJ aus dem Hauptverstärker mit einer Pulsdauer von 10 ps liegt bereits in der Nähe der offiziellen Spezifikation des Herstellers¹ von 250 μJ für diese Pulsdauer. Bei einer Skalierung zu höheren Pulsenergien ist eine Verringerung der Pulsspitzenleistung notwendig. Dazu muss durch ein zusätzliches Strecker- und Kompressorkonzept die Pulsdauer während der Verstärkung verringert werden, was zum einen zu zusätzlichen Leistungsverlusten nach der Verstärkung führen würde und zum anderen das System deutlich aufwendiger und komplexer machen würde. Alternativ dazu kann die spektrale Bandbreite über einen Filter reduziert werden, um die bandbreitenbegrenzte Pulsdauer zu verlängern. In diesem Fall wäre ein geändertes Strecker- und Kompressorkonzept für den Signalpuls in dem parametrischen Verstärker erforderlich.

Um die Effizienz in dem vorgestellten OPCPA-System zu steigern, ist der Theorie nach eine Skalierung der Intensität an den Kristallen notwendig. In dem vorgestellten parametrischen Verstärkersystem wurde allerdings für Pumpintensitäten oberhalb von $\sim 58 \text{ GW/cm}^2$ an den NOPA-Kristallen eine Beschädigung der Kristalloberfläche beobachtet. Die Schwelle für die laserinduzierte Zerstörung aufgrund der Energiedichte skaliert in etwa mit der Quadratwurzel der Pulsdauer (siehe z. B. [Stu96]). Dies bedeutet, dass kürzere Pumppulse von Vorteil sind, da mit diesen höhere Intensitäten erreicht werden können, bevor es zu einer Beschädigung der Kristalle aufgrund der Energiedichte kommt (siehe z. B. [Vau14]). In der Literatur ist für BBO-Kristall beschrieben, dass mit Pulsdauern unterhalb von einer Pikosekunde Intensitäten bis zu 300 GW/cm^2 möglich sind (siehe z. B. [Rot12]).

Eine andere Möglichkeit, die Effizienz bei der parametrischen Verstärkung in dem vorgestellten System zu steigern, besteht darin, die Abweichung zwischen der Signal- und Pumpulsdauer zu verringern. Hierbei würde für das Anpassen der Signalpulsdauer ein auf einem Gitter- oder Prismenstrecker basierender Ansatz für den Signalpuls zu einer

¹ www.neolase.com, Stand: 12/2016

besseren Übereinstimmung mit dem Pumpuls führen. Ein solcher Ansatz wäre weit weniger kompakt und effizient als das hier verwendete Dispersionsmanagement auf der Basis von dispersiven Spiegeln.

Alternativ dazu kann der zeitliche Überlapp mit dem Signalpuls auch durch Verkürzung der Pumpulsdauer verbessert werden. Hierzu gibt es bereits Überlegungen und erste Untersuchungen, wie es möglich ist, die Pulsdauer aus dem Festkörperverstärker zu reduzieren. Dazu gibt es ein patentiertes Konzept, bei dem die Bandbreite der Verstärkung mithilfe von zwei verschiedenen Kristallen mit überlappendem Verstärkungsbereich verbreitert wird, was gleichzeitig zu einer Verkürzung der bandbreitenbegrenzten Pulsdauer führt (siehe [Fre15]).

Eine Möglichkeit, die Pulsspitzenleistung an dem Ausgang des parametrischen Verstärkers zu steigern, besteht darin, die komprimierte Pulsdauer zu verkürzen und zusätzlich den Pulsuntergrund zu reduzieren. Dazu müsste entweder ein breitbandiger Pulsformer genutzt werden, um die Phase des Pulses gezielt zu korrigieren (siehe z. B. [Rau08a]), oder die Anzahl der Spiegelreflexionen müsste signifikant reduziert werden, was deutlich kürzere Pumpulse bei der parametrischen Verstärkung voraussetzt. Kürzere Pumpulse würden gleichzeitig zu einer besseren Übereinstimmung der Pump- und Signalpulsdauer führen, was neben einer höheren Effizienz zu einer Reduzierung des Superfluoreszenzuntergrundes führt (siehe Abschnitt 3.6). Zusätzlich bieten kürzere Pumpulse Vorteile bei höheren Pulswiederholraten und entsprechend geringerer Pulsenergie, da die notwendige Intensität für eine effiziente parametrische Verstärkung mit einem größeren Fokussdurchmesser erreicht werden kann und dadurch der Einfluss von walk-off-Effekten (siehe Abschnitt 2.1.4) reduziert wird.

Nach den vorausgegangenen Überlegungen bieten kürzere Pumpulse einige Vorteile bei der parametrischen Verstärkung. In dem folgenden Kapitel wird daher untersucht, wie sich eine entsprechende Pumpquelle mit deutlich kürzeren Pumpulsen realisieren lässt und welchen Einfluss die Verkürzung der Pumpulsdauer auf die Effizienz und die Ausgangsparameter der parametrischen Verstärkung hat. Um die erreichbare Pumpulsdauer zu verkürzen, ist ein Verstärkungsmedium mit einer deutlich größeren Verstärkungsbandbreite notwendig, wie z. B. Ytterbium-dotierte Glasfasern. Im Folgenden wird eine faserbasierte Pumpquelle genutzt, um die Infrarotanteile von einem vergleichbaren Titan:Saphir-Oszillator auf mehrere 10 μ J Pulsenergie zu verstärken. Bei der Propagation durch den Faserverstärker ist es aufgrund der angestrebten Ausgangsparameter notwendig, die Pulsspitzenleistung zu reduzieren, was über einen kompakten und monolithischen Strecker realisiert wird. Nach der Verstärkung und der anschließenden Pulskompression wird mit der Pumpquelle eine Pulsdauer unterhalb von einer Pikosekunde erreicht und die Pumpulsdauer gegenüber den Pulsen aus dem Nd:YVO₄-Verstärker um mehr als eine Größenordnung verringert. Diese Pumpquelle wird in dem nachfolgenden Kapitel zusammen mit einem zweistufigen parametrischen Verstärkeraufbau vorgestellt. Neben der Diskussion einer Anwendung wird mithilfe von numerischen Simulationen im Detail auf die Dynamik bei der parametrischen Verstärkung eingegangen und die Entstehung der in dem Experiment sichtbaren Mischprodukte erstmalig erklärt und deren Entstehung nachvollzogen. Zusätzlich werden mithilfe der Simulationen die experimentellen Ergebnisse reproduziert, um im nächsten Schritt Vorhersagen für eine weitere Optimierung der parametrischen Verstärkung zu treffen.

KAPITEL 4

Fasergepumptes OPCPA-System bei 200 kHz

Ausgehend von den Erkenntnissen in Kapitel 3 wird in dem nun folgenden Kapitel untersucht, wie die Pumpquelle und der parametrische Verstärker konzeptionell verbessert werden können, um eine optimale Strahlquelle für eine Vielzahl von experimentellen Anwendungen zu realisieren, die Pulse mit einer Dauer von wenigen optischen Zyklen und μJ -Pulsenergie bei hohen Pulswiederholraten benötigen. Exemplarisch für eine solche Anwendung wird in Abschnitt 4.5 auf die Erzeugung von Strahlung hoher-harmonischer Ordnung eingegangen. Ein wichtiger Punkt bei der Realisierung des OPCPA-Systems in diesem Kapitel ist, die Pumppulsdauer gegenüber den 10 ps bei dem System in Kapitel 3 deutlich zu reduzieren. In Abschnitt 3.6 wurde gezeigt, dass der Superfluoreszenzuntergrund abnimmt, wenn Signal- und Pumppulsdauer aufeinander angepasst sind. Kürzere Pumppulse haben hierbei zusätzlich den Vorteil, dass zum optimalen Anpassen der Signalpulsdauer auf die Pumppulsdauer weniger Dispersion notwendig ist und der Puls nach der parametrischen Verstärkung mit entsprechend wenigen Reflexionen auf breitbandigen dispersiven Spiegeln komprimiert werden kann. Gleichzeitig ermöglichen kürzere Pumppulse aufgrund der Abhängigkeit der Zerstörschwelle von der Pulsdauer höhere Intensitäten an den Kristallen, was zu einer Steigerung der Effizienz bei der parametrischen Verstärkung beiträgt. Mit der optisch synchronisierten und kompakten Pumpquelle in Kapitel 3 wird eine hervorragende passive Stabilität erreicht. Die effiziente Verstärkung im Einfach- beziehungsweise Doppeldurchgang durch die Nd:YVO₄-Verstärkerkristalle ermöglicht hierbei kurze Laufzeiten und einen sehr einfachen Aufbau. Für eine optimierte Pumpquelle mit Ausgangspulsen unterhalb von einer Pikosekunde sind aufgrund der Verstärkungsbandbreite und der hohen Effizienz im Einfachdurchgang Ytterbium-dotierte Rod¹-Type-Fasern als Verstärkungsmedium eine ideal geeignete Technologie. Um mit einer solchen Pumpquelle die notwendige Pumppulsenergie für ein OPCPA-System mit μJ -Pulsenergie zu erreichen, ist allerdings ein zusätzlicher Strecker- und Kompressorauflaufbau notwendig, da nichtlineare Effekte bei der Verstärkung eine Limitation darstellen. Dadurch wird die Pumpquelle typischerweise deutlich komplexer und aufwendiger zu justieren. Hier bieten geschirpte Bragg-Gitter in einem monolithischen Glasblock einen sehr vielversprechenden Ansatz, um

¹ Aus dem Englischen: rod = Stab

den Puls mit einem justagefreien Aufbau und minimalem Platzbedarf zeitlich zu strecken und zu komprimieren. Für die Verstärkung der Pulse nach dem zeitlichen Strecken wird ein mehrstufiger faserbasierter Vorverstärker genutzt. Als Hauptverstärker folgen zwei parallel angeordnete Rod-Type-Verstärker, was den Vorteil hat, dass die erreichbare Pulsenergie verdoppelt werden kann und jeweils ein Hauptverstärker zum Pumpen einer NOPA-Stufe zur Verfügung steht. Die parametrische Verstärkung in den beiden Stufen wird anschließend mithilfe von numerischen Simulationen untersucht, und es werden hierbei erstmals bei der parametrischen Verstärkung sichtbare nichtlineare Mischprodukte sowie deren raumzeitliche Dynamik vollständig erklärt und detailliert mit experimentellen Beobachtungen verglichen. Mithilfe der Simulationen werden im zweiten Schritt Ansatzpunkte für eine weitere Optimierung der parametrischen Verstärkung abgeleitet. Zusätzlich wird bei dem vorgestellten OPCPA-System die CEO-Phase der verstärkten Pulse stabilisiert und der Einfluss dieser auf die Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung gezeigt. Abschließend folgt eine Diskussion der Ergebnisse und Ansätze für eine weitere Steigerung der Effizienz.

4.1 Experimenteller Aufbau

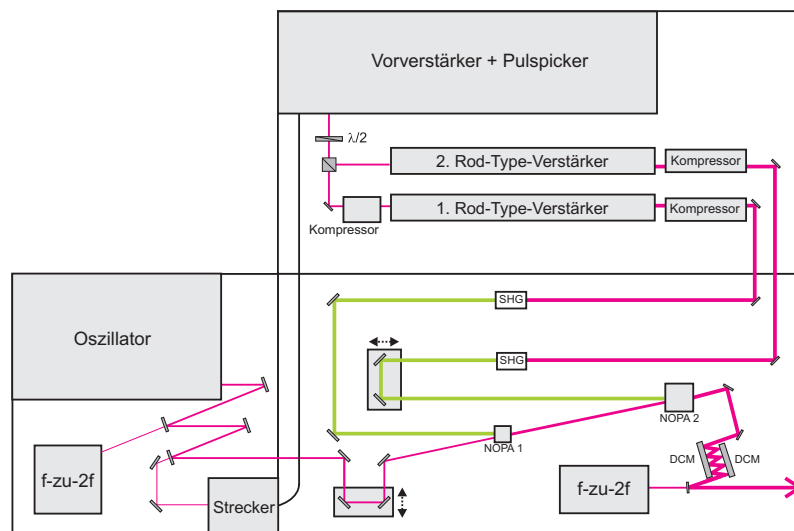


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des fasergepumpten OPCPA-Systems.

Eine schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus des OPCPA-Systems in diesem Kapitel ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Ausgangspunkt ist ein ultra-breitbandiger Titan:Saphir-Oszillator. Über ein f-zu-2f-Interferometer wird die CEO-Phase des Oszillators bestimmt und über eine Rückkopplung auf die Pumpleistung und die resonatorinterne Dispersion des Oszillators stabilisiert. Der Infrarotanteil des Spektrums des Oszillators wird mit einem gechirpten Bragg-Gitter, das in einen Glasblock geschrieben wurde (CVBG¹), zeitlich gestreckt. Der gestreckte Puls wird in einem faserbasierten Vorverstärker verstärkt sowie in der Pulswiederholrate reduziert. Die Ausgangsstrahlung des Vorverstärkers wird

¹ Aus dem Englischen: Chirped Volume Bragg Grating

anschließend aufgeteilt und in zwei parallelen Hauptverstärkern weiter verstärkt. Nach der Verstärkung folgt jeweils ein Kompressor, um die Ausgangspulse im Zeitbereich zu komprimieren. Die Pulse aus den beiden Verstärkerstufen werden im nächsten Schritt unabhängig voneinander in der Frequenz verdoppelt und jeweils zum Pumpen einer NOPA-Stufe genutzt. Basierend auf den Erkenntnissen aus Kapitel 3 wird hierbei für eine effiziente Verstärkung des breitbandigen Oszillators ein zweistufiger NOPA-Aufbau realisiert. Nach der breitbandigen parametrischen Verstärkung wird der Puls mithilfe von dispersiven Spiegeln komprimiert. Anschließend wird ein Teil der mittleren Leistung abgegriffen und in ein zweites f-zu-2f-Interferometer eingekoppelt. Aus dem Messsignal wird anschließend die CEO-Phase an dem Ausgang des parametrischen Verstärkers bestimmt (siehe z. B. [Tel99]). Auftretende Änderungen in der CEO-Phase bei der parametrischen Verstärkung sowie bei der Propagation durch den experimentellen Aufbau werden über eine Rückkopplung an die CEO-Stabilisierung des Oszillators korrigiert. Auf die einzelnen Bestandteile wird im Folgenden näher eingegangen.

4.2 Der Titan:Saphir-Oszillator

Als Signalquelle für das OPCPA-System in diesem Kapitel wird ein Titan:Saphir-Oszillator mit vergleichbaren Ausgangsparametern zu denen in Kapitel 3 verwendet. Neben den bereits in Abschnitt 3.2 genannten Vorteilen bietet diese Strahlquelle zusätzlich die Möglichkeit, dass die CEO-Phase des oktave-breiten Spektrums ohne aufwändige spektrale Verbreiterung direkt mit einem f-zu-2f-Interferometer bestimmt werden kann. Für die Erzeugung des Messsignals werden die spektralen Anteile an den jeweils äußeren Rändern des Spektrums mit einem Filter abgetrennt, und der langwellige Anteil wird mit einem geeigneten nichtlinearen Kristall (LBO, 1 mm) in der Frequenz verdoppelt und anschließend mit den kurzwelligen Spektralkomponenten überlagert. Mithilfe von heterodyner Detektion wird das CEO-Signal bestimmt und über eine Modulation der Pumpleistung stabilisiert (siehe z. B. [Rau08a]). Um sicherzustellen, dass der Oszillator innerhalb des optimalen Pumpleistungsbereichs betrieben wird, werden langsame Drifts der Dispersion, die beispielsweise über die Umgebungstemperatur verursacht werden, über eine zusätzliche Änderung der resonatorinternen Dispersion ausgeglichen. Der verwendete Oszillator wird auf 1/4 der Pulswiederholrate stabilisiert, was bedeutet, dass das elektrische Feld unter der Einhüllenden des Pulses von jedem vierten Puls identisch ist. Wird bei dem parametrischen Verstärker für den Teilungsfaktor der Pulswiederholrate ein Vielfaches von Vier gewählt, haben die parametrisch verstärkten Ausgangspulse jeweils eine identische CEO-Phase. Wie in dem vorherigen Kapitel wird das breitbandige Spektrum des Titan:Saphir-Oszillators mit einem dichroitischen Spiegel in zwei Bereiche aufgeteilt. Für den nachfolgenden faserbasierten Vorverstärker werden in diesem Fall die Spektralanteile im Bereich von 1030 nm genutzt, da für den Hauptverstärker anstelle von einem Nd:YVO₄-Kristall eine Ytterbium-dotierte photonische Kristallfaser gewählt wird. Die Änderung der Zentralwellenlänge hat nur einen minimalen Einfluss auf die Phasenanpassungswinkel bei der parametrischen Verstärkung. Für den faserbasierten Vorverstärker hat die geänderte Zentralwellenlänge den Vorteil, dass für die Verstärkung der Spektralbereich der maximalen Emission genutzt wird (siehe z. B. [Pas97]).

4.3 Kurzpulsverstärkersystem bei 1030 nm

Bei dem Verstärkersystem in Kapitel 3 ist die erreichbare Pumpimpulsdauer durch die geringe Verstärkungsbandbreite des Nd:YVO₄-Kristalls limitiert. Im Gegensatz dazu unterstützt die Verstärkungsbandbreite von Ytterbium-dotierten Glasfasern aufgrund der amorphen Struktur des Glases mehrere 10 nm (siehe z. B. [Pas97]). Zusätzlich bieten faserbasierte Verstärker aufgrund der langen Wechselwirkungslänge eine hohe Verstärkungseffizienz in nur einem Durchgang. Durch die große Oberfläche der Faser ist eine gute Kühlung gewährleistet, sodass thermische Probleme nur eine untergeordnete Rolle spielen (siehe z. B. [Zen93]). Generell ist bei Ytterbium-dotierten Glasfasern der Wärmeeintrag durch den geringen Quantendefekt sehr gering, da das Maximum der Absorption bei 976 nm sehr dicht an dem Emissionsmaximum im Bereich von 1030 nm liegt (siehe z. B. [Pas97]). Als Hauptverstärker kommen in diesem Kapitel Rod-Type-Fasern zum Einsatz, bei denen die Strahlführung mithilfe einer speziellen photonischen Struktur in der Faser erreicht wird (siehe z. B. [Lim06]). Dadurch sind für die Grundmode Modenfelddurchmesser von beispielsweise 76 μm möglich (Kerndurchmesser 100 μm). Im Vergleich dazu liegt der Kerndurchmesser bei einer Stufen-Index-Faser, die bei 1030 nm nur die Grundmode führen kann, bei 5,5 μm . Gegenüber dem Festkörperverstärker aus Kapitel 3 bieten Rod-Type-Fasern den Vorteil, dass durch die Grundmode in der Faser ein gaußförmiges Strahlprofil festgelegt ist, ohne dass Effekte wie beispielsweise thermische Linsen zu einer leistungsabhängigen Änderung der Strahlparameter führen. Ein Nachteil der Fasertechnologie sind nichtlineare Effekte während der Pulspropagation durch die Faser, die aufgrund der akkumulierten nichtlinearen Phase die erreichbare Pulsqualität limitieren. Zu deren Verringerung ist zum einen ein möglichst großer Modenfelddurchmesser der Faser notwendig und zum anderen eine Reduzierung der Pulsspitzenleistung. Dies wird typischerweise mit einem CPA-Konzept durch das zeitliche Strecken des Pulses vor der Verstärkung und einer Pulskompression nach der Verstärkung erreicht (siehe z. B. [Str85]).

4.3.1 Pulsstrecke

Zum Reduzieren der Pulsspitzenleistung während der Propagation durch den Faserverstärker sind verschiedene Ansätze denkbar. Ein sehr einfacher Ansatz ist die reine Propagation durch mehrere 100 Meter Glasfaser mit niedriger Pulsenergie vor der Verstärkung. Dieser Ansatz wurde nicht weiter verfolgt, da der Anteil der Dispersion dritter Ordnung der Faser das gleiche Vorzeichen hat wie der Dispersionsanteil dritter Ordnung eines Gitterkompressors. Im Experiment würde dies zu einem Nachpuls und somit zu einer Verringerung der erreichbaren Pulsspitzenleistung führen (siehe z. B. [Zho05]). Eine andere Möglichkeit wäre, beispielsweise einen Gitterstrecke nach Martinez zu nutzen [Mar84]. Zusätzlich ist in diesem Fall ein Gitterkompressor notwendig, um den gestreckten Puls anschließend zeitlich zu komprimieren. Neben dem reinen Platzbedarf müssen ein solcher Strecke- und Kompressoraufbau aufwändig justiert werden. Hier bietet ein monolithischer Ansatz die Vorteile, dass zum einen keine Justage notwendig ist und zum anderen, dass äußere Einflüsse, wie zum Beispiel Luftfluktuationen, keinen Einfluss auf die Laufzeit oder die Dispersion haben. Diese Anforderungen an den Strecke und Kompressor werden von einem CVBG erfüllt. Hierbei handelt es sich um ein 50 mm langes optisches Bauteil mit einer Kantenlänge von jeweils 5 mm aus photo-thermo-refraktivem Glas, in das mithilfe von

Lithografie Brechungsindexschichten geschrieben wurden (siehe z. B. [Efi99; Gle14]). Dadurch, dass verschiedene Spektralkomponenten nach einer unterschiedlichen Eindringtiefe in dem Glasblock reflektiert werden, ergibt sich, unabhängig von der gewählten Reflexionsbandbreite, durch den Brechungsindex des Materials und der Länge von 50 mm eine gestreckte Pulsdauer von 440 ps. Das Vorzeichen der Dispersion hängt hierbei von der Richtung ab, von der das CVBG benutzt wird. Dies bedeutet, dass das CVBG sowohl zum Strecken, als auch zum Komprimieren von Laserpulsen genutzt werden kann. Dieses Prinzip ist in Abbildung 4.2 veranschaulicht. Somit kann die Dispersion von dem CVBG

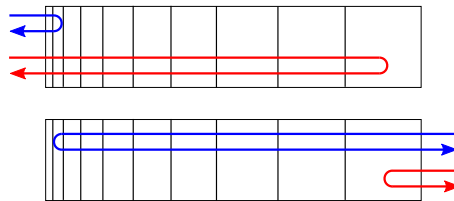


Abbildung 4.2: Funktionsweise eines CVBGs. Unterschiedliche Spektralkomponenten werden an unterschiedlichen Bragg-Ebenen reflektiert, wodurch sich ein relativer Laufzeitunterschied ergibt. Das Vorzeichen der Dispersion ist hierbei von der Richtung abhängig, in der das CVBG genutzt wird.

zum Strecken des Pulses mit einem um 180° gedrehten zweiten CVBG kompensiert werden. Es wurde gezeigt, dass diese Technologie geeignet ist, um eine komprimierte Pulsdauer von 650 fs bei einer komprimierten Leistung von 75 W zu erreichen (siehe [Cha09]). In einer anderen Veröffentlichung wird eine Pulsdauer von 200 fs bei 33 W mittlerer Leistung angegeben (siehe [Rev09]). Diese Technologie bietet allerdings keine Möglichkeit, die komprimierte Pulsdauer zu optimieren. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit zusätzlich ein kompakter Gitterkompressor mit einem Gitterabstand von wenigen Zentimetern genutzt, um die Dispersion des Faserverstärkers auszugleichen. Als Reflexionsbandbreite für den CVBG-Strecker wurde die maximal kommerziell erhältliche Bandbreite von 16 nm mit einer Zentralwellenlänge von 1030 nm gewählt, um nach der spektralen Einschnürung bei dem Verstärkungsprozess (siehe z. B. [Hot65]) und Reabsorption bei der Propagation durch die Ytterbium-dotierte Faser eine möglichst hohe Bandbreite für die Erzeugung kurzer Pulse zu erhalten, und um zusätzlich einen großen Anteil der mittleren Leistung der infraroten Spektralkomponenten des Titan:Saphir-Oszillators nutzen zu können.

4.3.2 Faserbasierter Vorverstärker

Der Faservorverstärker aus Kapitel 3 liefert eine mittlere Leistung von 7 mW bei 100 kHz Pulswiederholrate. Mit dieser geringen mittleren Leistung ist eine effiziente Verstärkung in einem Rod-Type-Faserverstärker nicht möglich. Nach [Rös08] kann bei einer 1,2 m langen Rod-Type-Faser und einer Eingangsleistung von 10 mW eine Effizienz von $\sim 25\%$ erreicht werden, die auf $\sim 58\%$ ansteigt, wenn die Eingangsleistung auf 100 mW gesteigert wird. Von Herstellerseite wird für die geplante Faser mit einer Länge von 80 cm eine mittlere Leistung von etwa 1 Watt empfohlen, wobei in der Literatur auch geringere Werte zu finden sind (520 mW [Zao08], 10 mW [Rös08]). Für den geplanten Vorverstärker in diesem Kapitel ist eine Ausgangsleistung bis zu 1 W geplant. Für die Verstärkung werden daher

Doppelkernfasern in Kombination mit Multimode-Pumpdioden mit bis zu 9 W mittlerer Leistung bei einer Wellenlänge von 976 nm genutzt. Bei dem faserbasierten Vorverstärker ist ein zweiter Pulspicker und eine dritte Verstärkerstufe notwendig, da der zweistufige Vorverstärker mit nur einem Pulspicker aus den in Kapitel 3 genannten Gründen bei der angestrebten Pulswiederholrate von 200 kHz in der mittleren Leistung begrenzt ist. Bei dem optimierten Vorverstärker werden hierbei die Überlegungen aus Abschnitt 3.7 umgesetzt. Eine schematische Anordnung des geänderten Faservorverstärkers ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Der Infrarotausgang des Titan:Saphir-Oszillators wird im Bereich um 1030 nm über die Reflexionsbandbreite des CVBGs auf 16 nm gefiltert und gleichzeitig wird der Puls zeitlich gestreckt. Hierbei wird eine Effizienz von 70 % erreicht. Anschließend wird die Strahlung mithilfe eines Kollimators in den faserbasierten Vorverstärker eingekoppelt. Im Gegensatz zu dem Aufbau in Abschnitt 3.3.1 wird in diesem Kapitel nach dem ersten Pulspicker eine zusätzliche Verstärkerstufe sowie ein zweiter fasergekoppelter Pulspicker ergänzt, wodurch sichergestellt werden kann, dass nach dem zweiten Pulspicker ausreichend Eingangsleistung für die letzte Verstärkerstufe vorhanden ist, um die angestrebte mittlere Leistung für den nachfolgenden Rod-Type-Verstärker zu erreichen. In der ersten Verstärkerstufe wird das Eingangssignal verstärkt und die Pulswiederholrate mit dem ersten Pulspicker um einen Faktor 5 von 80 MHz auf 16 MHz reduziert. Um das B-Integral möglichst gering zu halten, wird die Leistung von dem ersten Verstärker so eingestellt, dass nach dem Picken eine mittlere Leistung von 1 mW für die zweite Verstärkerstufe erreicht wird. Nach dem Verstärken auf 200 mW in der zweiten Verstärkerstufe wird die Pulswiederholrate um einen Faktor 80 von 16 MHz auf 200 kHz reduziert. Für die dritte

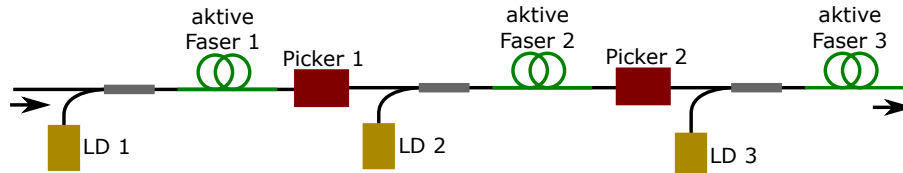
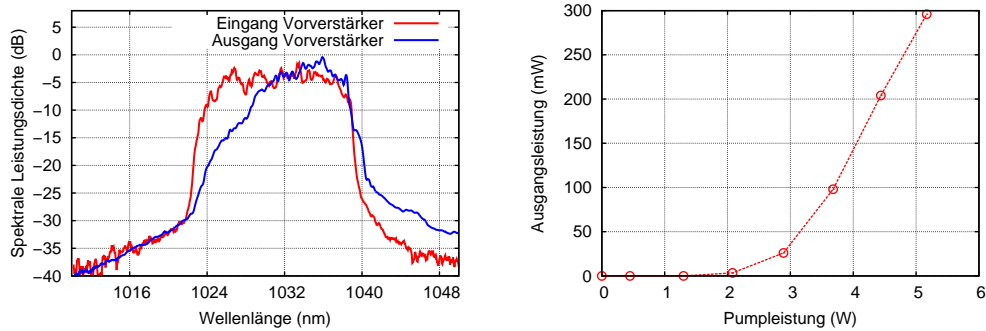


Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau des Faservorverstärkers. LD = Laserdiode, Picker 1/2 = fasergekoppelter Pulspicker.

Stufe des Vorverstärkers wurde wie bereits in Abschnitt 3.3.1 eine aktive Faser mit einem Kerndurchmesser von 20 μm gewählt, um die Fläche des Signalkerns zu vergrößern und somit das B-Integral zu reduzieren. Für die Überkopplung von dem Signalkern mit 6 μm Durchmesser auf den 20 μm -Signalkern wurde ein kommerziell erhältlicher Modenfeldadapter verwendet, wodurch im Vergleich zu Abschnitt 3.3.1 das Ausgangsstrahlprofil verbessert werden konnte. In Abbildung 4.4(b) ist die Ausgangsleistung aus der dritten Verstärkerstufe in Abhängigkeit von der Pumpleistung dargestellt. Das Ausgangsspektrum des Vorverstärkers (siehe Abbildung 4.4(a)) zeigt im Vergleich zu dem Eingangsspektrum des Vorverstärkers eine geänderte Form und Bandbreite. Insbesondere die Spektralkomponenten in dem kurzwelligen Spektralbereich fehlen aufgrund von Reabsorption in der aktiven Faser. Die spektrale Breite verringert sich bei der Verstärkung von 15,3 nm auf 10,4 nm (gemessen bei -10 dB). Um auszuschließen, dass nichtlineare Effekte in dem Vorverstärker auftreten, die einen Einfluss auf die Komprimierbarkeit des Ausgangspulses haben,

wurde die Autokorrelationsfunktion des komprimierten Verstärkerausgangs bei 80 MHz und bei 200 kHz Puls wiederholrate verglichen. Bei 80 MHz können nichtlineare Effekte bei der Verstärkung des gestreckten Signalpulses ausgeschlossen werden. Im Vergleich dazu wird bei 200 kHz Puls wiederholrate bis zu einer mittleren Leistung von 300 mW ($1,5 \mu\text{J}$) nur eine geringe Änderung der Autokorrelationsbreite von bis zu 4 % bei vergleichbarer Form der Autokorrelationsfunktion beobachtet. Erst bei höheren Pulsenergien aus dem Vorverstärker wurde eine Zunahme der Breite der gemessenen Autokorrelationsfunktion beobachtet, woraus sich eine Begrenzung der Pulsenergie für den Vorverstärker auf $1,5 \mu\text{J}$ ergibt. Als untere Grenze für die Puls wiederholrate wurde 200 kHz festgelegt, da bei konstanter Pulsenergie und kleineren Puls wiederholraten die mittlere Ausgangsleistung für die nachfolgenden Hauptverstärkerstufen nicht mehr ausreichend ist. Neben einer geringeren Verstärkungseffizienz steigt der Anteil der ASE mit abnehmender Eingangsleistung immer weiter an.



(a) In den Faserverstärker eingekoppeltes Spektrum (rot) im Vergleich zu dem Ausgangsspektrum (blau) bei 200 kHz und einer mittleren Leistung von 312 mW, jeweils in einer logarithmischen Darstellung.

(b) Gemessene Ausgangsleistung bei 200 kHz in Abhängigkeit von der Pumpleistung.

Abbildung 4.4: Ausgangscharakteristik des Vorverstärkers bei 200 kHz.

4.3.3 Rod-Type-Hauptverstärker

Als Hauptverstärker werden zwei Ytterbium-dotierte photonische Kristallfasern (DC-285-100-PM Yb-ROD, NKT Photonics) mit jeweils 80 cm Länge und einem Außendurchmesser von 1,2 mm verwendet, deren Ausgangsstrahlung jeweils zum Pumpen einer parametrischen Verstärkerstufe genutzt wird. Die Ausgangsleistung des Vorverstärkers wird so aufgeteilt, dass das Eingangssignal für beide Rod-Type-Fasern vergleichbar ist. Im Vergleich zu der Verstärkung in einer einzelnen Faser wird mit diesem parallelen Ansatz die Pulsenergie mit der Anzahl der Verstärkerstufen skaliert. Ein weiterer Vorteil ist die Möglichkeit, dass die Ausgangsleistung und komprimierte Pulsdauer jeder Verstärkerstufe individuell variiert und auf die parametrische Verstärkung optimiert werden kann. Bei den verwendeten Rod-Type-Fasern wird der effektive Brechungsindex des Materials um den Signalkern mithilfe von speziell angeordneten Luftlöchern reduziert, wodurch an der Grenzschicht deutlich größere Brechungsindexunterschiede erreicht werden können als mit herkömmlichen Stufenindexfasern (siehe z. B. [Rus03]). Mit diesem Prinzip kann eine sehr kleine numerische

Apertur (NA) für den Signalkern realisiert werden, wodurch selbst bei Kerndurchmessern von mehreren $10\ \mu\text{m}$ nur die Grundmode geführt wird. Für die verwendete Faser wird für den Signalkern eine NA von 0,02 und ein Kerndurchmesser von $100\ \mu\text{m}$ angegeben (Modenfelddurchmesser = $76\ \mu\text{m}$). Der Signalkern ist von dem Pumpkern umgeben, der wiederum durch einen dichten Ring von Luftlöchern begrenzt ist. Der Pumpkern mit einem Durchmesser von $285\ \mu\text{m}$ und einer NA von 0,6 ist für die Verwendung von Multimode-Pumpdioden optimiert. Zum Pumpen werden gitterstabilisierte Laserdioden mit einer Zentralwellenlänge von $976\ \text{nm}$ und einer Ausgangsfaser mit einem Kerndurchmesser von $200\ \mu\text{m}$ verwendet.

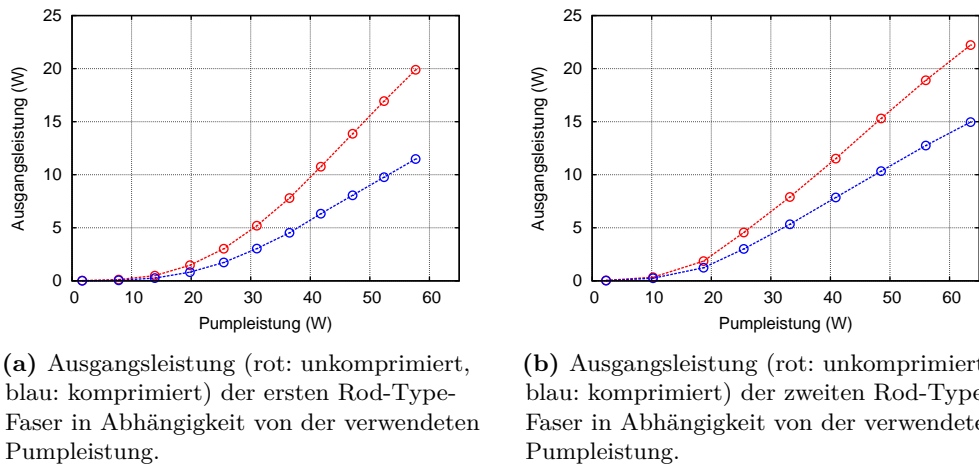


Abbildung 4.5: Ausgangsleistung der beiden Verstärkerstufen.

Die Ausgangsleistung bei der Verstärkung in der Rod-Type-Faser in Abhängigkeit von der Pumpleistung ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Mit vergleichbarem Eingangssignal wird in den beiden Rod-Type-Verstärkern eine vergleichbare Verstärkungseffizienz erreicht. Die mittlere Leistung vor der Pulskompression liegt bei $20\ \text{W}$ für die erste Rod-Type-Faser und bei $23\ \text{W}$ für die zweite Rod-Type-Faser. Dies entspricht einer Pulsenergie von $100\ \mu\text{J}$ beziehungsweise $115\ \mu\text{J}$. Bei höheren Pulsenergien wurde eine Abnahme der erreichbaren Pulsspitzenleistung nach der Kompression beobachtet. Für eine weitere Steigerung der Pulsenergie aus dem Verstärker muss daher die gestreckte Pulsdauer bei der Propagation durch den Verstärker weiter erhöht werden, um die Pulsspitzenleistung und somit den Einfluss von nichtlinearen Effekten zu reduzieren. Dies ist mit dem gewählten kompakten und monolithischen Strecker nicht möglich. Der geringe Leistungsunterschied zwischen den beiden Stufen kann darauf zurückgeführt werden, dass vor der ersten Rod-Type-Faser die Dispersion des Vorverstärkers mit einem zusätzlichen Gitterkompressor ausgeglichen wird (siehe Abbildung 4.1), wodurch sich die gestreckte Pulsdauer in dieser Stufe im Vergleich zu der zweiten Stufe etwas verringert. Zusätzlich wird für die Pulskompression in der zweiten Stufe ein Kompressorkonzept mit deutlich mehr Freiheitsgraden genutzt, mit dem ein Teil der nichtlinearen Phase kompensiert werden kann. Das Ausgangsspektrum der beiden Verstärker (siehe Abbildung 4.6) weist eine vergleichbare spektrale Form und Breite von $11,4\ \text{nm}$ (bei $-10\ \text{dB}$) auf. Aus dem gemessenen Spektrum ergibt sich eine bandbreitenbe-

grenzte Pulsdauer von 230 fs. In Bezug auf die erreichbare mittlere Leistung und auf die Verstärkungsbandbreite erfüllt die Pumpquelle die gestellten Erwartungen an die gewählte Verstärkertechnologie.

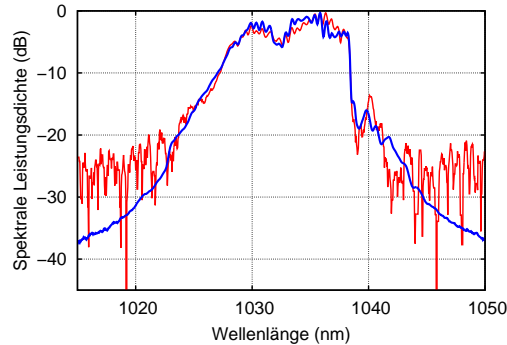


Abbildung 4.6: Ausgangsspektrum des ersten (blau) und des zweiten (rot) Rod-Type-Faserverstärkers bei 20 W beziehungsweise 23 W Ausgangsleistung.

4.3.4 Pulskompression

Nach dem Verstärken wird der zeitlich gestreckte Puls komprimiert, um eine möglichst hohe Pulsspitzenleistung für die Frequenzverdopplung und den parametrischen Verstärkungsprozess zu erreichen. Die Kompression der ersten Verstärkerstufe wird mit einem CVBG realisiert, das baugleich zu dem CVBG-Strecker ist und bei entsprechender Orientierung die Dispersion des Streckers aufhebt (siehe Abbildung 4.2). Für die Kompression mit dem CVBG wurde eine Effizienz von 66 % gemessen, was vergleichbar zu den Angaben in [Rev09] ist. Die Pulskompression mit dem zweiten CVBG bietet hierbei keine Möglichkeit, die Pulsdauer fein einzustellen oder die zusätzliche Dispersion bei der Propagation durch den Verstärker zu kompensieren. Um diese auszugleichen, wird zusätzlich ein kompakter Gitterkompressor (Gitterabstand: 9 cm, 1000 Linien/mm, Einfallswinkel: Littrow) zwischen dem Vorverstärker und der ersten Rod-Type-Verstärkerstufe genutzt (siehe Abbildung 4.1). Im Gegensatz zu der Pulskompression nach der Rod-Type-Faser bietet diese Anordnung den Vorteil, dass zusätzliche Leistungsverluste in Höhe von 20 % durch den Gitterkompressor nach dem Rod-Type-Verstärker vermieden werden. Da die Pulsenergie des Verstärkers aufgrund von nichtlinearen Effekten limitiert ist, wäre es nicht möglich, diese Verluste durch ein Erhöhen der Pumpleistung der Rod-Type-Faser zu kompensieren.

Nach dem Rod-Type-Verstärker wird ein optischer Isolator (Transmission: 90 %) verwendet, um einen Rückreflex in die Verstärkerfaser bei der Kompression zu verhindern. Dieser Isolator ist notwendig, da das CVBG exakt so justiert werden muss, dass der einfallende und der reflektierte Strahl überlagert sind. Ein kleiner Winkel zwischen dem Eingangs- und Ausgangsstrahl würde zu einem elliptischen Strahlprofil führen, da die einzelnen Spektralkomponenten in unterschiedlich tiefen Schichten des CVBGs reflektiert werden. Zusammen mit den Verlusten von dem optischen Isolator und den Optiken für die Strahlführung ergibt sich eine Kompressionseffizienz von 61,5 %. Die Autokorrelationsfunktion nach der Kompression bei einer Pulsenergie von $61,5 \mu\text{J}$ (12,3 W mittlere Leistung) mit einer Halbwertsbreite von 1,2 ps ist in Abbildung 4.7(a) dargestellt. Dies entspricht

mit dem Umrechnungsfaktor für einen gaußförmigen Puls einer Pulsdauer von 858 fs. Die erreichbare Pulsspitzenleistung nach der Kompression liegt mit 67 MW über den 19 MW des Verstärkersystems aus Kapitel 3. Die deutliche Abweichung zwischen der gemessenen und der theoretisch möglichen Pulsdauer hat mehrere Ursachen. Beispielsweise haben die Dispersionsanteile dritter Ordnung des Verstärkers und des Gitterkompressors das gleiche Vorzeichen, was bedeutet, dass diese nicht kompensiert werden kann. Weiterhin gibt es Abweichungen in dem Dispersionsverlauf der einzelnen CVBGs, die zu einem Pulsuntergrund führen. Zusätzlich limitieren nichtlineare Effekte bei der Propagation durch den Verstärker die erreichbare Pulsdauer.

Die minimale Halbwertsbreite der Autokorrelationsfunktion ohne Verstärkung in dem Hauptverstärker beträgt 640 fs und verlängert sich mit zunehmender Pulsenergie und nichtlinearer Phase bei der Verstärkung. Über den Gitterabstand kann diese Verbreiterung nicht vollständig kompensiert werden. Aufgrund der geringen Kompressionseffizienz nach der

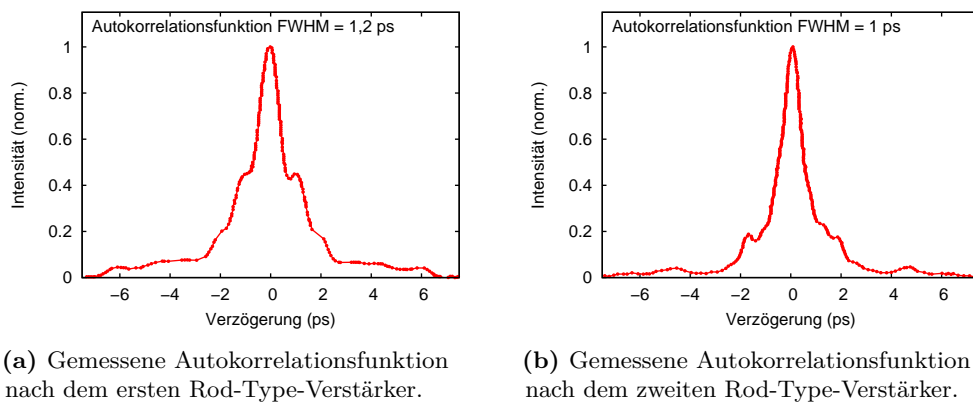


Abbildung 4.7: Autokorrelationsfunktionen nach den beiden Hauptverstärkerstufen.

ersten Stufe und dem sichtbaren Pulsuntergrund in der Autokorrelationsmessung wird für die Kompression der zweiten Verstärkerstufe anstelle eines weiteren CVBGs ein alternatives Kompressorkonzept untersucht. Die Anforderung hierbei ist, einen Ansatz zu finden, der nur die Dispersion zweiter Ordnung des CVBG-Streckers kompensiert und keine zusätzliche Dispersion dritter Ordnung erzeugt, wodurch ein Gitterkompressor nicht geeignet ist. Ein auf Prismen basierender Kompressor ist ebenfalls ungeeignet, da aufgrund der geringen spektralen Aufspaltung sehr große Abstände für die Kompression notwendig wären. Um beispielsweise einen gestreckten Puls¹ mit einer Pulsdauer von 1,1 ps zu komprimieren, wäre bereits ein Abstand zwischen den Prismen von 10 m notwendig². Eine geeignete Möglichkeit, um den gestreckten Puls nach dem CVBG zu komprimieren, ist eine Kombination aus einem

1 Als Ausgangspunkt für die Berechnung wurde ein gaußförmiger Puls mit einer bandbreitenbegrenzten Pulsdauer von 250 fs angenommen und dieser mit einer GDD von 100000 fs² zeitlich gestreckt.

2 Einfallswinkel: Brewster-Winkel, Material der Prismen: SF10, Prisma 1: 2 mm Abstand von dem Auftreffpunkt des Strahls zu der Spitze des Prismas, Prisma 2: 22 mm Abstand von dem Auftreffpunkt des Strahls zu der Spitze des Prismas

Gitter- und einem Prismenkompressor (GRISM¹) (siehe z. B. [Kan97; Mar91]). Mit einem solchen Aufbau ist es möglich, durch die Wahl der Gitterstrichzahl sowie des Materials und Winkels des Prismas das Verhältnis der Dispersionanteile zweiter und dritter Ordnung anzupassen und somit die Dispersion zweiter Ordnung des CVBGs zu kompensieren, ohne eine zusätzliche Dispersion dritter Ordnung durch die Kompression zu erhalten. Eine geeignete Kombination, um die Dispersion des CVBGs auszugleichen, besteht aus einem Gitter mit 1600 Linien/mm und einem gleichseitigen Quarzglas-Prisma mit einem Winkel von 60°. Der Einfallswinkel auf das Prisma entspricht bei dem realisierten Aufbau etwa dem Brewster-Winkel, sodass bei der genutzten p-Polarisation keine zusätzliche Antireflexbeschichtung notwendig ist. In Abbildung 4.8 ist eine Skizze des GRISM-Kompressors dargestellt. Grundsätzlich ist dieser Aufbau wesentlich komplexer und voluminöser als das

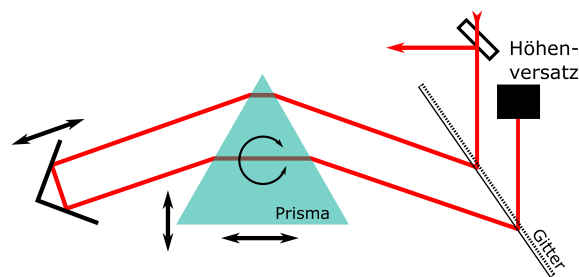


Abbildung 4.8: Schematischer Aufbau des GRISM-Kompressors sowie der Freiheitsgrade bei der Justage.

kompakte CVBG in der ersten Stufe und stellt hohe Anforderungen an die mechanische Stabilität. Zusätzlich ist eine aufwändige Justage notwendig. Mit dem Aufbau wird nach dem zweiten Rod-Type-Verstärker eine Kompressionseffizienz von 69 % erreicht. Durch die hohe Anzahl von Justagefreiheitsgraden, mit denen die Dispersion zweiter Ordnung sowie das Verhältnis zwischen den Dispersionsanteilen zweiter und dritter Ordnung verändert werden kann, wird zusätzlich eine bessere Pulsqualität und eine höhere Pulsspitzenleistung erreicht. Die Autokorrelationsfunktion nach der Kompression mit einer Halbwertsbreite von 1,03 ps ist in Abbildung 4.7(b) dargestellt. Dies entspricht mit dem Umrechnungsfaktor für einen gaußförmigen Puls einer Pulsdauer von 730 fs. Nach der Kompression mit dem GRISM-Kompressor nach dem zweiten Rod-Type-Verstärker wird eine Pulsenergie von 79 μJ (mittlere Leistung von 15,8 Watt) und eine Pulsspitzenleistung von 101 MW erreicht. Ein Austausch des kompakten CVBG-Kompressors nach der ersten Rod-Type-Stufe gegen einen zweiten GRISM-Kompressor war aufgrund des zur Verfügung stehenden Platzes in dem Gehäuse nachträglich nicht mehr möglich. Ausgehend von den Ergebnissen bei der parametrischen Verstärkung in Abschnitt 3.5 ist die erreichte Pulsenergie von 61,5 μJ mehr als ausreichend, um die Pulsenergie von wenigen nJ aus dem Titan:Saphir-Oszillator um mehrere Größenordnungen zu verstärken und somit die Effizienz in der zweiten NOPA-Stufe deutlich zu steigern. Für die erreichbare Ausgangsenergie bei der parametrischen Verstärkung ist insbesondere die Pumpenergie in der zweiten NOPA-Stufe entscheidend.

¹ Aus dem Englischen: **GR**rating and **PrISM** = Gitter und Prisma

4.4 Der parametrischer Verstärker

In den nachfolgenden Anschnitten wird auf die Frequenzverdopplung, die parametrischen Verstärkerstufen sowie auf die Stabilisierung der CEO-Phase im Detail eingegangen.

4.4.1 Frequenzverdopplung

Für die Frequenzverdopplung der beiden Verstärkerstufen wird jeweils ein 1 mm langer BBO-Kristall ($\Theta = 23,4^\circ$) verwendet. Die Länge wurde gewählt, damit die Phasenanpassungsbedingung für die gesamte spektrale Bandbreite von 11,4 nm erfüllt ist. In der ersten SHG-Stufe wird eine Konversionseffizienz von 47 % erreicht (siehe Abbildung 4.9(a)), sodass eine Pulsenergie von 29 μJ bei 515 nm zum Pumpen der ersten NOPA-Stufe genutzt werden kann. Rückkonversion und eine damit verbundene Abnahme der Pulsspitzenleistung, die zu einer Abnahme der parametrischen Effizienz führen würde, wurde nicht beobachtet.

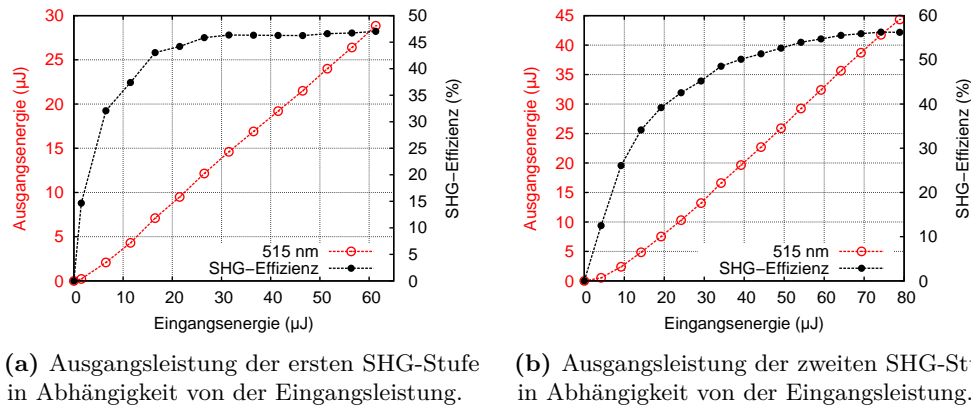


Abbildung 4.9: Ausgangsparameter der beiden Frequenzverdopplungsstufen.

Bei der Frequenzverdopplung der Ausgangsstrahlung aus der zweiten Rod-Type-Verstärkerstufe wird mit einer Konversionseffizienz von 56 % eine Pulsenergie von 44 μJ zum Pumpen der zweiten NOPA-Stufe erreicht (siehe Abbildung 4.9(b)). Die im Vergleich zu der zweiten Stufe geringere Konversionseffizienz in der ersten Stufe kann über den höheren Pulsuntergrund erklärt werden, der in der Autokorrelationsmessung sichtbar ist (siehe Abbildung 4.7). Eine weitere Frequenzverdopplung der verbleibenden infraroten Strahlung nach den beiden SHG-Stufen wie in Kapitel 3 wird in diesem Kapitel nicht untersucht. Zum einen werden mit den beiden parallelen Verstärkerstufen bereits zwei Pumpstrahlen für den geplanten zweistufigen NOPA erreicht und zum anderen wird mit zwei Hauptverstärkerstufen insgesamt deutlich mehr Leistung erreicht als mit nur einer Stufe. Dadurch, dass die SHG-Stufen jeweils auf maximale Konversionseffizienz optimiert sind, ist zusätzlich davon auszugehen, dass in einer nachgelagerten SHG-Stufe lediglich eine geringe Effizienz erreicht wird. Ausgehend von der Halbwertsbreite der Autokorrelationsfunktion vor der Frequenzverdopplung sowie einer Verkürzung der Pulsdauer durch die quadratische Intensitätsabhängigkeit des SHG-Prozesses ergibt sich für die Pumpimpulsdauer nach der Frequenzverdopplung eine Abschätzung von etwa 600 fs für die erste Stufe und 520 fs für die zweite Stufe. Mit der Pumpquelle konnte gegenüber dem System in Kapitel 3 eine deutliche Verkürzung der Pumpimpulsdauer erreicht werden. Die Pulskompression mit dem CVBG bietet in Bezug

auf die Kompressionseffizienz, das Strahlprofil sowie die erreichbare Pulsqualität noch Potential für Verbesserungen. Hierbei werden mit dem GRISM-Kompressor insgesamt bessere Ergebnisse erreicht.

4.4.2 Dispersionsmanagement

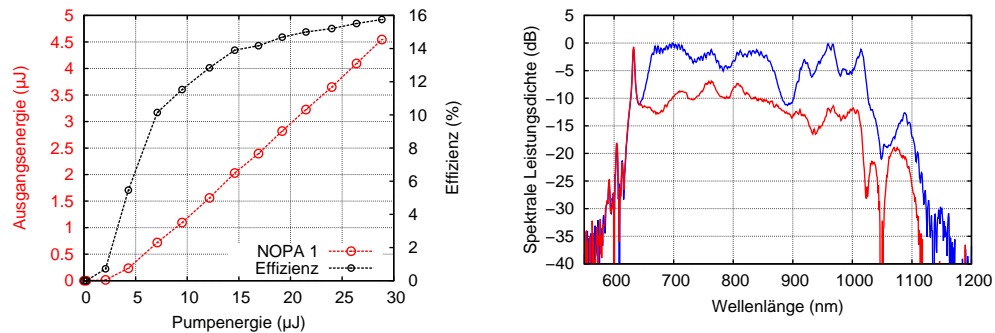
Aufgrund der kürzeren Pumpulse muss das Dispersionsmanagement für den Signalpuls optimiert werden. Bei dem Dispersionsmanagement des OPCPA-Systems in Kapitel 3 ist die gestreckte Signalpulsdauer deutlich kleiner als die Pumpulsdauer und durch die sinnvolle Anzahl der Reflexionen des Spiegelkompressors limitiert. Im Vergleich zu der Dispersion des 70 mm langen Glasstreckers hat die zusätzliche Dispersion der 5 mm langen BBO-Kristalle nur einen geringen Einfluss auf die Signalpulsdauer. Für eine breitbandige Verstärkung mit deutlich kürzeren Pumpulsen muss zusätzlich die Dispersion der nichtlinearen Kristalle und die dadurch verursachte Änderung der Signalpulsdauer berücksichtigt werden, da sich die Bandbreite der Verstärkung sonst auf den Spektralbereich reduziert, der zeitlich mit dem Pumpuls überlagert ist (siehe z. B. [Mos09]). Dies kann gezielt ausgenutzt werden, um ein OPCPA-System mit durchstimmbarer Zentralwellenlänge zu realisieren (siehe z. B. [Bra14; Nil14; Pup15]). In dem in diesem Kapitel beschriebenen System wird die Signalpulsdauer vor jeder NOPA-Stufe individuell angepasst. Dazu wird die Signalpulsdauer vor der ersten NOPA-Stufe mithilfe von dispersiven Spiegeln und einem Keilpaar aus Kalziumfluorid (CaF_2) auf breitbandige Verstärkung und maximale Effizienz optimiert. Die gemessene Pulsdauer vor der ersten NOPA-Stufe beträgt etwa 100 fs mit positivem Chirp. Nach der Propagation durch den 5 mm langen BBO-Kristall in der ersten Stufe sowie der Änderung der spektralen Breite durch die parametrische Verstärkung wird eine Pulsdauer von 245 fs gemessen. Mit einem dispersiven Spiegelpaar (DCM 7¹, Laser Quantum) und der Feinanpassung der Dispersion mithilfe einer BaF_2 -Platte wird die Dispersion von mehreren Meter Luft zwischen den Stufen ausgeglichen. Die gemessene Pulsdauer nach der Optimierung der zweiten NOPA-Stufe beträgt 245 fs vor dem BBO-Kristall und 680 fs nach der Verstärkung. Für die anschließende Kompression werden dispersive Spiegel genutzt, die für die Kompensation der Dispersionsordnungen von BBO-Kristall optimiert sind.

4.4.3 Nicht-kollineare optisch-parametrische Verstärkerstufen

Für die parametrische Verstärkung in der ersten NOPA-Stufe wird wie in Kapitel 3 ein 5 mm langer BBO-Kristall ($\Theta = 26,6^\circ$; $\Phi = 0^\circ$) in der PVWC-Phasenanpassung verwendet. Zum Pumpen wird der Ausgang der ersten SHG-Stufe mit einer Pulsenergie von 29 μJ genutzt. Die Fokussierung der Pumpstrahlung wurde so angepasst, dass im Fokus (Durchmesser: 350 μm bei $1/e^2$) eine Intensität von $\sim 90 \text{ GW/cm}^2$ erreicht wird. Die im Vergleich zu Kapitel 3 höhere Intensität ist aufgrund der deutlich kürzeren Pumpulse möglich (siehe Abschnitt 3.7). Der Fokusedurchmesser des Signals in der ersten Stufe beträgt 220 μm (bei $1/e^2$). Über einen Nichtkollinearitätswinkel zwischen Pump- und Signalstrahl von etwa $2,4^\circ$ innerhalb des Kristalls wird eine breitbandige Verstärkung in dem Bereich von 670 nm bis 1025 nm erreicht (siehe Abbildung 4.10(b)), wobei die Eingangspulsenergie um einen Faktor

¹ Reflektivität: 600 nm - 1200 nm, GDD pro Spiegelpaar: -120 fs² bei 800 nm. Der Dispersionsverlauf pro Reflexion auf einem Spiegelpaar ist auf die Kompensation der Dispersion von 4,4 mm CaF_2 optimiert.

3520 von 1,25 nJ auf 4,4 μJ verstärkt wird. Die im Vergleich zu der ersten NOPA-Stufe in Kapitel 3 wesentlich höhere Effizienz in dieser Stufe liegt an dem optimierten zeitlichen Überlapp von Pump- und Signalpulsdauer, der besseren Puls- und Strahlqualität sowie an der höheren Intensität im Pumpfokus. Auf einen Doppeldurchgang wie in Kapitel 3 wird in dieser Stufe verzichtet, da im Einfachdurchgang durch den optimierten zeitlichen Überlapp von Signal- und Pumpimpuls bereits eine hohe Verstärkung erreicht wird und der Pumpimpuls dabei über den gesamten Zeitbereich genutzt wird. In der zweiten NOPA-

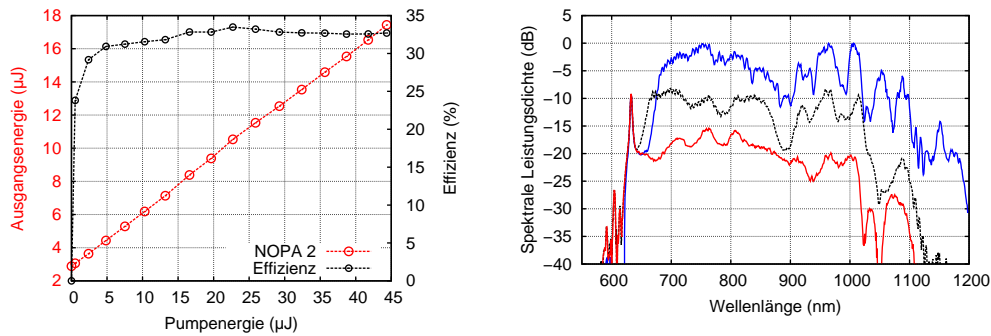


(a) Ausgangsenergie und Effizienz der ersten NOPA-Stufe in Abhängigkeit von der Pumpenergie.

(b) Ausgangsspektrum der ersten parametrischen Verstärkerstufe (blau) im Vergleich zu dem Spektrum aus dem Oszillator ohne Verstärkung (rot).

Abbildung 4.10: Ausgangsparameter der ersten parametrischen Verstärkerstufe bei 200 kHz.

Stufe wird ebenfalls ein 5 mm langer BBO-Kristall in derselben Verstärkungsgeometrie genutzt. Die Fokussierung der Pumpstrahlung wurde so angepasst, dass bei der maximalen Pumpenergie von 44 μJ eine Intensität von etwa $70 \text{ GW}/\text{cm}^2$ bei einem Fokusbereich von 540 μm erreicht wird. Die Effizienzkurve in Abbildung 4.11(a) zeigt, dass eine höhere Pumpintensität nicht zu einer weiteren Steigerung der erreichbaren Effizienz führen würde, da ab einer Pumpenergie von etwa 17 μJ die Effizienzkurve nicht weiter ansteigt. Der Fokusbereich des Signals in der zweiten NOPA-Stufe mit 340 μm wurde wie in der ersten NOPA-Stufe kleiner als der Fokusbereich der Pumpstrahlung gewählt, da durch die quadratische Intensitätsabhängigkeit des parametrischen Verstärkungsprozesses der relevante Durchmesser des Pumpfokus kleiner ist als der gemessene Strahldurchmesser. Die erreichte mittlere Leistung in dieser Stufe von 3,48 Watt entspricht bei der Pulswiederholrate von 200 kHz einer Pulsenergie von 17,4 μJ . Aufgrund der hohen optisch-zu-optischen Effizienz von 31,8 %, mit der die Energie der Pumpstrahlung auf das breitbandige Signal übertragen wird und dem damit verbundenen Abbau des Pumpimpulses, wird diese Stufe ebenfalls nur im Einfachdurchgang betrieben. Mithilfe von numerischen Simulationen wird in Abschnitt 4.6 gezeigt, dass theoretisch eine Effizienz von etwa 40 % erreicht werden kann, wenn die dreifache Signalenergie an dem Eingang der zweiten NOPA-Stufe zur Verfügung stehen würde. Das gemessene Spektrum nach der parametrischen Verstärkung in der zweiten NOPA-Stufe ist in Abbildung 4.11(b) gezeigt. Dieses setzt sich aus dem verstärkten Signal bei 200 kHz Pulswiederholrate und dem Spektrum des Titan:Saphir-Oszillators mit nJ-Pulsenergie bei 80 MHz zusammen. Nach Abzug des Spektrums von



(a) Ausgangsenergie der zweiten NOPA-Stufe in Abhängigkeit von der Pumpenergie bei der Eingangsenergie von $3,4 \mu\text{J}$. Bei der Berechnung der Verstärkungseffizienz in der zweiten NOPA-Stufe wurde von der erreichten Ausgangsenergie jeweils die Eingangsenergie von $3,4 \mu\text{J}$ abgezogen.

(b) Ausgangsspektrum der zweiten NOPA-Stufe (blau) im Vergleich zu der ersten NOPA-Stufe (schwarz) und dem Spektrum des Oszillators ohne Verstärkung (rot).

Abbildung 4.11: Ausgangsparameter der zweiten parametrischen Verstärkerstufe bei 200 kHz.

dem Oszillator ergibt sich eine spektrale Breite von 424 nm (gemessen bei -10 dB) für das Spektrum nach der parametrischen Verstärkung. Gegenüber Kapitel 3 wird aufgrund der Verkürzung der Pumppulse und den höheren Pumpintensitäten eine Reduzierung der bandbreitenbegrenzten Pulsdauer auf 5 fs erreicht. Dies sind weniger als zwei Trägeroszillationen unter der Intensitätseinhüllenden des Laserpulses. Solche extrem kurzen Pulse sind beispielsweise ideal dazu geeignet, den Einfluss der CEO-Phase auf die Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung zu untersuchen. Hierauf wird in Abschnitt 4.5 im Detail eingegangen. Für die breitbandige Pulskompression nach der breitbandigen parametrischen Verstärkung werden wie in Kapitel 3 dispersive Spiegelpaare genutzt. Die Herausforderung hierbei ist, ein Design zu berechnen, das eine hohe Reflektivität über die Bandbreite von einer optischen Oktave erreicht und dabei einen hoch genauen Phasenverlauf aufweist. Als Randbedingung muss weiterhin erfüllt sein, dass die notwendigen Schichtdicken mit der nötigen Präzision gefertigt werden können. In diesem Fall wird ein spezielles Spiegeldesign genutzt, bei dem die gegenläufigen Oszillationen in der Dispersion dadurch erreicht werden, dass die Spiegel bei der Kompression mit zwei unterschiedlichen Einfallswinkeln (5° und 20°) genutzt werden. Eine detaillierte Beschreibung des Prinzips ist beispielsweise in [Per09] zu finden. Mithilfe eines kommerziellen SPIDER-Aufbaus (Laser Quantum) wurde der komprimierte Ausgangspuls des Systems rekonstruiert, und nach der Optimierung der Dispersion über ein Glaskeilpaar aus CaF_2 wurde eine Pulsdauer von 6,3 fs bestimmt (siehe Abbildung 4.12(a)). Dieser Wert liegt lediglich 1,3 fs über der theoretisch möglichen Pulsdauer. Der Leistungsanteil in dem zentralen Anteil des rekonstruierten Pulses beträgt 55,8 %. Um diesen zu erhöhen, kann beispielsweise ein Pulshaper genutzt werden. Die Kombination von einem SPIDER-Aufbau und einem Pulshaper würde es ermöglichen, die Phase des Pulses an dem Ausgang des OPCPA-Systems zu bestimmen und anschließend gezielt eine gegenläufige Phase mit dem Pulshaper anzulegen. Über mehrere Iterationen

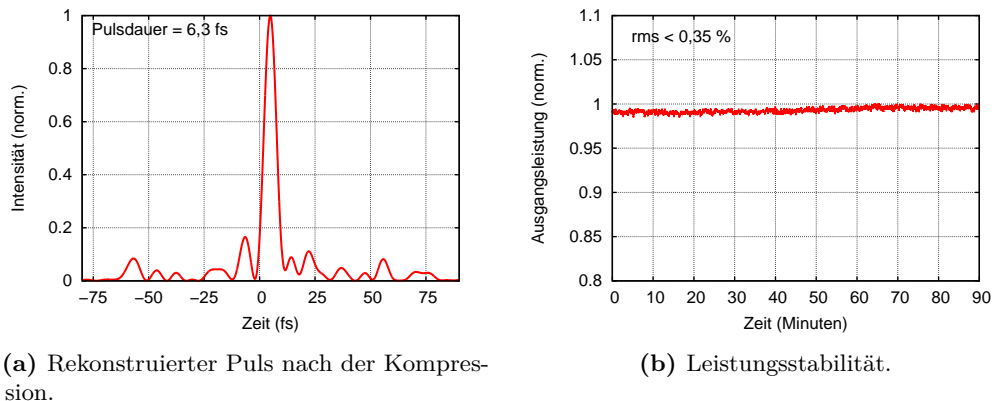


Abbildung 4.12: Rekonstruierter Puls und Leistungsstabilität nach der Pulskompression.

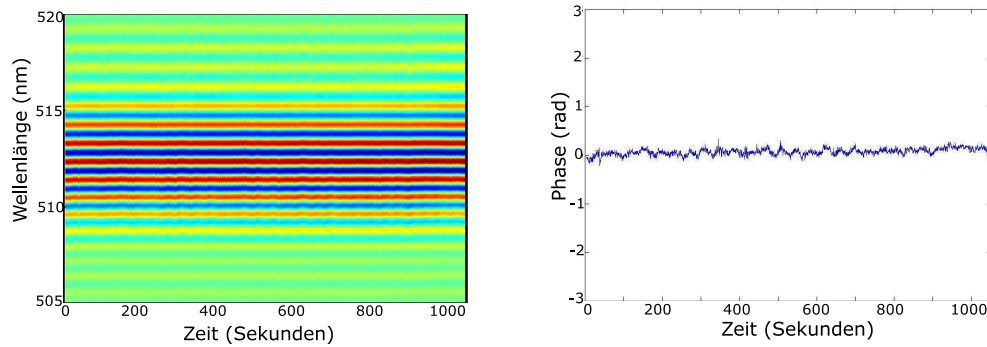
wäre es möglich, die Abweichungen in der gemessenen Phase zu minimieren und darüber die Pulsqualität zu verbessern und die Pulsspitzenleistung zu erhöhen. Alternativ dazu wäre es denkbar, den mit dem SPIDER gemessenen Phasenverlauf für das Design von dispersiven Spiegeln einfließen zu lassen. Nach der Kompression liefert das System eine Pulsenergie von bis zu $12 \mu\text{J}$ und nach Abzug des Untergrundes aus der SPIDER-Messung eine Pulsspitzenleistung von einem Gigawatt, was ausreichend für die Erzeugung von Strahlung hoher-harmonischer Ordnung ist. Insbesondere die erreichbare Pulsdauer ist ein wesentlicher Vorteil der parametrischen Verstärkung gegenüber Titan:Saphir-basierten Verstärkersystemen. Für nachfolgende Anwendungen ist neben der Pulsdauer die Leistungsstabilität ein wichtiger Parameter. An dem Ausgang des Systems wird ca. 4 Stunden nach dem Einschalten des Systems für ein Zeitintervall von 90 Minuten eine Leistungsstabilität mit einem rms-Wert von $< 0,35\%$ erreicht (siehe Abbildung 4.12(b)). Diese Stabilität ist vergleichbar zu Ergebnissen aus der Literatur, die für ein $5 \mu\text{J}$ System mit einem vergleichbaren Titan:Saphir-Oszillator und einer ebenfalls faserbasierten Pumpquelle erreicht werden (siehe [Fur13]). Bei einem weiteren OPCPA-System bei einer hohen Pulswiederholrate mit einem regenerativen Verstärker als Pumpquelle wird für die Leistungsstabilität über 2 Stunden ein rms-Wert von $1,36\%$ beschrieben (siehe [Pri15]).

Bei dem exzellenten Ergebnis in dieser Arbeit ist zu beachten, dass der zeitliche Überlapp zwischen Signal- und Pumpimpuls während der Messung nicht aktiv stabilisiert oder nachgeregelt wurde. An diesem Punkt zeichnet sich zum einen der gewählte Ansatz mit der optischen Synchronisierung von Pump- und Signalimpuls aus. Zum anderen werden bei der Pumpquelle mit der effizienten Verstärkung im Einfachdurchgang durch die Rod-Type-Faser kurze Wegstrecken erreicht und somit äußere Einflüsse minimiert. Bei dem System werden nur langsame Änderungen in dem zeitlichen Überlapp zwischen Signal- und Pumpimpuls beobachtet, die auf thermische Änderungen z. B. des Brechungsindex der Faserstrecke zurückgeführt werden können. Im Gegensatz dazu werden z. B. mit einem regenerativen Verstärker als Pumpquelle ohne aktive Stabilisierung der zeitlichen Überlagerung von Signal- und Pumpimpuls Fluktuationen im Bereich von 200 fs auf einer Zeitskala von wenigen Sekunden beobachtet (siehe [Pri14]).

4.4.4 Stabilisierung der CEO-Phase

Nach der Theorie in Abschnitt 2.1.2 bleibt die CEO-Phase des Oszillators bei der parametrischen Verstärkung erhalten. Allerdings reagiert die CEO-Phase sehr empfindlich auf äußere Störeinflüsse wie zum Beispiel Temperatur- und Druckänderungen. Änderungen in der zeitlichen Überlagerung von Pump- und Signalpuls in den parametrischen Verstärkerstufen haben ebenfalls einen Einfluss auf die CEO-Phase an dem Ausgang des OPCPA-Systems (siehe z. B. [Häd12]). Es ist daher davon auszugehen, dass eine konstante CEO-Phase vor der ersten NOPA-Stufe bei der parametrischen Verstärkung grundsätzlich erhalten bleibt, die Phasenlage an dem Ausgang des Systems allerdings zwischen 0 und 2π variiert. Um eine konstante CEO-Phase an dem Ausgang des OPCPA-Systems zu erreichen, ist es daher notwendig, diese zu bestimmen und zu stabilisieren. Zur Stabilisierung gibt es zwei denkbare Ansätze. Zum einen kann die Propagation durch einen Glaskeil auf einem motorisierten Verschiebetisch genutzt werden, um die CEO-Phase zu verändern. Hierbei bewirkt eine Änderung der Materialstärke um $30\ \mu\text{m}$ (für die Glassorte BK7) eine Phasenverschiebung um π (siehe z. B. [Rud15]). Dieser Ansatz hat allerdings die Nachteile, dass einerseits die Dispersion der Glaskeile kompensiert werden muss und sich andererseits die Pulsdauer sowie die Strahlposition mit der Position der Glaskeile ändern. Die zweite Möglichkeit besteht darin, den Regelpunkt der CEO-Phase des Oszillators zwischen 0 und 2π zu verschieben, um Änderungen der CEO-Phase bei der Propagation durch den Verstärker entgegenzuwirken. Mit beiden Methoden kann erreicht werden, dass an dem Ausgang des Systems nur noch minimale Änderungen in der Phase messbar sind. Bei dem System in dieser Arbeit wird der zweite Ansatz genutzt, da keine zusätzlichen optischen Komponenten notwendig sind, die den Ausgangsstrahl des OPCPA-Systems beeinflussen.

Für die Charakterisierung der CEO-Phase nach der parametrischen Verstärkung werden über einen breitbandigen Auskoppelspiegel ca. $300\ \text{nJ}$ Pulsenergie an dem Ausgang des OPCPA-Systems abgegriffen (siehe Abbildung 4.1) und mithilfe einer Linse mit $50\ \text{mm}$ Brennweite in eine $3\ \text{mm}$ dicke Saphir-Platte fokussiert. Über den nichtlinearen Prozess der Weißlichterzeugung (siehe z. B. [Bra09]) wird das Spektrum auf mehr als eine optische Oktave verbreitert und anschließend werden die Spektralanteile bei $1030\ \text{nm}$ mithilfe eines BBO-Kristalls zu $515\ \text{nm}$ verdoppelt und mit den Spektralanteilen des Weißlichts bei $515\ \text{nm}$ überlagert. Die nichtlineare Verbreiterung ist notwendig, da im Gegensatz zu dem Ausgangsspektrum des Oszillators bei der parametrischen Verstärkung die Bandbreite weniger als eine optische Oktave beträgt. Nach der Weißlichterzeugung und der SHG werden über einen Polarisator Anteile der beiden orthogonalen Polarisationen in eine Polarisationsachse projiziert und anschließend in ein Spektrometer eingekoppelt. Aufgrund der konstanten CEO-Phase ist im Spektralbereich ein Interferogramm sichtbar. Abbildung 4.13(a) zeigt ein solches Interferogramm für ein Zeitintervall von mehr als 15 Minuten und mehr als 4000 gemessenen Spektren. Jedes einzelne dieser Spektren entstand durch Mittelung über 10 Messungen mit einer Integrationszeit von jeweils $3\ \text{ms}$. Für den Fall, dass der Oszillator nicht phasenstabilisiert ist, ändert sich das Interferogramm mit jedem einzelnen Puls (Pulsabstand = $5\ \mu\text{s}$), sodass bei der Mittelung über 600 Pulse durch die Messzeit von $3\ \text{ms}$ das Interferogramm verschwindet. Bei einem vollständig geschlossenen System wurde nach der parametrischen Verstärkung eine langsame Veränderungen der



(a) Interferenzsignal an dem Ausgang des OPCPA-Systems mit aktivierter Regelung.

(b) Berechnete Phase aus dem Interferogramm in Abbildung 4.13(a).

Abbildung 4.13: Messung der CEO-Phase mit Korrektur von Phasendriffs.

Phasenlage des Interferogramms beobachtet. Bei dem Ergebnis in Abbildung 4.13 wurde diese langsame Veränderung während der Messung bestimmt und direkt über eine Rückkopplung an die CEO-Phasenlage des Oszillators kompensiert. Die ausgewertete Phase aus dem Interferogramm in Abbildung 4.13(a) mit aktivierter Rückkopplung ist in Abbildung 4.13(b) dargestellt.

Für die Phasenstabilität an dem Ausgang des Systems wird ein rms-Wert von 68 mrad ermittelt. Im Vergleich zu bisherigen Ergebnissen aus der Literatur von <240 mrad [Pri15], 150 mrad [Fur13; Rot12] oder 86 mrad [Häd12] ist dies eine deutliche Verbesserung. Hierbei spielen die optische Synchronisierung zwischen dem Pump- und Signalpuls, der einfache Verstärkeraufbau im Einfachdurchgang sowie das vollständig geschlossene Gehäuse eine entscheidende Rolle. Aufgrund der Pulsenergie, Pulsdauer, Leistungsstabilität und CEO-Phasenstabilität ist das vorgestellte OPCPA-System ideal für die Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung bei hohen Pulswiederholraten geeignet. Hierbei ermöglicht die stabilisierte und kontrolliert veränderbare CEO-Phase fundamentale Untersuchungen des HHG-Prozesses.

4.5 Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung

In dem folgenden Abschnitt wird exemplarisch eine Anwendung für das vorgestellte OPCPA-System beschrieben. Die experimentellen Messungen hierzu wurden von der Arbeitsgruppe von Prof. Anne L’Huillier an der Lund Universität in Schweden durchgeführt. Hierbei wurde der Einfluss der CEO-Phase bei den Pulsen mit einer Dauer von wenigen optischen Zyklen auf die Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung in dem Edelgas Argon untersucht. Bei dem Prozess gibt es insbesondere bei Pulsdauern von wenigen Femtosekunden eine spannende Dynamik, da in Abhängigkeit von der CEO-Phase sowohl gerade- als auch ungerade harmonische Ordnungen sowie Kontinua beobachtet werden können, die auf die Erzeugung von isolierten Attosekundenpulsen hinweisen (siehe z. B. [Kre13]). Im Vergleich dazu entsteht bei deutlich längeren Pulsen durch die Vielzahl von periodischen Oszillationen

des Laserfeldes nur Strahlung hoher-harmonischer Ordnungen bei ungeraden Vielfachen der Laserfrequenz (siehe z. B. [Bou09]). Anschaulich kann der HHG-Prozess in drei Schritten beschrieben werden. Durch das intensive Laserfeld wird die Potenzialbarriere des Atoms in dem ersten Schritt soweit abgesenkt, dass das Elektron mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durch Tunnelionisation ins Kontinuum entkommen kann. In dem zweiten Schritt wird das Elektron durch das Laserfeld von dem Atomkern weg beschleunigt. Nach dem Richtungswechsel des oszillierenden Laserfelds wird das Elektron erst abgebremst und anschließend in Richtung des Atomkerns zurück beschleunigt. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit kommt es zu einer Rekombination von Elektron und Atomkern, bei der ein hochenergetisches EUV-Photon¹ ausgesendet wird. Diese drei Schritte sind in Abbildung

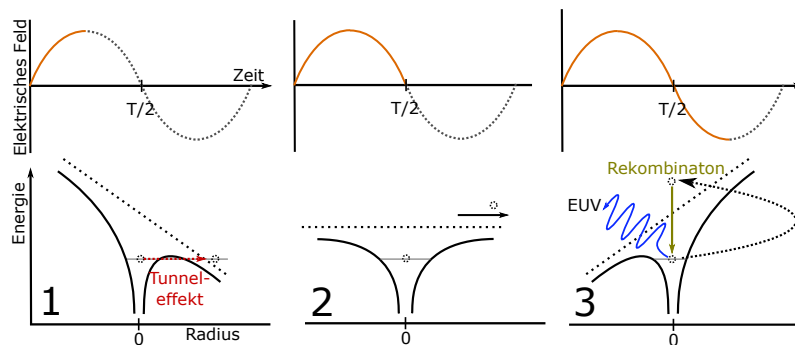


Abbildung 4.14: Schematische Darstellung der Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung. **1.)** Das Coulomb-Potential eines Atoms wird durch das Laserfeld abgesenkt und das Elektron entkommt durch den Tunneleffekt mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ins Kontinuum. **2.)** Das Elektron entfernt sich von dem Atom. **3.)** Das Laserfeld wechselt die Richtung und das Elektron wird abgebremst und zum Atom hin beschleunigt. Bei der Rekombination mit dem Atomkern wird ein EUV-Photon ausgesendet.

4.14 veranschaulicht. Eine detaillierte Beschreibung ist beispielsweise in [Cor93] oder [Sch93] zu finden. Für den HHG-Prozess ist eine Intensität von $>10^{14} \text{ W/cm}^2$ notwendig, um mit dem Laserfeld vergleichbare Feldstärken wie die des internen Feldes des Atoms zu erreichen [Pau01b]. In Abbildung 4.15 ist eine schematische Anordnung des experimentellen Aufbaus dargestellt. Die Beschreibung in dem folgenden Abschnitt orientiert sich an der Darstellung in [Rud15]. Über ein Spiegelteleskop wird der Laserstrahl auf einen Strahldurchmesser von 5 mm ausgeweitet und nach der Propagation durch ein Laserfenster mit einer Stärke von 0,5 mm mit einer achromatischen Linse (50 mm Brennweite) fokussiert. Die Pulsdauer im Fokus hinter der Linse wurde mithilfe der Glaskeile und dispersiven Spiegel optimiert. Mit der D-Scan Methode [Mir12] wurde im Brennpunkt der Linse eine Pulsdauer von 8,4 fs bei einer Zentralwellenlänge von 890 nm bestimmt, was drei optischen Zyklen entspricht. Die Vakuumkammer ist in einen Bereich für die Erzeugung der hohen harmonischen Strahlung und einen Bereich für die Charakterisierung unterteilt, wobei die beiden Bereiche mit einer konischen Bohrung (DP in Abbildung 4.15) als Durchgangsloch für die erzeugte Strahlung

¹ Aus dem Englischen: **E**xtrême **U**ltra **V**iolet. Die Bezeichnung EUV wird für Strahlung von 10 nm (124 eV) bis 121 nm verwendet (10,2 eV) [ISO07].

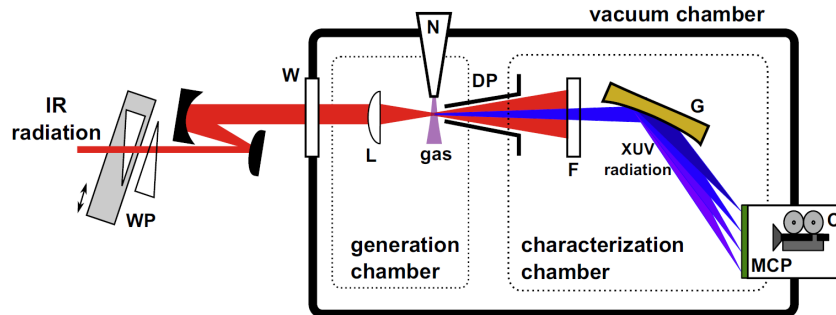


Abbildung 4.15: Experimenteller Aufbau für die Erzeugung der hohen-harmonischen Strahlung: IR radiation = Strahlung von dem OPCPA-System, vacuum chamber = Vakuumkammer, WP = Glaskeile, W = Laserfenster, L = Achromatische Linse, N = Gasdüse, DP = Durchgangsloch für differentielles Pumpen, F = Filter, G = Gitter, MCP = Sekundärelektronenvervielfacherplatte, C = Kamera. (Quelle: [Rud15]).

verbunden sind. Bei aus der Gasdüse austretendem Argon kann mit diesem zweistufigen Aufbau in der Erzeugungskammer ein Druck von 10^{-2} mbar und in der Kammer für die Charakterisierung ein Druck von weniger als 10^{-7} mbar erreicht werden. Die Gasdüse mit einem Durchmesser von $90\ \mu\text{m}$ kann in allen drei Raumrichtungen verschoben werden, um den Überlapp mit dem Laserfokus und somit den HHG-Prozess zu optimieren. Nach der Erzeugung wird die fundamentale Laserstrahlung mithilfe eines $200\ \mu\text{m}$ dicken Metallfilters (beispielsweise Aluminium oder Titan) unterdrückt und die EUV-Strahlung über ein Gitter in Abhängigkeit von der Wellenlänge spektral aufgespalten. Die jeweiligen Photonen werden mithilfe einer Sekundärelektronenvervielfacherplatte und eines Phosphorschirms sichtbar gemacht und mit einer CCD-Kamera aufgenommen. In Abbildung 4.16(a) ist ein typisches HHG-Spektrum dargestellt, wie es auf dem Schirm mit der CCD-Kamera beobachtet wird. Abbildung 4.16(b) zeigt das integrierte Signal zwischen den beiden gestrichelten weißen Linien in 4.16(a). In der Darstellung wurden für die Kalibrierung der Energieachse verschiedene Filter mit bekannten Transmissionsbereichen genutzt (siehe z. B. [Hen93]). Abbildung 4.16(c) zeigt das integrierte Signal (Abb. 4.16(b)) in Abhängigkeit von der Materialstärke der Glaskeile. Hierbei ist zu beachten, dass die Materialstärke einen wesentlichen Einfluss auf die Pulsdauer und somit auf die Intensität hat. Es ist zu erkennen, dass nur in dem Bereich von $1,8\ \text{mm}$ bis $2,4\ \text{mm}$ eine ausreichend hohe Intensität für die Erzeugung der hohen-harmonischen Strahlung erreicht wird. Neben der Pulsdauer ändert sich in Abhängigkeit von der Materialstärke die CEO-Phase des Pulses. Eine Änderung der Materialstärke der Glaskeile (BK7) um etwa $30\ \mu\text{m}$ bewirkt hierbei eine Änderung der CEO-Phase um π . Diese Änderung ist in Abbildung 4.16(c) deutlich in Form von periodischen Strukturen zu erkennen. Abbildung 4.17(a) zeigt eine vergrößerte Darstellung von dem in Abbildung 4.16(c) markierten Intervall für eine Änderung der Materialstärke um $120\ \mu\text{m}$. In diesem Bereich ist die Pulsdauer nahezu konstant, während die Änderung der CEO-Phase um 4π einen deutlichen sichtbaren Einfluss zeigt. Dieser ändert sich über das gemessene Spektrum, sodass hier eine Unterteilung in drei unterschiedliche Bereiche möglich ist. Diese sind in Abbildung 4.17(a) markiert. In Bereich I (cut-off-Bereich) wechselt das Spektrum der

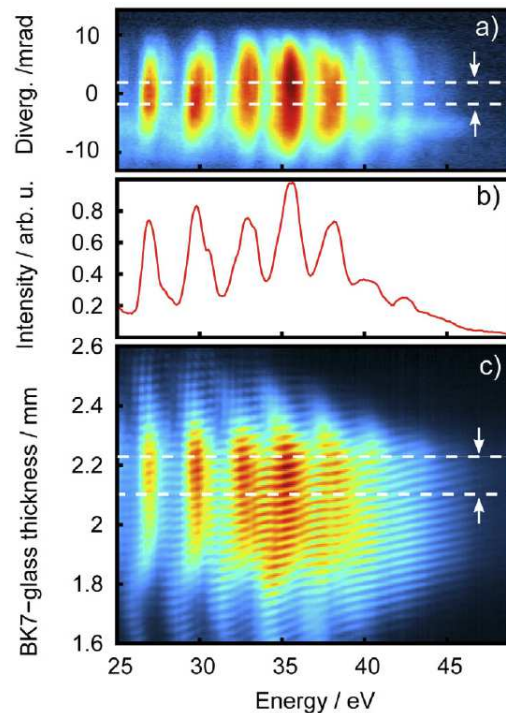


Abbildung 4.16: (a) Auf dem Phosphorschirm mit der CCD-Kamera beobachtetes HHG-Spektrum. (b) zeigt das integrierte Signal in dem markierten Bereich aus Abbildung (a). In Abbildung (c) ist das integrierte Signal aus Abbildung (b) in Abhängigkeit von der Materialstärke der Glaskeile gezeigt. (Quelle: [Rud15]).

hohen-harmonischen Strahlung von geraden zu ungeraden harmonischen Ordnungen bei einer Änderung der CEO-Phase um $\pi/2$. Die Dynamik im Bereich II ist dagegen deutlich komplizierter, da hier die spektralen Maxima nicht mit einem Vielfachen der Laserfrequenz übereinstimmen und sich die Maxima mit der CEO-Phase verschieben. Im Bereich III (niedrige-harmonische Ordnungen) ist keine Verschiebung der Maxima, sondern nur eine CEO-phasenabhängige Änderung der Intensität zu beobachten. Die Beobachtungen konnten mit einem einfachen mathematischen Modell beschrieben und reproduziert werden, wie es in Abbildung 4.17(c) dargestellt ist. Dieses Modell beruht auf der kohärenten Überlagerung der Spektren von mehreren Attosekundenpulsen unter Berücksichtigung der CEO-Phase. Der Attosekundenpulszug entsteht dadurch, dass das elektrische Feld unter der Einhüllenden mehrere Schwingung vollführt, die jeweils einen HHG-Prozess anregen und einen Attosekundenpuls erzeugen. Die Phase der einzelnen Attosekundenpulse sowie der zeitliche Abstand der Pulse hängt hierbei von der CEO-Phase ab. Eine detaillierte mathematische Beschreibung ist in [Rud15] zu finden. Mit diesem Modell konnte das experimentell beobachtete Verhalten reproduziert und erklärt werden. Das experimentelle Ergebnis zeigt die exzellente Eignung des vorgestellten OPCPA-Systems für nichtlineare Anwendungen wie beispielsweise die CEO-phasenabhängige Erzeugung von EUV-Strahlung. Solche Untersuchungen sind bei hohen Pulswiederholraten nur mit breitbandigen parame-

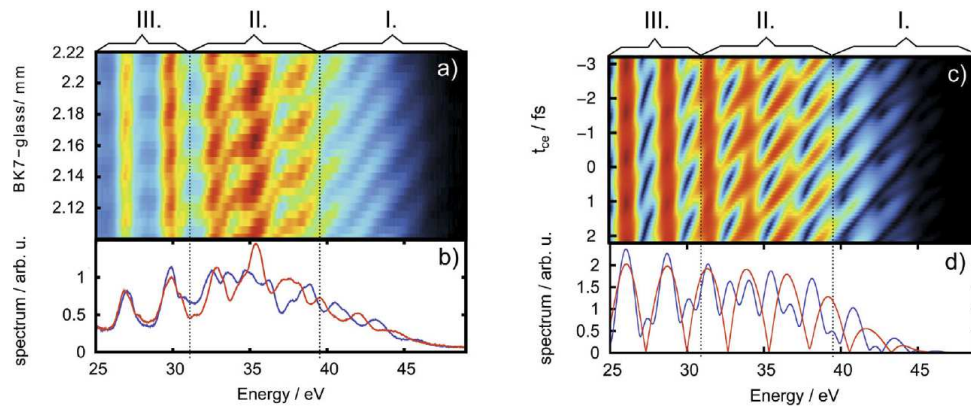


Abbildung 4.17: (a) Gemessenes HHG-Spektrum in Abhängigkeit von der CEO-Phase im Vergleich zu einem simulierten HHG-Spektrum (c). Abbildung (b) zeigt exemplarisch zwei Spektren aus dem Experiment mit einem relativen Phasenunterschied von $\pi/2$. In (d) sind zwei vergleichbare Spektren aus der Simulation dargestellt. Die markierten Bereiche I - III unterscheiden sich hierbei in der Abhängigkeit von der CEO-Phase. (Quelle: [Rud15]).

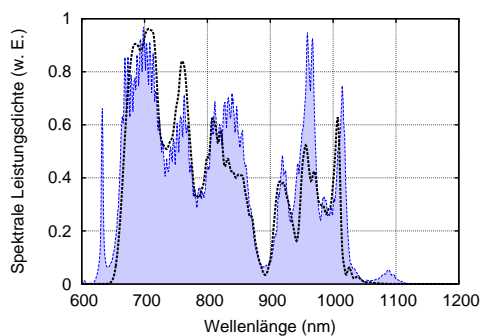
trischen Verstärkersystemen möglich, da mit anderen Verstärkertechnologien bislang keine vergleichbaren Parameter erreicht werden. Von der hohen Pulswiederholrate von 200 kHz profitieren Anwendungen, die eine geringe Photonenzahl pro Puls und viele Pulse pro Sekunde für eine gute Statistik benötigen.

4.6 Numerische Simulationen des parametrischen Verstärkungsprozesses

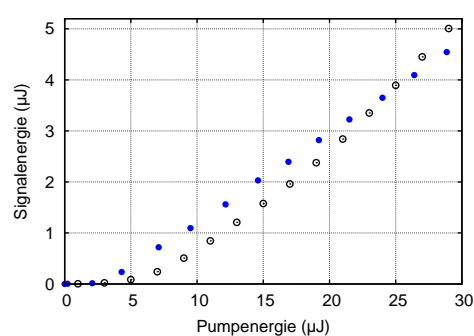
In Abschnitt 2.2 wurde ein numerisches Modell für die Beschreibung der parametrischen Verstärkung vorgestellt. Dieses wird im Folgenden genutzt, um ein tieferes Verständnis für experimentelle Beobachtungen zu erhalten, diese mithilfe der Simulation zu reproduzieren und im Detail nachzuvollziehen. Eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation ist insbesondere dann wichtig, wenn die Simulation für theoretische Vorhersagen wie beispielsweise der Energieskalierung oder für ein tieferes Verständnis der komplexen raum-zeitlichen Dynamik des parametrischen Verstärkungsprozesses genutzt wird. Das Ziel hierbei ist, ideale Parameter für die Realisierung von einem breitbandigen und effizienten OPCPA-System bei hohen Pulswiederholraten festzulegen. Um das Experiment in der Simulation möglichst realistisch nachzuvollziehen zu können, wurde als Eingangssignal das gemessene Spektrum des Oszillators zusammen mit der bekannten Pulsenergie von 1,25 nJ und dem Strahlradius von $110\ \mu\text{m}$ am dem ersten NOPA-Kristall gewählt. Als Phase für den Signalpuls wurde die mit dem SPIDER gemessene Phase angenommen. Für den Pumpimpuls in der ersten Stufe wurde ein bandbreitenbegrenzter Puls mit 250 fs Dauer gewählt und dieser wurde mithilfe von Dispersion dritter Ordnung (GDD: $40000\ \text{fs}^2$) auf 510 fs verlängert, um zum einen einen Anteil nicht kompensierter Dispersion nachzustellen und um zum anderen näherungsweise die abgeschätzte Pulsdauer nach der SHG in dem Experiment zu erreichen. Dem experimentellen Aufbau entsprechend wurde als Kristall in der Simulation ein 5 mm langer BBO-Kristall gewählt. Der Phasenanpassungswinkel Θ wurde in der Simulation so eingestellt, dass die spektrale Struktur aufgrund der parasitären

SHG im Bereich um 890 nm in dem Experiment und in der Simulation übereinstimmt. Über den Nichtkollinearitätswinkel α wurde die Bandbreite der parametrischen Verstärkung auf die experimentellen Ergebnisse angepasst, und anschließend wurde über die relative Ankunftszeit zwischen Signal- und Pumpimpuls die Gewichtung der kurzwelligen und langwelligen Spektralanteile auf die experimentellen Beobachtungen optimiert. Dies bedeutet, dass lediglich nicht exakt messbare experimentelle Parameter in der Simulation iterativ optimiert wurden.

Die beste Übereinstimmung zwischen der Simulation und dem im Experiment gemessenen Spektrum wurde für den Phasenanpassungswinkel $\Theta = 24,35^\circ$, den Nichtkollinearitätswinkel $\alpha = 2,43^\circ$ und einer zeitlichen Verzögerung des Signalpulses um 50 fs gegenüber dem Pumpimpuls an der Kristalloberfläche erreicht. Das Simulationsergebnis für die erste NOPA-Stufe ist in Abbildung 4.18(a) im Vergleich zu der experimentellen Messung dargestellt. Neben der spektralen Bandbreite stimmt auch die spektrale Struktur sehr gut überein. Mithilfe der Simulation kann neben der spektralen Entwicklung auch eine Aussage über die Pulsenergie getroffen werden. Für die Berechnung der Energie wird für die zweidimensionale Simulation ein radialsymmetrischer Strahl angenommen und über diesen zylindersymmetrisch integriert. Somit handelt es sich bei der Berechnung der Pulsenergie um eine Abschätzung. Die berechnete Signalenergie von 5 μJ nach der Verstärkung stimmt gut mit dem experimentellen Wert von 4,4 μJ überein. In einem zweiten Schritt wurde in der Simulation die Energie des Pumpimpulses systematisch variiert und dazu jeweils die Signalenergie nach der Verstärkung berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.18(b) dargestellt. Hierbei gibt es eine hohe Übereinstimmung zwischen der Simulation und dem Experiment, sodass qualitative Vorhersagen für andere Konfigurationen getroffen werden können. Es ist zu erkennen, dass die Signalenergien von Simulation und Experiment bei höheren Pumpenergien auseinanderlaufen. Dies deutet darauf hin, dass es noch Unterschiede zwischen dem Experiment und der Simulation gibt. Als mögliche Ursache ist beispielsweise der zeitliche Verlauf des Pumpimpulses zu nennen, der nach der Frequenzverdopplung nur abgeschätzt wurde und daher nicht exakt mit den experimentellen Bedingungen übereinstimmt.



(a) Gemessenes Spektrum nach der ersten NOPA-Stufe (blau) im Vergleich zu dem Ergebnis der numerischen Simulation (schwarze Linie).



(b) Gemessene Signalenergie nach der ersten NOPA-Stufe (blau) im Vergleich zu dem Ergebnis der numerischen Simulation (schwarz).

Abbildung 4.18: Simulierte Ergebnisse der ersten NOPA-Stufe im Vergleich zu dem Experiment.

Ausgehend von der sehr guten Übereinstimmung kann nun durch eine gezielte Variation der Simulationsparameter das grundlegende Verhalten der parametrischen Verstärkung in dem Experiment vorhergesagt werden. Beispielsweise kann beantwortet werden, ob die gewählten Fokusgrößen noch optimiert werden können, oder ob mit einem anderen Verhältnis der Strahlparameter möglicherweise die Effizienz gesteigert werden kann. In der Simulation wird dazu systematisch der Signaldurchmesser variiert und für eine Pumpenergie von $27 \mu\text{J}$ und eine Signalenergie von $1,25 \text{ nJ}$ die parametrische Verstärkung simuliert. Aus der berechneten Pulsenergie wird anschließend die jeweilige Effizienz berechnet. Abbildung 4.19 zeigt das Ergebnis der Simulation für die parametrische Verstärkung in der ersten NOPA-Stufe. Der Simulation zufolge kann die Verstärkungseffizienz von 16% für den experimentell gemessenen Signalradius von $110 \mu\text{m}$ mit einer Verkleinerung des Signalradius und einem damit verbundenen Anstieg der Signalintensität weiter gesteigert werden. Zu größeren Signalradien nimmt die erreichbare Effizienz gemäß der Simulationsergebnisse immer weiter ab. Diese Abnahme kann anschaulich darüber erklärt werden, dass der Leistungsanteil der Fläche des Signalstrahls, der mit dem Pumpstrahl überlagert ist, immer geringer wird.

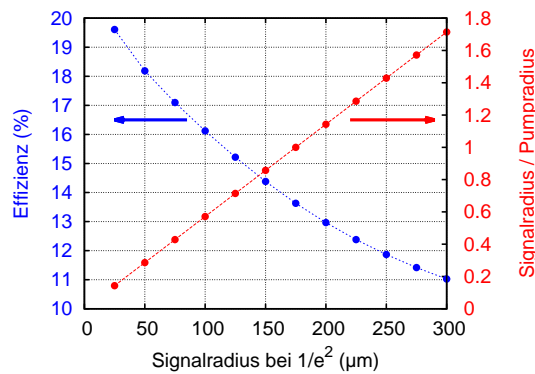
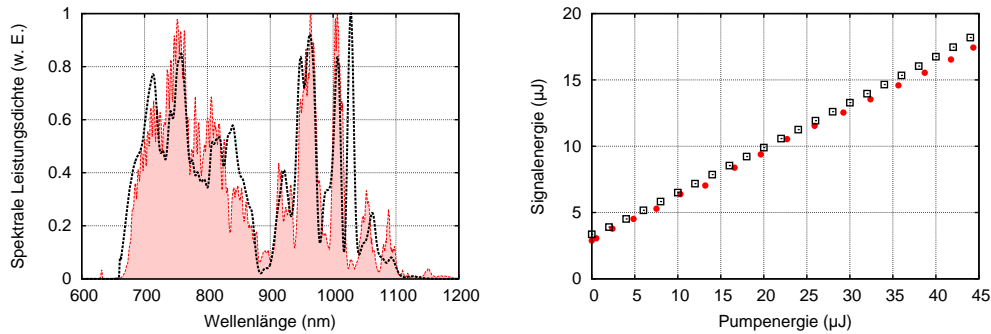


Abbildung 4.19: Variation des Signalradius bei einem konstanten Pumpradius von $175 \mu\text{m}$, einer Pumpenergie von $27 \mu\text{J}$ und einer Signalenergie von $1,25 \text{ nJ}$ vor der Verstärkung. Die linke Achse zeigt die Effizienz (blaue Punkte) in Abhängigkeit von dem Signalradius. Die rechte Achse gibt das Verhältnis zwischen dem Signal- und dem Pumpradius (rote Punkte) an. Die Verbindungslinien zwischen den Punkten dienen der Orientierung.

Ausgehend von der guten Übereinstimmung zwischen der Simulation und dem Experiment in Bezug auf das Spektrum und die Energie in der ersten parametrischen Verstärkerstufe wurde die Simulation mit angepassten Parametern für die zweite NOPA-Stufe wiederholt. Für das Eingangssignal wurde hierbei das simulierte Spektrum der ersten NOPA-Stufe verwendet. Der simulierte Phasenverlauf nach dem ersten parametrischen Verstärker wurde mit den bekannten Dispersionswerten (Luft, Spiegeldispersion, Materialdispersion) des experimentellen Aufbaus zwischen den Stufen angepasst und anschließend für die Simulation der zweiten NOPA-Stufe genutzt. Als Pumpimpuls wurde für diese Stufe eine genauere Abschätzung als für die erste Stufe vorgenommen, um die Genauigkeit der Simulation zu erhöhen. Als Ausgangspunkt diente ein gaußförmiges Spektrum mit einer Zentralwellenlänge von 1030 nm mit einer spektralen Breite (bei -10 dB), die mit der des experimentell



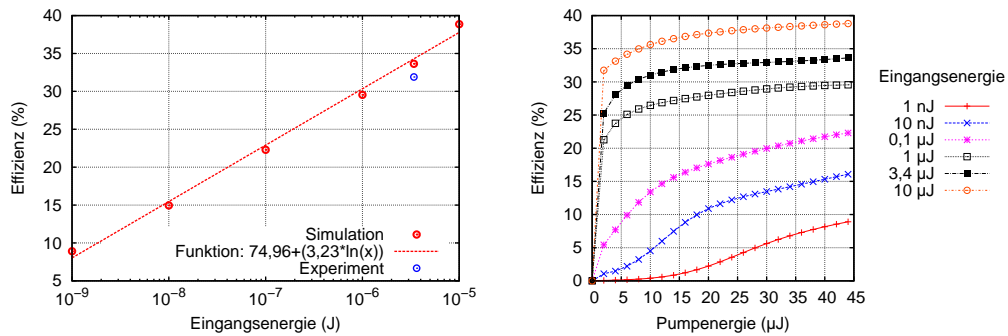
(a) Gemessenes Spektrum nach der zweiten NOPA-Stufe (rot) im Vergleich zu dem Ergebnis der numerischen Simulation (schwarze Linie).

(b) Gemessene Signalenergie nach der zweiten NOPA-Stufe (rot) im Vergleich zu dem Ergebnis der numerischen Simulation (schwarz) mit einer Eingangsenergie von jeweils $3,4 \mu\text{J}$.

Abbildung 4.20: Simulierte Ergebnisse der zweiten NOPA-Stufe im Vergleich zu dem Experiment.

gemessenen Spektrums vergleichbar ist. Durch Dispersion dritter Ordnung wurde der Pumpuls so angepasst, dass die berechnete Autokorrelationsfunktion in etwa der experimentell bestimmten Autokorrelationsfunktion entspricht. Anschließend wurden das Spektrum und die Phase zu der doppelten Frequenz umgerechnet und als Pumpuls für die Simulation genutzt. Für den Strahldurchmesser und die Energie wurden die Werte aus dem Experiment angenommen, und die Phasen Anpassung und der Nichtkollinearitätswinkel wurden analog zu der ersten NOPA-Stufe schrittweise optimiert. Die beste Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment wurde für $\alpha = 2,36^\circ$ und $\Theta = 24,2^\circ$ erreicht. Das simulierte Spektrum im Vergleich zu der experimentellen Messung ist in Abbildung 4.20(a) dargestellt. Mithilfe der Simulation ist es auch für die zweite NOPA-Stufe möglich, die spektrale Form sehr genau zu reproduzieren. Hierbei stimmen sowohl die Position der parasitären SHG im Bereich um 890 nm als auch die Struktur und Bandbreite des gesamten Spektrums sehr gut überein. Die berechnete Signalenergie von $18,2 \mu\text{J}$ ist vergleichbar mit den experimentell ermittelten $17,4 \mu\text{J}$. In Abbildung 4.20(b) ist die Signalenergie in Abhängigkeit von der Pumpenergie für die Simulation und das Experiment dargestellt. Durch die exzellente Übereinstimmung von Simulation und Experiment können nun Vorhersagen für zukünftige Energieskalierungen getroffen werden.

In Kapitel 3 wurde bereits experimentell gezeigt, dass in der zweiten NOPA-Stufe die erreichbare Effizienz deutlich abnimmt, wenn die Signalenergie von 170 nJ auf $1,6 \text{ nJ}$ reduziert wird (siehe Abbildung 3.20). Mithilfe der Simulation kann der Einfluss der Signalenergie auf die erreichbare Effizienz in der zweiten NOPA-Stufe nun systematisch untersucht werden. Dazu wurde die Signalenergie in der Simulation schrittweise verändert, und anschließend wurde jeweils die parametrische Verstärkung in Abhängigkeit von der Pumpenergie simuliert. In Abbildung 4.21(b) ist das Ergebnis der Simulation für Eingangsenergien zwischen 1 nJ und $10 \mu\text{J}$ dargestellt. In Übereinstimmung mit den Messungen aus Kapitel 3 wird deutlich, dass eine Signalenergie von 1 nJ für eine effiziente parametrische Verstärkung

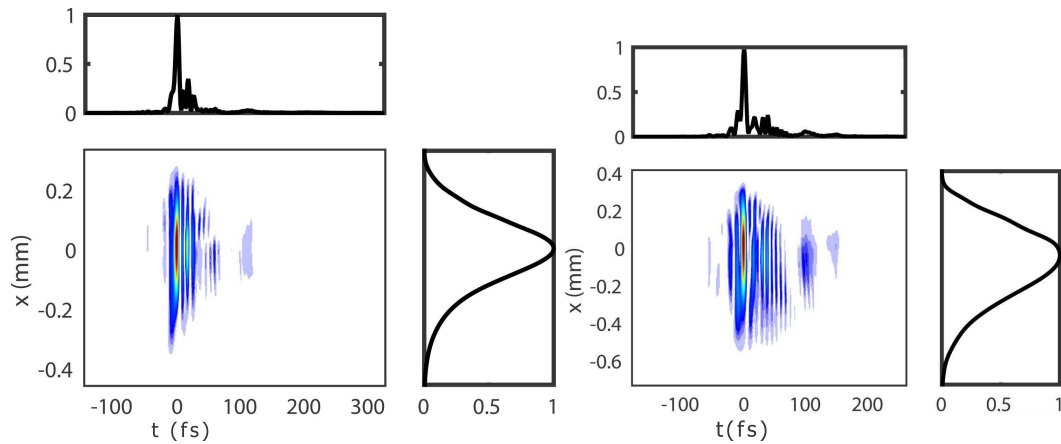


(a) Simulierte Effizienz (rote Punkte) der zweiten NOPA-Stufe in Abhängigkeit von der Eingangsenergie für eine Pumpenergie von 44 μJ . Die rote Linie zeigt die an die Simulation angenäherte Funktion.

(b) Abhängigkeit der optisch-zu-optischen Effizienz in der zweiten NOPA-Stufe von der Pumpenergie für Eingangsenergien zwischen 1 nJ und 10 μJ . Die Verbindungslinien zwischen den Punkten dienen der Orientierung.

Abbildung 4.21: Simulierte Verstärkungseffizienz der zweiten NOPA-Stufe in Abhängigkeit von der Eingangsenergie für eine Pumpenergie von 44 μJ .

nicht ausreichend ist. Mit zunehmender Signalenergie ($> 1 \mu\text{J}$) erhöht sich in der Simulation die erreichbare optisch-zu-optische Effizienz in den Bereich von 30 %. Des Weiteren wird bereits bei kleineren Pumpleistungen und Intensitäten eine hohe Effizienz erreicht, die mit zunehmender Pumpleistung nur noch leicht ansteigt (siehe Abbildung 4.21(b)). Die simulierte Effizienz für eine Pumpenergie von 44 μJ in Abhängigkeit von der Eingangsenergie ist in Abbildung 4.21(a) zusammengefasst. Die Simulation zeigt, dass bei der parametrischen Verstärkung eine Effizienz von 38,6 % erreicht werden kann, wenn die Eingangsenergie auf 10 μJ erhöht wird. Ausgehend von dem Ergebnis der numerischen Simulation ist hierbei keine Limitierung in Bezug auf das Strahlprofil oder die Pulskompression zu erwarten (siehe Abbildung 4.22(a)). Bei der simulierten parametrischen Verstärkung bei einer Eingangsenergie von 10 μJ wird nach der theoretischen Pulskompression mit der Dispersionskurve von 6 paarweisen Reflexionen auf dispersiven Spiegeln und 0,34 mm CaF_2 eine minimale Pulsdauer von 6,54 fs ermittelt. Bei höheren Signalenergien ist eine Anpassung der Strahlparameter für das Signal notwendig, da mit der erreichten Signalenergie die Zerstörschwelle des Kristalls erreicht wird. Über die angenäherte Funktion in Abbildung 4.21(a) kann abgeschätzt werden, dass mit einer dritten Rod-Type-Verstärkerstufe, die zusätzlich 44 μJ Pumpenergie für eine dritte NOPA-Stufe liefern würde, die Pulsenergie von 17,4 μJ nach der zweiten NOPA-Stufe auf eine Pulsenergie von $\sim 34,8 \mu\text{J}$ gesteigert werden kann. Ausgehend von der Simulation kann hierbei eine Effizienz von 39,6 % erreicht werden, mit der die zusätzliche Pumpenergie bei der parametrischen Verstärkung auf das Signal übertragen wird. Alternativ dazu ergibt die Simulation eine parametrische Verstärkung von 3,4 μJ auf 31,7 μJ für eine Verdopplung der Pumpimpulsenergie auf 88 μJ in der zweiten NOPA-Stufe. Bei dieser Berechnung wurde der Durchmesser des Signal- und Pumpstrahls jeweils um einen Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert, um die Pumpintensität an dem Kristall konstant zu halten. Die räumliche und zeitliche Intensitätsverteilung nach der breitbandigen Verstärkung für diesen Fall ist in Abbildung 4.22(b) dargestellt. Ausgehend von dem Ergebnis der



(a) Räumliche und zeitliche Intensitätsverteilung nach der parametrischen Verstärkung von $10 \mu\text{J}$ auf $27,1 \mu\text{J}$ Pulsenergie mit einer Pumpenergie von $44 \mu\text{J}$. Die theoretische Pulscompression auf $6,54 \text{ fs}$ wurde mit dem Dispersionsverlauf von 6 paarweisen Reflexionen auf dispersiven Spiegelpaaren und $0,34 \text{ mm}$ CaF_2 berechnet.

(b) Räumliche und zeitliche Intensitätsverteilung nach der parametrischen Verstärkung von $3,4 \mu\text{J}$ auf $31,7 \mu\text{J}$ Pulsenergie mit einer Pumpenergie von $88 \mu\text{J}$. Die theoretische Pulscompression auf $6,55 \text{ fs}$ wurde mit dem Dispersionsverlauf von 6 paarweisen Reflexionen auf dispersiven Spiegelpaaren und $1,19 \text{ mm}$ CaF_2 optimiert.

Abbildung 4.22: Räumliche und zeitliche Intensitätsverteilung bei der simulierten parametrischen Verstärkung.

Simulation kann nach der Pulscompression mit 6 paarweisen Reflexionen und nach der Propagation durch $1,19 \text{ mm}$ CaF_2 eine Pulsdauer von $6,55 \text{ fs}$ erwartet werden. Für das Experiment bedeutet dies, dass sowohl mit einer Verdopplung der Pumpenergie, als auch mit einer weiteren Rod-Type-Stufe eine deutliche Steigerung der Pulsenergie erwartet werden kann. Es ist davon auszugehen, dass die Pulsenergie, die im Experiment mit einer dritten NOPA-Stufe erreicht werden kann, etwas geringer ist und somit beide Ansätze zu vergleichbaren Pulsenergien führen, da zusätzlich Verluste an den Spiegeln und den Kristalloberflächen zwischen einer zweiten- und dritten NOPA-Stufe berücksichtigt werden müssen.

In der Simulation wird nicht nur die nicht-kollineare Einstrahlung von einem Signal- und Pumpimpuls berechnet, sondern es wird zusätzlich die Entstehung und Ausbreitung von sämtlichen nichtlinearen Mischprodukten sowie deren Zeit- und Winkelabhängigkeit berücksichtigt. Bei der Ausbreitung dieser Mischprodukte sind in der Simulation die Phasenanpassungsbedingungen für sämtliche Frequenzen und Propagationsrichtungen für die verschiedenen nichtlinearen Effekte zweiter Ordnung wie z. B. SHG, DFG und SFG automatisch berücksichtigt. Hierbei hat neben der räumlichen Überlagerung zusätzlich noch die zeitliche Überlagerung der einzelnen Mischprodukte einen Einfluss auf das Ergebnis, was die Komplexität des Prozesses zusätzlich erhöht. Das $(2+1)$ dimensionale numerische Modell ermöglicht aufgrund der exzellenten Übereinstimmung zwischen dem Experiment und dem Ergebnis der Simulation einen tiefen Einblick in die Natur des parametrischen Prozesses sowie in dessen raum-zeitliche Dynamik. Beispielsweise sind bei der nicht-kollinearen

parametrischen Verstärkung eine Vielzahl von nichtlinearen Mischprodukten sichtbar, deren genaue Entstehung bislang nicht erklärt werden konnte. Mithilfe der Simulation ist es erstmals möglich, deren komplexe Entstehung gezielt nachzuvollziehen und vollständig zu erklären. Darauf wird in dem folgenden Abschnitt im Detail eingegangen.

4.6.1 Neue Einblicke in die raum-zeitlichen Effekte bei der parametrischen Verstärkung

Ausgehend von den Vorüberlegungen in Abschnitt 2.1.3 wird in einem BBO-Kristall nach Abbildung 2.6(b) für einen Nichtkollinearitätswinkel von $2,4^\circ$ und einer Pumpwellenlänge von 515 nm eine parametrische Verstärkung für den Wellenlängenbereich von 650 nm bis 1100 nm erwartet. Die zugehörige Iderstrahlung ist aufgrund der Impulserhaltung spektral aufgespalten (siehe Kapitel 2) und liegt aufgrund der Energieerhaltung in dem infraroten Spektralbereich. In der PVWC-Geometrie wird durch die gleichzeitig angepasste Frequenzverdopplung zum einen eine schmalbandige Konvertierung des verstärkten Signals in den blauen Wellenlängenbereich und zum anderen eine breitbandige und winkelaufgespaltene Konvertierung der Iderstrahlung in den sichtbaren Spektralbereich erwartet. In Abbildung

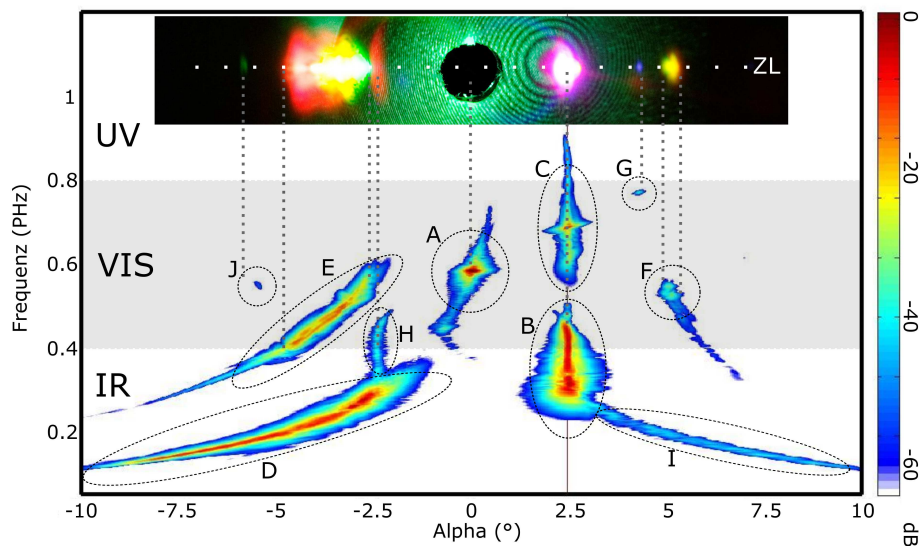


Abbildung 4.23: Ergebnisse der Simulation eines parametrischen Verstärkers, basierend auf den experimentellen Parametern aus Kapitel 4, im Vergleich zu einem Foto der experimentellen Beobachtung. Für eine bessere Vergleichbarkeit ist der sichtbare Bereich (VIS) grau hinterlegt [Mat13].

4.23 ist im oberen Bereich ein Foto¹ von der ersten parametrischen Verstärkerstufe aus Abschnitt 4.4.3 zu sehen. Für die Aufnahme wurde hinter der ersten NOPA-Stufe ein Schirm mit einem Loch für die intensive Pumpstrahlung aufgestellt. Dieses Foto zeigt die winkelabhängige Verteilung der sichtbaren Spektralkomponenten, die bei der parametrischen Verstärkung in allen nicht-kollinearen parametrischen Verstärkersystemen mit

¹ Aufgenommen mit einer digitalen Spiegelreflexkamera (Nikon D300)

einer vergleichbaren Phasenanpassung beobachtet werden. Wie erwartet, gibt es durch die Frequenzverdopplung einen bläulichen Schimmer im Bereich des verstärkten Signals bei $2,5^\circ$. Auf der linken Seite ist der frequenzverdoppelte Idlerstrahl bei Winkeln α von $-2,5^\circ$ bis -5° zu sehen. Es gibt allerdings noch 4 weitere Punkte (F, G, H, und J in Abbildung 4.23) auf dem Foto, die mit dem einfachen Phasenanpassungsbild nicht beschrieben werden können und auf eine deutlich kompliziertere Dynamik während der Verstärkung hinweisen. Mithilfe des numerischen Modells aus Abschnitt 2.2 ist es erstmalig möglich gewesen, diese experimentell beobachtbaren nichtlinearen Mischprodukte sowie deren Dynamik in Bezug auf die relative Verzögerung zwischen Signal- und Pumpimpuls zu reproduzieren und zu erklären [Mat13]. In Abbildung 4.23 ist, neben dem Foto des Experimentes, die simulierte winkelabhängige Verteilung der Spektralkomponenten gezeigt. Da das Foto nur den sichtbaren Spektralbereich zeigt, während die Simulation Spektralkomponenten vom infraroten (IR) bis zum ultravioletten (UV) Bereich abdeckt, ist der sichtbare Bereich (VIS) für eine bessere Vergleichbarkeit grau hinterlegt. Die gestrichelten vertikalen Linien in Abbildung 4.23 geben die Zuordnung zwischen dem Foto des Experiments und dem Ergebnis der Simulation an.

Die nachfolgende Aufzählung enthält eine Erklärung für die Entstehung der eingekreisten Signale in Abbildung 4.23, die mit den Buchstaben A bis J markiert sind. Der Index in Klammern an dem jeweiligen Buchstaben gibt an, ob das Signal ordentlich (o) oder außerordentlich (e) polarisiert ist.

- $A_{(e)}$ (bei $\alpha = 0^\circ$) zeigt die intensive Pumpstrahlung bei 515 nm (0,58 PHz) und ist im Experiment aufgrund des Loches in dem Schirm nicht sichtbar.
- $B_{(o)}$ (bei $\alpha = 2,4^\circ$) im Frequenzbereich von 0,27 PHz bis 0,46 PHz zeigt das breitbandige Signal nach der parametrischen Verstärkung.
- $C_{(e)}$ (bei $\alpha = 2,4^\circ$) entsteht in Übereinstimmung mit der Phasenanpassungskurve in Abbildung 2.6(b) aufgrund der parasitären SHG.
- $D_{(o)}$ zeigt die breitbandige und winkelaufgespaltene Idlerstrahlung in dem infraroten Spektralbereich für Winkel zwischen $\alpha = -10^\circ$ und $\alpha = -1,5^\circ$.
- $E_{(e)}$ für Winkel zwischen $\alpha = -2,5^\circ$ und $\alpha = -5^\circ$ zeigt die breitbandige Frequenzverdopplung der Idlerstrahlung. Dieses Signal ist in dem Experiment deutlich sichtbar. Hierbei ist anzumerken, dass die Anteile von dem Signal $E_{(e)}$ bei $\alpha < 7,5^\circ$ ordentlich polarisiert sind und nicht durch Frequenzverdopplung der Idlerstrahlung, sondern durch einen DFG-Prozess mit dem Signal $B_{(o)}$ zustande kommen, der wiederum von Anteilen der frequenzverdoppelten Idlerstrahlung $E_{(e)}$ gepumpt wird.
- $F_{(o)}$ (bei $\alpha = 5,1^\circ$) kann über einen DFG-Prozess erklärt werden. Bei diesem dient das Signal $C_{(e)}$ (bei $\alpha = 2,4^\circ$) als Pumpstrahlung und der Anteil der infraroten Strahlung von $D_{(o)}$ (bei $\alpha = -6,8^\circ$) als zugehörige Idlerstrahlung. Der schwache Ausläufer des Signals $F_{(o)}$ zu größeren Winkeln und kleinen Frequenzen folgt hierbei der Phasenanpassungskurve.
- $G_{(e)}$ (bei $\alpha = 4,3^\circ$) kann durch einen SFG-Prozess mit Anteilen von $F_{(o)}$ ($\alpha = 5,4^\circ$; 0,48 PHz) und $B_{(o)}$ ($\alpha = 2,5^\circ$; 0,28 PHz) erklärt werden und ist als blaues Signal in dem Experiment sichtbar.

- $H_{(o)}$ konnte mit der Simulation nur reproduziert werden, wenn zusätzlich zu dem Signalfeld und dem Pumpfeld noch weißes Rauschen angenommen wurde. Bei dem Signal $H_{(o)}$ handelt es sich daher um Superfluoreszenz bei der parametrischen Verstärkung.
- $I_{(o)}$ ist die zugehörige Idlerstrahlung zu dem Signal $H_{(o)}$.
- $J_{(e)}$ (bei $\alpha = -5,4^\circ$) kann durch einen SFG-Prozess zwischen Anteilen der Idlerstrahlung $D_{(o)}$ und den infraroten Anteilen von $E_{(o)}$ (bei $\alpha < -7,5^\circ$) erklärt werden.

Die Winkelabweichung zwischen der Simulation und dem Experiment, insbesondere für das Signal $J_{(e)}$, kann darauf zurückgeführt werden, dass bei der Skalierung der Winkelachse des Fotos (Winkel außerhalb des Kristalls) auf die Winkelachse der Simulation (Winkel innerhalb des Kristalls) der Brechungsindexunterschied zwischen ordentlicher und außerordentlicher Polarisation vernachlässigt wurde. Zusätzlich wurde bei der Konvertierung der Raumfrequenzen aus der Simulation zu den Darstellungen in den Abbildungen 4.23 und 4.24 die Winkelabhängigkeit des Brechungsindex für die außerordentliche Polarisation vernachlässigt. Dennoch besteht eine sehr hohe Übereinstimmung zwischen den Beobachtungen im Experiment und der Simulation, sodass eine eindeutige Zuordnung der Signale möglich ist. Ausgehend von diesen grundlegenden Erkenntnissen wurde in [Lan14] eine detaillierte Analyse der Phasenbeiträge durchgeführt und eine Möglichkeit angeregt, die CEO-Phase mithilfe der nichtlinearen Mischprodukte zu messen. In dem Experiment wird zusätzlich beobachtet, dass sich die Intensität der sichtbaren Signale mit der relativen Verzögerung zwischen dem Signal- und Pumpimpuls verändert. Neben der reinen Erklärung der beobachtbaren Mischprodukte war es mit der Simulation möglich, deren zeitabhängige Dynamik zu untersuchen. Hierbei wurde der zeitliche Abstand zwischen Signal- und Pumpimpuls in dem Experiment und in der Simulation in 67 fs Schritten geändert und jeweils ein Foto der experimentellen Beobachtung erstellt. Die experimentellen Beobachtungen sind in Abbildung 4.24(b) zusammengefasst. Für die Auswertung der aufgenommenen Bilder wurde bei den Fotos jeweils entlang der zentralen Linie (ZL siehe Abb. 4.23) über die drei Farbkanäle integriert und die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit von der relativen Verzögerung zwischen Pump- und Signalimpuls in Abbildung 4.24(c) zusammengefasst. Aufgrund von Sättigung und einer möglicherweise nichtlinearen Dynamik des Kamerasensors ist hierbei nur eine Aussage über relative Änderungen möglich. Bei der Simulation wurde für jeden zeitlichen Abstand jeweils ein Bild wie in Abbildung 4.23 berechnet und anschließend über den Bereich zwischen 0,4 PHz und 0,8 PHz integriert. Die simulierte zeitabhängige Intensitätsverteilung der sichtbaren Spektralkomponenten ist in Abbildung 4.24(a) dargestellt. Da die Zeitachse eine relative Verzögerung angibt, wurde für eine bessere Vergleichbarkeit der Ergebnisse die Nullposition der Zeitachse in dem Experiment so gewählt, dass die Simulation und das Experiment bestmöglich übereinstimmen. Die Nullposition in der Simulation gibt an, dass der Pump- und der Signalimpuls an dem Anfang des Kristalls zeitlich perfekt überlagert sind. Aufgrund der unterschiedlichen Dispersion für die Pump- und Signalstrahlung in dem 5 mm langen BBO-Kristall wurde im Experiment, bei einer zeitlichen Verzögerung des Signalimpulses gegenüber des Pumpimpulses um 200 fs, optimale Verstärkung beobachtet. Die simulierte Intensitätsverteilung zeigt eine gute qualitative Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Superfluoreszenz-

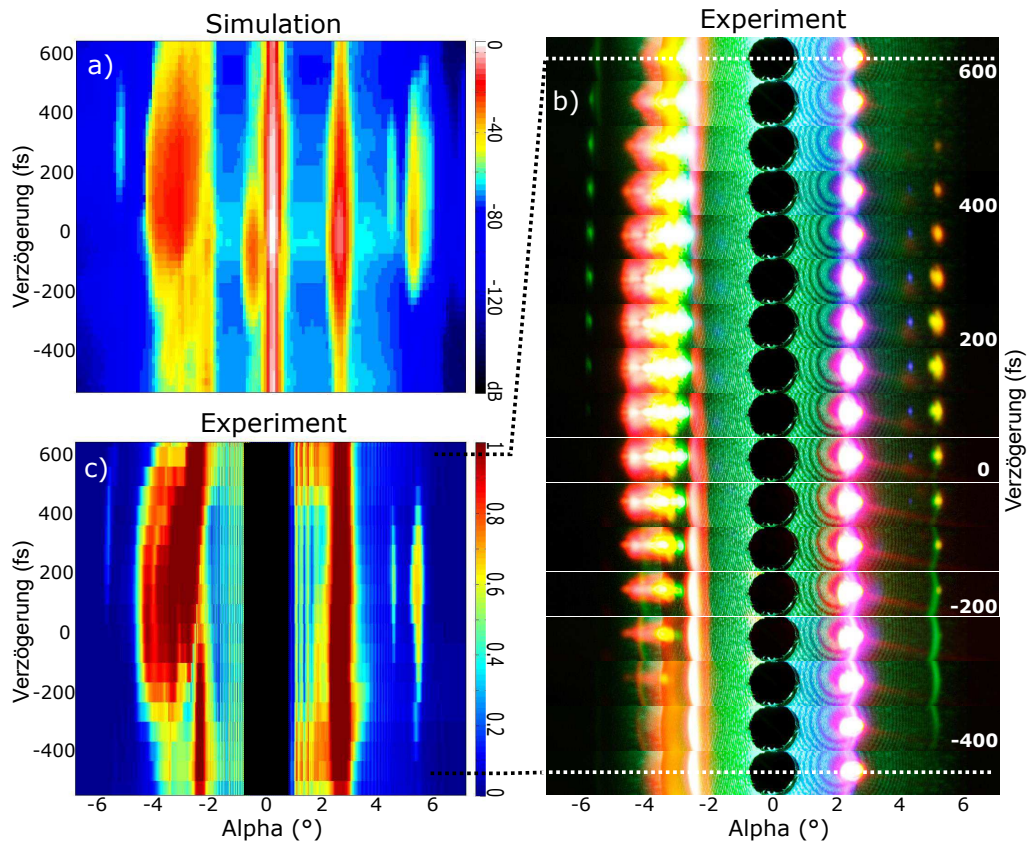


Abbildung 4.24: a) Integration über den sichtbaren Spektralbereich der Simulation aus Abb. 4.23 für verschiedene Verzögerungen zwischen Signal- und Pumpuls. b) Fotos von dem Experiment für Änderungen des zeitlichen Abstandes zwischen Signal- und Pumpuls in 67 fs Schritten. c) Integration über die zentrale Linie (ZL siehe Abb. 4.23) der jeweiligen experimentellen Beobachtung (Abb. 4.24(b)) [Mat13].

signal ($H_{(o)}$ in Abbildung 4.23) bei $\alpha = -2,1^\circ$ in dem Bereich optimaler Verstärkung (+200 fs) deutlich schwächer wird und mit zunehmender Verstimmung zwischen Signal- und Pumpuls zunimmt. Dies bedeutet, dass der Anteil der Superfluoreszenz bei optimaler Verstärkung minimal ist. Gleichzeitig wird im Experiment bei dem verstärkten Signal bei $\alpha = 2,4^\circ$ die maximale Bandbreite und Energie erreicht. Da das verstärkte Signal ($B_{(o)}$ in Abbildung 4.23) und die Idlerstrahlung ($D_{(o)}$ in Abbildung 4.23) über die Energie- und Impulserhaltung korrelieren, kann über die maximale Winkelaufspaltung und Intensität der frequenzverdoppelten Idlerstrahlung eine qualitative Aussage über die Bandbreite des Signals getroffen werden. Dies ist in dem Experiment insbesondere bei der Justage des Systems hilfreich. Eine weitere Anwendung ist die Nutzung der Signale für eine Regelung des zeitlichen Überlapps zwischen Signal- und Pumpuls. Es könnten zum Beispiel das grüne Signal $J_{(e)}$ bei $\alpha = -5,4^\circ$ und das blaue Signal $G_{(e)}$ bei $\alpha = 4,3^\circ$ jeweils mit einer Photodiode gemessen werden und aus den beiden Messsignalen eine eindeutige Richtung für die Regelung bestimmt werden. Hierbei wird ausgenutzt, dass bei einer Änderung der

Verzögerung von +200 fs zu größeren Werten die Intensität des Signals $J_{(e)}$ ansteigt und die Intensität des Signals $G_{(e)}$ abnimmt, während bei einer Änderung der Verzögerung zu kleineren Werten die Intensität beider Signale abnimmt. Eine ebenfalls gegenläufige Intensität in Abhängigkeit von der Verzögerung wird zwischen der Superfluoreszenz $H_{(o)}$ bei $\alpha = -2,1^\circ$ und dem Signal $F_{(o)}$ bei $\alpha = 5,1^\circ$ beobachtet. Der Anstieg der Intensität des Signals $F_{(o)}$ zu kleineren Verzögerungen als +200 fs kann nun erklärt werden. Die Ursache hierfür ist, dass durch den Chirp des breitbandigen Signals $B_{(o)}$ bei einer geringeren Verzögerung bevorzugt die kurzwelligeren Spektralanteile verstärkt werden. Bei der zugehörigen Idlerstrahlung $D_{(o)}$ bewirkt dies entsprechend der Energieerhaltung einen Anstieg der Intensität bei den langwelligen Spektralkomponenten, wobei wiederum die Intensität der Idlerstrahlung bei $\alpha = -6,8^\circ$ (siehe Abbildung 4.23) über einen DFG-Prozess eine Intensitätsänderung des Signals $F_{(o)}$ bei $\alpha = 5,1^\circ$ bewirkt. Der Anstieg der Intensität des Signals $J_{(e)}$ zu größeren Verzögerungen kann ebenfalls erklärt werden. Mit zunehmender Verzögerung verlagert sich der Schwerpunkt des breitbandigen Signals $B_{(o)}$ in den infraroten Spektralbereich, was gleichzeitig bewirkt, dass sich die Wellenlängen der zugehörigen Idlerstrahlung $D_{(o)}$ sowie das zugehörige frequenzverdoppelte Signal $E_{(e)}$ zu kürzeren Wellenlängen (größeren Frequenzen in Abbildung 4.23) verlagern. Die Intensität von den Anteilen des Signals $E_{(e)}$ bei $\alpha < 7,5^\circ$, welches durch einen DFG-Prozess zwischen den kurzwelligeren Anteilen der frequenzverdoppelten Idlerstrahlung $E_{(e)}$ und den langwelligen Anteilen des breitbandigen Signals $B_{(o)}$ entsteht, steigt mit zunehmender Verzögerung an. Da das Signal $J_{(e)}$ über ein SFG-Prozess zwischen Anteilen der Idlerstrahlung $D_{(o)}$ und den infraroten Anteilen von $E_{(o)}$ (bei $\alpha < -7,5^\circ$) entsteht, kann der Anstieg der Intensität zu größeren Verzögerungen somit erklärt werden. Die mithilfe der Simulation gewonnenen Erkenntnisse ermöglichen erstmals einen detaillierten Einblick in die komplexe räumliche und zeitliche Dynamik der parametrischen Verstärkung in der nicht-kollinearen Geometrie.

4.7 Limitationen und Skalierungsmöglichkeiten

Das vorgestellte CEO-phasenstabilisierte OPCPA-System liefert bei 200 kHz eine Pulsenergie von 12 μ J bei einer komprimierten Pulsdauer von 6,3 fs und einer Leistungsstabilität mit einem rms-Wert von unter 0,35 %. Mit diesen Ausgangsparametern ist dieses System zum Beispiel hervorragend für die Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung (siehe Abschnitt 4.5) geeignet. Dadurch, dass bei der parametrischen Verstärkung thermische Effekte nur einen geringen Einfluss haben, kann diese Verstärkertechnologie sowohl in der mittleren Leistung als auch in der Pulsenergie skaliert werden (siehe z. B. [Rie14a]).

Bei dem vorgestellten Aufbau ist die erreichbare Pumpimpulsenergie durch nichtlineare Effekte in der Rod-Type-Faser limitiert. Dies führt im Experiment dazu, dass bei höheren Pulsenergien in der Rod-Type-Faser eine Abnahme der erreichbaren Pulsspitzenleistung beobachtet wird, die über die Pulskompression nicht ausgeglichen werden kann. Durch das Konzept der zwei parallelen Rod-Type-Verstärkerfasern konnte bereits eine Verdopplung der Pulsenergie erreicht werden. Dieses Konzept kann theoretisch auf eine dritte Faser erweitert werden, um entsprechend der Ergebnisse der Simulationen in Abschnitt 4.6 die erreichbare Energie bei der parametrischen Verstärkung zu steigern. Bei einer dritten Hauptverstärkerstufe muss sichergestellt werden, dass mit dem Vorverstärker ein ausreichend hohes Eingangssignal für die parallelen Verstärkerstufen erzeugt werden kann, bevor

es aufgrund von nichtlinearen Effekten in dem Vorverstärker zu einer Abnahme der erreichbaren Pulsqualität kommt. Die mittlere Leistung aus dem faserbasierten Vorverstärker kann deutlich gesteigert werden, wenn entweder die Pulsenergie durch die Wahl einer höheren Pulswiederholrate reduziert wird oder die Pulsspitzenleistung verringert wird in dem ein Pulsstrecke mit einer im Vergleich zu dem bestehenden System höheren Dispersion verwendet wird. Grundsätzlich nimmt die Komplexität der Pumpquelle mit der Anzahl der Hauptverstärkerstufen und entsprechenden Kompressoren immer weiter zu.

An dieser Stelle ist es zielführend, in einem ersten Schritt eine einzelne Verstärkerstufe zu realisieren und bei dieser die erreichbare Pulsenergie der Pumpquelle über einen verbesserten Aufbau, insbesondere in Hinblick auf die Effizienz der Pulskompression, zu steigern und zusätzlich die Pulsdauer weiter zu verkürzen. In einem zweiten Schritt ist die Erweiterung des Systems um weitere Verstärkerstufen denkbar, um die Ausgangsparameter des parametrischen Verstärkersystems zu steigern. Die Kompressionseffizienz von 61,5 %, die mit dem CVBG und dem zusätzlich notwendigen optischen Isolator erreicht wurde, kann mit einem weniger kompakten und nicht monolithischen Ansatz deutlich verbessert werden. In dem Experiment hat sich herausgestellt, dass der vielversprechende monolithische und kompakte Ansatz mit dem CVBG als Strecke und Kompressor in der Praxis weniger gut funktioniert als erwartet. Eine deutlich effizientere Alternative für die Pulskompression ist beispielsweise ein Gitterkompressor. Für Gitter mit einer Beugungseffizienz von 95 % kann nach den vier für die Kompression notwendigen Gitterdurchgängen für einen solchen Aufbau eine Kompressionseffizienz im Bereich von 81,5 % erwartet werden. Ebenfalls vielversprechend ist die Möglichkeit, die Kompressionseffizienz durch die Verwendung von speziellen Gitterspiegeln (99,7 % Beugungseffizienz) sogar auf 98,8 % zu steigern (siehe [Rum14]). Aktuell ist diese Technologie allerdings durch die verfügbare Größe der Gitterspiegel auf kompakte Kompressoren mit einer Dispersion von wenigen ps/nm begrenzt. Um nach der Pulskompression eine optimale Pulsqualität zu erreichen, ist es notwendig den Dispersionsverlauf des Streckers auf den Dispersionsverlauf des Gitterkompressors anzupassen. Insbesondere ein nicht kompensierter Dispersionsanteil dritter Ordnung führt im Zeitbereich zu Nebenpulsen.

Ein weiterer Ansatzpunkt, um die Pumpenergie für den parametrischen Verstärker zu erhöhen, ist die Steigerung der SHG-Effizienz. Nach Angaben in der Literatur werden mit faserbasierten gepulsten Verstärkersystemen SHG-Effizienzen von bis zu 60 % erreicht (siehe z. B. [Rot12; Tav10]). Im Experiment wurde bei einer Steigerung der Intensität an dem SHG-Kristall über eine Anpassung der Fokussierung wurde eine Verringerung der Pulsspitzenleistung des frequenzverdoppelten Pulses beobachtet, was auf eine Rückkonversion der verdoppelten Strahlung hindeutet. Die beste Möglichkeit, die SHG-Effizienz zu steigern, besteht darin, die Pulsqualität nach der Kompression zu verbessern und somit die Leistung aus dem Pulsuntergrund in den Hauptpuls zu verschieben. Der Pulsuntergrund in der Autokorrelationsfunktion in Abschnitt 4.3.4 deutet auf einen Phasenverlauf hin, der mit dem Kompressor nicht kompensiert werden kann. Dieser ist zum einen auf eine Abweichungen der CVBGs von der idealen Designkurve und zum anderen auf eine zusätzliche nichtlineare Phase bei der Propagation durch den Verstärker zurückzuführen. Hier wäre es möglich, einen zusätzlichen Pulshaper zu nutzen, um diese Abweichungen gezielt korrigieren zu können.

Neben der Kompressionseffizienz und der SHG-Effizienz kann die erreichbare Pumpenergie über die Steigerung der maximalen Pulsenergie aus dem Faserverstärker erhöht werden. Dazu ist es notwendig, die Dauer des gestreckten Pulses bei der Propagation durch den Verstärker zu reduzieren, um den Einfluss der nichtlinearen Effekte bei der Verstärkung zu verringern. Bei dem monolithischen Strecker in diesem Kapitel ist die gestreckte Pulsdauer durch die verfügbare Länge des CVBGs vorgegeben. Eine Steigerung der gestreckten Pulsdauer durch einen Doppeldurchgang über das CVBG ist aufgrund der Effizienz keine sinnvolle Möglichkeit.

Ein alternativer Ansatz zum Strecken des Pulses mit den Vorteilen eines monolithischen und kompakten Pulsstreckers, der zusätzlich vollständig in den Faservorverstärker integriert werden kann, ist ein faserbasiertes gechirptes Bragg-Gitter (CFBG¹). Ein solches bietet die Möglichkeit, die Dispersionsanteile höherer Ordnung bei der Fertigung gezielt auf den Dispersionsverlauf des geplanten Kompressors anzupassen. Im Gegensatz zu einem Freistrahlaufbau mit Gittern zum Strecken des Pulses bietet das CFBG den Vorteil, dass Einflüsse der Umgebung wie z. B. Luftdruckschwankungen oder Fluktuationen der Strahlstabilität des Eingangsstrahls in den Gitterstrecke und eine damit verbundene Änderung der Dispersion über den Einfallswinkel keinen Einfluss auf den gestreckten Puls haben. Aufgrund des geringen Kerndurchmessers ist die Pulskompression nach der Verstärkung mit einem zweiten CFBG jedoch nicht möglich. In diesem Fall muss ein Gitterkompressor genutzt werden. Mit CFBGs ist gegenüber den CVBGs eine Steigerung der gestreckten Pulsdauer möglich. Dies ermöglicht bei dem faserbasierten Verstärker eine Steigerung der erreichbaren Pulsenergie bevor es zu Limitationen durch nichtlineare Effekte kommt. Für eine Steigerung der Pulsenergie ohne gleichzeitiges Reduzieren der Pulswiederholrate ist ein Erhöhen der mittleren Leistung erforderlich. Grundsätzlich ist eine höhere Ausgangsleistung aus der Rod-Type-Faser möglich, ohne dass sich hierbei die Strahlparameter nach dem Verstärker ändern, wie es bei dem Festkörperverstärker in Kapitel 3 und der Modenanpassung mithilfe von thermischen Linsen in den Verstärkerkristallen der Fall ist. Grundsätzlich ist die maximale Durchschnittsleistung aus Rod-Type-Fasern durch das Einsetzen von Modeninstabilitäten nach oben begrenzt (siehe z. B. [Jau11; Joh13a; Smi11]). In der Literatur werden für Rod-Type-Faserverstärker mit einem vergleichbaren Fasertyp allerdings mittlere Leistungen von bis zu 180 Watt erreicht (siehe z. B. [Joh13b]). Dies bedeutet, dass die mittlere Leistung und somit die Pulsenergie bei der gewählten Pulswiederholrate mit einem geänderten Strecker- und Kompressorkonzept weiter gesteigert werden kann.

4.8 Konzept für ein optimiertes OPCPA-System basierend auf den bisherigen Ergebnissen

Ausgehend von den Ergebnissen in den Kapiteln 3 und 4 ist ein direkter Vergleich der beiden Pumpquellen und insbesondere der unterschiedlichen Parameter für die parametrische Verstärkung von einem breitbandigen Titan:Saphir-Oszillator möglich, um ein Konzept für ein optimiertes OPCPA-System festzulegen. Bei den beiden bisher vorgestellten Systemen

¹ Aus dem Englischen: Chirped Fiber Bragg Grating

wird der Infrarotanteil des Oszillators jeweils mit einem mehrstufigen faserbasierten Vorverstärker verstärkt und zusätzlich die Pulswiederholrate reduziert, um die Pulsenergie zu erhöhen. Anschließend folgt als Leistungsverstärker ein Nd:YVO₄-Festkörperverstärker beziehungsweise ein Rod-Type-Faserverstärker. Der Festkörperverstärker bietet den Vorteil, dass ein kompakter Aufbau ohne Strecker und Kompressor realisiert werden kann und zusätzliche Verluste durch die Pulskompression vollständig vermieden werden. Die eingestrahlte Pumpleistung bei einer Wellenlänge von 808 nm wird mit einer Effizienz von 15,8 % genutzt, um das Signal bei 1064 nm zu verstärken. Im Vergleich dazu wird bei den beiden parallelen Rod-Type-Verstärkern die Pumpstrahlung bei 976 nm mit einer Effizienz von 17,6 % bzw. 20 % für das Erreichen der komprimierten Ausgangsleistung genutzt. Die höhere Effizienz liegt in der Strahlführung des Signals in dem dotierten Signalkern bei der Verstärkung in der Rod-Type-Faser, dem im Vergleich zu den Kristallen deutlich längeren Verstärkungsmedium, den niedrigeren Wärmeverlusten durch den geringeren Quantendefekt sowie in dem höheren Eingangssignal aufgrund der gesteigerten Ausgangsleistung aus dem faserbasierten Vorverstärker begründet. Im Vergleich zu dem Festkörperverstärker bietet der Verstärker auf Basis der Rod-Type-Faser zusätzlich den Vorteil, dass die mittlere Leistung über die Pumpleistung angepasst werden kann, ohne dass es zu einer Änderung der Fokusbildung in dem OPCPA-System kommt. Dies ist insbesondere bei einer Erhöhung der mittleren Leistung und einer konstanten Pulsenergie wichtig. Bei dem Festkörperverstärker wurde bei der Steigerung der mittleren Leistung über die Pumpleistung eine Beschädigung der Laserkristalle aufgrund von thermischen Spannungen beobachtet. Dies bedeutet, dass ein Rod-Type-Verstärker im Hinblick auf die Variation der mittleren Leistung deutlich mehr Möglichkeiten bietet. Das notwendige Strecker- und Kompressorkonzept, um mit dem Rod-Type-Verstärker mehrere 10 µJ Pulsenergie erreichen zu können, erhöht grundsätzlich die Komplexität der Pumpquelle, andererseits reduziert sich die Anzahl der Verstärkerstufen von vier aufeinanderfolgenden Nd:YVO₄-Kristallen auf zwei parallele und voneinander unabhängige Rod-Type-Verstärker. Mit einem geänderten Strecker- und Kompressor-aufbau ist es möglich, die mit dem parallelen Verstärkerkonzept erreichte Pulsenergie aus einer einzelnen Rod-Type-Verstärkerstufe zu erhalten. Ein weiterer Vorteil bei der breitbandigen Verstärkung in einer Ytterbium-dotierten Rod-Type-Faser ist die Möglichkeit, über die Wahl der Bandbreite des Streckers das Ausgangsspektrum zu beeinflussen und somit die bandbreitenbegrenzte Pulsdauer anzupassen. Dies ist bei dem schmalbandigen Nd:YVO₄-Verstärker in Kapitel 3 in der Form nicht möglich, da hier die Verstärkungsbandbreite des Nd:YVO₄-Verstärkers für das Ausgangsspektrum maßgeblich entscheidend ist. Ausgehend von den angeführten Überlegungen ist ein einzelner Rod-Type-Verstärker mit einem optimierten Strecker- und Kompressorkonzept eine ideale Pumpquelle für ein OPCPA-System mit mehr als 10 µJ Pulsenergie bei hohen Pulswiederholraten.

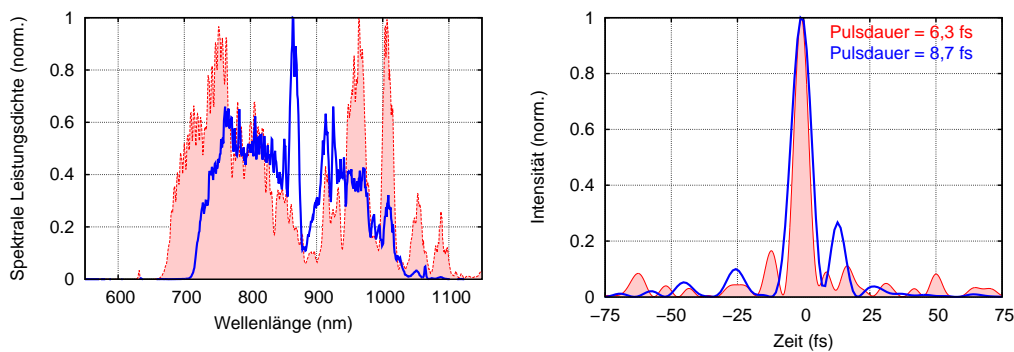
Bei der Frequenzverdopplung der infraroten Strahlung sind Unterschiede in der erreichten Effizienz zwischen den Systemen in diesem und in dem vorangegangenen Kapitel sichtbar. Die Konversionseffizienz von insgesamt 77 %, die mit der geringen spektralen Bandbreite und den 10 ps Pulsen in dem zweistufigen SHG-Aufbau erreicht werden kann, liegt deutlich über der Effizienz von 47 % beziehungsweise 56 %, die mit dem breitbandigen faserbasierten Verstärkersystem und deutlich kürzeren Pulsen erreicht wird. Ausgehend von Literaturangaben kann für die Frequenzverdopplung von faserbasierten Verstärkersystemen

mit mehreren nm Bandbreite mit einem verbesserten Pumpimpuls durch einen optimierten Strecker- und Kompressorauflauf in BBO-Kristallen eine SHG-Effizienz von etwa 60 % erwartet werden. Bei dem Ergebnis aus Kapitel 3 ist zu bedenken, dass die SHG aus der zweiten Stufe eine deutliche Abnahme der Strahlqualität (siehe Abbildung 3.16(b)) aufweist und bei der parametrischen Verstärkung mit diesem Ausgang nur eine sehr geringe Effizienz erreicht werden konnte. Die Konversionseffizienz, die bei der Frequenzverdopplung von den 10 ps Pulsen mit dem ersten der beiden SHG-Kristalle erreicht werden kann, liegt bei 56 % (siehe Abbildung 3.14(a)) und kann über die Kristalllänge auf 70 % gesteigert werden. Ein wesentlicher Unterschied ist hierbei die spektrale Breite der infraroten Strahlung. In dem einen Fall liegt die spektrale Breite in einem Bereich von wenigen 100 pm und in dem anderen Fall oberhalb von 10 nm. Dies bedeutet, dass kürzere Kristalle notwendig sind, um die Phasenanpassungsbedingung zu erfüllen. Im Experiment wird beobachtet, dass bei der Frequenzverdopplung mit dem 1 mm langen BBO-Kristall nach dem Rod-Type-Verstärker kein zusätzliches Optimieren der Phasenanpassung notwendig ist, während bei der Frequenzverdopplung mit dem 2 mm langen LBO-Kristall nach dem Festkörperverstärker, insbesondere kurz nach dem Einschalten des Systems, mehrmals ein Anpassen der Phasenanpassung notwendig ist. Dies bedeutet, dass ein faserbasierter Verstärker mit einem nachfolgenden BBO-Kristall für die Frequenzverdopplung aufgrund der hohen passiven Stabilität gut geeignet ist, um eine langzeitstabile Pumpquelle zu realisieren.

Ein weiterer wesentlicher Unterschied zwischen den beiden vorgestellten OPCPA-Systemen ist die um mehr als eine Größenordnung unterschiedliche Pumpimpulsdauer. Bei der parametrischen Verstärkung in Kapitel 3 wird mit den Pikosekunden-Pumpimpulsen in der ersten NOPA-Stufe mit 37 μJ Pumpimpulsenergie im Einfachdurchgang eine Verstärkung auf 30 nJ erreicht. Dies liegt an der geringen Signalenergie, an der Pumpintensität von 24 GW/cm^2 , dem räumlichen und zeitlichen Profil sowie an dem Unterschied zwischen der Signal- und Pumpimpulsdauer. Bei der Verstärkung in dem zweiten NOPA-Kristall mit 1 nJ Eingangsenergie (siehe Abbildung 3.20(a)) wird bei einer Pumpintensität von 55 GW/cm^2 und einem gaußförmigen Pumpprofil im Einfachdurchgang eine Effizienz von 6 % erreicht. Im Gegensatz dazu wird in Kapitel 4 mit den Femtosekunden-Pumpimpulsen bei gleicher Kristalllänge und Verdopplung der Pumpintensität an dem Kristall eine Effizienz von 16 % erreicht. In dem zweiten NOPA-Kristall wird bei den beiden Systemen eine optisch-zu-optische Effizienz von 24,5 % im Doppeldurchgang (Kapitel 3) beziehungsweise 31,8 % erreicht (Kapitel 4). Bei der Betrachtung der Gesamteffizienz wird in Kapitel 3 mit einer Pumpimpulsenergie von 138 μJ nach der Frequenzverdopplung bei der parametrischen Verstärkung eine Pulsenergie von 25,6 μJ erreicht, was einer Effizienz von 18,5 % entspricht. Dagegen wird in Kapitel 4 eine deutlich höhere Effizienz von 23,8 % erreicht. Mit insgesamt 73 μJ Pumpenergie nach der SHG wird in diesem Fall eine parametrische Verstärkung auf 17,4 μJ erreicht. Neben der Pumpintensität an den Kristallen ist die bessere Übereinstimmung von Signal- und Pumpimpulsdauer bei den Systemen ein wesentlicher Unterschied.

Bei der spektralen Breite nach der parametrischen Verstärkung sind deutliche Unterschiede zwischen den beiden vorgestellten Systemen sichtbar. So wird in Kapitel 3 bei der parametrischen Verstärkung von einer Pulsenergie von 1,6 nJ auf 170 nJ in dem ersten Kristall eine spektrale Breite (bei -10 dB) von 315 nm erreicht. Nach der Verstärkung in dem zweiten Kristall beträgt diese 300 nm und unterstützt eine bandbreitenbegrenzte

Pulsdauer von 6,9 fs. Im Vergleich dazu wird bei dem OPCPA-System in Kapitel 4 bei der Verstärkung in der ersten NOPA-Stufe von 1,25 nJ auf 4,4 μ J eine Bandbreite von 398 nm erreicht, die nach der zweiten Stufe auf 424 nm ansteigt und eine bandbreitenbegrenzte Pulsdauer von 5 fs unterstützt. Zur Veranschaulichung sind die Ausgangsspektren der beiden OPCPA-Systeme in Abbildung 4.25(a) dargestellt. Das experimentell beobachtete Verhalten stimmt mit Angaben aus der Literatur überein, wonach die erreichbare Verstärkungsbandbreite zu höheren Pumpintensitäten zunimmt (siehe z. B. [Rot11a]). Dies bedeutet, dass durch das Verkürzen der Pumpimpulsdauer die Pumpintensität an den NOPA-Kristallen gesteigert werden kann und somit die erreichbare bandbreitenbegrenzte Pulsdauer von dem OPCPA-System verringert werden kann. Die Ausgangspulse der beiden OPCPA-Systeme sind in Abbildung 4.25(b) im Vergleich dargestellt.



(a) Ausgangsspektrum des OPCPA-Systems aus Kapitel 3 mit 10 ps Pumpimpulsen (blaue Linie) im Vergleich zu dem Spektrum nach der parametrischen Verstärkung mit <1 ps Pumpimpulsdauer aus Kapitel 4 (rote Fläche).

(b) Ausgangspuls des OPCPA-Systems aus Kapitel 3 mit 10 ps Pumpimpulsen (blaue Linie) im Vergleich zu dem Puls nach der parametrischen Verstärkung mit <1 ps Pumpimpulsdauer aus Kapitel 4 (rote Fläche).

Abbildung 4.25: Vergleich der Ausgangsspektren und Pulsdauern der OPCPA-Systeme aus Kapitel 3 und Kapitel 4.

Ausgehend von den angeführten Überlegungen wird in dem nachfolgenden Kapitel ein optimiertes OPCPA-System vorgestellt. Als Hauptverstärker wird hierbei wie in Kapitel 4 eine Rod-Type-Faser genutzt. Durch ein optimiertes Strecker- und Kompressorkonzept ist der Puls bei der Propagation durch den Verstärker dreimal weiter gestreckt, sodass eine höhere Pulsenergie erreicht werden kann, bevor nichtlineare Effekte die erreichbare Pulsspitzenleistung begrenzen. Gleichzeitig wird die Effizienz bei der Pulskompression durch die Verwendung eines effizienten Gitterkompressors gesteigert, um Energieverluste nach der Verstärkung zu minimieren. Mit dem geänderten Strecker- und Kompressoraufbau wird die Pumpimpulsdauer auf 209 fs verkürzt und ist somit kürzer als die typischerweise erreichte Pulsdauer aus faserbasierten CPA-Systemen, die zum Pumpen von OPCPA-Systemen bei hohen Pulswiederholraten genutzt werden. Als Hauptverstärker wird ein einzelner Rod-Typ-Verstärker verwendet, um zum einen die Komplexität des Systems zu reduzieren und zum anderen, um die Pumpimpulsenergie nach der Frequenzverdopplung in einer einzelnen SHG-Stufe flexibel zwischen der ersten und der zweiten NOPA-Stufe aufteilen zu können. Ausgehend von den Simulationen in Abschnitt 4.6 ist für die erreichbare Effizienz

in der zweiten NOPA-Stufe die Ausgangsenergie der ersten NOPA-Stufe entscheidend. Hier kann über eine gezielte Aufteilung der Pumpenergie nach der Verdopplung die erreichbare Effizienz nach zwei parametrischen Verstärkerstufen optimiert werden. Es wird wie in Kapitel 4 ein zweistufiger Aufbau genutzt. Die kürzeren Pumpimpulse und Kristalllängen ermöglichen hierbei eine Pulskompression mit wenigen Reflexionen an den dispersiven Spiegeln. Neben der Stabilisierung der CEO-Phase wird zusätzlich die Variation der Puls-wiederholrate zu höheren Pulswiederholraten gezeigt, wodurch ein Ansatz aufgezeigt wird, um die Pulsqualität nach der parametrischen Verstärkung zu optimieren. Abschließend wird diskutiert, wie dieses System zukünftig um eine zweite Hauptverstärkerstufe erweitert werden kann, die zum Pumpen einer dritten NOPA-Stufe oder für die nichtlineare Konversion der Ausgangsstrahlung zu Wellenlängen in den sichtbaren und den nahinfraroten Spektralbereich genutzt werden kann.

KAPITEL 5

Verkürzung der Pumpimpulsdauer und Steigerung der Pulsenergie

In Kapitel 4 wurde ein fasergepumptes OPCPA-System bei 200 kHz vorgestellt, mit dem CEO-phasenstabilisierte Ausgangspulse bei einer Pulsenergie von 12 μJ erzeugt werden können. Die Ausgangspulsenergie war hierbei durch die erreichbare Pumpimpulsenergie nach der Frequenzverdopplung der beiden parallel betriebenen Rod-Type-Verstärkerstufen begrenzt. Als Limitierungen der erreichbaren Pulsenergie bei dieser Pumpquelle sind die Kompressionseffizienz, die Pulsqualität nach der Kompression und die damit verbundene SHG-Effizienz sowie die erreichbare Pulsenergie aus den beiden Rod-Type-Verstärkerstufen zu nennen. Basierend auf den Limitierungen bei dem OPCPA-System in Kapitel 4 sowie den in Abschnitt 4.7 diskutierten Ansatzpunkten für konzeptionelle Verbesserungen wird in diesem Kapitel ein optimiertes OPCPA-System vorgestellt, das mit einer einzelnen Rod-Type-Verstärkerstufe bei 200 kHz Pulswiederholrate Pulse mit stabilisierter CEO-Phase und einer Pulsenergie von 17 μJ liefert. Bei diesem wurde insbesondere das Strecker- und Kompressorkonzept verändert, um zum einen die erreichbare Pulsenergie bei 200 kHz aus dem Rod-Type-Verstärker zu erhöhen, und um zum anderen die Verluste bei der Pulskompression zu verringern und zusätzlich die komprimierte Pumpimpulsdauer auf 209 fs zu verkürzen. Dadurch ist es möglich, die Pulsspitzenleistung der Pumpquelle gegenüber den Verstärkersystemen in den Kapiteln 3 und 4 weiter zu steigern. Im Gegensatz zu dem System in Kapitel 4 wird hierbei eine einzelne Rod-Type-Verstärkerstufe genutzt, um in einem ersten Schritt zu untersuchen, inwieweit der gewählte Ansatz die Erwartungen in Bezug auf die Pulsenergie, Pumpimpulsdauer und Effizienz erfüllt. Ein Vorteil bei diesem Vorgehen ist, dass mit nur einer Rod-Type-Verstärkerstufe die Komplexität des Gesamtsystems gegenüber dem System in Kapitel 4 deutlich reduziert wird. Um die erreichbare Pumpimpulsenergie zu steigern, kann anschließend die Pumpquelle in einem zweiten Schritt um weitere Rod-Type-Verstärkerstufen mit vergleichbarem Aufbau erweitert werden, indem die Ausgangsleistung aus dem Vorverstärker aufgeteilt wird. Als Pumpquelle wird wie in dem vorherigen Kapitel ein faserbasiertes CPA-System realisiert. Im Gegensatz zu dem monolithischen CVBG wird in diesem Kapitel ein faserbasiertes CFBG zum Strecken der Pulse vor der Verstärkung verwendet. Dieser Ansatz hat gegenüber dem CVBG die entscheidenden Vorteile, dass zum einen eine deutlich höhere Dispersion erreicht werden kann und zum anderen eine direkte Integration in den vollständig faserbasierten und somit justagefreien Vorverstärker möglich

ist. In der Literatur lassen sich Beispiele für parametrische Verstärkersysteme finden, bei denen CFBGs zum Strecken der Pulse genutzt werden. Diese sind typischerweise in einen faserbasierten Vorverstärker integriert, der als Schnittstelle zwischen dem Oszillator und dem nachfolgenden Hauptverstärker genutzt wird. Dies wurde beispielsweise für einen Innoslab-Verstärker (siehe z. B. [Mer15]) sowie für regenerative Scheibenverstärker (siehe z. B. [Bat14; Bat16; Hon11; Pri15]) gezeigt. Im Vergleich dazu sind die mit dem faserbasierten CPA-System in diesem Kapitel erreichten Pumpimpulse mit einer Dauer von 209 fs deutlich kürzer und liegen unterhalb der Pulsdauer, die typischerweise zum Pumpen von OPCPA-Systemen bei hohen Pulswiederholraten erreicht wurde (siehe z. B. 250 fs [Bro11]; 350 fs [Fur13]; 420 fs [Emo10]; 700 fs [Häd11]; 1,1 ps [Pri15; Rie14b; Tav10]; 1,25 ps [Pup15]; 1,6 ps [Sch10]).

Für die parametrische Verstärkung in diesem Kapitel wird ein zweistufiger Aufbau realisiert. Ausgehend von den Ergebnissen der Simulation in Abschnitt 4.6 wird bei dem hier vorgestellten OPCPA-System die Effizienz der parametrischen Verstärkung optimiert und die erreichte Pulsenergie mit der theoretischen Vorhersage verglichen. Hierbei wird gezeigt, dass die Pumpimpulsdauer im Bereich von 200 fs für eine effiziente parametrische Verstärkung sehr gut geeignet ist. Neben der parametrischen Verstärkung bei 200 kHz mit stabilisierter CEO-Phase und hervorragender Langzeitstabilität wird zusätzlich die Variation der Pulswiederholrate des OPCPA-Systems zu 400 kHz und 800 kHz untersucht. Hieraus werden Erkenntnisse in Bezug auf die erreichbare Pulsqualität und die Verstärkungsbandbreite gewonnen. Abschließend werden Möglichkeiten diskutiert, die Pulsenergie weiter zu steigern oder das Ausgangsspektrum des OPCPA-Systems breitbandig zu anderen Wellenlängen zu konvertieren.

5.1 Skalierung der Pumpimpulsenergie bei 200 kHz

In Abschnitt 4.7 wurde bereits diskutiert, dass die erreichbare Pulsenergie aus der Rod-Type-Faser durch die akkumulierte nichtlineare Phase bei der Propagation durch den Verstärker nach oben hin limitiert ist und eine weitere Energieskalierung aufgrund der Begrenzung der gestreckten Pulsdauer nach dem CVBG nicht möglich ist. Eine alternative Möglichkeit für einen kompakten und justagefreien Strecker ist ein CFBG. Im Vergleich zu einem ebenfalls möglichen Gitterstrecker mit einem Freistrahlaufbau (siehe z. B. [Rös07; Rot11b]) ist dieser Ansatz deutlich kompakter und kann in Kombination mit einem optischen Zirkulator direkt in den Vorverstärker integriert werden. Gegenüber einem Freistrahlaufbau hat das CFBG zusätzlich die Vorteile, dass zum einen äußere Einflüsse wie z. B. Luft- und Druckfluktuationen sowie die Strahlagestabilität des Laserstrahls zu vernachlässigen sind und zum anderen der Pulsstrecker durch die Lichtführung in der Glasfaser vollständig justagefrei ist. Im Gegensatz zu CVBGs können CFBGs mit einer wesentlich größeren Dispersion hergestellt werden, sodass gestreckte Pulsdauern bis zu 10 ns möglich sind [Kim06]. Aufgrund des Durchmessers des Faserkerns der Singlemode-Faser von wenigen Mikrometern, in den das Bragg-Gitter geschrieben wird, ist diese Technologie nur zum Strecken von Pulsen und nicht für die Pulskompression nach Verstärkersystemen mit entsprechend hohen Pulsspitzenleistungen geeignet. Bei der Fertigung des CFBGs ist es möglich, dass die Dispersionsordnungen ($\beta_2, \beta_3, \beta_4, \dots$) des Streckers auf die Dispersion eines beliebigen Kompressorbaus optimiert werden. Für regenerative Scheibenverstärker wurde

mit einer Kombination von einem CFBG mit einer Bandbreite von wenigen Nanometern und einem Gitterkompressor bereits mehrfach gezeigt, dass komprimierte Pulsdauern im Bereich von bis zu einer Pikosekunde nach der Verstärkung erreicht werden können (z. B. [Bat14; Bat16; Hon11; Kli15; Pri15; Tei13]). Ebenfalls bei faserbasierten Verstärkersystemen mit wenigen μJ -Pulsenergie wurde diese Streckertechnologie bereits erfolgreich genutzt (z. B. [He07; Ime04; Kim15; Mal05; Ogi13; Yu16; Žel15]).

Wie bereits in den Kapiteln 3 und 4 kommt auch in diesem Kapitel als Ausgangspunkt ein ultra-breitbandiger Titan:Saphir-Laser¹ mit zwei optisch synchronisierten Ausgängen und zusätzlicher Stabilisierung der CEO-Phase zum Einsatz. Der Aufbau des faserbasierten Vorverstärkers (siehe Abbildung 5.1) ist, abgesehen von dem Zirkulator und dem CFBG an dem Anfang des Verstärkers, vergleichbar mit dem Aufbau des Vorverstärkers, der in Abschnitt 4.3.2 beschrieben wurde. Um die Kompressionseffizienz im Vergleich zu dem

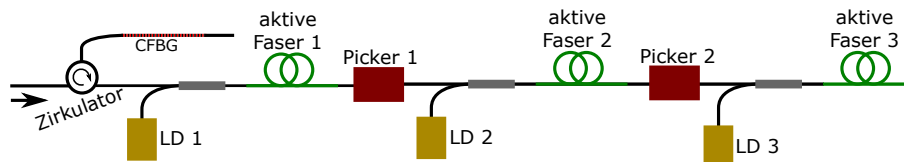
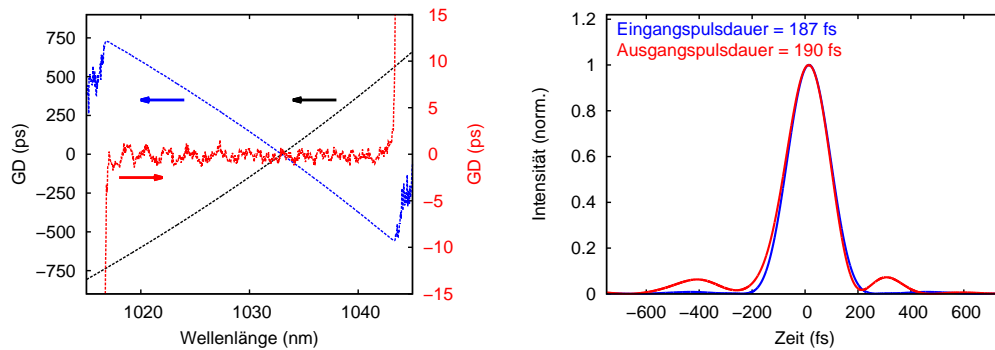


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des Faserverstärkers. CFBG = gefächertes Faser-Bragg-Gitter, LD = Laserdiode, Picker 1/2 = fasergekoppelter Pulspicker.

Verstärkersystem in Kapitel 4 zu erhöhen, wird bei dem folgenden System anstelle eines CVBGs bzw. GRISM-Kompressors ein Gitterkompressor (1600 Linien/mm, Einfallswinkel: $\sim 55,48^\circ$) mit einer Transmission von 75 % genutzt. Um äußere Einflüsse auf das System und die Pulskompression zu minimieren, wurde der Verstärker und der Kompressor auf einer wassergekühlten Grundplatte aufgebaut und mit einem geschlossenen Gehäuse geschützt.

Von Malinowski *et al.* [Mal05] wurde gezeigt, dass die Kombination aus einem CFBG mit optimierter zweiter und dritter Dispersionsordnung und einem Gitterkompressor dazu geeignet ist, eine Pulsdauer von 500 fs bei einer Pulsenergie von 10 μJ in einem faserbasierten CPA-System zu erreichen. Grundsätzlich ist es für die erreichbare Pulsspitzenleistung entscheidend, dass bei dem CFBG ein möglichst präziser Dispersionsverlauf ohne Oszillationen erreicht wird und die höheren Dispersionsordnungen des Kompressors entsprechend berücksichtigt werden, da beides zu einem Pulsuntergrund nach der Kompression führt. In Abbildung 5.2(a) ist die berechnete Dispersionskurve des geplanten Gitterkompressors zusammen mit dem von dem Hersteller gemessenen Dispersionsverlauf des CFBGs dargestellt. Die Summe der beiden Kurven weist keine Krümmung auf, da die höheren Dispersionsordnungen von Strecker und Kompressor aufeinander angepasst sind. Es verbleiben lediglich geringe Schwankungen in der Dispersion im Bereich von wenigen 100 fs. Abbildung 5.2(b) zeigt einen bandbreitenbegrenzten Puls mit einer Pulsdauer von 187 fs, der aus dem gemessenen Ausgangsspektrum des Rod-Type-Verstärkers berechnet wurde. Dieser Puls kann theoretisch nach dem Strecken mit dem CFBG und der anschließenden Pulskompression mit dem Gitterkompressor auf eine Pulsdauer von 190 fs komprimiert

¹ venteon dual, Laser Quantum



(a) Gemessener Dispersionsverlauf des CFBGs (blau, linke Achse) und des Gitterkompressors (schwarz, linke Achse) sowie die Summe der beiden Kurven (rot, rechte Achse).

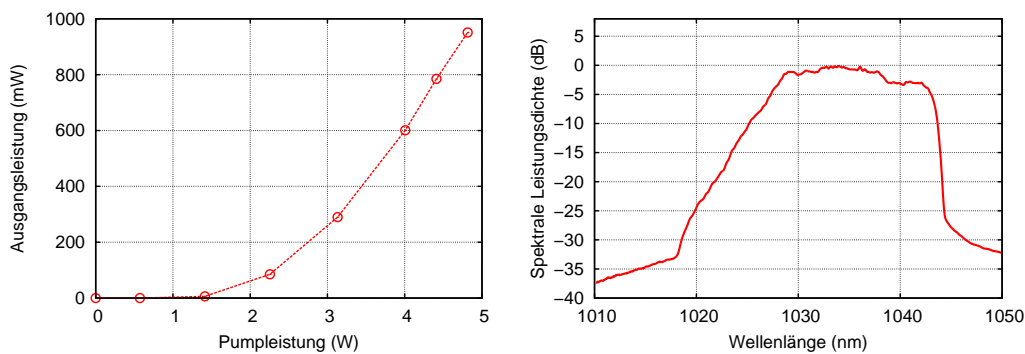
(b) Theoretischer Puls vor (blau) und nach (rot) dem CFBG und Gitterkompressor. Für die Berechnung wurde ein gemessenes Ausgangsspektrum des Verstärkersystems, die vom Hersteller angegebene Dispersion des Streckers sowie die theoretische Dispersion eines Gitterkompressors benutzt (16001/mm, Einfallswinkel: $55,56^\circ$, Gitterabstand: 503,2 mm).

Abbildung 5.2: Dispersionskurve des CFBG Streckers und des Gitterkompressors sowie die theoretisch erreichbare Pulsdauer.

werden. Die Dispersion der Faserstrecke des Vorverstärkers sowie nichtlineare Effekte bei der Propagation durch den Verstärker wurden bei dieser Berechnung jedoch nicht berücksichtigt. Diese können im Experiment zu größeren Abweichungen in der erreichbaren Pulsdauer und Pulsqualität führen. Insbesondere eine nichtlineare Phase bei der Verstärkung führt zu einer zusätzlichen Dispersion und einer Abnahme der erreichbaren Pulsqualität. Der Beitrag der nichtlinearen Phase bei der Verstärkung kann teilweise über ein Anpassen des Anteils der Dispersion dritter Ordnung über den Kompressor kompensiert werden (siehe z. B. [Zho05]). Das Verhältnis von der Dispersion zweiter Ordnung zu der Dispersion dritter Ordnung kann z. B. über den Einfallswinkel auf die Gitter verändert werden.

Zum Strecken wird in diesem Kapitel ein CFBG mit einer Dispersion von $48,4 \text{ ps/nm}$ und einer Bandbreite von 25 nm genutzt. Die gewählte Dispersion des Streckers ist auf einen Gitterkompressor mit einem Gitterabstand von 50 cm angepasst, um einen relativ kompakten Kompressoraufbau mit kommerziell verfügbaren Kompressionsgittern zu ermöglichen. Aus dem Produkt der Bandbreite und der Dispersion pro Nanometer ergibt sich eine Abschätzung von $1,2 \text{ ns}$ für die maximale Pulsdauer nach dem Strecken. Dies ist $2,7$ mal länger als die maximal mögliche Pulsdauer des Systems in Kapitel 4. Dies bedeutet, dass bei 200 kHz Pulswiederholrate gegen über dem vorherigen Kapitel eine Steigerung der mittleren Leistung aus dem Vorverstärkers von 300 mW auf 800 mW bei vergleichbarem B-Integral in der Faserstrecke möglich ist. Die Ausgangsleistung der dritten Vorverstärkerstufe in Abhängigkeit von der Pumpleistung ist in Abbildung 5.3(a) gezeigt. Das Ausgangsspektrum des Vorverstärkers (siehe Abbildung 5.3(b)) mit einer spektralen Breite von $18,5 \text{ nm}$ (bei -10 dB) und einer Zentralwellenlänge von $1034,4 \text{ nm}$ unterstützt eine bandbreitenbegrenzte

Pulsdauer von 171 fs. Nach dem Vorverstärker verringert sich die spektrale Bandbreite im Vergleich zu der Bandbreite des CFBGs. Der Grund hierfür ist die effiziente Verstärkung für die Spektralkomponenten im Bereich von 1030 nm bis 1040 nm aufgrund der Verstärkungskurve von Ytterbium und der zusätzlichen Absorption der kurzwelligeren Anteile des Spektrums im Bereich von 1018 nm bis 1028 nm in der Ytterbium-dotierten Faser. Im Vergleich zu dem faserbasierten Vorverstärker in Abschnitt 4.3.2 war es möglich, durch das geänderte Eingangsspektrum die spektrale Breite (gemessen bei -10 dB) an dem Ausgang des Verstärkers von 10,4 nm auf 18,5 nm zu erhöhen. Aus der Multiplikation der Bandbreite nach der Verstärkung mit der Dispersion pro Nanometer des Streckers kann die gestreckte Pulsdauer nach dem Vorverstärker auf etwa 890 ps (bei -10 dB) abgeschätzt werden. Im Vergleich zu dem Ergebnis aus Kapitel 4 mit einer gestreckten Pulsdauer von etwa 280 ps nach dem Vorverstärker war es somit möglich, durch den Wechsel von dem CVBG auf das CFBG die gestreckte Pulsdauer nach dem Vorverstärker um einen Faktor von 3,1 zu verlängern. Dies ermöglicht neben der Verdreifachung der mittleren Leistung aus dem Vorverstärker eine Steigerung der erreichbaren Pulsenergie aus dem Hauptverstärker gegenüber dem Ergebnis in Kapitel 4.



(a) Ausgangsleistung der dritten Vorverstärkerstufe in Abhängigkeit von der Pumpleistung.

(b) Gemessenes Spektrum des Vorverstärkers bei einer mittleren Leistung von 800 mW.

Abbildung 5.3: Ausgangscharakteristik des faserbasierten Vorverstärkers.

Für die nachfolgende Hauptverstärkerstufe wird wie bereits in dem vorangegangenen Kapitel eine Ytterbium-dotierte Rod-Type-Faser genutzt. Da die genutzte Faser aus Kapitel 4 auf dem Markt nicht mehr verfügbar ist, wird die neue Fasergeneration vom Typ aeroGAIN-ROD-PM85 der Firma NKT Photonics verwendet. Gegenüber der Rod-Type-Faser in Kapitel 4 wurde bei der neuen Generation der Modenfelddurchmesser von $76 \mu\text{m}$ auf $65 \mu\text{m}$ verkleinert. Durch die Verringerung des Modenfelddurchmessers wird die Anregung von höheren Moden in der Faser besser unterdrückt. Bei der Rod-Type-Faser in Kapitel 4 wurde bei nicht optimaler Signaleinkopplung teilweise eine Abnahme der Strahlqualität in dem Experiment beobachtet. Aufgrund des geänderten Modenfelddurchmessers verringert sich die Modenfläche gegenüber der vorherigen Generation um 27 % auf $3300 \mu\text{m}^2$, wodurch sich das B-Integral bei gleicher Pulsspitzenleistung entsprechend erhöht. Durch den Hersteller wurde zusätzlich die Dotierung der Faser im Vergleich zu dem

vorherigen Modell verringert. Dadurch ändert sich die Pumpabsorption bei 976 nm von ~ 30 dB/m auf ~ 15 dB/m. Dies bedeutet, dass bei einer 80 cm langen Rod-Type-Faser wie in Kapitel 4 bei vergleichbarer Pumpleistung eine geringere Verstärkung erreicht werden würde. Für eine effiziente Verstärkung der mittleren Leistung von 800 mW aus dem faserbasierten Vorverstärker wird daher im Folgenden eine 100 cm lange Faser verwendet. Die Ausgangsleistung des Rod-Type-Verstärkers in Abhängigkeit von der Pumpleistung bei einer Pulswiederholrate von 200 kHz ist in Abbildung 5.4(a) gezeigt. Die Verstärkungseffizienz von 36,6 % würde mit höherer Eingangsleistung weiter ansteigen. Laut Literaturangaben können für den verwendeten Fasertyp bei einer Eingangsleistung im Bereich von 5 W bis 15 W Verstärkungseffizienzen von bis zu 69 % erreicht werden (siehe z. B. [Alk13]). Aus

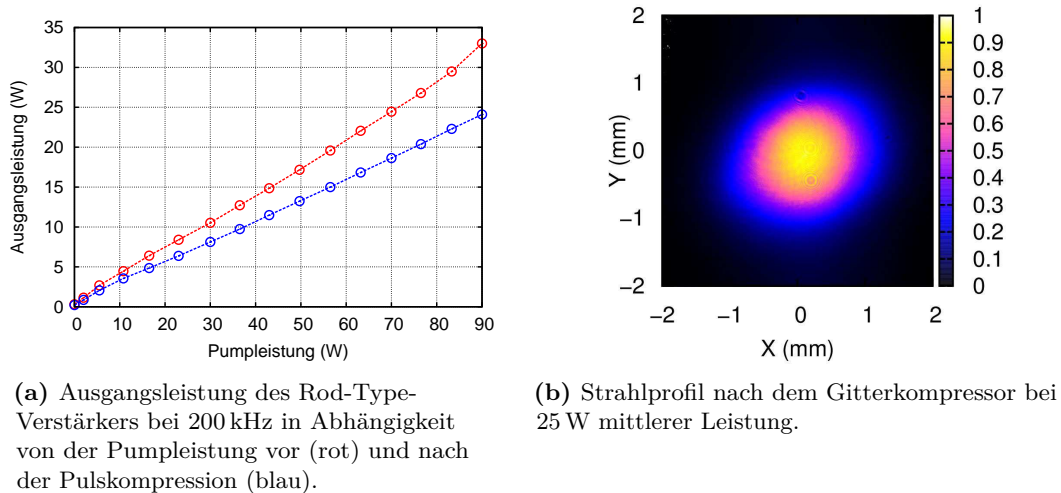
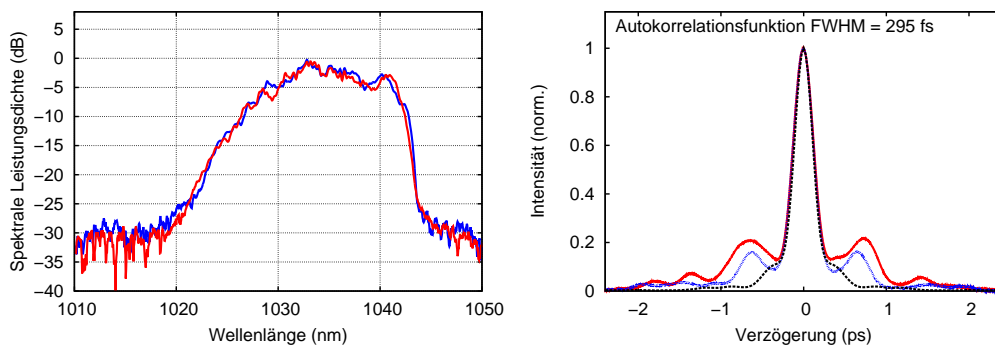


Abbildung 5.4: Ausgangsleistung und Strahlprofil nach der Verstärkung in der Rod-Type-Faser und anschließender Pulscompression mit dem Gitterkompressor.

dem Spektrum nach der Rod-Type-Faser (siehe Abbildung 5.5(a)) mit einer spektralen Breite von 16,1 nm (gemessen bei -10dB) ergibt sich eine bandbreitenbegrenzte Pulsdauer von 187 fs. Nach der Kompression mit dem bereits genannten Gitterkompressor wird eine Autokorrelationsdauer von 295 fs gemessen, was mit einem Umrechnungsfaktor von 1,41 für einen gaußförmigen Puls einer Pulsdauer von 209 fs entspricht. In Abbildung 5.5(b) ist die gemessene Autokorrelationsfunktion bei einer mittleren Leistung von 25 W (125 μ J) und 15 W (75 μ J) nach der Kompression dargestellt. Die Autokorrelationsfunktion wurde bei einer Pulsenergie von 125 μ J über den Einfallswinkel auf den Gitterkompressor optimiert. Ausgehend von der berechneten Kompression in Abbildung 5.2(b) wird ein geringerer Pulsuntergrund erwartet. In Abhängigkeit von der Pulsenergie wird im Experiment ein Anstieg des Untergrundes in der gemessenen Autokorrelationsfunktion beobachtet, der über eine Anpassung des Gitterabstandes oder des Gitterwinkels nicht kompensiert werden konnte. Dieser Anstieg des Untergrundes in der Autokorrelationsfunktion mit zunehmender Pulsenergie (siehe Abbildung 5.5(b)) wird auf die aufgesammelte nichtlineare Phase während der Propagation durch die Faser zurückgeführt. Das B-Integral in dem faserbasierten Vorverstärker und dem Rod-Type-Verstärker für eine Pulsenergie von 125 μ J wurde

mithilfe der kommerziell erhältlichen Software „Fiberdesk¹“ auf ~ 8 rad abgeschätzt. Eine Abschätzung für den Leistungsanteil des Pulsuntergrundes in Abbildung 5.5(b) liefert der Vergleich der Fläche unter der Autokorrelationsfunktion mit der Fläche unter einer an den zentralen Teil der Autokorrelationsfunktion angenäherten Gauß-Funktion. Der Vergleich ergibt für eine Pulsenergie von $125 \mu\text{J}$ nach dem Kompressor einen Leistungsanteil von $51,5\%$ in dem zentralen Peak. Bei einer Verringerung der Pulsenergie um $50 \mu\text{J}$ steigt der Anteil der Leistung in dem zentralen Teil der Autokorrelationsfunktion auf $63,2\%$ an. Der Untergrund hängt nicht mit der mittleren Leistung zusammen, da bei einer Skalierung der Pulswiederholrate zu 400 kHz und 800 kHz bei gleicher mittlerer Leistung und entsprechend geringerer Pulsenergie eine bessere Pulsqualität beobachtet wird. Grundsätzlich kann die Pulswiederholrate des Faserverstärkersystems sehr einfach über die Teilungsfaktoren der beiden Pulpicker in dem Faservorverstärker angepasst werden, ohne dass sich dabei das Ausgangsprofil oder die Laufzeit durch den Verstärker ändert. Dies bedeutet, dass bei einem Wechsel der Pulswiederholrate in dem parametrischen Verstärker keine Anpassung der optischen Weglängen notwendig ist und der zeitliche Überlapp von dem Pump- und dem Signalpuls unverändert bleibt.



(a) Gemessenes Spektrum aus dem Rod-Type-Verstärker bei einer mittleren Leistung von 15 Watt (blau) bzw. 25 Watt (rot) nach dem Kompressor.

(b) Gemessene Autokorrelationsfunktion bei einer mittleren Leistung von 15 Watt (blau) bzw. 25 Watt (rot) nach dem Kompressor. Die schwarze Kurve gibt die berechnete Autokorrelationsfunktion für den theoretischen Puls (Abb. 5.2(b)) nach dem CFBG-Strecker und dem Gitterkompressor an.

Abbildung 5.5: Spektrum nach der Verstärkung in der Rod-Type-Faser sowie die gemessene Autokorrelationsfunktion nach der Pulskompression mit dem Gitterkompressor.

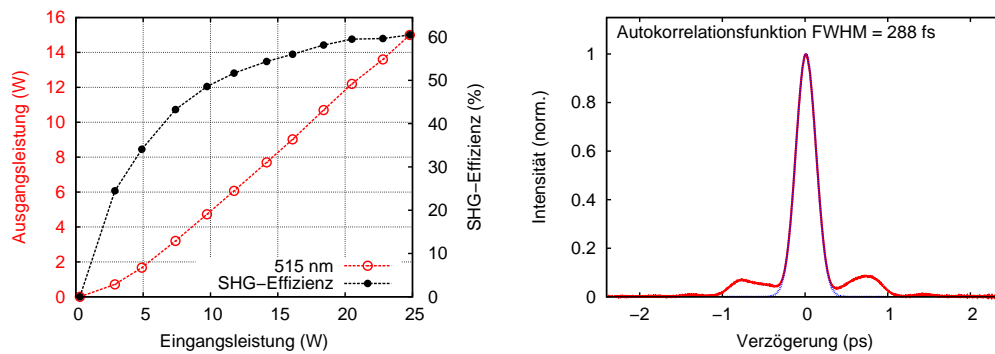
Bei 200 kHz liefert das vorgestellte Verstärkersystem nach der Kompression eine mittlere Leistung von 25 W ($125 \mu\text{J}$ Pulsenergie) bei einer Pulsdauer von 209 fs . Mit der Abschätzung der Energie in dem Pulsuntergrund mithilfe der Autokorrelationsfunktion wird nach dem Kompressor eine Pulsspitzenleistung von 290 MW erreicht. Nach Literaturangaben sind die erreichten Ausgangsparameter bereits ausreichend für die Erzeugung von hoher-

¹ www.fiberdesk.com

harmonischer Strahlung in Edelgasen (siehe z. B. [Bou09; Häd10]). Die bislang höchste mit einem faserbasierten CPA-System erreichte Pulsspitzenleistung von 3,8 GW wurde mit einem wesentlich komplexeren Aufbau bei einer mittleren Leistung von 11 W (bei 5 kHz) und einer komprimierten Pulsdauer von 480 fs erreicht [Eid11]. Dieses System besteht aus einem Freistrahlaufbau mit Gittern, um den Puls zu strecken, einem Pulsshaper, einem dreistufigen Vorverstärker und einem Rod-Type-Hauptverstärker (mit einer nicht kommerziell erhältlichen Faser), gefolgt von einem Gitterkompressor.

5.1.1 Frequenzverdopplung

Wie bereits in den Kapiteln 3 und 4 wird die infrarote Strahlung des Verstärkers nach der Pulskompression über einen SHG-Prozess in der Frequenz verdoppelt, um eine geeignete Pumpwellenlänge für die breitbandige Verstärkung des Titan:Saphir-Oszillators zu erreichen. Die Fokusgröße in dem verwendeten BBO-Kristall wird über eine Kombination von gekrümmten Spiegeln angepasst. Bei einem Fokusdurchmesser von 830 μm (gemessen bei $1/e^2$) ergibt sich mit den Parametern des Verstärkers bei einer Leistung von 25 W und Berücksichtigung des Untergrundes aus der Autokorrelationsfunktion eine berechnete Intensität von $\sim 107 \text{ GW/cm}^2$ an dem SHG-Kristall. Für die Frequenzverdopplung wird ein 800 μm langer BBO-Kristall genutzt. Der Phasenanpassungswinkel des Kristalls ($\Theta = 23,4^\circ$) wurde für die Frequenzverdopplung der fundamentalen Strahlung bei 1030 nm gewählt. Die Länge wurde gewählt, um die Phasenanpassung für die gesamte spektrale Bandbreite aus dem Verstärker sicherzustellen. Die Ausgangsleistung der Frequenzverdopplung in Abhängigkeit von der Eingangsleistung ist in Abbildung 5.6(a) zusammen mit der berechneten Konversionseffizienz dargestellt. Die SHG-Effizienz steigt bis zu einer Eingangsleistung von



(a) Ausgangsleistung der Frequenzverdopplung in Abhängigkeit der Eingangsleistung.

(b) Gemessene Autokorrelationsfunktion nach der Frequenzverdopplung zu 515 nm bei einer mittleren Leistung von 15 Watt. Die blaue Kurve zeigt den Gaußfit an die Autokorrelationsfunktion.

Abbildung 5.6: Ausgangscharakteristik der Frequenzverdopplung bei 200kHz.

25 W kontinuierlich an und erreicht an diesem Punkt einen Wert von 60 %, sodass 15 W bei 515 nm zum Pumpen des nachfolgenden parametrischen Verstärkers genutzt werden können. Dies entspricht einer Pulsenergie von 75 μJ . Im Vergleich zu den Ergebnissen aus Kapitel 4 mit zwei parallelen Verstärker- und SHG-Stufen (29 μJ + 44 μJ = 73 μJ) (siehe Abb. 4.9(a))

und 4.9(b)) konnte in diesem Kapitel durch den optimierten Strecker und Kompressor sowie der gesteigerten Kompressoreffizienz mit nur einer Verstärkerstufe eine geringfügig höhere Pulsenergie nach der Frequenzverdopplung erreicht werden. Die Konversionseffizienz bei dem SHG-Prozess von 60 % ist vergleichbar mit Werten aus der Literatur, die mit anderen faserbasierten CPA-Systemen und wesentlich komplexeren Streckeraufbauten erreicht wurden (siehe z. B. [Rot12; Tav10]).

Die gemessene Autokorrelationsfunktion nach der Frequenzverdopplung des hier vorgestellten Systems mit einer Halbwertsbreite von 288 fs (siehe Abbildung 5.6(b)) zeigt im Vergleich zu der Autokorrelationsfunktion vor der Frequenzverdopplung (siehe Abbildung 5.5(b)) deutlich weniger Untergrund, da dieser aufgrund der quadratischen Abhängigkeit von der Intensität bei dem SHG-Prozess weniger effizient verdoppelt wird als der zentrale Anteil des Pulses. Durch den Vergleich der Fläche unter der Autokorrelationsfunktion nach der Frequenzverdopplung mit der Fläche unter einer Gaußfunktion, die an die gemessene Autokorrelationsfunktion angenähert wurde, ergibt sich eine obere Abschätzung für den Leistungsanteil in dem Untergrund von 22,2 %. Aus der Autokorrelationsdauer von 288 fs kann mit dem Umrechnungsfaktor von 1,41 für einen gaußförmigen Puls eine Pumpimpulsdauer von 204 fs für die nachfolgenden parametrischen Verstärkerstufen abgeschätzt werden. Diese liegt unterhalb der typischerweise erreichten Pumpimpulsdauer von Ytterbium-dotierten CPA-Verstärkersystemen, die zum Pumpen von parametrischen Verstärkern bei hohen Pulswiederholraten genutzt wird.

5.2 Der parametrische Verstärker

In dem folgenden Abschnitt wird im Detail auf den breitbandigen nicht-kollinearen parametrischen Verstärker eingegangen. Wie bereits in den Kapiteln 3 und 4 werden zwei NOPA-Stufen genutzt, um eine möglichst hohe Effizienz zu erreichen. In Abbildung 5.7 ist die Anordnung der beiden Stufen sowie die Aufteilung der Pumpstrahlung schematisch dargestellt. Wie bei dem System in Kapitel 4 wird auch bei diesem System die CEO-Phase des Oszillators über ein f-zu-2f-Interferometer bestimmt und über eine Rückkopplung auf die Pumpleistung stabilisiert. Über ein zweites f-zu-2f-Interferometer an dem Ausgang des OPCPA-Systems werden analog zu Kapitel 4 langsame Phasenänderungen detektiert und über eine zweite Regelschleife ausgeglichen. Im Gegensatz zu dem Ansatz mit zwei aufeinander folgenden SHG-Stufen aus Kapitel 3 wird in diesem Kapitel nur eine SHG-Stufe genutzt. Dadurch wird die Komplexität des Aufbaus nochmals reduziert und gleichzeitig werden Schwankungen der zweiten SHG-Stufe in Abhängigkeit von der Justage der ersten SHG-Stufe verhindert, wodurch die Langzeitstabilität verbessert wird. Die Aufteilung in die beiden Pumpstufen erfolgt über einen Dünnschichtpolarisator und kann über eine Wellenplatte flexibel eingestellt werden. Ein Unterschied zu der Pumpquelle in Kapitel 4 mit zwei parallelen Faserverstärkern ist, dass die Aufteilung der Leistung beliebig gewählt werden kann, ohne dass sich dabei die Gesamtleistung reduziert. Die Ergebnisse der Simulation in Abschnitt 4.6 ermöglichen es, eine optimale Aufteilung der 75 μ J Pumpenergie auf die beiden NOPA-Stufen zu berechnen. Hierfür wird ausgehend von den Ergebnissen in Abschnitt 4.4.3 für die erste NOPA-Stufe eine Effizienz von 16 % für eine Eingangsenergie von 1 nJ angenommen. Bei der zweiten NOPA-Stufe hängt die Effizienz über den Zusammenhang in Abbildung 4.21(a) von der Ausgangsenergie der ersten NOPA-Stufe ab. Das

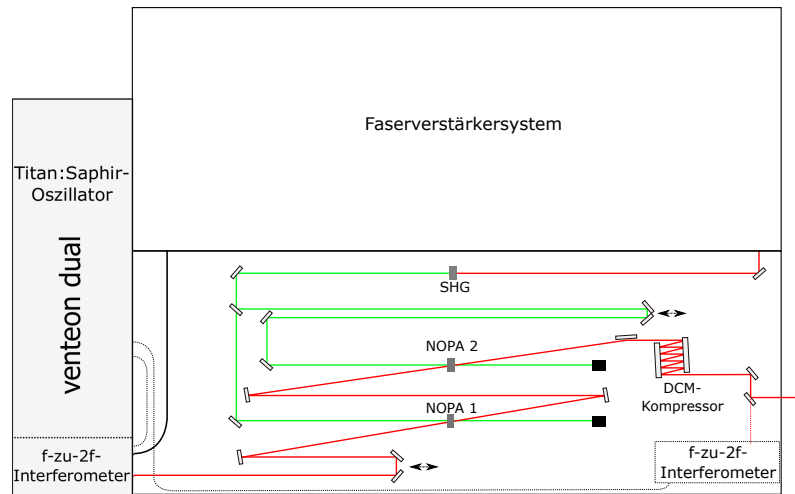


Abbildung 5.7: Schematischer Aufbau des parametrischen Verstärkersystems. venteon dual = breitbandiger Titan:Saphir-Oszillator; SHG = Frequenzverdopplung; NOPA 1/2 = nicht-kollineare optisch-parametrische Verstärkerstufe; DCM-Kompressor = breitbandige Pulscompression mit dispersiven Spiegeln.

Ergebnis der Berechnung ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Mit der zur Verfügung stehenden Pumpleistung von $75 \mu\text{J}$ kann mit einem einstufigen NOPA-Aufbau eine Ausgangsenergie des parametrischen Verstärkers von $12 \mu\text{J}$ erwartet werden. Im Gegensatz dazu kann mit einem zweistufigen NOPA-Aufbau bei entsprechender Aufteilung der Pumpenergie eine parametrische Verstärkung von 1 nJ auf eine Energie von $22,4 \mu\text{J}$ erreicht werden. Optimal ist hierfür eine Pumpleistung für die erste NOPA-Stufe von etwa $12 \mu\text{J}$. Ein Optimieren

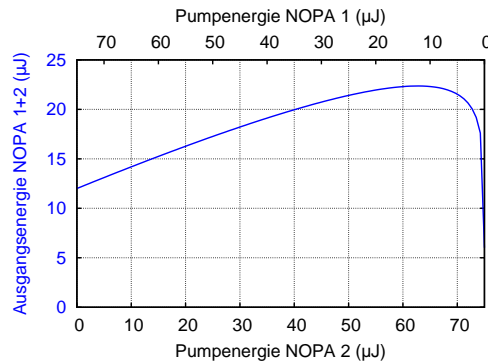


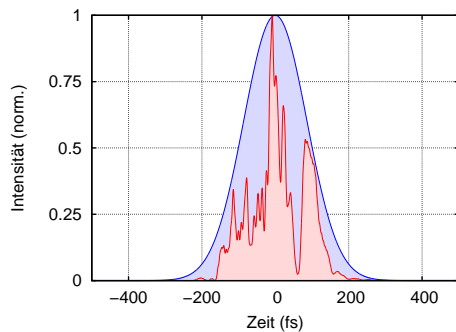
Abbildung 5.8: Berechnete parametrische Verstärkung für einen zweistufigen NOPA-Aufbau mit insgesamt $75 \mu\text{J}$ Pumpenergie. Die Ausgangsenergie nach zwei NOPA-Stufen (blaue Kurve) ist in Abhängigkeit von der Pumpenergie der ersten (obere Achse) und der zweiten (untere Achse) NOPA-Stufe dargestellt.

der Ausgangsenergie des parametrischen Verstärkers über die Aufteilung der Pumpleistung war bei dem System in dem letzten Kapitel nicht möglich, da dort die Leistung in den jeweiligen Pumpstrahlen nur über das Reduzieren der Ausgangsleistung der dazugehörigen Rod-Type-Verstärkerstufe angepasst werden konnte, ohne dass sich dabei die Leistung in

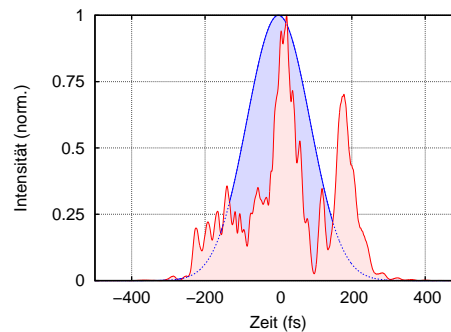
der jeweils anderen Verstärkerstufe erhöht hat. Abgesehen von der Pumpaufteilung ist der prinzipielle Aufbau des parametrischen Verstärkers vergleichbar mit dem Verstärker in Kapitel 4. Die verringerte Pumpimpulsdauer muss allerdings bei dem Dispersionsmanagement sowie der Wahl der Kristalllänge berücksichtigt werden, worauf im Folgenden näher eingegangen wird.

5.2.1 Dispersionsmanagement

Für die breitbandige parametrische Verstärkung muss ein zeitlicher Überlapp zwischen dem Pumpimpuls und allen Spektralkomponenten des Signalpulses bei der Propagation durch den Kristall gewährleistet sein. Ausgehend von dem Spektrum des Oszillators und einer bandbreitenbegrenzten Pulsdauer wurde in den Abbildungen 5.9(a) und 5.9(b) der zeitliche Verlauf des Signals nach der Propagation durch einen 3 mm und einen 5 mm langen BBO-Kristall mithilfe der materialspezifischen Dispersionsdaten berechnet und das Ergebnis mit einem Pumpimpuls mit einer Dauer von 200 fs verglichen. Der Vergleich zeigt, dass der Signalpuls und Pumpimpuls am Ende eines 5 mm langen BBO-Kristalls nicht vollständig zeitlich überlappen, wodurch sich die spektrale Bandbreite bei der Verstärkung reduzieren wird. Eine Möglichkeit dieses zu kompensieren, wäre den Signalpuls mit negativem Chirp so einzustellen, dass die Pulsdauer vor und nach der Propagation durch den Kristall vergleichbar ist und sich nur das Vorzeichen der Dispersion innerhalb des Kristalls umkehrt. Allerdings treten hierbei durch die Pulscompression hohe Pulsspitzenleistungen und durch die Fokussierung des Signals zusätzlich entsprechend hohe Intensitäten direkt innerhalb des Kristalls auf. Aus diesem Grund wird dieser Ansatz in dieser Arbeit nicht weiter verfolgt. Im



(a) Signalpuls (rot) nach der Propagation durch einen 3 mm langen BBO-Kristall für einen bandbreitenbegrenzten Eingangspuls im Vergleich zu einem 200 fs Puls (blau) mit einer gaußförmigen Intensitätsverteilung.



(b) Signalpuls (rot) nach der Propagation durch einen 5 mm langen BBO-Kristall für einen bandbreitenbegrenzten Eingangspuls im Vergleich zu einem 200 fs Puls (blau) mit einer gaußförmigen Intensitätsverteilung.

Abbildung 5.9: Veranschaulichung von Signal- und Pumpimpulsdauer in den parametrischen Verstärkerstufen für zwei verschiedene Kristalllängen.

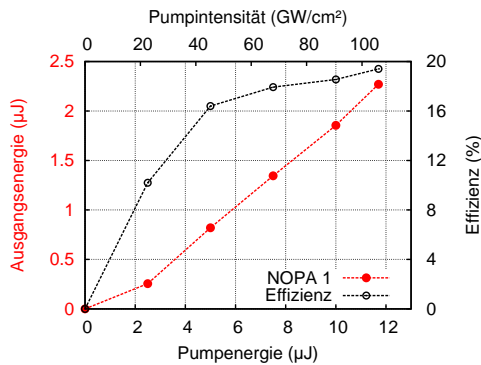
Gegensatz dazu kann für eine Kristalllänge von 3 mm abgeschätzt werden, dass es möglich ist, die volle Bandbreite des Signals innerhalb der Phasen Anpassung zu verstärken. Bei kürzeren Kristalllängen wird nach der Theorie in Abbildung 2.3 eine deutliche Reduzierung der Effizienz erwartet, die nur über eine Steigerung der Intensität ausgeglichen werden kann. In der Literatur werden beispielsweise für NOPA-Stufen mit einem 2 mm langen

BBO-Kristall Pumpintensitäten von 250 GW/cm^2 (siehe z. B. [Fur16]) bis 300 GW/cm^2 (siehe z. B. [Rot12]) beschrieben, wobei in beiden Arbeiten allerdings keine Angaben über die Langzeitstabilität der Kristalle bei diesen Intensitäten zu finden sind. Die Verwendung von 3 mm langen Kristallen in den NOPA-Stufen bedeutet für den Aufbau des OPCPA-Systems, dass der Signalpuls mithilfe von dispersiven Spiegeln (DCM 7, Laser Quantum) vor der ersten NOPA-Stufe komprimiert werden muss. Zusätzlich ist es notwendig, die Dispersion des ersten BBO-Kristalls mit einem weiteren Spiegelpaar zwischen den beiden NOPA-Stufen anzupassen (siehe z. B. [Mos09]), bevor der Puls nach der zweiten NOPA-Stufe mit einem DCM-Kompressor und einem zusätzlichen CaF_2 -Keilpaar auf maximale Pulsspitzenleistung optimiert wird.

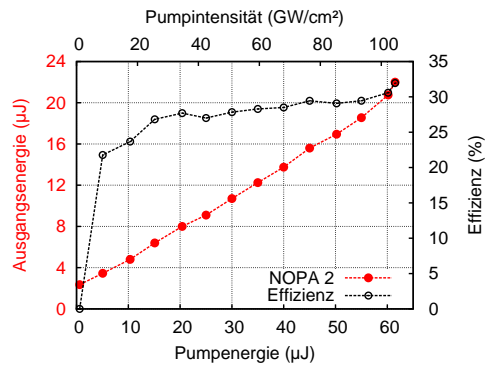
5.2.2 Parametrische Verstärkung bei 200 kHz

Für die parametrische Verstärkung werden nach den vorausgegangenen Überlegungen in den beiden NOPA-Stufen jeweils 3 mm lange BBO-Kristalle ($\Theta = 26,6^\circ$, $\Phi = 0^\circ$) verwendet. Für die breitbandige parametrische Verstärkung wird wie in den Kapiteln 3 und 4 ein Nichtkollinearitätswinkel α von $2,4^\circ$ zwischen Pump- und Signalstrahl innerhalb des Kristalls eingestellt und die Poynting-Vektor-walk-off-kompensierende Geometrie gewählt. Ausgehend von Abbildung 5.8 wird für die erste NOPA-Stufe eine Pumpenergie von $11,5 \mu\text{J}$ gewählt, um eine optimale Gesamteffizienz in dem zweistufigen NOPA-Aufbau zu erreichen. Über eine Kombination von gekrümmten Spiegeln wird für die Pumpstrahlung ein Fokusedurchmesser von $318 \mu\text{m}$ (bei $1/e^2$) eingestellt. Mit dieser Fokussierung wird eine Intensität von 104 GW/cm^2 an dem Kristall erreicht. Für das Signal wird, ausgehend von den Simulationen in Abschnitt 4.6 und dem Ergebnis in Abbildung 4.19, ein Fokusedurchmesser gewählt ($244 \mu\text{m}$ bei $1/e^2$), der kleiner als der Pumpfokus ist. Bei der gewählten Pumpintensität wurde zum einen ein Dauerbetrieb des Systems über mehrere Tage ohne Beschädigung der Kristalle erreicht, und zum anderen steigt die erreichbare Effizienz zu höheren Pumpintensitäten nicht mehr signifikant an. Die Ausgangsenergie der ersten NOPA-Stufe in Abhängigkeit von der Pumpenergie ist zusammen mit der Effizienz in Abbildung 5.10(a) dargestellt. Mit der Eingangspulsenergie von 1 nJ aus dem Titan:Saphir-Oszillator wird in der ersten NOPA-Stufe eine Effizienz von $19,4\%$ erreicht. Die erreichte Effizienz ist hierbei geringfügig höher als in der ersten NOPA-Stufe in Kapitel 4. Im Vergleich zu dem vorherigen Kapitel wurde die Pumpimpulsdauer deutlich reduziert, die Pumpimpulsqualität verbessert und der NOPA-Kristall um 2 mm verkürzt. Die Intensität der Pumpstrahlung an den Kristallen ist in beiden Fällen in etwa vergleichbar. Dies bedeutet, dass die Pumpimpulsdauer und der darauf abgepasste Signalpuls mit einer entsprechend höheren Intensität einen Einfluss auf die erreichbare Effizienz haben. Bei einer Pumpenergie von $11,5 \mu\text{J}$ wird in der ersten NOPA-Stufe eine Ausgangsenergie von $2,3 \mu\text{J}$ erreicht. Das Spektrum nach der ersten NOPA-Stufe ist zusammen mit dem fundamentalen Spektrum des Oszillators in Abbildung 5.11(a) dargestellt. Nach Abzug des unverstärkten Eingangsspektrums ergibt sich für die Verstärkung in der ersten NOPA-Stufe eine Zentralwellenlänge von 825 nm , eine spektrale Breite (gemessen bei -10 dB) von 321 nm sowie eine theoretisch mögliche Impulsdauer von 6 fs .

Bei der gewählten Pumpenergie der ersten NOPA-Stufe steht für die zweite NOPA-Stufe eine Pumpenergie von $61,5 \mu\text{J}$ zur Verfügung. Über eine Kombination von gekrümmten



(a) Ausgangsenergie und Effizienz der ersten NOPA-Stufe in Abhängigkeit von der Pumpenergie.

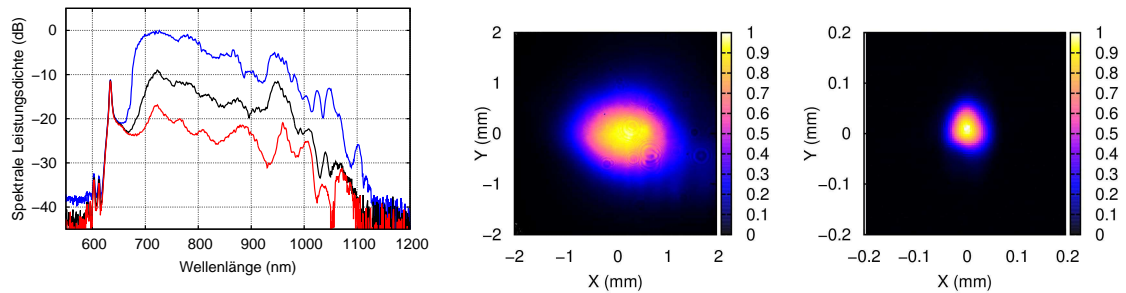


(b) Ausgangsleistung und Effizienz der zweiten NOPA-Stufe in Abhängigkeit von der Pumpenergie bei einer Eingangsenergie von $2,3 \mu\text{J}$. Bei der Berechnung der Effizienz wurde jeweils die Pulsenergie der ersten NOPA-Stufe abgezogen.

Abbildung 5.10: Ausgangscharakteristik der ersten und zweiten NOPA-Stufe bei einer Puls wiederholrate von 200 kHz.

Spiegeln wird eine Pumpfokussierung realisiert, mit der an dem zweiten NOPA-Kristall ein Fokussdurchmesser von $734 \mu\text{m}$ (bei $1/e^2$) und eine Pumpintensität von $104 \text{GW}/\text{cm}^2$ erreicht wird.

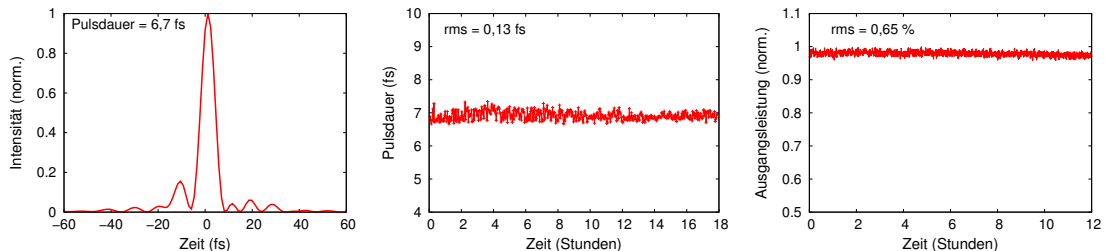
Abbildung 5.10(b) zeigt die Ausgangsenergie in Abhängigkeit von der eingestellten Pumpenergie für diese NOPA-Stufe. Die Effizienzkurve zeigt für Intensitäten bis etwa $40 \text{GW}/\text{cm}^2$ einen starken Anstieg auf 27,7% und steigt danach mit zunehmender Pumpenergie gleichmäßig bis auf 32% an, was mit der erreichten Effizienz in Kapitel 4 vergleichbar ist. In der zweiten NOPA-Stufe wird bei einer Pumpenergie von $61,5 \mu\text{J}$ eine Ausgangsenergie von $22 \mu\text{J}$ vor der Kompression erreicht. Dies entspricht bis auf $0,4 \mu\text{J}$ der theoretischen Vorhersage in Abbildung 5.8. Dies bedeutet, dass die Aussagen, die mit den Simulationen in Kapitel 4 getroffen wurden, auch auf andere Systeme übertragen werden können. Das Ausgangsspektrum nach den zwei NOPA-Stufen (siehe Abbildung 5.11(a) - blaue Kurve) mit einer Zentralwellenlänge von 785nm und einer spektralen Breite (gemessen bei -10dB) von 306nm unterstützt eine bandbreitenbegrenzte Pulsdauer von 6 fs. Als Leistungsstabilität nach der parametrischen Verstärkung wird ein rms-Wert von 0,65% über 12 Stunden erreicht. Im Vergleich zu den Systemen in den Kapiteln 3 und 4 wird der zeitliche Überlapp von Pump- und Signalpuls aktiv nachgeregelt, um langsame Weglängenänderungen z. B. durch Temperaturänderungen zu kompensieren. Dadurch kann ein Dauerbetrieb des Systems für Experimente mit Messzeiten von mehreren Stunden sichergestellt werden. Nach den beiden NOPA-Stufen wird der Puls mithilfe von jeweils 6 Reflexionen mit einem Paar dispersiver Spiegel (DCM 11, Laser Quantum) komprimiert und anschließend wird mit einem Auskoppelspiegel ein Teil der Pulsenergie abgegriffen und in das zweite f-zu-2f-Interferometer für die Bestimmung der CEO-Phase eingekoppelt (siehe Abbildung 5.7). An dem Ausgang des OPCPA-Systems wird eine Pulsenergie von $17 \mu\text{J}$ erreicht. Die Pulsdauer nach der Kompression wurde mit einem SPIDER-Aufbau charakterisiert.



(a) Spektrum des Oszillators (rot) sowie der ersten (schwarz) und zweiten (blau) NOPA-Stufe. (b) Ausgangsprofil nach der Pulskompression bei einer Pulsenergie von $17 \mu\text{J}$. (c) Strahlprofil im Fokus nach einer Linse mit $f=200 \text{ mm}$.

Abbildung 5.11: Ausgangsspektrum und Strahlprofil des OPCPA-Systems.

Der rekonstruierten Puls mit einer Pulsdauer von $6,7 \text{ fs}$ ist in Abbildung 5.12(a) gezeigt. Die Auswertung der SPIDER-Messung ergibt, dass sich $77,7 \%$ der Energie innerhalb des zentralen Pulses befinden. Somit beträgt die erreichte Pulsspitzenleistung an dem Ausgang des Systems nach Abzug des ermittelten Untergrundes $1,97 \text{ GW}$. Das Strahlprofil an dem Ausgang des OPCPA-Systems ist in Abbildung 5.11(b) gezeigt. In Abbildung 5.11(c) ist die räumliche Intensitätsverteilung im Brennpunkt einer Linse mit einer Brennweite von 200 mm dargestellt. Für die Bestimmung der Stabilität der Pulsdauer wurden SPIDER-



(a) Aus der SPIDER-Messung rekonstruierter Puls. (b) Pulsdauerstabilität über 18 Stunden. (c) Leistungsstabilität an dem Ausgang des Systems.

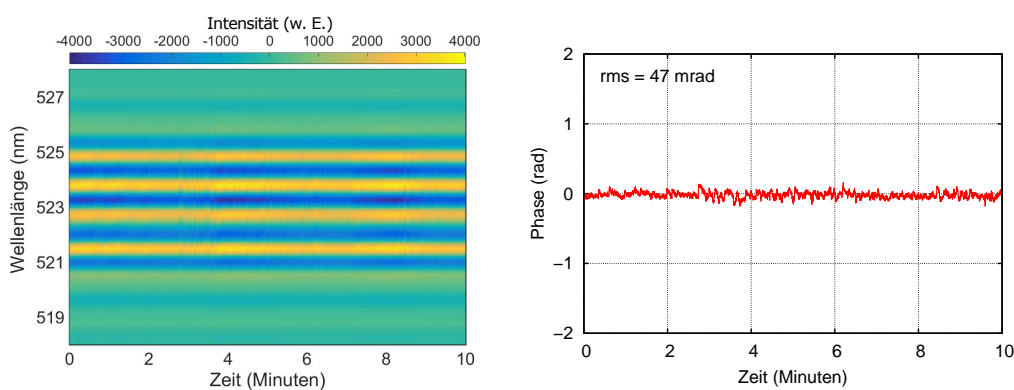
Abbildung 5.12: Rekonstruierte Pulsdauer und Langzeitstabilität an dem Ausgang des OPCPA-Systems.

Messungen mit einem Zeitabstand von jeweils 2 Minuten durchgeführt. Für ein Zeitintervall von 18 Stunden wurde für die gemessene Pulsdauer eine Standardabweichung von $0,13 \text{ fs}$ erreicht (siehe Abbildung 5.12(b)). Die hierbei gemessenen Abweichungen sind auf minimale Schwankungen in der spektralen Form beziehungsweise der Intensität und auf die Genauigkeit der SPIDER-Messung zurückzuführen. Die Dispersion der Luft und der Kristalle in dem System sowie die Pulskompression mit dispersiven Spiegeln in dem Aufbau sind als Ursache für die Schwankungen zu vernachlässigen. Die Leistungsstabilität an dem Ausgang des System (siehe Abbildung 5.12(c)) wurde mit einem thermischen Leistungsmesskopf und einer Auslesegeschwindigkeit von 10 Hz bestimmt. Für ein Intervall von 12 Stunden wurde eine Standardabweichung von $0,65 \%$ ermittelt. Aufgrund der Langzeitstabilität ist diese

Quelle hervorragend für nichtlineare Experimente oder Messreihen über mehrere Stunden geeignet. Bei der Pulswiederholrate von 200 kHz werden in den 12 Stunden mehr als 8,6 Milliarden Pulse verstärkt. Um mit einem typischen Titan:Saphir-CPA-System bei 1 kHz Pulswiederholrate vergleichbar viele Pulse zu erreichen, wäre eine Messzeit von 100 Tagen notwendig.

Bei dem zweistufigen parametrischen Verstärker in diesem Kapitel wird die Pumpenergie von $75 \mu\text{J}$ mit einer Effizienz von 29,3 % auf das breitbandige Signal übertragen. Gegenüber dem System in Kapitel 4 (Effizienz: 23,8 %) konnte mit der optimierten Pumpquelle und den höheren Pumpintensitäten, trotz der 2 mm kürzeren Kristalle, durch die optimierte Aufteilung der Pumpenergie eine Steigerung der Effizienz erreicht werden. Durch die Verringerung der Pumpimpulsdauer können gleichzeitig kürzere Signimpulse genutzt werden, was bedeutet, dass die Signalintensität entsprechend ansteigt. Dass ein Anstieg der Signalintensität zu einer höheren Effizienz führt, kann aus der simulierten Variation der Fokusgröße des Signals in der ersten NOPA-Stufe in Abbildung 4.19 abgeleitet werden. Ein reines Verkürzen der Signimpulsdauer zur Erhöhung der Signalintensität ohne entsprechendes Reduzieren der Pumpimpulsdauer ist nicht zielführend, da in Kapitel 3 gezeigt wurde, dass dies zu einer Verringerung der Effizienz und zu einem Anstieg der Superfluoreszenz führt. In der Literatur wird beispielsweise ein zweistufiges OPCPA-System (2 mm + 5 mm BBO) beschrieben, bei dem mit einer Pumpimpulsdauer von 1,15 ps und Pumpintensitäten von jeweils 120 GW/cm^2 an den Kristallen eine Gesamteffizienz von 21,5 % (siehe [Pri15]) erreicht wird, mit der die Pumpstrahlung (515 nm) bei der parametrischen Verstärkung konvertiert wird. Bei einem weiteren Beispiel aus der Literatur wird bei einer Pumpimpulsdauer von 500 fs und deutlich höheren Pumpintensitäten von 300 GW/cm^2 (NOPA 1; 2 mm BBO) und 200 GW/cm^2 (NOPA 2; 2 mm BBO) die Pumpstrahlung mit einer Effizienz von 24,1 % genutzt (siehe [Rot12]).

5.2.3 Stabilisierung der CEO-Phase



(a) CEO-phasenabhängiges Interferenzsignal an dem Ausgang des OPCPA-Systems mit aktivierter Regelung.

(b) Ausgewertete CEO-Phase aus Abbildung 5.13(a) mit einem rms-Wert von 47 mrad.

Abbildung 5.13: Stabilität der CEO-Phase an dem Ausgang des parametrischen Verstärkers.

Die CEO-Phase an dem Ausgang des OPCPA-Systems wurde nach demselben Prinzip wie in Kapitel 4 stabilisiert. Hierzu werden nach der Pulskompression mit einem Auskoppelspiegel 300 nJ der Pulsenergie abgegriffen und mit einer Linse ($f = 60$ mm) in ein 3 mm dickes Substrat aus Saphir fokussiert. Über den Prozess der Weißlichterzeugung (siehe z. B. [Bra09]) in dem Substrat wird das Ausgangsspektrum des OPCPA-Systems auf mehr als eine Oktave verbreitert. Anschließend wird mit einem f-zu-2f-Interferometeraufbau und einem Spektrometer ein CEO-phasenabhängiges Interferogramm aufgenommen und daraus die CEO-Phase bestimmt. Über eine Rückkopplung der Messung zu dem CEO-stabilisierten Oszillator wird die CEO-Phase am Ausgang des Systems stabilisiert. Das gemessene Interferogramm mit aktivierter Rückkopplung ist exemplarisch für ein 10-Minuten-Intervall in Abbildung 5.13(a) gezeigt. Die Auswertung der Messung ergibt eine Standardabweichung der Phase von 47 mrad, was bedeutet, dass die Stabilität gegenüber dem Ergebnis aus Kapitel 4 mit einer Stabilität von 68 mrad nochmals verbessert werden konnte. Die Optimierungen für die bessere Stabilität sind die reduzierte Strahlhöhe gegenüber dem System aus Kapitel 4, die aktive Stabilisierung von Position und Winkel des Pumpstrahls nach der Frequenzverdopplung sowie die vollständig wassergekühlte Grundplatte.

5.2.4 Parametrische Verstärkung bei 400 und 800 kHz

In dieser Arbeit wurden bei Pulswiederholraten von 100 kHz und 200 kHz Pulsenergien von bis zu 18 μ J (vgl. Kapitel 3) und Pulsspitzenleistungen von bis zu 1,97 GW (vgl. Kapitel 5) erreicht. Die mittlere Leistung an den Ausgängen der vorgestellten OPCPA-Systeme beträgt bei 100 kHz Pulswiederholrate 1,8 Watt (Kapitel 3) und bei 200 kHz wurden 2,4 Watt (Kapitel 4) beziehungsweise 3,4 Watt (Kapitel 5) erreicht. Für einige Anwendungen ist jedoch eine geringere Pulsenergie bei einer höheren Pulswiederholrate und vergleichbarer mittlerer Leistung von Vorteil, da dadurch zum einen die Statistik bei einer vorgegebenen Messzeit (z.B. Lebensdauer der Probe) sowie das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert wird und zum anderen die Gefahr einer Zerstörung der Probe durch die Pulsenergie verringert wird. Hinzu kommt, dass bei manchen Messungen pro Laserpuls nur eine einzelne Reaktion ausgelöst werden darf, um ein sinnvolles Messsignal zu erhalten. Für ein vollständiges Messergebnis sind dann entsprechend viele einzelne Messsignale notwendig. An dieser Stelle sind beispielsweise die Koinzidenzmessungen von Elektronen und Ionen oder ionisierten Molekülen mit Reaktions-Mikroskopen zu nennen (siehe z. B. [Sin10; Ull03]). Hierbei wird pro Laserpuls ein Atom oder Molekül ionisiert, und anschließend wird das Elektron sowie das Ion jeweils mit einem Time-of-flight-Spektrometer detektiert. Es wurde gezeigt, dass die Pulswiederholraten von 400 kHz bis 800 kHz hierzu sehr gut geeignet sind (siehe z. B. [Fur13; Fur16; Rot16]).

Im Folgenden wird auf eine Variation der Pulswiederholrate des hier vorgestellten parametrischen Verstärkers im Detail eingegangen. Die Pulswiederholrate des Faservorverstärkers kann innerhalb von wenigen Sekunden durch Änderung der Einstellungen der Pulspicker und Anpassung der Pumpdiodenströme verändert werden. Hierbei wurde die mittlere Ausgangsleistung aus dem Vorverstärker und somit auch die Eingangsleistung für den Rod-Type-Verstärker konstant gehalten. Bei einem Wechsel der Pulswiederholrate ändert sich weder die Laufzeit durch den Verstärker noch das Ausgangsprofil, da dieses durch die Strahlführung in der Rod-Type-Faser vorgegeben ist. Mit dem Rod-Type-Faserverstärker

wurden bei 200 kHz, 400 kHz und 800 kHz vergleichbare Verstärkungseffizienzen bei gleicher mittlerer Eingangsleistung gemessen. Theoretisch wären mittlere Leistungen von 50 W (400 kHz) und 100 W (800 kHz) möglich gewesen, um dieselbe Pulsenergie wie bei 200 kHz zu erreichen. Um jedoch thermisch bedingte Änderungen des Strahls sowie ein Aufheizen der Kristalle oder Spiegel auszuschließen, wurde für eine bessere Vergleichbarkeit für die beiden Pulswiederholraten bei der nachfolgende Frequenzverdopplung jeweils eine mittlere Leistung von 30 W nach dem Gitterkompressor eingestellt. Die Ergebnisse der Frequenzverdopp-

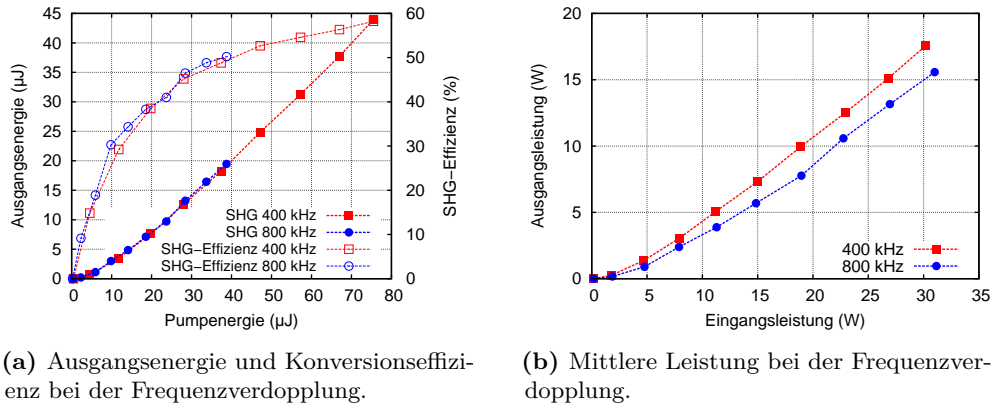
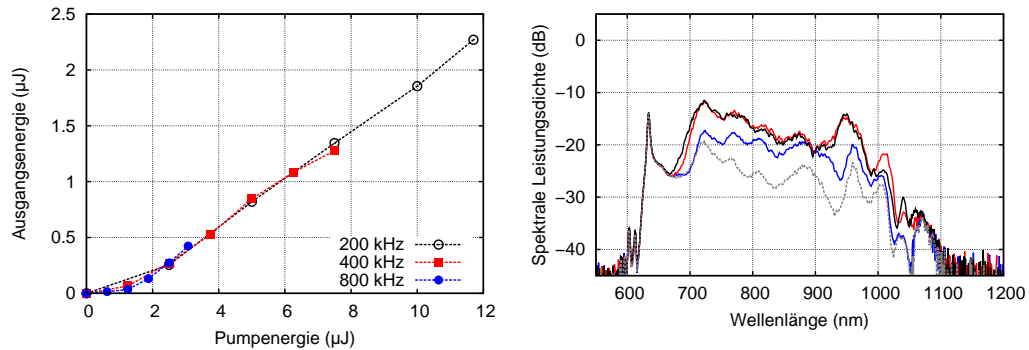


Abbildung 5.14: Ausgangsparameter der Frequenzverdopplungsstufe bei 400 kHz (rot) und 800 kHz (blau).

lung sind in Abbildung 5.14(a) dargestellt. Hierbei ist zu beachten, dass die Fokussierung nicht angepasst wurde, um einen schnellen und einfachen Wechsel zwischen den drei verschiedenen Pulswiederholraten ohne einen Umbau des Systems zu ermöglichen. Mit der Pulswiederholrate ändert sich die Pulsenergie und durch die gleichbleibende Fokussierung kommt es somit auch zu einer Änderung der Intensitäten in den beiden NOPA-Stufen, was einen Einblick in die Dynamik des parametrischen Verstärkungsprozesses liefert. Bei einer Anpassung der Fokussierung bei höheren Pulswiederholraten und entsprechend geringerer Pulsenergie können bei vergleichbaren Intensitäten an dem SHG-Kristall wie bei 200 kHz vergleichbare Konversionseffizienzen erreicht werden (siehe z. B. [Pap16]). Die Ergebnisse der Frequenzverdopplung bei unterschiedlichen Pulswiederholraten zeigen entsprechend der theoretischen Erwartung, dass die Konversionseffizienz bei unveränderter Fokussierung nur von der Pulsenergie und nicht von der Pulswiederholrate abhängt. Bei 400 kHz wird eine Energie von 44 µJ (17,6 W) bei einer Konversionseffizienz von 58,2% erreicht. Bei der Änderung der Pulswiederholrate zu 800 kHz reduziert sich die Konversionseffizienz bei der Frequenzverdopplung auf 50% und es werden 19,5 µJ (15,6 W) erreicht. Die mittlere Leistung nach der Frequenzverdopplung ist für die drei unterschiedlichen Pulswiederholraten jeweils größer als 15 Watt.

Für die beiden NOPA-Stufen wurde wie bei der Frequenzverdopplung keine Anpassung der Fokussierung oder des Aufteilungsverhältnisses der Pumpenergie vorgenommen, um einen justagefreien Wechsel zwischen den Pulswiederholraten zu ermöglichen. Dies bedeutet, dass sich bei vergleichbarer mittlerer Leistung die Pumpenergie und somit die Intensität an den NOPA-Kristallen bei dem Wechsel von 200 kHz auf 400 kHz um einen

Faktor zwei und bei dem Wechsel auf 800 kHz um einen Faktor vier verringert. In der ersten NOPA-Stufe wird bei 400 kHz und einer Pumpimpulsenergie von $7,5 \mu\text{J}$ (3 Watt) die Pulsenergie aus dem Titan:Saphir-Oszillator von 1 nJ auf $1,27 \mu\text{J}$ (500 mW) verstärkt. In Abbildung 5.15(a) ist dargestellt, dass die Steigung der Ausgangsenergie in Abhängigkeit von der Pumpenergie bei 400 kHz und 800 kHz vergleichbar zu der Steigung bei 200 kHz ist. Bei einer Pulswiederholrate von 800 kHz wird mit einer Pumpimpulsenergie von $3 \mu\text{J}$ (2,4 Watt) in der ersten NOPA-Stufe eine Ausgangsenergie von 424 nJ (340 mW) erreicht.



(a) Ausgangsparameter der ersten NOPA-Stufe für drei unterschiedliche Pulswiederholraten.

(b) Ausgangsspektrum der ersten NOPA-Stufe für drei unterschiedliche Pulswiederholraten im Vergleich zu dem Eingangsspektrum aus dem Oszillator (grau).

Abbildung 5.15: Pulsenergie und Spektrum nach der ersten parametrischen Verstärkerstufe für 200 kHz (schwarz), 400 kHz (rot) und 800 kHz (blau).

Die Messung der jeweiligen Ausgangsspektren (siehe Abbildung 5.15(b)) zeigt, dass sich die Verstärkungsbandbreite der ersten NOPA-Stufe mit zunehmender Pulswiederholrate und abnehmender Pumpimpulsenergie und Pumpintensität reduziert. Dies kann darüber erklärt werden, dass bei geringen Intensitäten hauptsächlich die Spektralbereiche verstärkt werden, für die die Phasenanpassungsbedingung perfekt erfüllt ist, und erst mit ansteigender Pumpintensität auch die Spektralbereiche mit einer größeren Abweichung von der idealen Phasenanpassung verstärkt werden (siehe z. B. [Rie13; Ros02]). In dem Experiment verringert sich die spektrale Breite (gemessen bei -10 dB) mit abnehmender Pumpintensität von 320 nm ($2,27 \mu\text{J}$, 200 kHz) auf 309 nm ($1,27 \mu\text{J}$, 400 kHz) bei der Verdopplung der Pulswiederholrate. Bei einer weiteren Verdopplung auf 800 kHz (Pulsenergie: $0,424 \mu\text{J}$) beträgt die spektrale Breite 270 nm . Für das Bestimmen der spektralen Breite wurde jeweils das Spektrum des Oszillators abgezogen. Bei der Reduzierung der Pumpenergie bei einer festen Pulswiederholrate wurde ebenfalls eine Abnahme der Verstärkungsbandbreite beobachtet. Dies bedeutet, dass sich in Abhängigkeit von der Pulswiederholrate und der damit verbundenen Änderung der Pumpimpulsenergie und Pumpintensität das Eingangsspektrum und die Eingangsenergie für die zweite NOPA-Stufe ändern.

Die parametrische Verstärkung in der zweiten NOPA-Stufe ist in Abbildung 5.16(a) dargestellt. Die Messung zeigt, dass die parametrische Verstärkung in Abhängigkeit von der Pumpenergie für die drei Pulswiederholraten vergleichbar ist. An dieser Stelle wird nach Abbildung 4.21(a) in Abhängigkeit von der Eingangsenergie eine Verringerung der

parametrischen Effizienz erwartet. Gleichzeitig verringert sich allerdings mit abnehmender Pulsenergie durch das Erhöhen der Pulswiederholrate auch der Pulsuntergrund der Pumpquelle. Dies führt zu einer Steigerung des Anteils der Energie in dem zentralen Teil des Pumpulses und somit zu einem Anstieg der Effizienz.

Mit der zweiten NOPA-Stufe wird bei einer Pulswiederholrate von 400 kHz eine Pulsenergie von $12,5 \mu\text{J}$ (5 W) erreicht. Das Ausgangsspektrum (siehe Abbildung 5.16(c)) zeigt bei 895 nm den charakteristischen Einbruch aufgrund der parasitären SHG in der Poynting-Vektor-walk-off-kompensierenden Geometrie. Nach Abzug des Spektrums des Oszillators beträgt die spektrale Breite 275 nm (gemessen bei -10 dB) und unterstützt eine bandbreitenbegrenzte Pulsdauer von $6,45 \text{ fs}$. Die mit einem SPIDER bestimmte Pulsdauer nach der

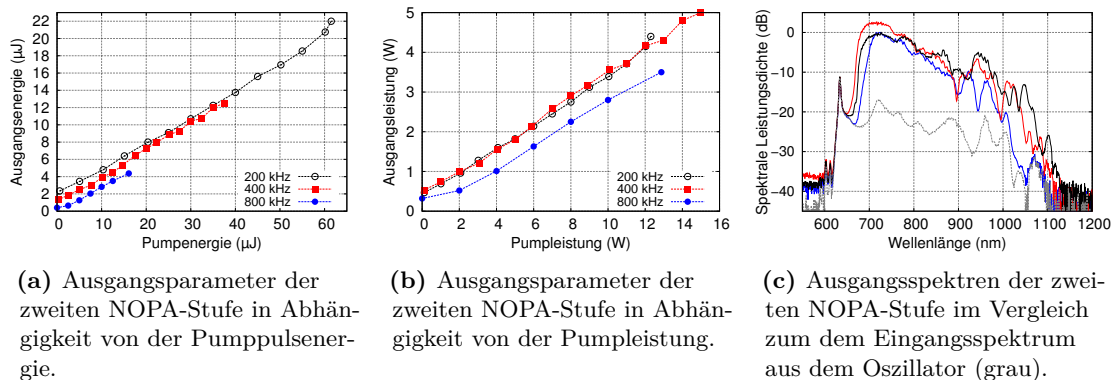
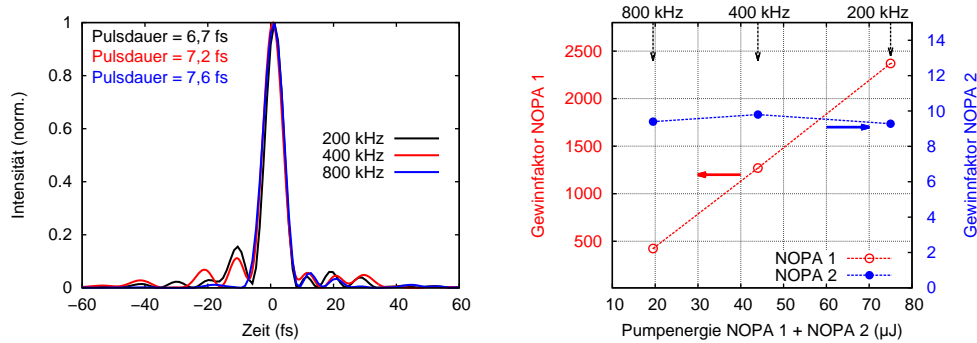


Abbildung 5.16: Pulsenergie, mittlere Leistung und Spektrum nach der zweiten parametrischen Verstärkerstufe für 200 kHz (schwarz), 400 kHz (rot) und 800 kHz (blau).

Pulskompression liegt $11,6 \%$ über der theoretisch möglichen Pulsdauer und beträgt $7,2 \text{ fs}$ (siehe Abbildung 5.17(a)). In dem zentralen Teil des rekonstruierten Pulses befinden sich bei dieser Messung $76,5 \%$ der Leistung, was vergleichbar mit dem Ergebnis bei 200 kHz ist. Bei einer Pulswiederholrate von 400 kHz ergibt sich mit der Pulsenergie nach der Kompression von $10,5 \mu\text{J}$ ($4,2 \text{ Watt}$) sowie der Berücksichtigung des Pulsuntergrundes der SPIDER-Messung eine Pulsspitzenleistung von $1,05 \text{ GW}$. Bei der Änderung der Pulswiederholrate zu 800 kHz verringert sich die spektrale Breite (gemessen bei -10 dB) auf 232 nm , während sich die bandbreitenbegrenzte Pulsdauer auf $7,4 \text{ fs}$ verlängert. Die gemessene Pulsdauer nach der Pulskompression (Pulsenergie: $3,1 \mu\text{J}$; mittlere Leistung: $2,48 \text{ Watt}$) beträgt $7,6 \text{ fs}$ mit einem Leistungsanteil von $90,5 \%$ innerhalb des zentralen Pulses, woraus sich eine Pulsspitzenleistung von 350 MW ergibt. Bei der Variation der Pulswiederholrate wurde bei 200 kHz und 400 kHz eine mittlere Leistung von $4,4 \text{ W}$ beziehungsweise 5 W vor der Kompression erreicht (siehe Abbildung 5.16(b)). Dies bedeutet für ein nachfolgendes Experiment, dass sich die Anzahl der Pulse pro Zeitintervall verdoppelt und gleichzeitig die Anzahl der Photonen in dem Intervall um mehr als 10% ansteigt. Erst bei der Pulswiederholrate von 800 kHz reduziert sich die Effizienz der Frequenzverdopplung und der NOPA-Stufen aufgrund der geringeren Intensität an den Kristallen soweit, dass nach der zweiten parametrischen Verstärkerstufe nur noch eine mittlere Leistung von $3,5 \text{ W}$ erreicht wird. Insbesondere verringern sich mit abnehmender Pumpintensität die Verstärkungsbandbreite sowie der Gewinnfaktor in der ersten NOPA-Stufe. In der zweiten NOPA-Stufe



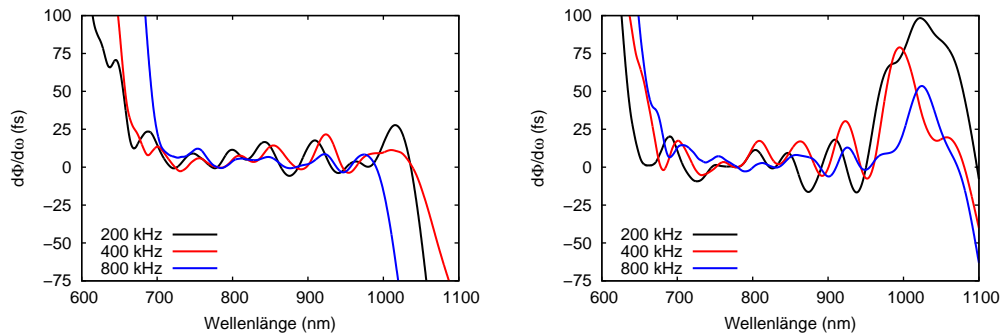
(a) Aus der SPIDER-Messung rekonstruierter Puls bei 200 kHz, 400 kHz und 800 kHz Pulswiederholrate.

(b) Gewinnfaktor der ersten (rot) und zweiten (blau) NOPA-Stufe, in Abhängigkeit von der Pulswiederholrate. Die Linien dienen der besseren Orientierung.

Abbildung 5.17: Pulsdauern und Gewinnfaktoren in Abhängigkeit von der Pulswiederholrate.

bleibt der Gewinnfaktor hingegen nahezu konstant (siehe Abbildung 5.17(b)). Mit abnehmender Intensität an den beiden NOPA-Kristallen steigt die erreichbare Pulsdauer an, wobei sich gleichzeitig der Leistungsanteil in dem Pulsuntergrund der SPIDER-Messung verringert. Die erreichbare Pulsspitzenleistung pro μJ erreichter Pulsenergie ist für die drei unterschiedlichen Pulswiederholraten vergleichbar.

Eine mögliche Ursache für den Anstieg des Leistungsanteils des Pulsuntergrundes bei den SPIDER-Messung könnte ein Beitrag der parametrischen Phase während der Verstärkung sein (siehe z. B. [Fat15; Her10]). Diese wird durch eine Phasenfehlانpassung verursacht und hängt neben der Kristalllänge von dem Kleinsignalgewinn ab und bewirkt einen zusätzlichen Beitrag zu der Phase des Signals. Um herauszufinden in welcher NOPA-Stufe der Pulsuntergrund entsteht, wurde an dem Ausgang des Systems bei den drei verschiedenen Pulswiederholraten mit einem SPIDER-Aufbau jeweils die spektrale Phase bestimmt. Es wurde einmal mit und einmal ohne parametrischer Verstärkung in der zweiten NOPA-Stufe gemessen. Die erste Ableitung der spektralen Phase nach der Frequenz gibt die relative Ankunftszeit der einzelnen Spektralkomponenten an. In Abbildung 5.18(a) ist das Ergebnis der Messung ohne Verstärkung in der zweiten NOPA-Stufe gezeigt. Hierbei ist zum einen die Zunahme der Verstärkungsbandbreite mit abnehmender Pulswiederholrate und ansteigender Pulsenergie und Intensität zu erkennen. Zum anderen weist der Verlauf der abgeleiteten Phase bei 800 kHz deutlich geringere Oszillationen als der Verlauf bei 200 kHz bzw. 400 kHz auf. Die Höhe der Oszillationen bei diesen beiden Pulswiederholraten ist jedoch ähnlich, was eine Erklärung dafür ist, dass bei 200 kHz und 400 kHz ein vergleichbarer Anteil der Energie in dem Pulsuntergrund gemessen wird und bei 800 kHz eine deutliche Verbesserung sichtbar ist. Mit maximaler parametrischer Verstärkung in der zweiten NOPA-Stufe nimmt die Amplitude der Oszillationen der abgeleiteten Phase bei allen drei Pulswiederholraten zu. Auch in dieser Stufe bleibt der deutliche Unterschied zwischen dem Verlauf bei 800 kHz und dem Ergebnis bei 200 kHz bzw. 400 kHz bestehen. Aus den Messdaten kann abgeleitet werden, dass eine Verbesserung der Pulsqualität an dem Ausgang des Systems erreicht werden kann, wenn der Gewinnfaktor in der ersten NOPA-Stufe reduziert wird. Dieses



(a) Ableitung der gemessenen Phase in Abhängigkeit von der Pulswiederholrate an dem Ausgang des OPCPA-Systems ohne parametrische Verstärkung in der zweiten NOPA-Stufe.

(b) Ableitung der gemessenen Phase in Abhängigkeit von der Pulswiederholrate an dem Ausgang des OPCPA-Systems mit parametrischer Verstärkung in der zweiten NOPA-Stufe.

Abbildung 5.18: Ableitung der mit dem SPIDER gemessenen Phase an dem Ausgang des OPCPA-Systems für 200 kHz (schwarz), 400 kHz (rot) und 800 kHz (blau) Pulswiederholrate.

stimmt mit Beobachtungen überein, die in der Literatur beschrieben werden (siehe z. B. [Fur13]). Zudem spiegelt es sich auch bei den Ausgangspulsen der drei vorgestellten OPCPA-Systemen in dieser Arbeit wieder. In Kapitel 3 wurde bei $18 \mu\text{J}$ Pulsenergie eine Pulsdauer von $8,7 \text{ fs}$ mit $69,4\%$ der Energie in dem zentralen Anteil des Pulses bestimmt. Bei diesem System wird in dem ersten NOPA-Kristall ein Gewinnfaktor von 106 erreicht. Ein Anteil der Energie in dem Pulsuntergrund ist hierbei der Kompression mit 32 Reflexionen auf den dispersiven Spiegelpaaren zuzuschreiben und nicht der parametrischen Verstärkung. In Kapitel 4 wird in der ersten NOPA-Stufe ein Gewinnfaktor von 3520 erreicht. An dem Ausgang dieses Systems wird bei $12 \mu\text{J}$ Pulsenergie eine Pulsdauer von $6,3 \text{ fs}$ mit $55,8\%$ der Energie in dem zentralen Puls bestimmt. Im Vergleich dazu wird in diesem Kapitel eine Pulsenergie von $17 \mu\text{J}$ bei einer Pulsdauer von $6,7 \text{ fs}$ mit $77,7\%$ der Energie in dem zentralen Puls erreicht. Hierbei beträgt der Gewinnfaktor in der ersten NOPA-Stufe 2270.

Mit abnehmender Pumpintensität verringert sich die erreichbare spektrale Bandbreite bei der Verstärkung in der ersten NOPA-Stufe und nachfolgend auch die spektrale Breite an dem Ausgang der zweiten NOPA-Stufe, wodurch sich die minimale Pulsdauer verlängert. Im Umkehrschluss bedeutet dies, in Übereinstimmung mit den Aussagen in [Rie13; Rot11a], dass für eine Verkürzung der Pulsdauer eine Steigerung der Pumpintensität in der ersten NOPA-Stufe notwendig ist. Für eine solche Untersuchung sind möglichst kurze Pumppulse essenziell, um hohe Intensitäten an dem Kristall erreichen zu können, bevor es zu seiner Beschädigung kommt. Hierfür ist das vorgestellte Faserverstärkersystem mit einer Pulsdauer von 209 fs ideal geeignet. Ein weiterer Vorteil der kurzen Pumpimpulsdauer ist, dass bei deutlich höheren Pulswiederholraten die für die parametrische Verstärkung notwendigen Intensitäten mit Fokussdurchmessern erreicht werden können, bei denen walk-off-Effekte keine Limitierung darstellen. Bei einem vergleichbaren System wurden bei 2 MHz Pulswiederholrate mit entsprechender Anpassung der Fokussierungen für die SHG- und NOPA-Stufen

Effizienzen bei der SHG und den parametrischen Verstärkerstufen wie bei 200 kHz erreicht. Dies wurde zusammen mit A. Pape in einem gemeinsamen Konferenzbeitrag [Pap16].

5.3 Steigerung der Pulsenergie

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass durch den optimierten Strecker und Kompressor mit einer Rod-Type-Verstärkerstufe und entsprechender Aufteilung der Pumpenergie auf zwei NOPA-Stufen die erreichbare Energie bei der parametrischen Verstärkung gegenüber dem System in Kapitel 4 gesteigert werden konnte. Wie bei dem Verstärkeraufbau in Kapitel 4 ist es möglich, den Verstärker in diesem Kapitel um eine weitere Rod-Type-Faser mit nachfolgender Pulskompression zu erweitern, um einen zusätzlichen Ausgang mit weiteren 125 μJ Pulsenergie bei einer Wellenlänge von 1030 nm zu realisieren. Nach der Frequenzverdopplung sollten somit weitere 75 μJ Pulsenergie erreicht werden, die genutzt werden können, um eine dritte NOPA-Stufe zu pumpen. Nach der Abschätzung über die Simulation in Abbildung 4.21(a) sollte bei einer Eingangsenergie von 22 μJ eine Verstärkungseffizienz im Bereich von 40 % möglich sein. Dies würde bedeuten, dass die Pulsenergie des vorgestellten Systems auf etwa 50 μJ (vor der Kompression) gesteigert werden kann. Der Ausgang der zweiten Rod-Type-Verstärkerstufe kann alternativ auch für die Frequenzkonversion der Ausgangsstrahlung des OPCPAs zu anderen Wellenlängen genutzt werden. Diese wird im Folgenden diskutiert.

5.4 Frequenzkonversion in den mittleren Infrarot- sowie in den sichtbaren Spektralbereich

Der Wellenlängenbereich der parametrischen Verstärkersysteme in dieser Arbeit ist durch das Spektrum des Titan:Saphir-Oszillators auf den nah-infraroten Spektralbereich festgelegt. In Abschnitt 4.5 wurde die Eignung dieser Strahlquelle für die Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung in Argon gezeigt. Es gibt jedoch auch Anwendungen, bei denen beispielsweise Strahlung mit μJ -Pulsenergie im mittleren Infrarot¹ (MIR) oder darüber von Vorteil ist. Zum Beispiel liegen in dem Spektralbereich von 2 μm bis 5 μm viele starke Absorptionslinien von Gasen sowie diverse Übergänge zwischen verschiedenen Vibrationsniveaus von Molekülen (siehe z. B. [Sor03]). Für die Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung bieten längere Wellenlängen ebenfalls Vorteile. Die maximal erreichbare Energie bei dem HHG-Prozess entspricht in etwa dem Dreifachen der ponderomotiven Energie² U_p . U_p hängt quadratisch von der Wellenlänge ab, was bedeutet, dass mit längeren Wellenlängen bei der Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung (siehe Abschnitt 4.5) höhere harmonische-Ordnungen erreicht werden können.

Ein Ansatz für die Erzeugung eines breitbandigen Spektrums im MIR wurde von Suchowski *et al.* vorgestellt [Suc13]. Es wurde gezeigt, dass es mit einem DFG-Prozess in einem adiabatisch gepolten MgCLN³-Kristall möglich ist, ein parametrisch verstärktes Spektrum mit Spektralkomponenten in dem Wellenlängenbereich von 680 nm bis 870 nm

1 Wellenlängenbereich von 1,4 μm bis 3 μm [ISO07].

2 $U_p = \frac{e^2 E^2}{4m_e \omega^2}$. Hierbei ist e die Elementarladung, E die elektrische Feldstärke, m_e die Masse des Elektrons und ω die Frequenz (siehe z. B. [Boy08; Buc87]).

3 Magnesiumdotiertes kongruentes Lithiumniobat.

mithilfe eines zusätzlichen Pumpulses (Pulsenergie: 500 μJ , Pulsdauer: 12 ps) mit einer Zentralwellenlänge von 1047 nm breitbandig in den Bereich von 2,1 μm und 4,7 μm zu konvertieren [Suc13]. In der genannten Veröffentlichung konnten von den 7,9 μJ Pulsenergie des parametrischen Verstärkers 1,5 μJ ins Langwellige konvertiert werden.

Für die Umsetzung dieses Konzeptes ist neben dem breitbandigen und verstärkten Ausgang des OPCPA-Systems im NIR zusätzlich der Ausgang des optionalen zweiten Rod-Type-Verstärkers mit einer Zentralwellenlänge im Bereich von 1030 nm und bis zu 125 μJ Pulsenergie sowie optischer Synchronisierung zu den Ausgangspulsen des OPCPA-Systems ideal geeignet.

Neben der Konversion ins MIR ist eine breitbandige Konvertierung der OPCPA-Ausgangsstrahlung in den sichtbaren Spektralbereich über einen SFG-Prozess mit der Strahlung des zusätzlichen Ausgangs bei 1030 nm möglich. Von Khanukaeva *et al.* wurde gezeigt, dass es in KDP¹ eine breitbandige Phasenanpassung für einen solchen Prozess gibt [Kha16]. Mit einem durchstimmbaren nicht-kollinearen optisch-parametrischen Oszillator (NOPO) konnte in einem ersten Experiment demonstriert werden, dass es möglich ist, diese Phasenanpassung zu nutzen, um Strahlung zwischen 650 nm und 900 nm aus dem NIR in den Bereich von 412 nm bis 500 nm zu konvertieren. Diese Bandbreite von 88 nm bei einer Zentralwellenlänge von 456 nm würde bei Annahme eines rechteckigen Spektrums einer bandbreitenbegrenzten Pulsdauer von 7,1 fs entsprechen. Bei der Summenfrequenzerzeugung kann durch die Einstrahlung der zusätzlichen Pumpstrahlung eine effiziente Frequenzkonversion erreicht werden (siehe z. B. [Bor91]). Die hier angesprochene Phasenanpassung für die breitbandige Summenfrequenzerzeugung in KDP kann für die breitbandige Frequenzkonversion der Ausgangsstrahlung des hier vorgestellten OPCPA-Systems genutzt werden, was den Wellenlängenbereich dieser Strahlquelle nochmal deutlich erweitert.

¹ Kaliumdihydrogenphosphat

KAPITEL 6

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, mithilfe von experimentellen Messungen und zusätzlichen numerischen Simulationen Parameter für die effiziente, breitbandige parametrische Verstärkung zu bestimmen und ein tieferes Verständnis der komplexen raum-zeitlichen Dynamik bei dem parametrischen Verstärkungsprozess zu erlangen. Hierbei wurde die zeitliche Dynamik bei der Verstärkung mit 10 ps-Pumppulsen mithilfe von Kreuzkorrelationsmessungen untersucht und bei deutlich kürzeren Pumppulsen wurde über numerische Simulationen die Entstehung von nichtlinearen Mischprodukten bei der parametrischen Verstärkung in der PVWC-Geometrie vollständig erklärt und mit experimentellen Beobachtungen verglichen. In dieser Arbeit wurden drei parametrische Verstärkersysteme mit unterschiedlichen Pumpquellen und Pumppulsdauern zwischen 10 ps und 209 fs realisiert, mit denen bei hohen Pulswiederholraten von >100 kHz jeweils ein ultra-breitbandiger Titan:Saphir-Oszillator auf Pulsenergien von mehr als $10 \mu\text{J}$ bei einer Pulsdauer von wenigen optischen Zyklen verstärkt wurde. Ein wesentlicher Vorteil eines Titan:Saphir-Oszillators mit einem oktavenbreiten Ausgangsspektrum gegenüber anderen Ansätzen ist, dass ohne zusätzliche spektrale Verbreiterung die CEO-Phase bestimmt und stabilisiert werden kann, um nach der parametrischen Verstärkung Ausgangspulse mit stabilisierter CEO-Phase zu erhalten. Ein weiterer entscheidender Punkt ist, dass die Spektralanteile im Bereich von $1 \mu\text{m}$ als Eingangssignal für eine optisch synchronisierte Pumpquelle genutzt werden können, wodurch eine exzellente passive Stabilität für die zeitliche Überlagerung von Pump- und Signalpuls bei der parametrischen Verstärkung erreicht wird.

Bei dem in Kapitel 3 beschriebenen OPCPA-System wurde der konzeptionell einfachste Ansatz bei der Realisierung der Pumpquelle verfolgt, indem ein mehrstufiger Nd:YVO₄-Verstärkeraufbau ohne einen zusätzlichen Strecker und Kompressor gewählt wurde. Dadurch kann ein kompakter und effizienter Aufbau realisiert werden, bei dem Verluste durch die Pulskompression vollständig vermieden werden. Mit diesem Ansatz wurde eine Pumppulsenergie von $190 \mu\text{J}$ bei einer Pulswiederholrate von 100 kHz und einer Pulsdauer von 10 ps erreicht. Für die nachfolgende Frequenzverdopplung wurde ein zweistufiger Ansatz untersucht, bei dem die nicht konvertierte fundamentale Strahlung nach dem ersten SHG-Kristall in einer zweiten SHG-Stufe verdoppelt wird. Hierbei konnte eine Konversionseffizienz von insgesamt 77 % erreicht werden. Für das Anpassen der Signalpulsdauer bei dem parame-

trischen Verstärker wurden ausschließlich breitbandige und effiziente dispersive Spiegel in Kombination mit der Propagation durch Glassubstrate genutzt, um eine maximale Bandbreite und Effizienz mit einem konzeptionell einfachen Aufbau zu erreichen. Da bei diesem Ansatz die Signalpulsdauer nach oben begrenzt ist, wurden die zwei parametrischen Verstärkerstufen jeweils in einem Doppeldurchgang betrieben. Dadurch war es möglich, den Unterschied in der Pump- und Signalpulsdauer auszugleichen, da unterschiedliche Anteile des Pumpulses in dem jeweiligen Durchgang mit dem Signalpuls zeitlich überlagert sind. Ein solcher Ansatz mit einer Pumpulsdauer im Bereich von 10 ps bei Pulswiederholraten von >100 kHz wurde bislang in dieser Form noch nicht beschrieben. Mit der CPA-freien Pumpquelle und der parametrischen Verstärkung in zwei Kristallen und insgesamt vier Verstärkerdurchgängen konnte eine Pulsenergie von $18 \mu\text{J}$ und eine Pulsdauer von $8,7$ fs erreicht werden. Mithilfe einer Kreuzkorrelationsmessung wurden die Ausgangspulse im Zeitbereich analysiert, wodurch bestimmt werden konnte, dass lediglich ein parametrischer Superfluoreszenzuntergrundsanteil von $12,5\%$ bei dem vorgestellten mehrstufigen Ansatz und dem partiellen Abbau des Pumpulses auftritt. Die erreichbare Ausgangspulsdauer bei dem System ist zum einen durch die hohe Anzahl von Reflexionen an dispersiven Spiegeln und zum anderen durch die mögliche Intensität an den nichtlinearen Kristallen limitiert. Um diese Punkte sowie die zeitliche Überlagerung von Pump- und Signalpuls zu verbessern, sind deutlich kürzere Pumppulse notwendig.

Ausgehend davon wurde bei dem zweiten OPCPA-System (vgl. Kapitel 4) der Schwerpunkt darauf gelegt, eine Pumpquelle mit deutlich kürzeren Pumpulsen zu realisieren. Bei der Verstärkung in Ytterbium-dotierten Rod-Type-Fasern wurden, in Kombination mit einem kompakten und konzeptionell einfachen Strecker und Kompressor, Pumppulse mit einer Dauer unterhalb von einer Pikosekunde bei einer Pulswiederholrate von 200 kHz erreicht. Hierbei wurden zwei parallele Rod-Type-Faserverstärker genutzt, um eine Steigerung der Ausgangsenergie zu erzielen. Mit den zwei parallelen Rod-Type-Verstärkern konnte bei der parametrischen Verstärkung gezeigt werden, dass gegenüber dem ersten OPCPA-System durch die kürzere Pumpulsdauer die Ausgangspulsdauer von $8,7$ fs auf $6,3$ fs verkürzt werden kann. Zusätzlich wurde bei den Ausgangspulsen mit einer Pulsenergie von $12 \mu\text{J}$ die CEO-Phase stabilisiert und der Einfluss dieser auf die Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung untersucht (vgl. Abschnitt 4.5). Mithilfe von numerischen Simulationen war es bei diesem System erstmalig möglich, experimentell beobachtbare nichtlineare Mischprodukte in dem sichtbaren Spektralbereich vollständig zu erklären und deren zeitliche Dynamik wiederzugeben, was zu einem tieferen Verständnis des parametrischen Verstärkungsprozesses und der beteiligten nichtlinearen Mischprodukte führte (vgl. Abschnitt 4.6.1). Diese Erkenntnisse gelten für sämtliche OPCPA-Systeme mit einer vergleichbaren Phasenanpassung. Mithilfe der Simulationen wurden die experimentellen Ergebnisse des zweistufigen NOPA-Aufbaus mit hoher Übereinstimmung reproduziert und darüber konnten Vorhersagen für die parametrische Verstärkung getroffen werden. Mit diesem System konnte gezeigt werden, dass durch die Verkürzung der Pumpulsdauer von 10 ps auf weniger als 1 ps bei der parametrischen Verstärkung die Effizienz und die spektrale Bandbreite deutlich gesteigert werden können. Zudem wurden bei der realisierten Pumpquelle Ansatzpunkte für eine weitere konzeptionelle Verbesserung identifiziert.

In Kapitel 5 wurde daher als Pumpquelle ein einstufiges Rod-Type-Faserverstärkersystem mit einem CFBG als Pulsstreckler realisiert. Die Pumpimpulsdauer von 209 fs bei einer Pulsenergie von 125 μJ liegt hierbei deutlich unterhalb der Impulsdauern, die typischerweise mit Pumpquellen für parametrische Verstärkersysteme bei hohen Pulswiederholraten erreicht werden. Ausgehend von den beiden vorherigen Systemen sowie den numerischen Simulationen konnte ein hoch effizientes OPCPA-System realisiert werden. Mit dem Verkürzen der Pumpimpulsdauer und der optimierten Aufteilung der Pumpenergie auf zwei parametrische Verstärkerstufen konnte die Gesamteffizienz, mit der die Pulsenergie nach der Frequenzverdopplung auf das breitbandige Signal übertragen wird, auf 29,3 % deutlich gesteigert werden. Die in dem Experiment erreichte Pulsenergie stimmt hierbei hervorragend mit den auf den Simulationen in Kapitel 4 basierenden theoretischen Vorhersagen überein. Aufgrund der bei diesem System vorgenommenen Optimierungen war es möglich, mit nur einer Rod-Type-Stufe zum Pumpen des zweistufigen parametrischen Verstärkungsprozesses eine Pulsenergie von 17 μJ bei einer Impulsdauer von 6,7 fs zu erreichen und somit die Pulsenergie gegenüber dem vorherigen System nochmals zu steigern. Die Ausgangspulse des OPCPA-Systems mit stabilisierter CEO-Phase, einer Pulsspitzenleistung von 1,97 GW und einer exzellenten Langzeitstabilität mit einem rms-Wert von 0,65 % über 12 Stunden sind für eine Vielzahl von nichtlinearen Experimenten ideal geeignet.

Mit den Erkenntnissen in dieser Arbeit ist es im nächsten Schritt möglich, die erreichbare Pulsenergie bei der parametrischen Verstärkung deutlich zu steigern. In Kapitel 4 wurde experimentell gezeigt, dass zwei parallele und optisch synchronisierte Rod-Type-Verstärkerstufen zum Pumpen eines parametrischen Verstärkers sehr gut geeignet sind. Mit der Erweiterung des vorgestellten Systems in Kapitel 5 um eine weitere Rod-Type-Verstärkerstufe mit zusätzlichen 75 μJ Pumpimpulsenergie nach der Frequenzverdopplung kann nach den numerischen Simulationen die Pulsenergie auf 50 μJ bei der parametrischen Verstärkung abgeschätzt werden. Um die Pulsenergie bei der parametrischen Verstärkung auf mehr als 100 μJ zu steigern, wäre nach der Frequenzverdopplung eine Pumpimpulsenergie von insgesamt 300 μJ notwendig. Um diese Werte zu erreichen, könnte ein weiteres CFBG in den Vorverstärker integriert werden, um die gestreckte Impulsdauer während der Verstärkung zu verdoppeln und darüber die maximal erreichbare Pulsenergie um einen Faktor zwei zu erhöhen. Für die Impulskompression würde dies eine Verdopplung des Gitterabstandes bedeuten, was keinen Einfluss auf die erreichbare Kompressionseffizienz hat. Die diskutierte Konvertierung der Ausgangsstrahlung in den sichtbaren sowie in den nah-infraroten Spektralbereich nach der Energieskalierung könnte mit einer dritten Rod-Type-Verstärkerstufe umgesetzt werden. Zur Steigerung der Bandbreite und Verkürzung der erreichbaren Impulsdauer auf <6 fs bei der parametrischen Verstärkung, um isolierte Attosekundenpulse erreichen zu können, ist eine Steigerung der Pumpintensität an den Kristallen notwendig. Mit einer solchen hochenergetischen Strahlquelle bei mehreren 100 kHz Pulswiederholrate können hohe Photonenflüsse im EUV bei der Erzeugung hoher-harmonischer Strahlung erreicht werden. Die ultrakurzen Pulse nach der parametrischen Verstärkung ermöglichen hierbei die Erzeugung von Attosekundenpulsen. Die Kombination von CEO-phasenstabilisierten Femtosekunden- und Attosekundenpulsen aus einer Strahlquelle eröffnet einzigartige Möglichkeiten für Pump-Abfrage-Experimente und spektroskopische Anwendungen.

Literatur

- [Agr01] G. P. Agrawal: *Nonlinear fiber optics*. San Diego: Academic Press, 2001.
- [Ahr16] J. Ahrens, O. Prochnow, T. Binhammer, T. Lang, B. Schulz, M. Frede und U. Morgner: „Multipass OPCPA system at 100 kHz pumped by a CPA-free solid-state amplifier“. *Optics Express* (2016), Bd. 24(8): S. 8074–8080.
- [Alk13] T. T. Alkeskjold, M. Laurila, J. Weirich, M. M. Johansen, C. B. Olausson, O. Lumholt, D. Noordegraaf, M. D. Maack und C. Jakobsen: „Photonic crystal fiber amplifiers for high power ultrafast fiber lasers“. *Nanophotonics* (2013), Bd. 2(5-6): S. 369–381.
- [Ant96] P. Antoine, A. L’Huillier und M. Lewenstein: „Attosecond pulse trains using high-order harmonics“. *Physical Review Letters*. Physical Review Letters (1996), Bd. 77(7): S. 1234–1237.
- [Bal02] A. Baltuška, T. Fuji und T. Kobayashi: „Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control“. *Optics letters* (2002), Bd. 27(5): S. 306–308.
- [Bat14] F. Batysta, R. Antipenkov, J. T. Green, J. A. Naylon, J. Novák, T. Mazanec, P. Hříbek, C. Zervos, P. Bakule und B. Rus: „Pulse synchronization system for picosecond pulse-pumped OPCPA with femtosecond-level relative timing jitter“. *Opt. Express* (2014), Bd. 22(24): S. 30281–30286.
- [Bat16] F. Batysta, R. Antipenkov, J. Novák, J. T. Green, J. A. Naylon, J. Horáček, M. Horáček, Z. Hubka, R. Boge, T. Mazanec, B. Himmel, P. Bakule und B. Rus: „Broadband OPCPA system with 11 mJ output at 1 kHz, compressible to 12 fs“. *Optics Express* (2016), Bd. 24(16): S. 17843–17848.
- [Blo98] J. L. Blows, T. Omatsu, J. Dawes, H. Pask und M. Tateda: „Heat Generation In Nd: YVO₄ With and Without Laser Action“. *IEEE Photonics Technology Letters* (1998), Bd. 10(12): S. 1727–1729.
- [Bor91] A. Borsutzky, R. Brünger, C. Huang und R. Wallenstein: „Harmonic and sum-frequency generation of pulsed laser radiation in BBO, LBO, and KD*P“. *Applied Physics B: Lasers and Optics* (1991), Bd. 52(1): S. 55–62.

- [Bou09] J. Boulet, Y. Zaouter, J. Limpert, S. Petit, Y. Mairesse, B. Fabre, J. Higuët, E. Mével, E. Constant und E. Cormier: „High-order harmonic generation at a megahertz-level repetition rate directly driven by an ytterbium-doped-fiber chirped-pulse amplification system“. *Optics Letters* (2009), Bd. 34(9): S. 1489–1491.
- [Bov12] U. Bovensiepen, H. Petek und M. Wolf: *Dynamics at solid state surfaces and interfaces. Vol. 2: Fundamentals*. Weinheim: Wiley-VCH, 2012.
- [Boy08] R. W. Boyd: *Nonlinear optics*. Burlington, MA: Academic Press, 2008.
- [Bra97] T. Brabec und F. Krausz: „Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime“. *Physical Review Letters* (1997), Bd. 78(17): S. 3282–3285.
- [Bra09] M. Bradler, P. Baum und E. Riedle: „Femtosecond continuum generation in bulk laser host materials with sub- μJ pump pulses“. *Applied Physics B* (2009), Bd. 97(3): S. 561–574.
- [Bra14] M. Bradler und E. Riedle: „Sub-20 fs μJ -energy pulses tunable down to the near-UV from a 1 MHz Yb-fiber laser system“. *Optics Letters* (2014), Bd. 39(9): S. 2588–2591.
- [Bri10] D. Brida, C. Manzoni, G. Cirimi, M. Marangoni, S. Bonora, P. Villoresi, S. De Silvestri und G. Cerullo: „Few-optical-cycle pulses tunable from the visible to the mid-infrared by optical parametric amplifiers“. *Journal of Optics* (2010), Bd. 12(1): S. 013001.
- [Bro15] W. S. Brocklesby: „Progress in high average power ultrafast lasers“. *The European Physical Journal Special Topics* (2015), Bd. 224(13): S. 2529–2543.
- [Bro11] J. Bromage, J. Rothhardt, S. Hädrich, C. Dorrer, C. Jocher, S. Demmler, J. Limpert, A. Tünnermann und J. D. Zuegel: „Analysis and suppression of parasitic processes in noncollinear optical parametric amplifiers“. *Optics Express* (2011), Bd. 19(18): S. 16797–16808.
- [Buc07] P. H. Bucksbaum: „The future of attosecond spectroscopy“. *Science* (2007), Bd. 317(5839): S. 766–769.
- [Buc87] P. H. Bucksbaum, R. R. Freeman, M. Bashkansky und T. J. McIlrath: „Role of the ponderomotive potential in above-threshold ionization“. *JOSA B* (1987), Bd. 4(5): S. 760–764.
- [Cer03] G. Cerullo und S. De Silvestri: „Ultrafast optical parametric amplifiers“. *Review of Scientific Instruments* (2003), Bd. 74(1): S. 1–18.
- [Cha09] G. Chang, M. Rever, V. Smirnov, L. Glebov und A. Galvanauskas: „Femtosecond Yb-fiber chirped-pulse-amplification system based on chirped-volume Bragg gratings“. *Optics letters* (2009), Bd. 34(19): S. 2952–2954.
- [Che90] C. Chen, Y. Wu und R. Li: „The development of new NLO crystals in the borate series“. *Journal of Crystal growth* (1990), Bd. 99(1-4): S. 790–798.
- [Cor93] P. B. Corkum: „Plasma perspective on strong field multiphoton ionization“. *Physical Review Letters* (1993), Bd. 71(13): S. 1994–1997.

- [Dem06] W. Demtröder: *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Bd. 4. Springer-Verlag, 2006.
- [Dör00] R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, J. Ullrich, R. Moshammer und H. Schmidt-Böcking: „Cold target recoil ion momentum spectroscopy: a ‘momentum microscope’ to view atomic collision dynamics“. *Physics Reports* (2000), Bd. 330(2): S. 95–192.
- [Dub06] A. Dubietis, R. Butkus und A. Piskarskas: „Trends in chirped pulse optical parametric amplification“. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* (2006), Bd. 12(2): S. 163–172.
- [Dub92] A. Dubietis, G. Jonušauskas und A. Piskarskas: „Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal“. *Optics Communications* (1992), Bd. 88(4): S. 437–440.
- [Efi99] O. M. Efimov, L. B. Glebov, L. N. Glebova, K. C. Richardson und V. I. Smirnov: „High-efficiency Bragg gratings in photothermorefractive glass“. *Applied optics* (1999), Bd. 38(4): S. 619–627.
- [Eid11] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert und A. Tünnermann: „Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power“. *Optics Express* (2011), Bd. 19(1): S. 255–260.
- [Eim87] D. Eimerl, L. Davis, S. Velsko, E. K. Graham und A. Zalkin: „Optical, mechanical, and thermal properties of barium borate“. *Journal of Applied Physics* (1987), Bd. 62(5): S. 1968–1983.
- [Emo10] M. Emons, A. Steinmann, T. Binhammer, G. Palmer, M. Schultze und U. Morgner: „Sub-10-fs pulses from a MHz-NOPA with pulse energies of 0.4 μJ “. *Optics Express* (2010), Bd. 18(2): S. 1191–1196.
- [Fat15] H. Fattahi: „Third-generation femtosecond technology“. Diss. Ludwig-Maximilians-Universität München, 2015.
- [Fat14] H. Fattahi u. a.: „Third-generation femtosecond technology“. *Optica* (2014), Bd. 1(1): S. 45–63.
- [Fau07] M. Faucher und Y. K. Lize: „Mode field adaptation for high power fiber lasers“. *Conference on Lasers and Electro-Optics*. Optical Society of America, 2007: CFI7.
- [Fer98] M. Fermann und D. Harter: „Single-mode amplifiers and compressors based on multi-mode fibers“. 5,818,630. US Patent 5,818,630. 1998.
- [Fre15] M. Frede: „NON-REGENERATIVE OPTICAL ULTRASHORTPULSE AMPLIFIER“. US 20150311667 A1. 2015.
- [Fre07] M. Frede, B. Schulz, R. Wilhelm, P. Kwee, F. Seifert, B. Willke und D. Kracht: „Fundamental mode, single-frequency laser amplifier for gravitational wave detectors“. *Optics Express* (2007), Bd. 15(2): S. 459–465.

- [Fur13] F. J. Furch, S. Birkner, F. Kelkensberg, A. Giree, A. Anderson, C. P. Schulz und M. J. J. Vrakking: „Carrier-envelope phase stable few-cycle pulses at 400 kHz for electron-ion coincidence experiments“. *Optics Express* (2013), Bd. 21(19): S. 22671–22682.
- [Fur16] F. J. Furch, A. Giree, F. Morales, A. Anderson, Y. Wang, C. P. Schulz und M. J. J. Vrakking: „Close to transform-limited, few-cycle 12 μ J pulses at 400 kHz for applications in ultrafast spectroscopy“. *Optics Express* (2016), Bd. 24(17): S. 19293–19310.
- [Gle14] L. Glebov, V. Smirnov, E. Rotari, I. Cohanoschi, L. Glebova, O. Smolski, J. Lumeau, C. Lantigua und A. Glebov: „Volume-chirped Bragg gratings: monolithic components for stretching and compression of ultrashort laser pulses“. *Optical Engineering* (2014), Bd. 53(5): S. 051514.
- [Häd12] S. Hädrich, J. Rothhardt, M. Krebs, S. Demmler, J. Limpert und A. Tünnermann: „Improving carrier-envelope phase stability in optical parametric chirped-pulse amplifiers by control of timing jitter“. *Optics Letters* (2012), Bd. 37(23): S. 4910–4912.
- [Häd10] S. Hädrich, J. Rothhardt, M. Krebs, F. Tavella, A. Willner, J. Limpert und A. Tünnermann: „High harmonic generation by novel fiber amplifier based sources“. *Optics Express* (2010), Bd. 18(19): S. 20242–20250.
- [Häd11] S. Hädrich, S. Demmler, J. Rothhardt, C. Jocher, J. Limpert und A. Tünnermann: „High-repetition-rate sub-5-fs pulses with 12 GW peak power from fiber-amplifier-pumped optical parametric chirped-pulse amplification“. *Optics letters* (2011), Bd. 36(3): S. 313–315.
- [Har03] T. Harimoto und K. Yamakawa: „Numerical analysis of optical parametric chirped pulse amplification with time delay“. *Optics Express* (2003), Bd. 11(8): S. 939–943.
- [Har12] A. Harth, M. Schultze, T. Lang, T. Binhammer, S. Rausch und U. Morgner: „Two-color pumped OPCPA system emitting spectra spanning 1.5 octaves from VIS to NIR“. *Optics Express* (2012), Bd. 20(3): S. 3076–3081.
- [Hau04] C. Hauri, W. Kornelis, F. Helbing, A. Heinrich, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert und U. Keller: „Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation“. *Applied Physics B* (2004), Bd. 79(6): S. 673–677.
- [He07] F. He, J. H. Price, A. Malinowski, A. Piper, M. Ibsen, D. J. Richardson, J. W. Dawson, C. W. Siders, J. A. Britten und C. P. Barty: „High average power, high energy, femto-second fiber chirped pulse amplification system“. *Conference on Lasers and Electro-Optics*. Optical Society of America, 2007: CMEE5.
- [Hee10] C. Heese, L. Gallmann, U. Keller, C. R. Phillips und M. M. Fejer: „Ultrabroadband, highly flexible amplifier for ultrashort midinfrared laser pulses based on aperiodically poled Mg:LiNbO₃“. *Optics Letters* (2010), Bd. 35(14): S. 2340–2342.

- [Hee12] C. Heese, C. R. Phillips, B. W. Mayer, L. Gallmann, M. M. Fejer und U. Keller: „75 MW few-cycle mid-infrared pulses from a collinear apodized APPLN-based OPCPA“. *Optics Express* (2012), Bd. 20(24): S. 26888–26894.
- [Hen93] B. Henke, E. Gullikson und J. Davis: „X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50\text{--}30,000$ eV, $Z = 1\text{--}92$ “. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* (1993), Bd. 54(2): S. 181–342.
- [Her10] D. Herrmann, R. Tautz, F. Tavella, F. Krausz und L. Veisz: „Investigation of two-beam-pumped noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification for the generation of few-cycle light pulses“. *Optics Express* (2010), Bd. 18(5): S. 4170–4183.
- [Hey12] C. M. Heyl, J. Gdde, A. L’Huillier und U. Hfer: „High-order harmonic generation with μJ laser pulses at high repetition rates“. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* (2012), Bd. 45(7): S. 074020.
- [Hon11] K.-H. Hong, S.-W. Huang, J. Moses, X. Fu, C.-J. Lai, G. Cirimi, A. Sell, E. Granados, P. Keathley und F. X. Kärtner: „High-energy, phase-stable, ultrabroadband kHz OPCPA at $2.1\ \mu\text{m}$ pumped by a picosecond cryogenic Yb:YAG laser“. EN. *Optics Express* (2011), Bd. 19(16): S. 15538–15548.
- [Hot65] D. F. Hotz: „Gain narrowing in a laser amplifier“. *Applied Optics* (1965), Bd. 4(5): S. 527–530.
- [Iac98] C. Iaconis und I. A. Walmsley: „Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses“. EN. *Optics Letters* (1998), Bd. 23(10): S. 792–794.
- [Ime04] G. Imeshev, I. Hartl und M. E. Fermann: „Chirped pulse amplification with a nonlinearly chirped fiber Bragg grating matched to the Treacy compressor“. *Optics Letters* (2004), Bd. 29(7): S. 679–681.
- [Int15] International Atomic Energy Agency: *Nuclear power reactors in the world: april 2015*. Intl Atomic Energy Agency, 2015.
- [ISO05] ISO: „ISO 11146-1:2005 - Lasers and laser-related equipment – Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios – Part 1: Stigmatic and simple astigmatic beams“. *ISO* (2005), Bd.: S. 1–16.
- [ISO07] ISO: „ISO 21348: 2007 (E) - Space environment (natural and artificial)-Process for determining solar irradiances.“ *Space environment (natural and artificial)-Process for determining solar irradiances*, (2007), Bd.: S. 1–12.
- [Jau11] C. Jauregui, T. Eidam, J. Limpert und A. Tünnermann: „Impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers“. *Optics Express* (2011), Bd. 19(4): S. 3258–3271.
- [Joh13a] M. M. Johansen, K. R. Hansen, M. Laurila, T. T. Alkeskjold und J. Lgsgaard: „Estimating modal instability threshold for photonic crystal rod fiber amplifiers“. *Optics Express* (2013), Bd. 21(13): S. 15409–15417.

- [Joh13b] M. M. Johansen, M. Laurila, M. D. Maack, D. Noordegraaf, C. Jakobsen, T. T. Alkeskjold und J. Lægsgaard: „Frequency resolved transverse mode instability in rod fiber amplifiers“. *Optics Express* (2013), Bd. 21(19): S. 21847–21856.
- [Kan97] S. Kane und J. Squier: „Grism-pair stretcher-compressor system for simultaneous second-and third-order dispersion compensation in chirped-pulse amplification“. *JOSA B* (1997), Bd. 14(3): S. 661–665.
- [Kär01] F. X. Kärtner, U. Morgner, R. Ell, T. Schibli, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow und T. Tschudi: „Ultrabroadband double-chirped mirror pairs for generation of octave spectra“. *Journal of the Optical Society of America B* (2001), Bd. 18(6): S. 882–885.
- [Kha16] Y. Khanukaeva, T. Lang, A. Tajalli, J. R. Andrade, T. Binhammer und U. Morgner: „Efficient fast-tunable femtosecond visible radiation based on intracavity sum-frequency generation in a NIR NOPO“. *Conference on Lasers and Electro-Optics (2016), paper STh1P.6*. Optical Society of America, 2016: STh1P.6.
- [Kim06] K. Kim, S. Lee und P. Delfyett: „eXtreme chirped pulse amplification-beyond the fundamental energy storage limit of semiconductor optical amplifiers“. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* (2006), Bd. 12(2): S. 245–254.
- [Kim15] K. Kim, X. Peng, W. Lee, S. Gee, M. Mielke, T. Luo, L. Pan, Q. Wang und S. Jiang: „Monolithic polarization maintaining fiber chirped pulse amplification (CPA) System for high energy femtosecond pulse generation at 103 μm “. *Optics Express* (2015), Bd. 23(4): S. 4766–4770.
- [Kle68] D. A. Kleinman: „Theory of optical parametric noise“. *Physical Review* (1968), Bd. 174(3): S. 1027–1041.
- [Kli15] S. Klingebiel, M. Schultze, C. Y. Teisset, R. Bessing, M. Haefner, S. Prinz, M. Gorjan, D. H. Sutter, K. Michel, H. G. Barros, z. Major, F. Krausz und T. Metzger: „220mJ Ultrafast Thin-Disk Regenerative Amplifier“. *CLEO: 2015*. Optical Society of America, 2015: STu4O.2.
- [Kop00] J. P. Kopolow, D. A. Kliner und L. Goldberg: „Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier“. *Optics letters* (2000), Bd. 25(7): S. 442–444.
- [Kra09] F. Krausz und M. Ivanov: „Attosecond physics“. *Reviews of Modern Physics* (2009), Bd. 81(1): S. 163–234.
- [Kre13] M. Krebs, S. Hadrich, S. Demmler, J. Rothhardt, A. Zair, L. Chipperfield, J. Limpert und A. Tünnermann: „Towards isolated attosecond pulses at megahertz repetition rates“. *Nat Photon* (2013), Bd. 7(7): S. 555–559.
- [Lan13] T. Lang, A. Harth, J. Matyschok, T. Binhammer, M. Schultze und U. Morgner: „Impact of temporal, spatial and cascaded effects on the pulse formation in ultrabroadband parametric amplifiers“. *Optics Express* (2013), Bd. 21(1): S. 949–959.

- [Lan14] T. Lang: „Ultrashort Laser Pulses from Optical Parametric Amplifiers and Oscillators“. Diss. Leibniz Universität Hannover, 2014.
- [Lim06] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, A. Tünnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault und F. Salin: „Extended single-mode photonic crystal fiber lasers“. *Optics Express* (2006), Bd. 14(7): S. 2715–2720.
- [Mai60] T. H. Maiman: „Stimulated Optical Radiation in Ruby“. *Nature* (1960), Bd. 187(4736): S. 493–494.
- [Mal05] A. Malinowski, A. Piper, J. H. V. Price, F. He, M. Ibsen, J. Nilsson und D. J. Richardson: „Short pulse high power fiber laser systems“. *Lasers and Electro-Optics, 2005.(CLEO). Conference on*. Bd. 3. IEEE, 2005: S. 1647–1649.
- [Mår15] E. Mårzell: „Photoemission Electron Microscopy for Ultrafast Nano-Optics - Femtoseconds to Attoseconds“. Diss. Lund University, 2015.
- [Mar84] O. E. Martinez, J. P. Gordon und R. L. Fork: „Negative group-velocity dispersion using refraction“. *JOSA A* (1984), Bd. 1(10): S. 1003–1006.
- [Mar91] O. E. Martinez: „Hybrid prism-grating ultrashort pulse compressors“. *Optics communications* (1991), Bd. 83(1-2): S. 117–122.
- [Mat13] J. Matyschok, T. Lang, T. Binhammer, O. Prochnow, S. Rausch, M. Schultze, A. Harth, P. Rudawski, C. L. Arnold, A. L’Huillier und U. Morgner: „Temporal and spatial effects inside a compact and CEP stabilized, few-cycle OPCPA system at high repetition rates“. *Optics Express* (2013), Bd. 21(24): S. 29656–29665.
- [Mer15] M. Mero, F. Noack, F. Bach, V. Petrov und M. J. J. Vrakking: „High-average-power, 50-fs parametric amplifier front-end at 1.55 μm “. *Optics Express* (2015), Bd. 23(26): S. 33157–33163.
- [Mes05] D. Meschede: *Optik, Licht und Laser*. Wiesbaden: Teubner, 2005.
- [Mid65] J. E. Midwinter und J. Warner: „The effects of phase matching method and of uniaxial crystal symmetry on the polar distribution of second-order non-linear optical polarization“. *British Journal of Applied Physics* (1965), Bd. 16(8): S. 1135–1142.
- [Mik09] A. Mikkelsen, J. Schwenke, T. Fordell, G. Luo, K. Klünder, E. Hilner, N. Anttu, A. A. Zakharov, E. Lundgren, J. Mauritsson, J. N. Andersen, H. Q. Xu und A. L’Huillier: „Photoemission electron microscopy using extreme ultraviolet attosecond pulse trains“. *Review of Scientific Instruments* (2009), Bd. 80(12): S. 123703.
- [Mir12] M. Miranda, C. L. Arnold, T. Fordell, F. Silva, B. Alonso, R. Weigand, A. L’Huillier und H. Crespo: „Characterization of broadband few-cycle laser pulses with the d-scan technique“. *Optics Express* (2012), Bd. 20(17): S. 18732–18743.
- [Mos09] J. Moses, C. Manzoni, S.-W. Huang, G. Cerullo und F. X. Kärtner: „Temporal optimization of ultrabroadband high-energy OPCPA“. *Optics Express* (2009), Bd. 17(7): S. 5540–5555.

- [Mou86] P. F. Moulton: „Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃“. *Journal of the Optical Society of America B* (1986), Bd. 3(1): S. 125–133.
- [Nag11] T. Nagy, V. Pervak und P. Simon: „Optimal pulse compression in long hollow fibers“. *Optics letters* (2011), Bd. 36(22): S. 4422–4424.
- [Nik91] D. N. Nikogosyan: „Beta barium borate (BBO): A review of its properties and applications“. *Applied Physics A Solids and Surfaces* (1991), Bd. 52(6): S. 359–368.
- [Nil14] J. Nillon, O. Crégut, C. Bressler und S. Haacke: „Two MHz tunable non collinear optical parametric amplifiers with pulse durations down to 6 fs“. *Optics Express* (2014), Bd. 22(12): S. 14964–14974.
- [Nis97] M. Nisoli, S. Stagira, S. De Silvestri, O. Svelto, S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, C. Spielmann und F. Krausz: „A novel-high energy pulse compression system: generation of multigigawatt sub-5-fs pulses“. *Applied Physics B: Lasers and Optics* (1997), Bd. 65(2): S. 189–196.
- [Ogi13] J. Ogino, K. Sueda, T. Kurita, T. Kawashima und N. Miyanaga: „Development of high-energy fiber CPA system“. *EPJ Web of Conferences* (2013), Bd. 59: S. 07004.
- [Pap16] A. Pape, J. Ahrens, H. Bensch, S. Rausch, O. Prochnow, U. Morgner, H. Suchowski und T. Binhammer: „Power and Energy Scaling of a Few-Cycle High Power OPCPA System with Adjustable Repetition Rate from 0.2-4 MHz“. *High Intensity Lasers and High Field Phenomena*. Optical Society of America, 2016: HM8B–4.
- [Pas97] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper und D. C. Hanna: „Ytterbium-doped fiber amplifiers“. *IEEE Journal of quantum electronics* (1997), Bd. 33(7): S. 1049–1056.
- [Pau01a] P. M. Paul, E. S. Toma, P. Breger, G. Mullot, F. Augé, P. Balcou, H. G. Muller und P. Agostini: „Observation of a Train of Attosecond Pulses from High Harmonic Generation“. *Science* (2001), Bd. 292(5522): S. 1689–1692.
- [Pau01b] G. G. Paulus, F. Grasbon, H. Walther, P. Villoresi, M. Nisoli, S. Stagira, E. Priori und S. De Silvestri: „Absolute-phase phenomena in photoionization with few-cycle laser pulses“. *Nature* (2001), Bd. 414(6860): S. 182–184.
- [Per09] V. Pervak, I. Ahmad, M. K. Trubetskov, A. V. Tikhonravov und F. Krausz: „Double-angle multilayer mirrors with smooth dispersion characteristics“. *Optics Express* (2009), Bd. 17(10): S. 7943–7951.
- [Pra14] M. J. Prandolini, R. Riedel, M. Schulz, A. Hage, H. Höppner und F. Tavella: „Design considerations for a high power, ultrabroadband optical parametric chirped-pulse amplifier“. *Optics Express* (2014), Bd. 22(2): S. 1594–1607.

- [Pri15] S. Prinz, M. Haefner, C. Y. Teisset, R. Bessing, K. Michel, Y. Lee, X. T. Geng, S. Kim, D. E. Kim, T. Metzger und M. Schultze: „CEP-stable, sub-6 fs, 300-kHz OPCPA system with more than 15 W of average power“. *Opt. Express* (2015), Bd. 23(2): S. 1388–1394.
- [Pri14] S. Prinz, M. Häfner, M. Schultze, C. Y. Teisset, R. Bessing, K. Michel, R. Kienberger und T. Metzger: „Active pump-seed-pulse synchronization for OPCPA with sub-2-fs residual timing jitter“. *Optics Express* (2014), Bd. 22(25): S. 31050–31056.
- [Pup15] M. Puppín, Y. Deng, O. Prochnow, J. Ahrens, T. Binhammer, U. Morgner, M. Krenz, M. Wolf und R. Ernstorfer: „500 kHz OPCPA delivering tunable sub-20 fs pulses with 15 W average power based on an all-ytterbium laser“. *Optics Express* (2015), Bd. 23(2): S. 1491–1497.
- [Rau08a] S. Rausch, T. Binhammer, A. Harth, F. X. Kärtner und U. Morgner: „Few-cycle femtosecond field synthesizer“. *Optics Express* (2008), Bd. 16(22): S. 17410–17419.
- [Rau08b] S. Rausch, T. Binhammer, A. Harth, J. Kim, R. Ell, F. X. Kärtner und U. Morgner: „Controlled waveforms on the single-cycle scale from a femtosecond oscillator“. *Optics Express* (2008), Bd. 16(13): S. 9739–9745.
- [Rev09] M. Rever, S. Huang, C. Yahus, V. Smirnov, E. Rotari, I. Cohanoshi, S. Mokhov, L. Glebov und A. Galvanauskas: „200 fs, 50 W fiber-CPA system based on chirped-volume-Bragg-gratings“. *Conference on Lasers and Electro-Optics*. 2009: CMBB2.
- [Rie14a] R. Riedel, J. Rothhardt, K. Beil, B. Gronloh, A. Klenke, H. Höppner, M. Schulz, U. Teubner, C. Kränkel, J. Limpert, A. Tünnermann, M. Prandolini und F. Tavella: „Thermal properties of borate crystals for high power optical parametric chirped-pulse amplification“. *Optics Express* (2014), Bd. 22(15): S. 17607–17619.
- [Rie14b] R. Riedel, A. Stephanides, M. J. Prandolini, B. Gronloh, B. Jungbluth, T. Mans und F. Tavella: „Power scaling of supercontinuum seeded megahertz-repetition rate optical parametric chirped pulse amplifiers“. *Optics Letters* (2014), Bd. 39(6): S. 1422–1424.
- [Rie13] R. Riedel: „Pulse Metrology Tool and Burst-Mode Laser Amplifier for the Free-Electron Laser in Hamburg“. Diss. Universität Hamburg, 2013.
- [Roh11] T. Rohwer, S. Hellmann, M. Wiesenmayer, C. Sohrt, A. Stange, B. Slomski, A. Carr, Y. Liu, L. M. Avila, M. Kalläne, S. Mathias, L. Kipp, K. Rossnagel und M. Bauer: „Collapse of long-range charge order tracked by time-resolved photoemission at high momenta“. *Nature* (2011), Bd. 471(7339): S. 490–493.
- [Rös07] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert und A. Tünnermann: „Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system“. *Optics Letters* (2007), Bd. 32(24): S. 3495–3497.

- [Rös08] F. Röser, D. Schimpf, J. Rothhardt, T. Eidam, J. Limpert, A. Tünnermann und F. Salin: „Gain limitations and consequences for short length fiber amplifiers“. *Advanced Solid-State Photonics*. Optical Society of America, 2008: WB22.
- [Ros02] I. N. Ross, P. Matousek, G. H. New und K. Osvay: „Analysis and optimization of optical parametric chirped pulse amplification“. *JOSA B* (2002), Bd. 19(12): S. 2945–2956.
- [Rot11a] J. Rothhardt: „High power ultra-short pulse lasers based on fiber driven OPCPA“. Diss. Friedrich-Schiller-Universität Jena, Physikalisch-Astronomische Fakultät, 2011.
- [Rot12] J. Rothhardt, S. Demmler, S. Hädrich, J. Limpert und A. Tünnermann: „Octave-spanning OPCPA system delivering CEP-stable few-cycle pulses and 22 W of average power at 1 MHz repetition rate“. *Opt. Express* (2012), Bd. 20(dis): S. 10870–10878.
- [Rot11b] J. Rothhardt, S. Hädrich, H. Carstens, N. Herrick, S. Demmler, J. Limpert und A. Tünnermann: „1 MHz repetition rate hollow fiber pulse compression to sub-100-fs duration at 100 W average power“. *Optics letters* (2011), Bd. 36(23): S. 4605–4607.
- [Rot16] J. Rothhardt u. a.: „High-repetition-rate and high-photon-flux 70 eV high-harmonic source for coincidence ion imaging of gas-phase molecules“. *Optics Express* (2016), Bd. 24(16): S. 18133–18147.
- [Rud15] P. Rudawski, A. Harth, C. Guo, E. Lorek, M. Miranda, C. M. Heyl, E. W. Larsen, J. Ahrens, O. Prochnow, T. Binhammer, U. Morgner, J. Mauritsson, A. L’Huillier und C. L. Arnold: „Carrier-envelope phase dependent high-order harmonic generation with a high-repetition rate OPCPA-system“. *The European Physical Journal D* (2015), Bd. 69: S. 70.
- [Rum14] M. Rumpel, M. Moeller, C. Moormann, T. Graf und M. A. Ahmed: „Broadband pulse compression gratings with measured 99.7% diffraction efficiency“. *Optics Letters* (2014), Bd. 39(2): S. 323–326.
- [Rus03] P. Russell: „Photonic crystal fibers“. *science* (2003), Bd. 299(5605): S. 358–362.
- [Sch93] K. J. Schafer, B. Yang, L. F. DiMauro und K. C. Kulander: „Above threshold ionization beyond the high harmonic cutoff“. *Physical Review Letters* (1993), Bd. 70(11): S. 1599–1602.
- [Sch03] T. Schibli, O. Kuzucu, Jung-Won Kim, E. Ippen, J. Fujimoto, F. Kaertner, V. Scheuer und G. Angelow: „Toward single-cycle laser systems“. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* (2003), Bd. 9(4): S. 990–1001.
- [Sch10] M. Schultze, T. Binhammer, G. Palmer, M. Emons, T. Lang und U. Morgner: „Multi- μ J, CEP-stabilized, two-cycle pulses from an OPCPA system with up to 500 kHz repetition rate“. *Opt. Express* (2010), Bd. 18(26): S. 27291–27297.
- [Sch14] A. Schwarz: „Few-cycle phase-stable infrared OPCPA“. Diss. Ludwig-Maximilians-Universität München, 2014.

- [Sin10] K. P. Singh, F. He, P. Ranitovic, W. Cao, S. De, D. Ray, S. Chen, U. Thumm, A. Becker, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, I. V. Litvinyuk und C. L. Coker: „Control of Electron Localization in Deuterium Molecular Ions using an Attosecond Pulse Train and a Many-Cycle Infrared Pulse“. *Physical Review Letters* (2010), Bd. 104(2): S. 023001.
- [Smi11] A. V. Smith und J. J. Smith: „Mode instability in high power fiber amplifiers“. *Optics Express* (2011), Bd. 19(11): S. 10180–10192.
- [Sor03] I. T. Sorokina und K. L. Vodopyanov: *Solid-state mid-infrared laser sources*. Bd. 89. Springer Science & Business Media, 2003.
- [Ste06] Y. Stepanenko und C. Radzewicz: „Multipass non-collinear optical parametric amplifier for femtosecond pulses“. *Optics Express* (2006), Bd. 14(2): S. 779–785.
- [Ste05] Y. Stepanenko und C. Radzewicz: „High-gain multipass noncollinear optical parametric chirped pulse amplifier“. *Applied Physics Letters* (2005), Bd. 86(21): S. 211120.
- [Str85] D. Strickland und G. Mourou: „Compression of amplified chirped optical pulses“. *Optics communications* (1985), Bd. 56(3): S. 219–221.
- [Stu96] 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“. *Physical Review B* (1996), Bd. 53(4): S. 1749–1761.
- [Suc13] H. Suchowski, P. R. Krogen, S.-W. Huang, F. X. Kärtner und J. Moses: „Octave-spanning coherent mid-IR generation via adiabatic difference frequency conversion“. *Optics Express* (2013), Bd. 21(23): S. 28892–28901.
- [Tav06] F. Tavella, A. Marcinkevičius und F. Krausz: „Investigation of the superfluorescence and signal amplification in an ultrabroadband multiterawatt optical parametric chirped pulse amplifier system“. *New Journal of Physics* (2006), Bd. 8(10): S. 219–219.
- [Tav10] F. Tavella, A. Willner, J. Rothhardt, S. Hädrich, E. Seise, S. Düsterer, T. Tschentscher, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, A. Tünnermann und J. Rossbach: „Fiber-amplifier pumped high average power few-cycle pulse non-collinear OPCPA“. *Opt. Express* (2010), Bd. 18(5): S. 4689–4694.
- [Tei05] C. Y. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, T. Metzger, S. Köhler, R. Holzwarth, A. Baltuska, A. M. Zheltikov und F. Krausz: „Soliton-based pump-seed synchronization for few-cycle OPCPA“. *Optics Express* (2005), Bd. 13(17): S. 6550–6557.
- [Tei13] C. Teisset, M. Schultze, R. Bessing, M. Haefner, S. Prinz, D. Sutter und T. Metzger: „300 W picosecond thin-disk regenerative amplifier at 10 kHz repetition rate“. *Mid-Infrared Coherent Sources*. Optical Society of America, 2013: JTh5A–1.

- [Tel99] H. R. Telle, G. Steinmeyer, A. E. Dunlop, J. Stenger, D. H. Sutter und U. Keller: „Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation“. *Applied Physics B* (1999), Bd. 69(4): S. 327–332.
- [Ull03] J. Ullrich, R. Moshhammer, A. Dorn, R. Dörner, L. P. H. Schmidt und H. Schmidt-Böcking: „Recoil-ion and electron momentum spectroscopy: reaction-microscopes“. *Reports on Progress in Physics* (2003), Bd. 66(9): S. 1463–1545.
- [Vau14] A. Vaupel, N. Bodnar, B. Webb, L. Shah und M. Richardson: „Concepts, performance review, and prospects of table-top, few-cycle optical parametric chirped-pulse amplification“. *Optical Engineering* (2014), Bd. 53(5): S. 051507–051507.
- [Wit12] S. Witte und K. S. E. Eikema: „Ultrafast Optical Parametric Chirped-Pulse Amplification“. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* (2012), Bd. 18(1): S. 296–307.
- [Wit05] S. Witte, R. Zinkstok, W. Hogervorst und K. Eikema: „Generation of few-cycle terawatt light pulses using optical parametric chirped pulse amplification“. *Optics Express* (2005), Bd. 13(13): S. 4903–4908.
- [Wnu09] P. Wnuk, Y. Stepanenko und C. Radzewicz: „Multi-terawatt chirped pulse optical parametric amplifier with a time-shear power amplification stage“. *Optics Express* (2009), Bd. 17(17): S. 15264–15273.
- [Yar06] M. J. Yarrow: „Power Scaling of Laser Oscillators and Amplifiers Based on Nd:YVO₄“. Diss. University of Southampton, 2006.
- [Yu16] H. Yu, X. Wang, H. Zhang, R. Su, P. Zhou und J. Chen: „Linearly-Polarized Fiber-Integrated Nonlinear CPA System for High-Average-Power Femtosecond Pulses Generation at 1.06 μm “. *Journal of Lightwave Technology* (2016), Bd. 34(18): S. 4271–4277.
- [Zao08] Y. Zaouter, J. Bouillet, E. Mottay und E. Cormier: „Transform-limited 100 μJ , 340 MW pulses from a nonlinear-fiber chirped-pulse amplifier using a mismatched grating stretcher–compressor“. *Optics Letters* (2008), Bd. 33(13): S. 1527–1529.
- [Žel15] J. Želudevičius, R. Danilevičius und K. Regelskis: „Optimization of pulse compression in a fiber chirped pulse amplification system by adjusting dispersion parameters of a temperature-tuned chirped fiber Bragg grating stretcher“. *Journal of the Optical Society of America B* (2015), Bd. 32(5): S. 812–817.
- [Zen93] L. Zenteno: „High-power double-clad fiber lasers“. *Journal of Lightwave Technology* (1993), Bd. 11(9): S. 1435–1446.
- [Zhe13] J. Zheng, D. Nürenberg, W. Kobayashi, T. Hamann, M. Lührmann, J. A. L’huillier, R. Wallenstein und H. Zacharias: „A sub-10 fs noncollinear optical parametric chirped pulse amplifier pumped at 20 kHz pulse repetition rate“. *Saratov Fall Meeting 2012*. Bd. 8699. 2013: 86990U.

-
- [Zho05] S. Zhou, L. Kuznetsova, A. Chong und F. W. Wise: „Compensation of nonlinear phase shifts with third-order dispersion in short-pulse fiber amplifiers“. *Optics Express* (2005), Bd. 13(13): S. 4869–4877.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Veranschaulichung der erreichbaren Pulsdauer und Pulsenergie mit einem OPCPA-System sowie einem Titan:Saphir-Verstärker	2
2.1	Veranschaulichung verschiedener $\chi^{(2)}$ -Prozesse	6
2.2	Veranschaulichung der Energie- und Impulserhaltung für die parametrische Verstärkung.	7
2.3	Theoretischer Gewinn bei der kollinearen parametrischen Verstärkung mit perfekter Phasenanpassung	8
2.4	Veranschaulichung der CEO-Phase	9
2.5	Abhängigkeit des Brechungsindexverlaufs über den Winkel Θ_p für BBO	11
2.6	Berechnete Phasenanpassungskurven für verschiedene Winkel Θ	12
2.7	NWC- und PVWC-Phasenanpassungsgeometrie	14
2.8	Walk-off für die NWC- und PVWC-Geometrie	14
2.9	Simulation der ersten parametrischen Verstärkerstufe des Systems in Kapitel 4	17
2.10	Schematischer Aufbau eines OPCPA-Systems	19
3.1	Schematischer Aufbau des OPCPA-Systems mit einem Nd:YVO ₄ -Verstärker als Pumpquelle	22
3.2	Ausgangsspektrum des Titan:Saphir Oszillators	23
3.3	Dispersionskurve der gechirpten Spiegel zusammen mit einem Foto des experimentellen Aufbaus	24
3.4	Berechnete Pulsspitzenleistung und Pulsdauer in Abhängigkeit von der Anzahl der paarweisen Reflexionen auf den dispersiven Spiegeln und gleichzeitig optimaler Kompression mit Quarzglas.	25
3.5	Schematischer Aufbau des Vorverstärkers	28
3.6	Ausgangsparameter der ersten faserbasierten Vorverstärkerstufe	28
3.7	Leistung nach dem AOM in Abhängigkeit von der Pulswiederholrate und Ausgangsleistung der zweiten Vorverstärkerstufe	29
3.8	Ausgangsspektrum und Strahlprofil des faserbasierten Vorverstärkers	30
3.9	Schematischer Aufbau der Nd:YVO ₄ -Verstärkermodule.	31
3.10	Schematischer Aufbau des Nd:YVO ₄ -Hauptverstärkers	32
3.11	Autokorrelation und Spektrum am Ausgang des Nd:YVO ₄ -Hauptverstärkers	33
3.12	Strahlqualität und Strahlprofil nach dem Nd:YVO ₄ -Verstärker	34

3.13	Schematische Anordnung der Frequenzverdopplungsstufen	36
3.14	Ausgangsparameter der ersten Frequenzverdopplungsstufe	36
3.15	Autokorrelation vor und nach der ersten SHG-Stufe	37
3.16	Ausgangsparameter der zweiten Frequenzverdopplungsstufe	38
3.17	Schematischer Aufbau der NOPA-Stufen	39
3.18	Berechneter Signalpuls für verschiedene Strecker im Vergleich zu der Kreuzkorrelation des Pumpuls	40
3.19	Parametrische Verstärkung in der ersten NOPA-Stufe zusammen mit der theoretischen Phasenanpassungskurve	41
3.20	Ausgangscharakteristik der zweiten NOPA-Stufe im Einfachdurchgang . . .	43
3.21	Spektrum und Energie nach der parametrischen Verstärkung in zwei NOPA-Stufen im Doppeldurchgang	43
3.22	Stabilität, rekonstruierter Puls und Strahlprofil am Ausgang des OPCPA-Systems	44
3.23	Pulsenergie und Spektrum der Superfluoreszenz an dem Ausgang des OPCPA-Systems ohne Eingangssignal aus dem Titan:Saphir-Oszillator	46
3.24	Schematischer Aufbau des Kreuzkorrelators	47
3.25	Kreuzkorrelationen am Ausgang des OPCPA-Systems	47
4.1	Schematischer Aufbau des fasergepumten OPCPA-Sytems	54
4.2	Funktionsweise eines CVBGs	57
4.3	Schematischer Aufbau des Faserverstärkers	58
4.4	Ausgangscharakteristik des Vorverstärkers bei 200 kHz	59
4.5	Ausgangsleistung der beiden Rod-Type-Verstärkerstufen	60
4.6	Ausgangsspektrum der beiden Rod-Type-Faserverstärker	61
4.7	Autokorrelationsfunktionen nach den beiden Hauptverstärkerstufen	62
4.8	Schematischer Aufbau des GRISM-Kompressors	63
4.9	Ausgangsparameter der beiden Frequenzverdopplungsstufen	64
4.10	Ausgangsparameter der ersten parametrischen Verstärkerstufe	66
4.11	Ausgangsparameter der zweiten parametrischen Verstärkerstufe	67
4.12	Rekonstruierter Puls und Leistungsstabilität nach der parametrischen Verstärkung	68
4.13	CEO-Phase und Interferogramm am Ausgang des OPCPA-Systems mit aktivierter Regelung	70
4.14	Schematische Darstellung der Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung	71
4.15	Experienteller Aufbau für die Erzeugung von hoher-harmonischer Strahlung	72
4.16	HHG-Spektrum	73
4.17	Vergleich zwischen dem gemessenen und dem simulierten HHG-Spektrum .	74
4.18	Simulierte Ergebnisse der ersten NOPA-Stufe im Vergleich zu dem Experiment	75
4.19	Simulation der Verstärkungseffizienz in Abhängigkeit von dem Signaldurchmesser	76
4.20	Simuliertes Spektrum und Energie der zweiten NOPA-Stufe im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen	77

4.21	Simulation der parametrischen Verstärkung in der zweiten Stufe in Abhängigkeit von der Eingangsenergie	78
4.22	Räumliche und zeitliche Intensitätsverteilung bei der simulierten parametrischen Verstärkung	79
4.23	Experimentell beobachtete Winkelverteilung im Vergleich zu der Simulation	80
4.24	Experimentell beobachtete Winkelverteilung im Vergleich zu der simulierten Verteilung in Abhängigkeit von der Verzögerung zwischen Signal- und Pumpimpuls	83
4.25	Vergleich der Ausgangsspektren und Pulsdauern der OPCPA-Systeme aus Kapitel 3 und Kapitel 4	89
5.1	Schematischer Aufbau des Faserverstärkers	93
5.2	Dispersionskurve des CFBG-Streckers und Gitterkompressors sowie die Pulsdauer vor und nach dem Strecken und Komprimieren	94
5.3	Ausgangsleistung und Spektrum der dritten Vorverstärkerstufe	95
5.4	Ausgangsleistung und Strahlprofil nach der Verstärkung in der Rod-Type-Faser und anschließenden Pulskompression mit dem Gitterkompressor	96
5.5	Ausgangscharakteristik des Rod-Type-Verstärkers	97
5.6	Ausgangscharakteristik der Frequenzverdopplung	98
5.7	Schematischer Aufbau des parametrischen Verstärkersystems	100
5.8	Optimale Aufteilung von 75 μ J Pumpenergie auf einen zweistufigen parametrischen Verstärker	100
5.9	Veranschaulichung von Signal- und Pumpimpulsdauer in den parametrischen Verstärkerstufen für zwei verschiedene Kristalllängen	101
5.10	Ausgangscharakteristik der ersten und zweiten NOPA-Stufe bei einer Pulswiederholrate von 200 kHz	103
5.11	Ausgangsspektrum und Strahlprofil des OPCPA-Systems	104
5.12	Rekonstruierte Pulsdauer und Langzeitstabilität an dem Ausgang des OPCPA-Systems	104
5.13	Stabilität der CEO-Phase an dem Ausgang des parametrischen Verstärkers	105
5.14	Ausgangsparameter der Frequenzverdopplungsstufe bei 400 kHz und 800 kHz.	107
5.15	Pulsenergie und Spektrum nach der ersten parametrischen Verstärkerstufe für 200 kHz, 400 kHz und 800 kHz	108
5.16	Pulsenergie, mittlere Leistung und Spektrum nach der zweiten parametrischen Verstärkerstufen für 200 kHz, 400 kHz und 800 kHz	109
5.17	Pulsdauern und Gewinnfaktoren in Abhängigkeit von der Pulswiederholrate	110
5.18	Ableitung der mit dem SPIDER gemessenen Phase an dem Ausgang des OPCPA-Systems für 200 kHz, 400 kHz und 800 kHz Pulswiederholrate	111

Veröffentlichungen

Wissenschaftliche Veröffentlichungen

1. T. Lang, A. Harth, J. Matyschok, T. Binhammer, M. Schultze und U. Morgner: „Impact of temporal, spatial and cascaded effects on the pulse formation in ultra-broadband parametric amplifiers“. *Optics Express* (2013), Bd. 21(1): S. 949–959.
2. J. Matyschok, T. Lang, T. Binhammer, O. Prochnow, S. Rausch, M. Schultze, A. Harth, P. Rudawski, C. L. Arnold, A. L’Huillier und U. Morgner: „Temporal and spatial effects inside a compact and CEP stabilized, few-cycle OPCPA system at high repetition rates“. *Optics Express* (2013), Bd. 21(24): S. 29656–29665.
3. J. Matyschok, T. Binhammer, T. Lang, O. Prochnow, S. Rausch, P. Rudawski, A. Harth, M. Miranda, C. Guo, E. Lorek, J. Mauritsson, C. L. Arnold, A. L’Huillier und U. Morgner: „Compact, high-repetition-rate OPCPA system for high harmonic generation“. *Proc. SPIE* (2014), Bd. 8972: S. 89720L–1–89720L–7.
4. T. Binhammer, J. Ahrens, S. Rausch, O. Prochnow und C. L. Arnold: „OPCPA - the next generation of amplified ultra-short pulses“. *LASER + PHOTONICS* (2015), Bd. 2015: S. 12–16.
5. M. Puppini, Y. Deng, O. Prochnow, J. Ahrens, T. Binhammer, U. Morgner, M. Krenz, M. Wolf und R. Ernstorfer: „500 kHz OPCPA delivering tunable sub-20 fs pulses with 15 W average power based on an all-ytterbium laser“. *Optics Express* (2015), Bd. 23(2): S. 1491–1497.
6. P. Rudawski, A. Harth, C. Guo, E. Lorek, M. Miranda, C. M. Heyl, E. W. Larsen, J. Ahrens, O. Prochnow, T. Binhammer, U. Morgner, J. Mauritsson, A. L’Huillier und C. L. Arnold: „Carrier-envelope phase dependent high-order harmonic generation with a high-repetition rate OPCPA-system“. *The European Physical Journal D* (2015), Bd. 69: S. 70.
7. J. Ahrens, O. Prochnow, T. Binhammer, T. Lang, B. Schulz, M. Frede und U. Morgner: „Multipass OPCPA system at 100 kHz pumped by a CPA-free solid-state amplifier“. *Optics Express* (2016), Bd. 24(8): S. 8074–8080.

Beiträge auf internationalen Konferenzen

1. J. Matyschok, O. Prochnow, D. Steingrube, T. Binhammer, S. Rausch und U. Morgner: „New compact and stable SPIDER-setup for complete pulse characterization for pulse durations up to several 10 ps“. *5th EPS-QEOD EUROPHOTON CONFERENCE*. 2012: WeP.10.
2. Y. Deng, M. Puppín, M. Krenz, O. Prochnow, J. Matyschok, T. Binhammer, M. Wolf und R. Ernstorfer: „High Power OPCPA system for XUV sources at 500 kHz“. *Conference on High Intensity Laser and attosecond science in Israel*. 2013.
3. J. Matyschok, T. Binhammer, T. Lang, O. Prochnow, S. Rausch, P. Rudawski, M. Miranda, C. Arnold, A. L’Huillier und U. Morgner: „Compact, few-cycle OPCPA system with ultralow CEP noise“. *Advanced Solid State Lasers (ASSL) Congress*. 2013: AF2A.2.
4. J. Matyschok, T. Binhammer, T. Lang, O. Prochnow, S. Rausch, P. Rudawski, C. L. Arnold, A. L’Huillier und U. Morgner: „Ultra-stable fiber pumped CEP-stabilized dual stage OPCPA System“. *2013 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference*. 2013: CFIE_9_1.
5. C. Arnold, M. Miranda, P. Rudawski, J. Guo, C. M. Heyl, E. W. Larson, E. Lorek, J. Mauritsson, O. Prochnow und T. Binhammer: „Development and perspectives of high repetition rate attosecond sources“. *2014 Photonics Europe*. 2014: S. 9136–6.
6. A. Harth, P. Rudawski, C. Guo, M. Miranda, E. Lorek, E. Marsell, E. W. Larsen, C. Heyl, J. Matyschok, T. Binhammer, U. Morgner, A. Mikkelsen, A. L’Huillier und C. Arnold: „High repetition rate XUV laser source based on OPCPA for photoemission electron microscopy applications“. *Research in Optical Sciences*. 2014: HTu2C.2.
7. A. Harth, P. Rudawski, C. Guo, M. Miranda, E. Lorek, E. Witting-Larsen, C. Heyl, J. Matyschok, O. Prochnow, T. Binhammer, U. Morgner, A. L’Huillier und C. L. Arnold: „CEP dependent high-order harmonic generation at 200 kHz repetition rate“. *2014 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference*. 2014: STh3E.3.
8. J. Matyschok, O. Prochnow, T. Binhammer, T. Lang, S. Rausch, B. Schulz, M. Frede und U. Morgner: „CPA-free solid-state amplifier for sequential pump depletion in a 10 μ J multi-pass OPCPA system at 100 kHz“. *6th EPS-QEOD EUROPHOTON CONFERENCE*. Neuchatal, 2014: TuA–T1–O–04.
9. M. Puppín, Y. Deng, O. Prochnow, J. Matyschok, T. Binhammer, U. Morgner, M. Wolf und R. Ernstorfer: „Fiber-Slab-Pumped OPCPA for XUV-Based Time-Resolved Photoelectron Spectroscopy at 500 kHz Repetition Rate“. *19th International Conference on Ultrafast Phenomena*. 2014: 09.Wed.P3.53.
10. J. Ahrens, T. Binhammer, O. Prochnow, T. Lang, S. Rausch, B. Schulz, M. Frede und U. Morgner: „Compact, multi-pass OPCPA system at 100kHz repetition rate with a CPA-free pump source“. *Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific and Industrial Applications XXIV*. 2015: S. 9342–53.

11. J. Ahrens, O. Prochnow, T. Binhammer, S. Rausch, T. Lang, A. Harth, C. Guo, A. Losquin, C. L. Arnold, A. L'Huillier und U. Morgner: „CEP-stable, few-cycle OPCPA system at high repetition rates“. *Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific and Industrial Applications XXIV*. 2015: S. 9342–54.
12. T. Binhammer, S. Rausch, J. Ahrens, A. Bartels und A. Cox: „Low-phase-jitter CEP few-cycle laser system locked by high bandwidth direct modulation of a ‘Finesse CEP’ pump laser source“. *Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific and Industrial Applications XXIV*. 2015: S. 9355–27.
13. O. Chalus, A. Pellegrina, O. Casagrande, C. Derycke, L. Boudjemaa, C. Simon-Boisson, S. Laux, F. Lureau, D. Sanchez, J. Biegert, J. Ahrens, T. Binhammer, O. Prochnow und S. Rausch: „High Contrast Broadband Seeder for Multi-PW Laser System“. *2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference (2015), paper CF_P_19*. Optical Society of America, 2015: CF_P_19.
14. O. Chalus, A. Pellegrina, O. Casagrande, C. Derycke, L. Boudjemaa, C. Simon-Boisson, S. Laux, F. Lureau, D. Sanchez, J. Biegert, J. Ahrens, T. Binhammer, O. Prochnow und S. Rausch: „High Contrast Broadband Seeder for Multi-PW Laser System“. *CLEO: Science and Innovations*. Optical Society of America, 2015: STu4O.6.
15. U. Morgner, J. Ahrens, T. Lang, M. Schultze, T. Binhammer, O. Prochnow, A. Harth, P. Rudawski, C. Arnold und A. L'Huillier: „Few-Cycle and Phase Stable OPCPA Systems with High Repetition Rate“. *OSA Technical Digest (online)*. 2015: paper SF2M.2.
16. M. Puppini, Y. Deng, C. Nicholson, C. Monney, M. Krenz, O. Prochnow, J. Ahrens, T. Binhammer, U. Morgner, M. Wolf u. a.: „500 kHz OPCPA-Based UV-XUV Light Source For Time-Resolved Photoemission Spectroscopy“. *CLEO: Science and Innovations*. 2015: SF2M–4.
17. J. Ahrens, O. Prochnow, T. Binhammer, T. Lang, B. Schulz, M. Frede, U. Morgner und A. Pape: „18 μ J multi-pass OPCPA system at 100 kHz pumped by a CPA-free Nd:YVO4 amplifier“. *International Conference on Ultrafast Phenomena 17*. 2016: UTu4A.43.
18. J. Ahrens, O. Prochnow, A. Pape, T. Binhammer, S. Rausch, B. Schulz, M. Frede und U. Morgner: „Multipass OPCPA system at 100 kHz with sequential pump depletion“. *7th EPS-QEOD EUROPHOTON CONFERENCE*. Wien, 2016: SSL.–3.2.
19. T. Binhammer, Y. Khanukaeva, T. Lang, A. Pape, H. Bensch, J. Ahrens, O. Prochnow und U. Morgner: „Ultrabroadband parametric oscillator with ultrafast tuning speed“. *Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific and Industrial Applications XXV*. 2016: S. 9740–24.

20. A. Harth u. a.: „Few-Cycle High-Repetition Rate OPCPA For Multiphoton PEEM Towards Atto-PEEM“. *International Conference on Ultrafast Phenomena 17*. 2016: UTu2B.4.
21. A. Pape, J. Ahrens, H. Bensch, S. Rausch, O. Prochnow, U. Morgner, H. Suchowski und T. Binhammer: „Power and Energy Scaling of a Few-Cycle High Power OPCPA System with Adjustable Repetition Rate from 0.2-4 MHz“. *High Intensity Lasers and High Field Phenomena*. Optical Society of America, 2016: HM8B-4.
22. A. Pape, J. Ahrens, O. Prochnow, H. Bensch, A. Wienke, S. Rausch, U. Morgner und T. Binhammer: „High contrast few-cycle OPCPA system with adaptable repetition rate from 0.2 – 2 MHz“. *7th EPS-QEOD EUROPHOTON CONFERENCE*. Wien, 2016: SSL.-3.3.
23. A. Pape, J. Ahrens, O. Prochnow, T. Lang, H. Bensch, S. Rausch, U. Morgner und T. Binhammer: „Low noise few-cycle OPCPA system with adjustable repetition rate from 0.2 –4 MHz“. *International Conference on Ultrafast Phenomena 17*. 2016: UTh2A.7.
24. A. Pape, T. Binhammer, Y. Khanukaeva, T. Lang, J. Ahrens, O. Prochnow und U. Morgner: „Ultrafast spectral switching of a Non-collinear Optical Parametric Oscillator (NOPO)“. *International Conference on Ultrafast Phenomena 17*. 2016: UW4A.43.
25. G. Chen, A. Harth, C. Yu-Chen, A. Losquin, M. Miranda, S. Mikaelsson, C. M. Heyl, O. Prochnow, J. Ahrens, U. Morgner, A. L’Huillier und C. L. Arnold: „Compact 200 kHz HHG Source Driven by a Few-cycle OPCPA“. *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference*. 2017: CF-7.3.
26. U. Morgner, A. Tajalli, O. Prochnow, J. Ahrens, S. Rausch und T. Binhammer: „Parametric Amplification of Few-optical-cycle Pulses“. *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics - International Quantum Electronics Conference*. 2017: CF-7.1.

Beiträge auf nationalen Konferenzen

1. J. Matyschok, O. Prochnow, T. Binhammer, S. Rausch, K. Hausmann, H. Sayinc, D. Kracht und U. Morgner: „Modengekoppelter Faserlaser mit über 1 Watt mittlerer Leistung und fourierlimitierten Pulsdauern von unter 60 fs“. *Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*. Dresden, 2011: Q 63.4.
2. J. Matyschok, O. Prochnow, T. Binhammer und S. R. u. U. Morgner: „Selbstähnliche Pulse in normal dispersiven Faserlasern“. *Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*. Stuttgart, 2012: Q 5.8.
3. J. Matyschok, T. Binhammer, O. Prochnow, S. Rausch, P. Rudawski, C. L. Arnold, A. L’Huillier und U. Morgner: „Rauscharmes, CEP stabilisiertes OPCPA System“. *Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*. Hannover, 2013: Q 49.5.

4. U. Morgner, T. Lang, J. Ahrens, Y. Khanukaeva, I. Babushkin und T. Nagy:
„Nichtlineare Optik mit ultra-breitbandigen Oszillatoren“. *Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*. Bochum, 2015: SYLT 1.1.

Lebenslauf

Personalien

Name Jan Thomas Ahrens geb. Matyschok
Geburtsdatum 07.05.1985
Geburtsort Berlin-Zehlendorf
Nationalität deutsch
Familienstand verheiratet

Schulbildung

1991 - 2004 **Freie Waldorfschule Hannover-Maschsee**
Abschluss: Abitur

Zivildienst

Sep. 2004 - **Sozial Station Gehrden**
Jun. 2005

Studium

Okt. 2005 - **Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover**
Dez. 2012 Diplomstudiengang: Technische Physik
Thema der Diplomarbeit: „Erzeugung und Charakterisierung von selbst-ähnlichen Pulsen in normal dispersiven Faserlasern“, durchgeführt am Institut für Quantenoptik.

Hilfswissenschaftliche Tätigkeiten

- Aug. 2008 - **Laserzentrum Hannover e.V.**
- Okt. 2008 Industriepraktikum mit dem Thema: „Aufbau und Automatisierung eines Messaufbaus zur Bestimmung der Dotierung von Laserkristallen und der Dotierungsgradienten.“
- Okt. 2008 - **Laserzentrum Hannover e.V.**
- Nov. 2008 Hilfswissenschaftlicher Mitarbeiter
- Feb. 2009 - **Laserzentrum Hannover e.V.**
- Mär. 2009 Industriepraktikum mit dem Thema: „Aufbau eines f-zu-2f-Interferometers“.
- Feb. 2009 - **Leibniz Universität Hannover, Institut für Quantenoptik**
- Mai. 2009 Hilfswissenschaftlicher Mitarbeiter
- Jun. 2010 - **Laserzentrum Hannover e.V.**
- Nov. 2010 Hilfswissenschaftlicher Mitarbeiter
- Okt. 2010 - **Leibniz Universität Hannover, Institut für Quantenoptik**
- Apr. 2011 Hilfswissenschaftlicher Mitarbeiter
- Mai. 2011 - **VENTEON Laser Technologies GmbH**
- Nov. 2011 Mitarbeiter

Promotion

- Jan. 2012 - **Leibniz Universität Hannover, Institut für Quantenoptik**
- Feb. 2014 Wissenschaftlicher Mitarbeiter
- seit Jan. 2012 **VENTEON Laser Technologies GmbH**

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die direkt oder indirekt zu dieser Arbeit beigetragen haben, auch wenn nicht alle explizit erwähnt werden.

Ich bedanke mich ganz herzlich bei Prof. Dr. Uwe Morgner für die Betreuung und Begutachtung meiner Arbeit und die Möglichkeit, ein Teil seiner Arbeitsgruppe sein zu dürfen. Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei Prof. Dr. Detlev Ristau für die Übernahme des Zweitgutachtens dieser Arbeit.

Bei Dr. Thomas Binhammer und Dr. Stefan Rausch bedanke ich mich für die Möglichkeit, meine Promotion neben meiner Arbeit bei der Firma VENTEON Laser Technologies GmbH anfertigen zu können und für die vielfältige Unterstützung und zahlreichen Diskussionen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinem Freund und Bürokollegen Dr. Oliver Prochnow für seine unglaubliche Unterstützung und sein Engagement. Die Bereitschaft, seine Zeit für Diskussionen und Korrekturen zu opfern, ging weit über das übliche Maß hinaus, ebenso sein offenes Ohr, um jederzeit alle Arten von Fragen zu diskutieren.

Ebenfalls gilt mein Dank meinen beiden Kollegen Alexander Pape und Hauke Bensch für ihre hilfreiche Unterstützung.

Weiterhin bedanke ich mich bei allen Mitarbeitern der AG-Morgner für das sehr angenehme Arbeitsumfeld in der Arbeitsgruppe. Hierbei sind insbesondere Dr. Tino Lang für seine Unterstützung bei numerischen Simulationen, Dr. Daniel Steingrube für hilfreiche Softwarelösungen und Tipps bei der Datenauswertung, Anne Harth, Marcel Schultze, Moritz Emons und Guido Palmer für zahlreiche Diskussion und ihr Fachwissen zu nennen. Elke Hünitzsch und Katrin Pfennig als gute Seelen des IQO dürfen an dieser Stelle auch nicht vergessen werden.

Bei Bastian Schulz und Matthias Janssen von der Firma NEOLase bedanke ich mich für ihre Unterstützung bei der Inbetriebnahme und die schnelle Hilfe bei dem Lösen von Problemen mit den Festkörperverstärkermodulen.

Ein ganz besonderer Dank geht an meine liebe Frau Kristina Ahrens für Ihre Unterstützung und Motivation bei dieser Arbeit. Vielen Dank für das unermüdliche Korrekturlesen und das Verständnis für die langen Arbeitszeiten und die unzähligen Stunden am Schreibtisch.

