

Entwicklung, Aufbau und Charakterisierung eines Titan:Saphir - OPCPA - Hybridlasersystems

Inaugural-Dissertation

ZUR

ERLANGUNG DES DOKTORGRADES DER
MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT DER
HEINRICH-HEINE-UNIVERSITÄT DÜSSELDORF



vorgelegt von

Fabian Budde

aus Hamm

Düsseldorf, November 2012

Aus dem Institut für Laser- und Plasmaphysik
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Gedruckt mit der Genehmigung der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent: Prof. Dr. Georg Pretzler
Institut für Laser- und Plasmaphysik
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Korreferent: Prof. Dr. Stephan Schiller
Institut für Experimentalphysik
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Tag der mündlichen Prüfung:

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird ein neuartiges Konzept zur Lichtverstärkung nach der Methode der OPCPA (*optical parametric chirped pulse amplification*) umgesetzt und die Entwicklung, der Aufbau und die Charakterisierung eines Titan:Saphir-OPCPA-Hybridlasersystems durchgeführt. In diesem Zusammenhang wurde, aufbauend auf Erkenntnissen vorangegangener Arbeiten, ein komplettes Lasersystem inklusive Diagnostik fertig gestellt, das ultrakurze Laserpulse mit Leistungen im Terawatt-Bereich emittiert. Dazu wurden in der vorliegenden Arbeit neue Komponenten entwickelt und vorhandene Einheiten neu aufgebaut. Diese Elemente wurden zusammengeführt, aufeinander abgestimmt und optimiert, um als ein vollständiges Lasersystem zu funktionieren. Erstmals wurde ein kommerzielles Front-End als Ausgangspunkt für die Technik der OPCPA verwendet. Im gesamten Lasersystem wurde in dieser Arbeit in besonderer Weise auf die Optimierung und den Erhalt der Strahlqualität sowie auf die Stabilität und Reproduzierbarkeit der Pulseigenschaften der Laserpulse Wert gelegt.

Ausgehend von einem kommerziellen Titan:Saphir-Laser werden die Laserpulse in einer mit Neongas gefüllten Glaskapillare spektral verbreitert. Darauf folgend werden sie in einem speziellen Streckersystem um etwa vier Größenordnungen zeitlich gestreckt. Im weiteren Verlauf treten die Laserpulse in die optisch parametrische Verstärkerlinie ein und werden energetisch um weit mehr als das Tausendfache verstärkt. Diese verstärkten Laserpulse besitzen neben hohen Energien große spektrale Bandbreiten, welche ultrakurze Pulsdauern ermöglichen. Anschließend werden die Laserpulse in einem Gitterkompressor und durch Einsatz eines akustooptischen Modulators zeitlich wieder komprimiert. Zur Vermessung der zeitlichen Struktur der Laserpulse wurde ein dispersions- und untergrundfreier Einzelschuss-Autokorrelator zweiter Ordnung entworfen und aufgebaut, welcher die Pulsdauerbestimmung für jeden einzelnen Laserschuss ermöglicht.

Zusammenfassend vereint das in dieser Arbeit aufgebaute und vervollständigte Hochintensitätslasersystem hohe Pulsenergien und ultrakurze Pulsdauern und ermöglicht Experimente bei relativistischen Intensitäten und die Untersuchung einer Vielzahl von Effekten der Laser-Plasma-Dynamik sowie weitere Anwendungen.

Abstract

This thesis provides a novel technique for amplification of light according to the method of OPCPA (*optical parametric chirped pulse amplification*) and the development, the installation and the characterisation of a Titanium:Sapphire-OPCPA hybrid laser system. In this context, based on previous theses, an entire laser system including diagnostics was accomplished which emits ultrashort laser pulses with powers in the terawatt regime. For this purpose new components were developed and existing ones were reconstructed. These modules were combined, synchronized and optimized to operate as a complete laser system. For the first time, a commercial front end was used as the initial point for the technique of OPCPA. Throughout the laser system great importance was attached to improvement and preservation of beam quality as well as the stability and reproducibility of pulse characteristics of the laser pulses.

Starting from a commercial Titanium:Sapphire laser the laser pulses experience spectral broadening in a neon filled hollow fibre. Subsequently the laser pulses get temporally stretched to four orders of magnitude in a special stretcher system. During further procedure the laser pulses enter the optical parametric amplification line and get amplified by a factor exceeding 1250. Furthermore, these amplified laser pulses exhibit large spectral bandwidth that enables ultrashort pulse durations. Finally, the laser pulses get temporally compressed by the use of a grating compressor and an acousto-optic filter. For measuring the temporal structure of the laser pulses, a dispersion- and background-free single-shot autocorrelator was developed and designed in this thesis which enables the determination of the pulse duration for single shots.

In summary a high-intensity laser system was assembled and completed in this thesis that combines high pulse energy and ultrashort pulse duration and therefore enables experiments at relativistic intensities and the analysis of a multitude of effects in laser plasma dynamics as well as further applications.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Front-End	5
2.1	Femtopower compact Pro	5
2.1.1	Oszillator	7
2.1.2	Verstärker	8
2.2	Selbstphasenmodulation	11
3	OPCPA	17
3.1	Zeitliche Streckung	17
3.1.1	Dispersionskontrolle	18
3.1.2	Eigenschaften und Aufbau des <i>Öffner</i> -Strecker	28
3.1.3	Aberrationen	31
3.2	Optisch parametrische Verstärkung	34
3.2.1	Theoretische Grundlagen	35
3.2.2	Der Pumplaser	47
3.2.3	Geometrie, Aufbau und Justage	52
3.2.4	Ergebnisse	60
3.3	Titan:Saphir - Nachverstärker	67
3.3.1	Theoretische Grundlagen	68
3.3.2	Eigenschaften und Aufbau	75
3.3.3	Ergebnisse	78
3.4	Der Kompressor	81
3.4.1	Aufbau und Justage	82
3.4.2	Ergebnisse	89
3.4.3	Stabilität und Statistik	94

4 Diagnostik	99
4.1 Autokorrelation	99
4.1.1 Grundlagen	100
4.1.2 Aufbau und Justage eines Einzelschuss-Autokorrelators	112
4.1.3 Ergebnisse	120
4.2 Bestimmung der Winkeldispersion	123
4.2.1 Spektral aufgelöste Interferometrie	127
4.3 Standardgeräte	130
4.3.1 Energiemessung	130
4.3.2 Faserspektrometer	131
4.3.3 Messung des Strahlprofils	133
4.3.4 Infrarotsichtgerät	134
5 Zusammenfassung	137
A Strahlqualität	143
A.1 Teleskopabbildungen	143
A.2 Adaptive Optik	149
A.3 Raumfilter	151
B SolidWorks	154

Kapitel 1

Einleitung

Meilensteine der Laserentwicklung

Seit der Erfindung des Lasers ist dieses Werkzeug nicht nur aus der Wissenschaft nicht mehr wegzudenken. Es bestehen zahlreiche Anwendungen in Bereichen der Forschung und Technik sowie im alltäglichen Leben. Die besonderen Strahlungseigenschaften eines Lasers begründen seine Vielseitigkeit. Räumlich große Kohärenz, hohe Brillanz und gute Fokussierbarkeit sind einige dieser außergewöhnlichen Eigenschaften.

Die theoretischen Grundlagen zur Verstärkung elektromagnetischer Wellen wurden 1917 von *Albert Einstein* entwickelt [1]. Er beschrieb die stimulierte Emission als inversen Prozess zur Absorption von Strahlung. Dies stellt das Grundprinzip eines Lasers dar, *light amplification by stimulated emission of radiation*. Etwa 40 Jahre später wurde diese Technik durch *Arthur L. Schawlow* und *Charles H. Townes* [2] sowie *Theodore H. Maiman* [3] praktisch realisiert.

Weitere Entwicklungen lieferten Laser verschiedener Klassen und Spektralbereiche. So entstanden kohärente Strahlungsquellen im Mikrowellen- und Infrarotbereich, im sichtbaren Spektrum und für ultraviolettes Licht sowie für Röntgenstrahlung. Als aktive Lasermedien dienen kristalline Festkörper, Gase oder mit Farbstoffen versehene Flüssigkeiten. Außerdem wird zwischen kontinuierlich emittierenden Dauerstrichlasern und Pulslasern unterschieden. Letztere liefern Laserpulse mit Pulsdauern im Nano- bis Femtosekundenbereich.

Ein Gebiet der Laserphysik ist die Entwicklung von Hochintensitätslasersystemen. Dabei werden ultrakurze Lichtpulse energetisch verstärkt, so dass möglichst hohe Spitzenleistungen erzeugt werden. Dies kann durch Verkürzung der Pulsdauern oder Verstärkung der Pulsenergie erreicht werden. Anfang der 1960er Jahre konnten Pulsleistungen von einigen Megawatt durch Einführung der Güteschaltung auf Gigawatt erhöht werden [4]. Damit waren erstmalig nichtlineare Effekte möglich, die Laserpulse besaßen Pulsdauern im Nanosekundenbereich.

Weitere Leistungssteigerungen mit diesen Pulsdauern erfolgten daraufhin durch Erhöhung der Pulsenergien. Dies führte zu immer größeren optischen Komponenten und Lasersystemen insgesamt. Durch den Einsatz sättigbarer Absorber 1966 konnten dann die Pulsdauern der Laserpulse auf Pikosekunden verringert werden [5]. Die Erfindung der *chirped pulse amplification* (CPA) 1985 erlaubte die Verstärkung solcher ultrakurzen Laserpulse ohne Begrenzung durch unerwünschte nichtlineare Effekte oder die Zerstörschwelle der Verstärkermedien, sondern nur durch die herstellbaren Geometrien und Qualität der Lasermedien und anderer optischer Komponenten [6]. Schließlich führte die Entdeckung der passiven Modenkopplung 1991 in einem Titan:Saphir-Laser zu einer weiteren Reduktion der zeitlichen Halbwertsbreiten bis herunter zu wenigen Femtosekunden [7]. Aufgrund der besonderen Breite des Spektrums der stimulierten Emission ist Titan:Saphir bis heute das am weitesten verbreitete Lasermedium für Ultrakurzpulslaser [8].

Durch weitere nichtlineare Effekte, wie z. B. die Erzeugung eines Weißlichtkontinuums, können auch verstärkte Pulse weiter verkürzt werden. Die Einhüllende dieser Laserpulse beinhaltet dann nur noch wenige Zyklen des elektrischen Feldes, dies entspricht zeitlichen Halbwertsbreiten von nur ein paar Femtosekunden [9, 10, 11]. Ein Hauptziel der Laserphysik besteht darin, Ultrakurzpulslaser nach dem Prinzip der CPA in Bezug auf die Leistung immer weiterzuentwickeln, um so höchste Intensitäten zu erzeugen [12, 13].

Gegenwärtiger Stand der Technik

Die Entwicklung neuer HochintensitätsLasersysteme hat seit der Einführung der CPA zu immer höheren Spitzenintensitäten geführt. Laserpulse mit einigen hundert Joule Energie und Pulsdauern im Bereich einiger hundert Femtosekunden liefern Spitzenleistungen bis zu einem Petawatt und erzeugen im Fokus Intensitäten über 10^{21} W/cm². Damit können z. B. Energiedichten erzeugt werden, wie sie sonst nur im Zentrum von Sternen existieren. Allerdings handelt es sich bei diesen Lasersystemen um Neodym-dotierte Glaslaser, die sehr geringe Wiederholraten von etwa einem Laserschuss pro Stunde haben [14]. Seit einigen Jahren werden auch Titan:Saphir-Laser mit mehreren hundert Terawatt Leistung in der aktuellen Grundlagenforschung eingesetzt, welche nahezu dieselben physikalischen Werte erlauben [15, 16]. Diese Systeme emittieren, bedingt durch die Eigenschaften des aktiven Mediums, Laserpulse mit minimalen Pulsdauern von etwa 25 fs bei Repetitionsraten von maximal 10 Hz.

Die beschriebenen Lasersysteme emittieren entweder sehr hohe Energien mit relativ langen Pulsdauern oder ultrakurze Lichtpulse mit geringen Pulsenergien. Das Prinzip der optisch parametrischen geschirpten Pulsverstärkung (OPCPA) verbindet die extrem breitbandigen Eigenschaften der Verstärkung mit hoher Energiekonversion und ermöglicht die Generierung ultrakurzer *few-cycle*-Pulse mit hohen Energien. Mit dieser Technik wurden bereits Pulsdauern unter 8 fs in Kombination mit 130 mJ Energie erreicht [17].

Zielsetzung

In dieser Arbeit wird ein neuartiges Konzept zur Lichtverstärkung nach der Methode der OPCPA (*optical parametric chirped pulse amplification*) umgesetzt und die Entwicklung, der Aufbau und die Charakterisierung eines Titan:Saphir-OPCPA-Hybridlasersystems durchgeführt. Dieses Projekt startete im Jahr 2003 am Institut für Laser- und Plasmaphysik in Düsseldorf, die Entwicklung und der Aufbau wurden im Rahmen mehrerer Arbeiten begonnen. Die optisch parametrische Verstärkung wurde in [18] entwickelt und theoretisch genau beschrieben und unter anderen Voraussetzungen aufgebaut. Das Design des Strecker- und Kompressorsystems ist in den Arbeiten [19] und [20] berechnet und entwickelt worden. In weiteren Arbeiten wurde der Einsatz eines Nachverstärkers untersucht [21] und eine Diagnostikeinheit zur Untersuchung von Strahlfehlern der Laserpulse aufgebaut [22].

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es nun, aufbauend auf den Erkenntnissen der vorangegangenen Arbeiten, ein komplettes Lasersystem inklusive Diagnostik aufzubauen, das ultrakurze Laserpulse mit Leistungen im Terawatt-Bereich emittiert. Dazu werden in dieser Arbeit neue Komponenten entwickelt und vorhandene Einheiten neu aufgebaut. Diese Elemente werden zusammengeführt, aufeinander abgestimmt und optimiert, um als ein vollständiges Lasersystem zu funktionieren. Erstmals wird ein kommerzielles Front-End als Ausgangspunkt für die Technik der OPCPA verwendet. Im gesamten Lasersystem wird in dieser Arbeit in besonderer Weise auf die Optimierung und den Erhalt der Strahlqualität Wert gelegt.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in drei wesentliche Abschnitte und beschreibt chronologisch den Weg durch das Titan:Saphir-OPCPA-Hybridlasersystem. In Kapitel 2 wird das Frontend des Lasersystems vorgestellt. Dieses besteht aus einem kommerziellen Titan:Saphir-Laser und einer darauf folgenden Einrichtung zur Selbstphasenmodulation in einer Neongas gefüllten Glaskapillare. Kapitel 3 behandelt das Prinzip der optisch parametrischen gechirpten Pulsverstärkung (OPCPA). Dieser Abschnitt beinhaltet die zeitliche Streckung von Laserpulsen, die optisch parametrische Verstärkung in nichtlinearen Kristallen, die anschließende konventionelle Nachverstärkung in einem weiteren Titan:Saphir-Kristall und die abschließende zeitliche Kompression der verstärkten Laserpulse. Die Entwicklung, der Aufbau und die theoretischen Grundlagen, die für diese Baugruppen notwendig sind, werden detailliert dargestellt und beschrieben. Am Ende jedes Unterkapitels folgen die Präsentation und Diskussion der erzielten Ergebnisse. Die zur Charakterisierung von Laserpulsen notwendige Diagnostik wird in Kapitel 4 vorgestellt. Besonders der in dieser Arbeit entworfene und aufgebaute dispersions- und untergrundfreie Einzelschuss-Autokorrelator wird ausführlich erklärt. Kapitel 5 gibt eine Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit sowie der erzielten Ergebnisse und stellt zukünftige Möglichkeiten dar.

Kapitel 2

Front-End

Die Intensität I eines Lichtfeldes bestimmt sich aus dem Quotienten der Pulsenergie E , der Pulsdauer τ und der bestrahlten Fläche A :

$$I = \frac{E}{\tau \cdot A} \quad (2.1)$$

Demzufolge wird viel Energie in kurzer Zeit auf kleiner Fläche benötigt, um relativistische Intensitäten über 10^{18} W/cm² zu erreichen. Hierzu werden vorhandene Femtosekunden-Laserpulse energetisch verstärkt und mit Parabolspiegeln auf Flächen von einigen $10 \mu\text{m}^2$ fokussiert. Möchte man die Energie der Laserpulse erhöhen, müssen zuvor die Pulsdauer oder die Strahlfläche vergrößert werden, so dass die Intensität nicht die Zerstörschwellen verwendeter Optiken übersteigt. Dies wird durch die Technik der *chirped pulse amplification* (CPA) [6] gewährleistet, welcher man sich zweimal in Düsseldorf zur Verstärkung ultrakurzer Laserpulse bedient. Ihre erste Einbindung erfolgt im Front-End, welches den Anfang des Düsseldorfer Lasersystems bildet. Es besteht aus einem kommerziellen Titan:Saphir-Laser und einer Neongas gefüllten Glaskapillare und wird im Folgenden beschrieben.

2.1 Femtopower compact Pro

Die erste Komponente des Düsseldorfer Lasersystems ist ein kommerzieller Titan:Saphir-Laser der Firma *Femtolasers* mit der Modellbezeichnung *Femtopower compact Pro* (s. Abbildungen 2.1 und 2.2). Dieser besteht aus einem Titan:Saphir-Oszillator und einem Titan:Saphir-Verstärker mit entsprechenden Pumplasern und Optiken zur Intensitäts- und Dispersionskontrolle. Wegen seines breiten Emissionspektrums von 600 nm bis über 1000 nm ermöglicht Titan:Saphir (Ti:Sa) als Lasermedium Pulsdauern bis unter 10 fs.

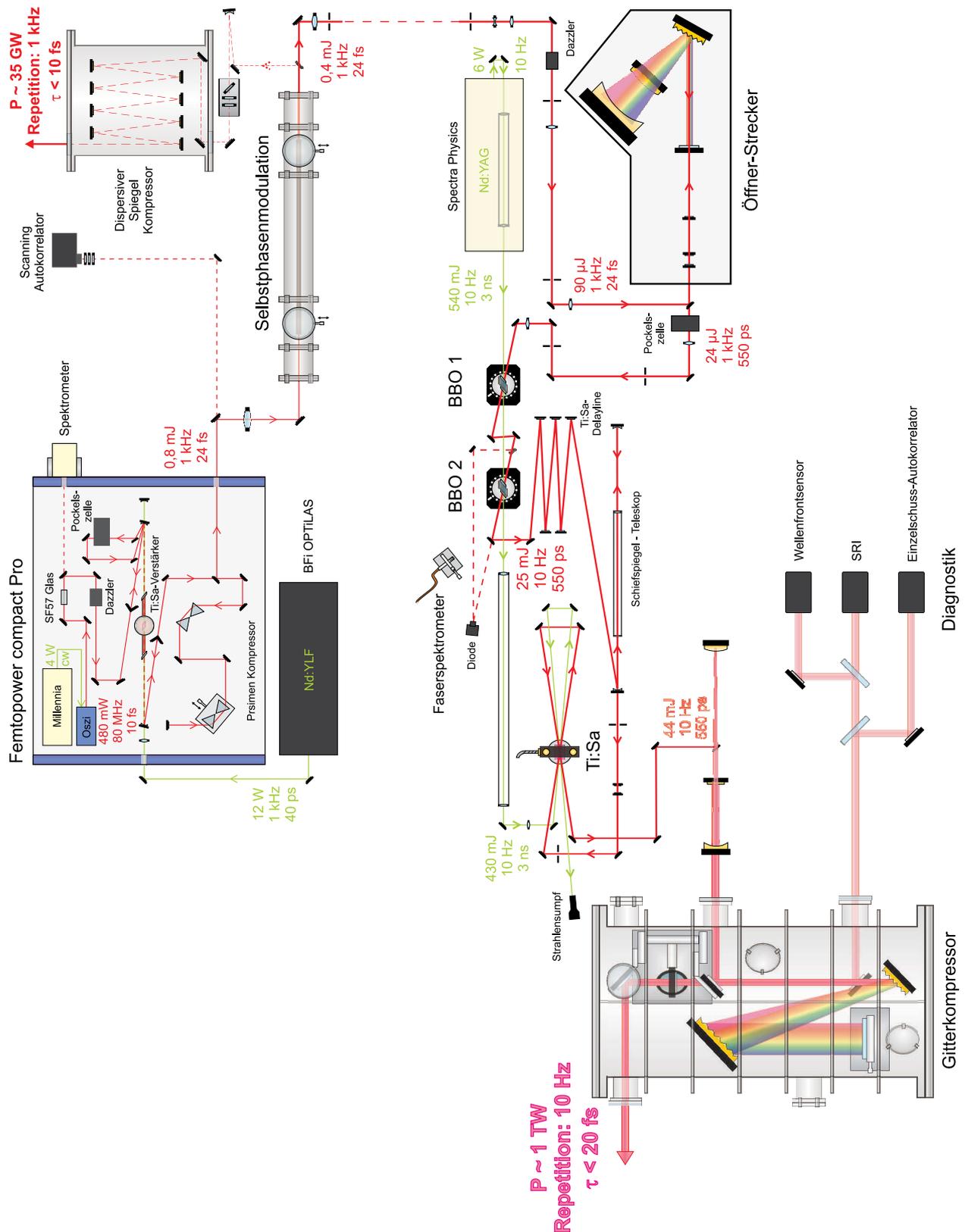


Abb. 2.1: Aufbau des Titan:Saphir-OPCPA-Hybridlasersystems im Institut für Laser- und Plasmaphysik an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf. Der obere Bereich zeigt kommerziell erhältliche Baugruppen, während der untere Bereich zum großen Teil im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, aufgebaut und charakterisiert wurde.

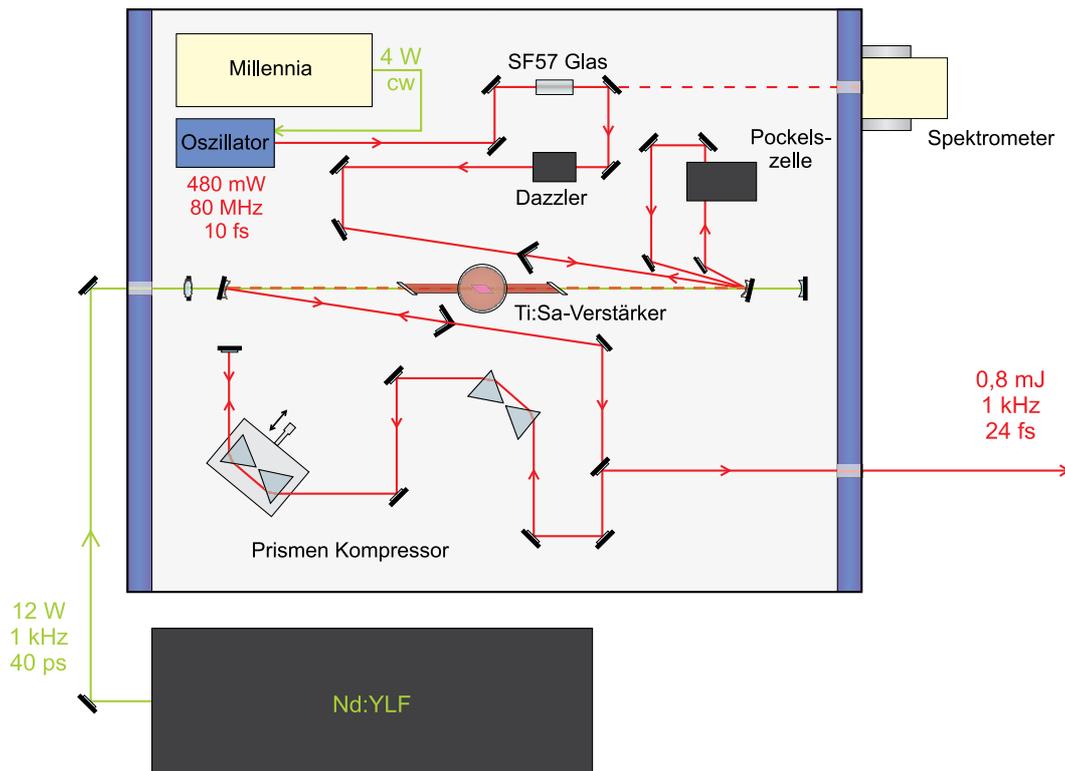


Abb. 2.2: Schematischer Aufbau des kommerziellen Titan:Saphir-Lasers *Femtopower compact Pro*. Nach Streckung, mehrfacher Verstärkung und anschließender Kompression durch Prismen haben die austretenden Laserpulse eine Pulsdauer von 24 fs, eine Energie von 0,8 mJ und eine Repetitionsrate von 1 kHz.

2.1.1 Oszillator

Der Ti:Sa-Kristall im Oszillator hat etwa die Größe eines Reiskorns und wird durch einen diodengepumpten, frequenzverdoppelten Nd:YVO₄-Dauerstrichlaser der Firma *Spectra Physics* vom Typ *Millennia* mit einer Ausgangsleistung von $P_{\text{out}} = 4 \text{ W}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ gepumpt. Aufgrund des Prinzips der Kerr-Linsen-Modenkopplung kommt es bei einer Störung der Resonatorkonfiguration von außen zum Pulsbetrieb [7]. Durch Verwendung dispersiver Spiegel im Oszillatorsystem wird die Dispersion, die die Laserpulse beim Materialdurchgang durch das Lasermedium erfahren, direkt kompensiert. Die kontrollierte Einführung und Kompensation von Dispersion zur Manipulation der Pulsdauer wird in Kapitel 3.1.1 beschrieben. Der Oszillator liefert dann mit einer Repetitionsrate von 80 MHz Laserpulse mit einer Energie unter 10 nJ, einer Halbwertsdauer von 9 fs bzw. einer spektralen Halbwertsbreite von 100 nm und einer Zentralwellenlänge $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ (s. Abbildung 2.3). Die Intensitätsspitze bei 890 nm ist ein Indiz für nicht optimal kompensierte Dispersion höherer Ordnung, ist

aber im Verlauf der weiteren Verstärkung nicht relevant. Die Lasermode ist näherungsweise eine TEM_{00} Fundamentalmode mit *Gauß*'schem Intensitätsprofil. In dieser Abbildung wie auch in allen weiteren Darstellungen der Strahlprofile dienen die eingeblendeten Lineouts der qualitativen Veranschaulichung der vertikalen und horizontalen Intensitätsverteilung über das räumliche Strahlprofil.

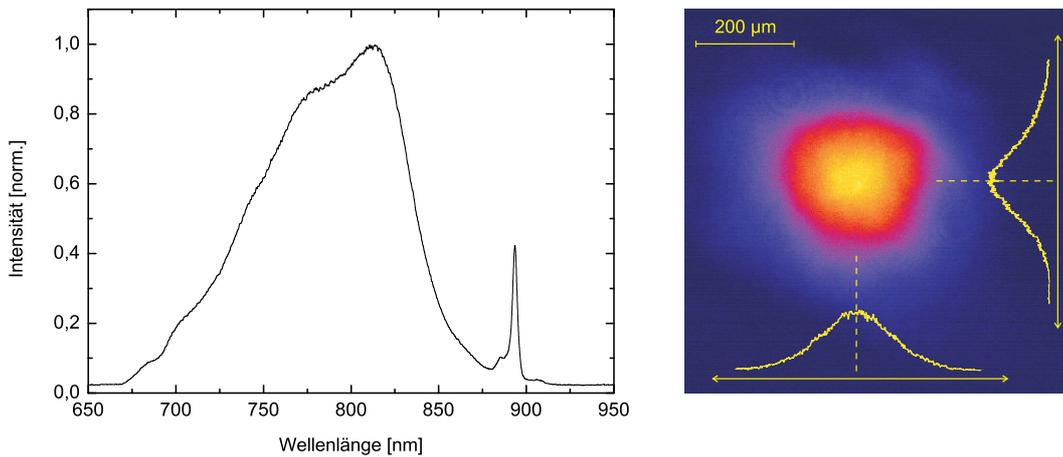


Abb. 2.3: Spektrum und Strahlprofil des Oszillators im *Femtopower compact Pro*. Die Laserpulse haben eine Durchschnittsleistung von 480 mW, eine Pulsdauer von 9 fs bzw. eine Halbwertsbreite von 100 nm bei einer Repetition von 80 MHz. Das räumliche Strahlprofil hat in guter Näherung eine *Gauß*-Verteilung und entspricht einer TEM_{00} -Mode.

2.1.2 Verstärker

Bevor die Oszillatorpulse nun weiter verstärkt werden können, werden sie nach dem Prinzip der CPA zeitlich gestreckt, indem sie beim Durchgang durch 5 cm SF57-Glas positive Dispersion erfahren. Jetzt eilen die längeren Wellenlängen den kürzeren voraus und durch diese Vergrößerung der Pulsdauer τ sinkt nach Gleichung (2.1) die Intensität, was zum Schutz nachfolgender Optiken unverzichtbar ist. Als nächstes passieren die Laserpulse einen akustooptischen Modulator (*Dazzler*). Durch diesen werden das Spektrum und die Phase der ersten Beugungsordnung der Laserpulse modifiziert, so dass diese fortan weiter propagiert. Die Transmissionseffizienz des *Dazzlers* ist abhängig von der jeweiligen Einstellung und beträgt etwa 25 %, für diesen Verlust kann allerdings die Form des Spektrums beeinflusst werden und die Laserpulse erhalten genau einstellbare Dispersion zweiter und höherer Ordnung [23]. Dies ist unerlässlich für eine spätere Kompression nahe am *Fourier*-Limit.

Die Laserpulse treten nun in die Ti:Sa-Verstärkerlinie ein und verlassen diese nach neun Umläufen. Zwischenzeitlich sorgen eine Pockelszelle und zwei Polarisatoren für eine Reduk-

tion der Wiederholrate, so dass nach vier Umläufen nur noch 1000 Laserpulse pro Sekunde propagieren. Der Verstärkerkristall wird durch einen blitzlampengepumpten Nd:YLF-Laser der Firma *BFI Optilas* mit einer Ausgangsleistung von $P_{\text{out}} = 12 \text{ W}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ gepumpt. Die Wiederholrate des Pumpasers beträgt 1 kHz . Durch das optische Pumpen und die dadurch verursachte Besetzungsinversion entsteht Wärme im Kristall, so dass dieser entsprechend gekühlt werden muss. Während die Temperatur des Oszillatorkristalls noch durch eine einfache Wasserkühlung kontrolliert wird, erfolgt die Kühlung im Ti:Sa-Verstärkerkristall durch ein wassergekühltes *Peltier*-Element¹. Die durch das optische Pumpen bedingte Wärmeentwicklung und die gegenwirkende Kühlung führen zur Bildung einer thermischen Linse innerhalb des laseraktiven Mediums, die in Bezug auf die weitere Propagation des Laserstrahlung beachtet werden muss.

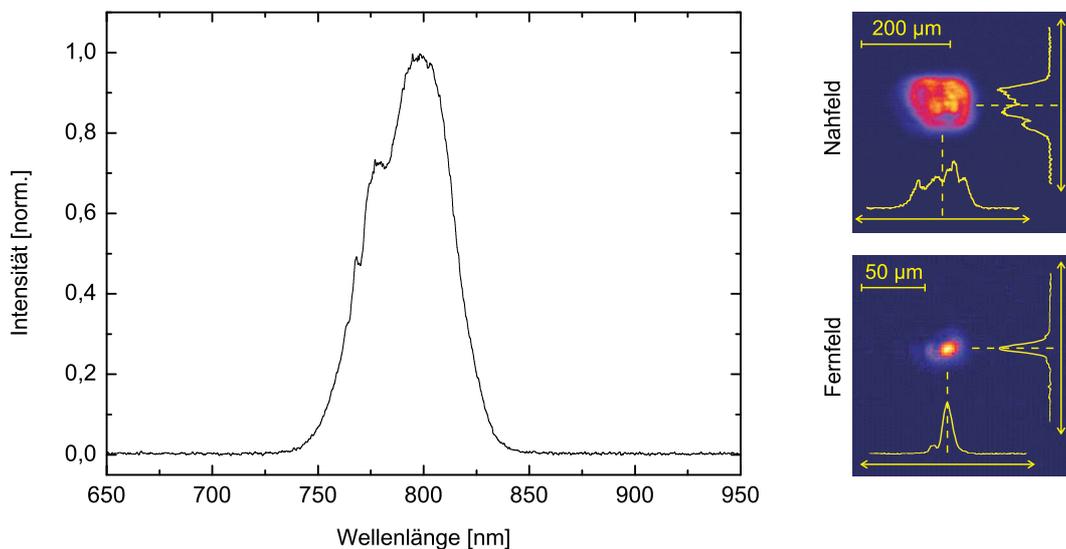


Abb. 2.4: Spektrum und Strahlprofil des *Femtopower compact Pro*. Die Laserpulse haben eine Durchschnittsleistung von 800 mW , eine Pulsdauer von 24 fs bzw. eine spektrale Halbwertsbreite von etwa 52 nm bei einer Repetition von 1 kHz . Aufgrund von *gain narrowing* hat sich die spektrale Bandbreite verkleinert (vgl. Abb. 2.3). Das Strahlprofil weist im Nahfeld Inhomogenitäten in der Intensitätsverteilung auf, dies wirkt sich aber auf den weiteren Verlauf nicht negativ aus, weil das Strahlprofil im Fernfeld in etwa *gauß*verteilt ist.

¹Beim Kontakt zweier Halbleiter mit unterschiedlichem Energieniveau der Leitungsbänder erzeugt ein Stromdurchfluss nach dem *Peltier*-Effekt eine bestimmte Temperaturdifferenz, welche in einem *Peltier*-Element zur definierten Abfuhr der Wärme genutzt wird.

Bei ihrem Weg durch das bisherige System haben die Laserpulse neben der zeitlichen Streckung durch das SF57-Glas zusätzliche Dispersion beim Durchgang durch das Lasermedium, die Pockelszelle und durch Reflektion an dielektrischen Spiegeln aufgesammelt, welche anschließend durch einen Vier-Prismen-Kompressor nahezu ausgeglichen wird. Bei dieser Art von Kompressor kommt es im Wesentlichen auf den Abstand der Prismenpaare und den optischen Weg der einzelnen Wellenlängen an [24].

Beim Austritt aus dem *Femtopower compact Pro* haben die Laserpulse nun eine Repetitionsrate von 1 kHz mit einer Energie von 800 μJ und einer Pulsdauer von etwa 24 fs bzw. einer spektralen Halbwertsbreite über 50 nm (s. Abbildung 2.4). Die im Vergleich zu den Oszillatorpulsen kleinere spektrale Bandbreite begründet sich durch die nicht konstante Verstärkungskurve von Ti:Sa, die ihr Maximum bei etwa 800 nm hat, weswegen kleinere und größere Wellenlängen weniger verstärkt werden. Dies führt nach mehreren Verstärkungsdurchläufen zu einer Aufteilung des Spektrums und somit zu einer spektralen Einschnürung, dem sogenannten *gain narrowing* [25]. Dieser Effekt ist im Vergleich zwischen Abbildung 2.3 und 2.4 gut zu erkennen und bewirkt eine Verkleinerung der spektralen Halbwertsbreite.

In Verbindung mit der *Heisenberg*'schen Unschärferelation führt dies zu einer Verringerung der Pulsdauer:

$$\Delta\tau \cdot \Delta\nu \geq K \quad . \quad (2.2)$$

In diesem Zusammenhang beschreibt $\Delta\tau$ die Pulsdauer und $\Delta\nu$ die Bandbreite der beteiligten Laserpulse, deswegen wird auch vom Pulsdauer-Bandbreite-Produkt gesprochen. K ist eine Konstante, deren Wert durch die zeitliche Pulsform der Einhüllenden des elektrischen Feldes des Laserpulses gegeben ist. Für *Gauß*-Pulse ist ihr Wert 0,441, bezogen auf die volle Breite bei halber Höhe (FWHM, *full width at half maximum*). Für Lichtpulse anderer Form ergeben sich andere Werte dieser Konstante, so beträgt sie bei *sech*-Pulsformen 0,315 und bei *Rechteck*-Pulsen 0,443.

Mit Hilfe eines *Dazzlers* kann dem *gain narrowing* in gewissem Maße entgegengewirkt werden, indem u.a. das spektrale Zentrum um die Zentralwellenlänge λ_0 herum abgeschwächt wird, so dass die Verstärkung der Spektrumsränder zu vergleichbarer Ausgangsintensität wie die des verstärkten Zentrums führt. Dies vergrößert wieder die spektrale Halbwertsbreite und senkt den möglichen Wert der Pulsdauer. Das räumliche Strahlprofil der austretenden Laserpulse weist Inhomogenitäten auf, diese sind aber tolerierbar, weil im weiteren Prozess die Laserpulse in eine Glaskapillare fokussiert werden und dadurch nur die Intensitätsverteilung im Fernfeld relevant ist. Diese zeigt wieder eine *Gauß*-verteilung, 96% der Energie können in einem Fokus gebündelt werden. Abschließend wird in Abbildung 2.5 eine Fotografie des *Femtopower compact Pro* mit nachgezeichnetem Strahlengang gezeigt.

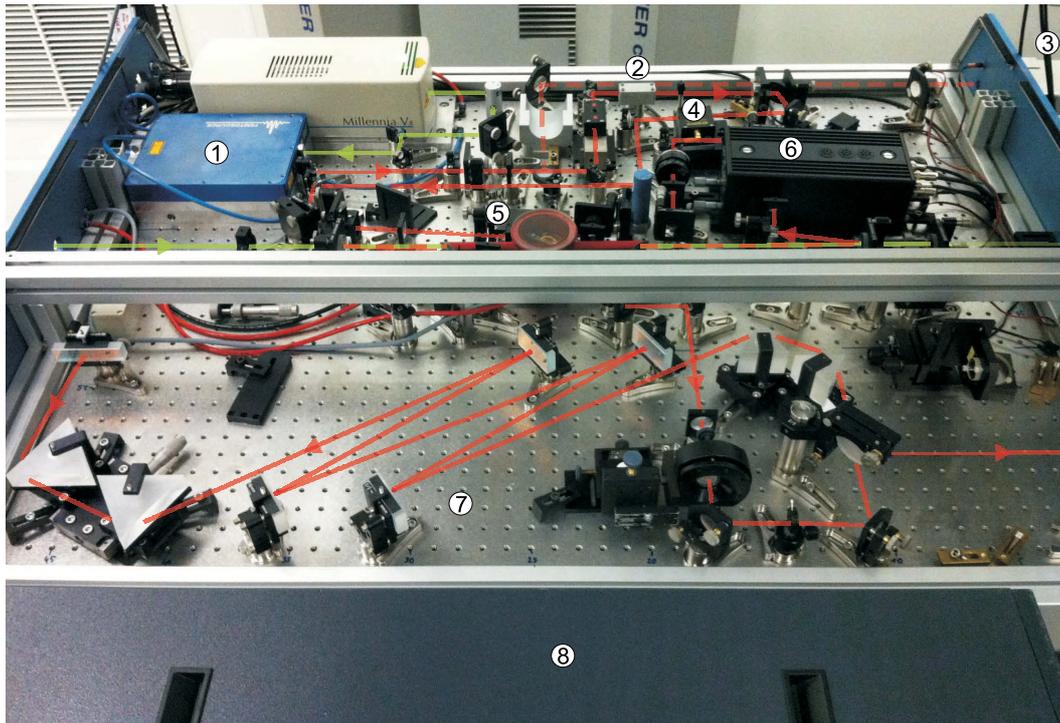


Abb. 2.5: Fotografie des *Femtopower compact Pro* mit nachgezeichnetem Strahlengang: 1. Oszillator, 2. Glasstrecker, 3. Spektrometer, 4. *Dazzler*, 5. Ti:Sa-Verstärker, 6. Pockelszelle, 7. Prismen Kompressor, 8. Nd:YLF-Pumplaser.

2.2 Selbstphasenmodulation

Das Spektrum in Abbildung 2.4 erlaubt Laserpulse mit einer zeitlichen Halbwertsbreite von etwa 22 fs. Um diese untere Grenze zu verringern, muss das Spektrum wegen des Pulsdauer-Bandbreite-Produkt (2.2) verbreitert werden. Ein nichtlinearer Effekt, der zur Erzeugung neuer Frequenzen bzw. Wellenlängen führt, heißt *Selbstphasenmodulation* und kann besonders gut in gasgefüllten Glaskapillaren erfolgen [26]. Die Ursache dieses Effekts liegt in der Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex, während die Intensität eines Laserpulses wiederum mit der Zeit variiert:

$$n(I) = n_0 + n_2 \cdot I(t) \quad (2.3)$$

mit dem linearen, frequenzabhängigen Brechungsindex $n_0(\omega)$ und dem nichtlinearen Anteil, welcher sich aus dem nichtlinearen, materialspezifischen Brechungsindex n_2 und der zeitabhängigen Intensität $I(t)$ zusammensetzt. Wegen Gleichung (2.3) ergibt sich für die Phase

der elektromagnetischen Welle des Laserpulses in Ausbreitungsrichtung z :

$$\begin{aligned}
 \phi(z, t) &= \omega_0 t - k z \\
 &= \omega_0 t - (\omega_0 n(I)/c) z \\
 &= [\omega_0 t - \omega_0 z n_0/c] + [-n_2 z \omega_0 I(t)/c] \\
 &= \phi_0(z, t) + \phi_{nl}(z, t)
 \end{aligned}$$

mit der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ und der Lichtgeschwindigkeit c . Zeitliche Differentiation der Phase führt auf die Frequenz der Laserpulse:

$$\begin{aligned}
 \omega(t) &= \frac{d\phi}{dt} \\
 &= \frac{d\phi_0}{dt} + \frac{d\phi_{nl}}{dt} \\
 &= \omega_0 + \left(-\frac{\omega_0}{c} n_2 z \frac{dI}{dt} \right) \\
 &= \omega_0 + \delta\omega(t)
 \end{aligned}$$

Die Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex $n(I)$ führt zu einer instantanen Änderung der Frequenz und somit zur Erzeugung von Seitenbänder. Bezogen auf Selbstphasenmodulation in einer gasgefüllten Glaskapillare entstehen so durch Wechselwirkung der Gasatome mit dem Laserpuls sowohl am Pulsanfang als auch am Pulsende neue Frequenzen. Die beschriebenen Zusammenhänge gelten für den Fall, dass sich die Amplitude des elektrischen Feldes nur langsam verändert verglichen mit der Dauer eines optischen Zyklus (SVEA, *slowly varying envelope approximation*). Für $n_2 > 0$ erzeugt die zeitliche Änderung der Intensität neue, tiefere Frequenzen am Pulsanfang und neue, höhere Frequenzen am Pulsende. Dieser Effekt bewirkt eine spektrale Verbreiterung, wenn die maximale Frequenzänderung $\delta\omega_{\max} \simeq n_2 z I_0 \omega_0/c$ mindestens die spektrale Breite des einfallenden Laserpulses erreicht.

Am Düsseldorfer Lasersystem findet der Prozess der Selbstphasenmodulation in einer Glaskapillaren statt (s. Abbildung 2.6), welche zusätzlich den positiven Effekt der Modenreinigung beinhaltet. Die aus dem *Femtopower compact Pro* austretenden Laserpulse werden mit einer langbrennweitigen Linse in die Glas-Hohlfaser fokussiert. Diese besteht aus Quarzglas, hat einen Öffnungsdurchmesser von $200 \mu\text{m}$, ist 1 m lang und präzise gerade ausgerichtet und mit Neongas bei einem Absolutdruck von 1,8 bar gefüllt. Für die Wahl des Füllgases sind ein großer nichtlinearer Brechungsindex n_2 und eine hohe Ionisationsschwelle wichtig, was wegen der geschlossenen Elektronenkonfiguration vorzugsweise die Gruppe der Edelgase bietet. In dieser Arbeit wurde Neon als Vertreter der 8. Hauptgruppe eingesetzt. Der Gasdruck wirkt sich ebenfalls auf die Stärke des nichtlinearen Effektes und somit auf die Verbreiterung

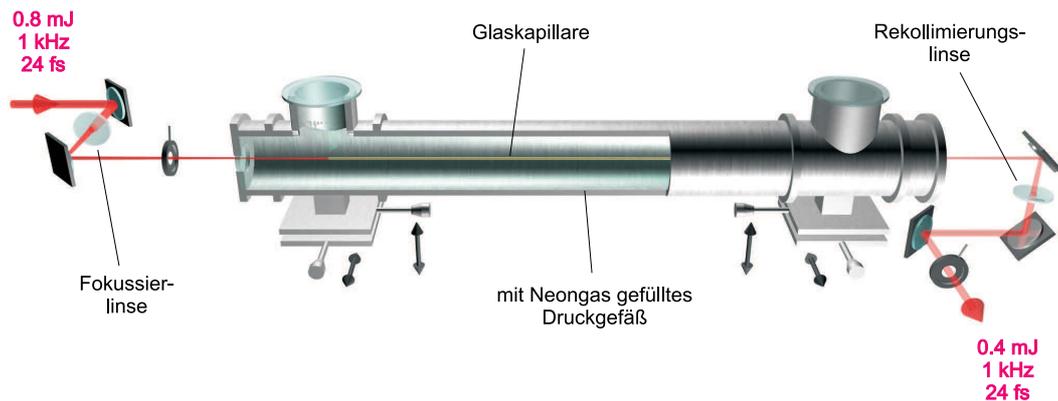


Abb. 2.6: Anordnung zur spektralen Verbreiterung der Laserpulse durch Selbstphasenmodulation in einer Glaskapillare. Die transmittierten Laserpulse haben weiterhin eine Pulsdauer von etwa 24 fs, sind aber durch die Erzeugung neuer Frequenzen gechirpt¹. Die spektral verbreiterten Laserpulse haben bei der SPM knapp 50 % ihrer Energie abgegeben, dafür sind nun Pulsdauern unter 10 fs möglich.

des Spektrums aus. Mit dem Gasdruck steigt auch die spektrale Bandbreite der modulierten Laserpulse bis sich „Löcher“ im Spektrum bilden und die Laserpulse nicht mehr optimal komprimiert werden können. Der Wert für die kritische Leistung, die zum Effekt der *Selbstfokussierung* der Laserpulse führt, sinkt mit steigendem Gasdruck und limitiert ebenfalls den verwendbaren Gasdruck [27]. Der Innendurchmesser der Glaskapillare hängt mit der Fokussierung der Laserpulse zusammen bzw. muss auf diese abgestimmt sein und beeinflusst, wie auch die Wahl der Gassorte, die mögliche Eintrittsintensität. Weiterhin hängen spektrale Verbreiterung, Transmissionsrate und „Säuberung“ der Lasermode proportional von der Länge der Glas-Hohlfaser ab, so dass ein geeigneter Kompromiss zwischen Wechselwirkungslänge des zu durchlaufenden Mediums und den entstehenden Reflektions- und Absorptionsverlusten gefunden werden muss. Dieser zielt meistens auf maximale komprimierbare Laserausgangsleistung ab. Entscheidend für die Effizienz der Selbstphasenmodulation sowie für die austretende Lasermode und die spektrale Form der Laserpulse ist die Einkopplung in die Glas-Hohlfaser. Die einlaufenden Laserpulse müssen auf die Faser-00-Mode angepasst sein und entsprechend in die Glaskapillare fokussiert werden. Die Einkopplung kann durch vertikale und horizontale Ausrichtung der Kapillare beeinflusst werden. Ein Verfahren des Fokus in Propagationsrichtung erfolgt durch Verschiebung der fokussierenden Linse.

In dem hier vorgestellten Lasersystem haben die Laserpulse bei ihrem Eintritt in die Glas-Hohlfaser eine Durchschnittsleistung von 800 mW, beim Austritt beträgt diese noch 400 mW. Aufgrund größerer Verluste werden Moden höherer Ordnung unterdrückt, so dass

¹Als *Chirp* bezeichnet man zeitlich hintereinander angeordnete Frequenzen.

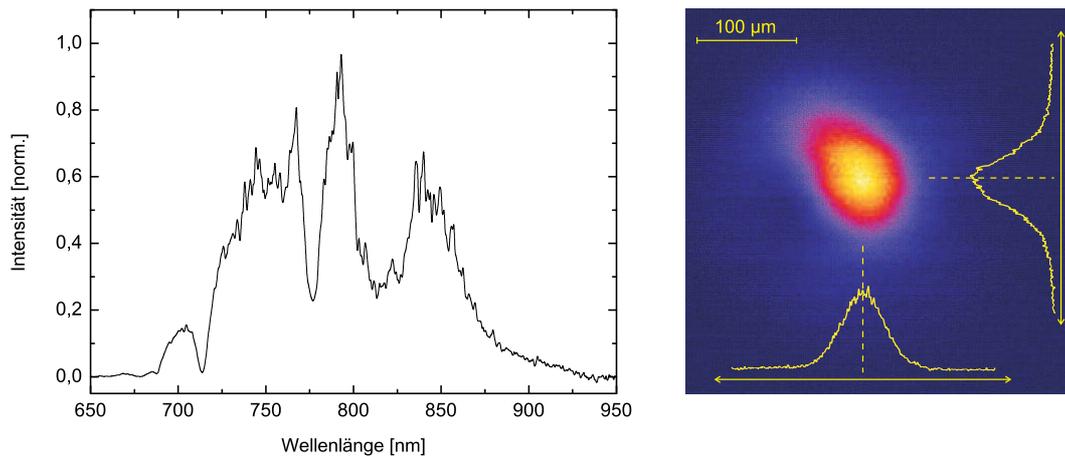


Abb. 2.7: Spektrum und Strahlprofil der Laserpulse nach Selbstphasenmodulation in der Glaskapillare optimiert auf kürzest mögliche Pulsdauern. Die Laserpulse haben eine Durchschnittsleistung von 400 mW, eine unkomprimierte Pulsdauer von 24 fs und eine Halbwertsbreite von 120 nm bei einer Repetition von 1 kHz. Das Strahlprofil im Nahfeld (rechtes Teilbild) ist nach der „Säuberung“ wieder homogen und näherungsweise *gauß*verteilt (vgl. Abb. 2.4). Werden die Laserpulse in den nachfolgenden Kompressor mit dispersiven Spiegeln geleitet, haben sie nach dem Durchgang Pulsdauern unter 10 fs.

die TEM_{00} -Mode ohne Nullstellen in transversaler Richtung bevorzugt wird. Im Idealfall führt die Propagation durch eine Glaskapillare zu einem *Gauß*-Profil der austretenden Laserpulse. Die Spektren der Laserpulse reichen nach der Selbstphasenmodulation von 675 nm bis 925 nm (vgl. Abbildung 2.7), durch diese spektrale Verbreiterung wurden die minimal erreichbaren Pulsdauern um einen Faktor 3 verringert. Neben den nun möglichen Bereichen der Kurzzeitphysik, wie z.B. die Erzeugung von Gas- und Oberflächenharmonischen oder Attosekundenpulszügen [28, 29], ergibt sich zusätzlich eine Steigerung der Intensität um einen Faktor 1,5. Das Strahlprofil ist nun auch wieder im Nahfeld homogen und die Intensität ist *gauß*verteilt.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden die spektral breitbandigen Laserpulse weiter zeitlich gestreckt und energetisch verstärkt. Wie in den folgenden Kapiteln zu lesen ist, kann das Spektrum in Abbildung 2.7 nicht vollständig erhalten bleiben. Es kommt zu spektralen Abschneidungen, so dass die Laserpulse mit Spektren von 730 nm bis 910 nm weiter propagieren. Diesbezüglich kann die Einkopplung in die Glaskapillare auf diesen spektralen Bereich hin optimiert werden. Auf Kosten der Bandbreite kann die Lage der Glas-Hohlfaser variiert werden, so dass die durch die Selbstphasenmodulation entstandenen Modulationen geringfügiger ausgeprägt sind (vgl. Abbildung 2.8). Durch diese Änderung der Faserlage wurde die spektrale Verbreiterung etwas verkleinert, das Strahlprofil bleibt aber trotz der minimalen

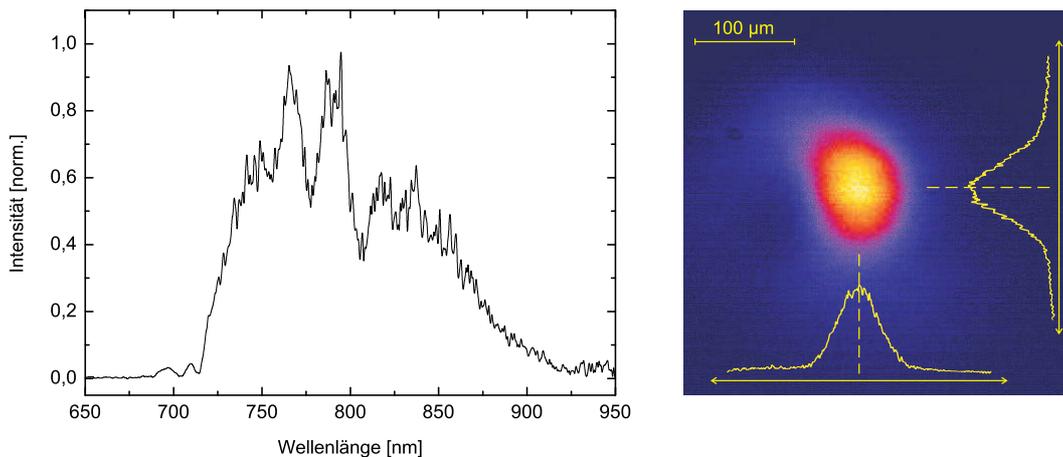


Abb. 2.8: Spektrum und Strahlprofil der Laserpulse nach Selbstphasenmodulation in der Glaskapillare optimiert für breitbandige Verstärkung im OPCPA-Laser. Durch geringfügige Variation der Faserlage kann das Spektrum beeinflusst werden. Im Vergleich zu Abb. 2.7 ist das Spektrum etwas schmalbandiger aber die Modulationen sind deutlich weniger ausgeprägt. Das Strahlprofil im Nahfeld bleibt *gauß*verteilt.

Dejustage weiter *gauß*förmig.

In Abbildung 2.9 wird eine Fotografie der Glaskapillare bzw. des Neongas gefüllten Druckgefäßes gezeigt. Hinter der Glas-Hohlfaser können die Laserpulse in einen Kompressor mit dispersiven Spiegeln geleitet werden, in dem die durch die Selbstphasenmodulation entstandene Dispersion wieder ausgeglichen wird. Dispersive bzw. *gechirpte* Spiegel haben ähnlich wie herkömmliche hochreflektierende Spiegel ein bestimmtes dielektrisches Schichtsystem und besitzen auch vergleichbare Reflektivitäten [30]. Ihre Funktionsweise wird im Kapitel 3.1.1 kurz erläutert. Zum Schutz nachfolgender Optiken und zur besseren Fokussierbarkeit in den Experimentierkammern beinhaltet dieses Kompressorsystem ein 1:3-Teleskop. Die Laserpulse haben nach Durchgang durch den Spiegelkompressor eine Durchschnittsleistung von 340 mW bei einer Wiederholrate von 1 kHz und einer Pulsdauer unter 10 fs. Mit diesen Eigenschaften der Laserpulse werden bereits Spitzenintensitäten von $I_{\max} \simeq 10^{16}$ W/cm² erreicht.

Im Folgenden werden die Laserpulse nicht in den Spiegelkompressor geleitet, sondern zur weiteren Verstärkung durch ein abbildendes Periskop auf einen zweiten optischen Tisch gelenkt.

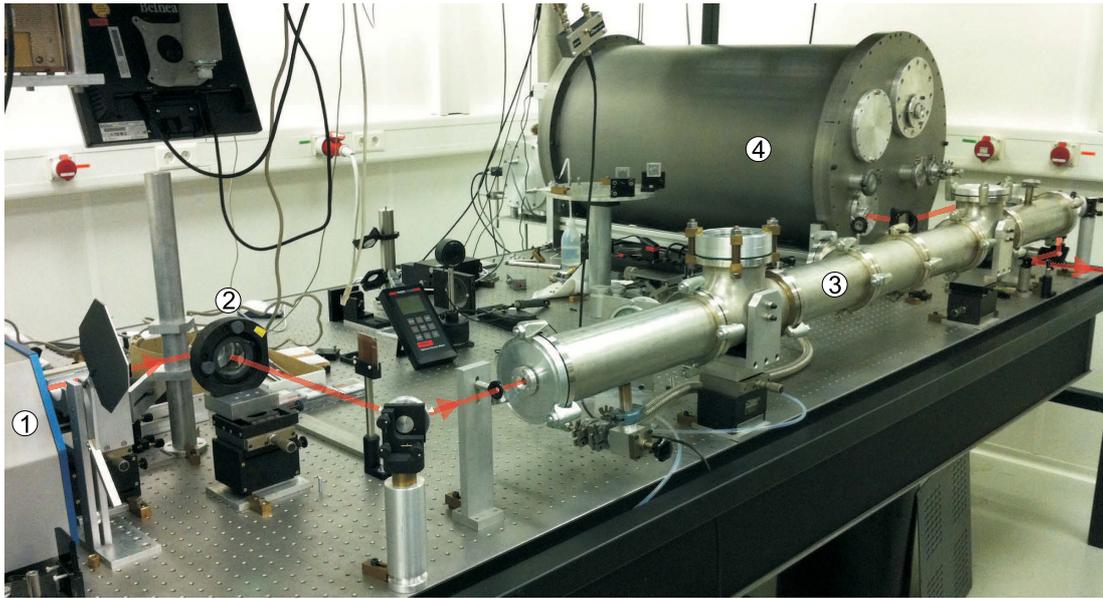


Abb. 2.9: Fotografie des Druckgefäßes, in der sich die 1 m lange, präzise gerade ausgerichtete Glaskapillare befindet: 1. *Femtopower compact Pro*, 2. Fokussierlinse, 3. mit Neongas gefülltes Druckgefäß, 4. dispersiver Spiegel Kompressor.

Kapitel 3

OPCPA

Dieses Kapitel bildet den Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit und beinhaltet die weiterführende Lichtverstärkung nach dem Prinzip der OPCPA (*optical parametric chirped pulse amplification*). Im Rahmen dieses Projekts wurden die notwendigen Komponenten in früheren Arbeiten entwickelt und unter anderen Voraussetzungen aufgebaut. Erstmals wird in dieser Arbeit ein kommerzielles Front-End als Ausgangspunkt für die Technik der OPCPA benutzt. Darüber hinaus war es erforderlich, bereits vorhandene Komponenten neu aufzubauen und bestmöglich aufeinander abzustimmen. Dabei wurden die Strahleigenschaften der Laserpulse nach jeder Komponente präzise charakterisiert und optimiert.

Zuerst wird beschrieben, wie die Laserpulse in einem *Öffner*-Strecker zeitlich gestreckt werden. Nachfolgend wird die optisch parametrische Verstärkung in nichtlinearen Kristallen ausgeführt, ferner wird auf die Nachverstärkung durch einen weiteren Titan:Saphir-Kristall eingegangen. Abschließend wird die Kompression durch einen Zwei-Gitter-Kompressor erklärt. Die Entwicklung, der Aufbau und die Justage dieser Komponenten werden in jedem Kapitel detailliert dargelegt.

3.1 Zeitliche Streckung

Mit Hilfe eines Periskops werden die Laserpulse nach Durchgang durch die Glaskapillare auf einen zweiten optischen Tisch geleitet. Dieses beinhaltet einen Achromaten zur Kollimierung der divergenten Laserstrahlung. Im weiteren Verlauf passieren die Lichtpulse abbildende Teleskope zur Kontrolle der Strahlgeometrie und der Strahlqualität. Diese genau berechneten Abbildungen haben entscheidenden Einfluss auf die Strahlprofile. Eine mathematische Beschreibung und grafische Veranschaulichung diesbezüglich wird im Anhang A gegeben.

Nach Durchgang durch ein *Galilei*-Linsenteleskop mit einer 2:1-Abbildung haben die Laserpulse einen Durchmesser von 5 mm und erreichen das Streckersystem. Die Laserpulse wer-

den an einem Reflexionsgitter gebeugt, durch ein 1:1-Spiegelteleskop abgebildet und durch weitere Gitterreflexionen wieder räumlich zusammengeführt. Diese Art eines Streckersystems heißt *Öffner-Strecker* und ermöglicht sehr hohe Streckungsfaktoren [31]. In vorangegangenen Diplomarbeiten wurde dieses System berechnet, entworfen und charakterisiert [19, 20]. Im Folgenden soll auf die Eigenschaften und Notwendigkeiten dieses speziellen Streckersystems eingegangen werden, zuvor wird noch der Begriff der Dispersion erläutert.

3.1.1 Dispersionskontrolle

Mit dem Begriff Strecker wird in der Laserphysik die Komponente bezeichnet, die den Vorgang der zeitlichen Pulsverlängerung einführt. Generell handelt es sich bei Strecker- und Kompressorsystemen um optische Aufbauten durch die definierte Laufzeitunterschiede für die in einem Laserpuls vorhandenen Wellenlängen eingeführt werden. Dies kann durch Reflexionen an speziellen Spiegeln, durch Propagation in bestimmten Materialien oder durch Beugung an Transmission- und Reflexionsgittern erfolgen. Allen gemein ist die zeitliche Manipulation der spektralen Phase der Laserpulse und somit die Einführung von Dispersion. Dies macht die Verstärkung nach dem Prinzip der *chirped pulse amplification* (CPA) erst möglich [6].

Die spektrale Phase $\varphi(\omega)$ oder $\varphi(\lambda)$ beschreibt den Zusammenhang der Phasenzustände der einzelnen Wellenlängen eines Lichtpulses. Eine *Taylor-Entwicklung* der spektralen Phase um die Zentralfrequenz ω_0 ergibt:

$$\varphi(\omega) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\omega - \omega_0)^m}{m!} \cdot \left. \frac{\partial^m}{\partial \omega^m} \varphi(\omega) \right|_{\omega=\omega_0}$$

Die einzelnen partiellen Ableitungen der spektralen Phase an der Stelle ω_0 werden als Dispersionskomponenten D_m bezeichnet:

$$D_m = \left. \frac{\partial^m}{\partial \omega^m} \varphi(\omega) \right|_{\omega=\omega_0} \quad (3.1)$$

Die Phase eines Laserpulses kann folglich als Entwicklung der einzelnen Dispersionsordnungen verstanden werden. Sie hat entscheidenden Einfluss auf die Propagation und Form der Laserpulse.

Die Dispersionskomponente nullter Ordnung D_0 ist einheitslos und beschreibt das Fortschreiten der Phase innerhalb der Pulsamplitude. Sie beschreibt die schnellen Amplitudenoszillationen relativ zur Einhüllenden des elektromagnetischen Feldes und wird CEP (*carrier envelope phase*) genannt.

Dispersionskomponente D_1 bemisst die Zeit t_G , die ein Laserpuls beim Zurücklegen einer Strecke $x = \varphi/k$ mit der Gruppengeschwindigkeit $v_G = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ benötigt. Sie beschreibt also

die Propagation des gesamten Laserpulses und hat ebenso wie D_0 keinen Einfluss auf die Pulsform.

Durch die nächste Dispersionskomponente D_2 wird die Gruppengeschwindigkeit $v_G(\omega)$ spektral abhängig, man spricht auch von GVP (*group velocity dispersion*). Diese Abhängigkeit führt zu einer zeitlichen Verbreiterung der Laserpulse. Im Falle eines Laserpulses mit einem *Gauß*-Profil der Einhüllenden bewirkt der durch die Dispersion zweiter Ordnung verursachte lineare *Chirp* nach [32] eine Verlängerung der Pulsdauer nach:

$$\Delta\tau_{out} = \Delta\tau_{in} \cdot \sqrt{1 + \left(4 \ln 2 \cdot \frac{D_2}{\Delta\tau_{in}^2}\right)^2} \quad (3.2)$$

mit der bandbreitenbegrenzten Pulsdauer $\Delta\tau_{in}$. In Näherung gilt auch eine andere Form dieser Gleichung, die an Stelle der Pulsdauer die spektrale Halbwertsbreite der Laserpulse beinhaltet:

$$\Delta\tau_{out} = 2\pi c \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \cdot D_2 \quad (3.3)$$

So wird den Laserpulsen z.B. durch den in dieser Arbeit beschriebenen *Öffner*-Strecker Dispersion zweiter Ordnung mit einem Wert von etwa $2 \cdot 10^6 \text{ fs}^2$ aufgeprägt. Aber auch höhere Dispersionsordnungen sind nach dem zeitlichen Streckungsvorgang vorhanden.

Die Dispersion dritter Ordnung beschreibt eine asymmetrische Pulsdeformation. Durch die nichtlineare Zeitabhängigkeit der Frequenz kommt es zur Ausbildung von Vor- bzw. Nachpulsen, je nachdem ob D_3 negativ oder positiv ist. Weitere Dispersionskomponenten führen zu Effekten höherer Ordnung, wobei sich die nichtlinearen Zeitabhängigkeiten entsprechend der Parität ihrer Dispersionsordnung symmetrisch oder asymmetrisch auf den zeitlich Pulsverlauf auswirken.

Materialdispersion

Dispersion kann auf verschiedene Art und Weise eingeführt bzw. korrigiert werden. Eine Variante ist die Transmission durch optische Materialien wie z.B. bei den Oszillatorpulsen im *Femtopower compact Pro* bei Propagation durch ein Stück SF57-Glas. Beim Durchgang der Laserpulse durch Material kommt es aufgrund der spektral verschiedenen Brechungsindizes $n(\lambda)$ zu Laufzeitunterschieden der einzelnen Wellenlängen eines Laserpulses (s. Abbildung 3.1). Dies ist durch folgende Bedingung für die *Phasengeschwindigkeit* v_{ph} definiert:

$$v_{ph} = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega}{k_0 \cdot n(\lambda)} = \frac{c}{n(\lambda)} \quad (3.4)$$

Die eingeführte Dispersion heißt *normal* und erzeugt positiven *Chirp* ($D_2 > 0$), wenn mit $\lambda_1 < \lambda_2$ für die Brechzahlen $n(\lambda_2) < n(\lambda_1)$ gilt.

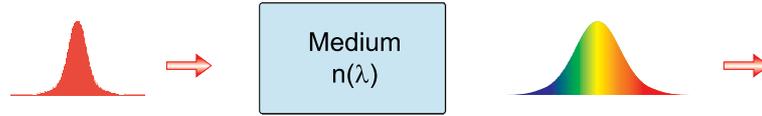


Abb. 3.1: Ein Medium mit dem Brechungsindex $n(\lambda)$ verursacht *normale* Dispersion beim durchlaufenden Laserpuls, so dass hinter dem Medium die „roten“ Spektralanteile den „blauen“ vorausseilen.

Der Einfluss von Materialdispersion auf die spektrale Phase $\varphi(\omega)$ eines Laserpulses ist wegen

$$\varphi(\omega) = \frac{\omega}{c} \cdot n(\omega) \cdot x$$

durch die Länge des Laufweges x und die Frequenzabhängigkeit der Brechzahl $n(\omega)$ des Materials gegeben. Letztere kann in Abhängigkeit der Wellenlänge durch die *Sellmeier*-Formel und die Angabe entsprechender Koeffizienten angenähert werden:

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{A_1 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{A_2 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \frac{A_3 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_3^2} \quad . \quad (3.5)$$

Viele Hersteller optischer Gläser geben in Katalogen und im Internet Werte für die Koeffizienten A_i und λ_i an [33]. In Tabelle 3.1 sind die Konstanten für die Materialien Quarz, Saphir und β -Bariumborat (BBO) angegeben. Diese Materialien haben ihren Einsatz im Düsseldorf-

Material	A_1	A_2	A_3	λ_1^2 [μm^2]	λ_2^2 [μm^2]	λ_3^2 [μm^2]
Quarz	0,69617	0,40794	0,89748	0,00467915	0,0135121	97,934003
Saphir	1,02380	1,05826	5,28079	0,00377588	0,0122544	321,3616
LaK 16A	1,76436	-22039,31	0,18123	0,01432	-1433830	-0,02365
BBO	2,73590	—	—	0,01878	0,01822	-0,01354

Tab. 3.1: *Sellmeier*-Konstanten für einige optische Materialien aus [32, 33, 34]. Eine Ausnahme ist der Konstantenwert von λ_3 für BBO. Dieser ist wegen Gleichung (3.6) in der Einheit [μm^{-2}] zu verstehen.

fer Lasersystem als Ein- und Austrittsfenster von evakuierten Baugruppen, als Linsen zur Abbildung und Kontrolle des Strahlquerschnitts und als Verstärkermedien sowie als Prismenmaterial im *Femtopower compact Pro*. Allerdings sind für BBO nur die Werte des ordentlichen Strahls angegeben und es gilt eine leicht abgewandelte Form der *Sellmeier*-Gleichung:

$$n^2(\lambda) = A_1 + \frac{\lambda_1^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \lambda_3^2 \cdot \lambda^2 \quad . \quad (3.6)$$

Eine genauere Beschreibung der spektralen Abhängigkeit des Brechungsindex von BBO und anderen nichtlinearen Kristallen wird in Kapitel 3.2.3 gegeben.

Unter Verwendung von Gleichung (3.1) und die in Frequenzabhängigkeit umgewandelte und mit ω multiplizierte *Sellmeier*-Gleichung (3.5) bzw. (3.6) können die einzelnen Dispersionskomponenten der Materialien berechnet werden [32]:

$$D_m = \left(\frac{\partial^m \varphi(\omega)}{\partial \omega^m} \right) \Big|_{\omega=\omega_0} \stackrel{\varphi \equiv k \cdot x}{=} x \cdot \left(\frac{\partial^m k}{\partial \omega^m} \right) \Big|_{\omega=\omega_0} \stackrel{k \cdot c \equiv \omega \cdot n}{=} \frac{x}{c} \cdot \left(\frac{\partial^m (\omega \cdot n(\omega))}{\partial \omega^m} \right) \Big|_{\omega=\omega_0}$$

$$\eta(\omega) = \omega \cdot n(\omega)$$

$$\hookrightarrow D_m = \frac{x}{c} \cdot \left(\frac{\partial^m \eta(\omega)}{\partial \omega^m} \right) \Big|_{\omega=\omega_0} \quad (3.7)$$

$$D_0 = \frac{x}{c} \cdot \eta \quad , \quad D_1 = \frac{x}{c} \cdot \eta' \quad , \quad D_2 = \frac{x}{c} \cdot \eta'' \quad , \quad \dots$$

Für die fünf angesprochenen Materialien sind die berechneten Werte der ersten sechs Dispersionsordnungen in Tabelle 3.2 angegeben. Diese können als Ausgangspunkt zur Dispersionkontrolle in einen *Dazzler* eingegeben und anschließend mit Hilfe eines *SPIDERS* [35] abgeglichen werden.

Material	D_0	D_1 [fs]	D_2 [fs ²]	D_3 [fs ³]	D_4 [fs ⁴]	D_5 [fs ⁵]	D_6 [fs ⁶]
Quarz	114144	48939	362	275	- 114	318	- 811
Saphir	138245	59429	581	422	- 156	433	- 1070
LaK 16A	135346	58352	817	561	- 81	426	- 965
BBO	130420	56189	748	506	- 78	396	- 870
Luft	78563	33366	0,204	0,109	0,028	0,012	0,000

Tab. 3.2: Dispersionskomponenten für einige optische Materialien. Als Zentralwellenlänge wurde $\lambda_0 = 800$ nm angenommen, die Weglänge x im Material wurde als 1 cm festgelegt. Die Berechnungen erfolgten mit den Werten aus Tabelle 3.1 und Gleichung (3.5) bzw. (3.6) sowie Gleichung (3.7). Die Werte für Luft wurden analog unter Benutzung der *Cauchy* Dispersionsformel ermittelt [36].

Der Vorteil der Einführung von Dispersion durch Material im Strahlengang ist die einfache Justage und hohe Transmission von über 90 %. Ein entscheidender Nachteil ist der geringe Betrag der Dispersion und die dadurch begründete geringe zeitliche Streckung. Materialien, die einen Dispersionswert von $D_2 = 2 \cdot 10^6$ fs² einführen sollen, müssten mehrere Meter lang sein.

Selbst Materialien von 20 cm Länge sind in der nötigen hohen optischen Qualität schwierig zu produzieren und führen zu einer Dispersion zweiter Ordnung von ungefähr $D_2 = 2 \cdot 10^4 \text{ fs}^2$, was nach Gleichung (3.2) bezogen auf einen Laserpuls mit einer Dauer von 10 fs nur einem Streckungsfaktor etwa 550 entspricht.

Prismen

Eine weitere Möglichkeit, den Laserpulsen Dispersion aufzuprägen, ist der Einsatz von Prismen. Durch gezielte Ausnutzung der Materialanordnung und der spektral abhängigen Brechung können die optischen Laufwege der Wellenlängen kontrolliert werden [24]. Dieser Sachverhalt wird in Prismenkompressoren ausgenutzt, so auch bei dem in Kapitel 2.1 beschriebenen *Femtopower compact Pro*. Mit gleichartigen Prismen, die exakt antiparallel zueinander positioniert sind, wird negative Dispersion ($D_2 < 0$) eingeführt, indem die hochfrequenten Pulsanteile weniger Material durchlaufen als die niederfrequenten (s. Abbildung 3.2).

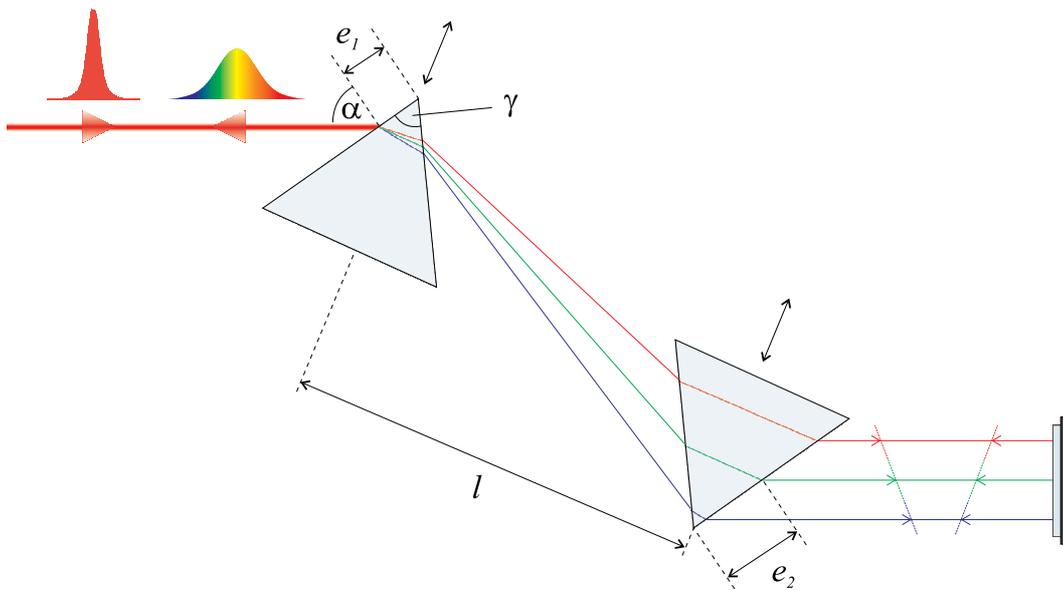


Abb. 3.2: Strahlengang und Einführung negativer Dispersion in einer zwei Prismen Anordnung mit Faltungsspiegel. Positiv gechirpte Laserpulse können so wieder komprimiert werden.

Die Berechnung der einzelnen Dispersionskomponenten eines solchen Systems erfordert die Kenntnis der optischen Weglänge s_{opt} durch die Anordnung. Mit ihr lässt sich die Phase der einzelnen Frequenzen nach

$$\varphi(\omega) = \frac{\omega}{c} \cdot s_{opt}(\omega)$$

berechnen. Neben der spektralen Abhängigkeit ist die Weglänge s_{opt} eine Funktion des Einfallortes e auf die Prismen, des Prismenwinkels γ und des Einfallswinkels α . Dabei ist e ein Maß für den zurückgelegten Weg innerhalb der Prismen und ergibt sich aus der Summe $e_1 + e_2$ der einzelnen Einfallorte bezogen auf die Zentralwellenlänge. γ bezeichnet den Spitzwinkel eines Prismas. Unter gewissen Bedingungen, wie ein symmetrischer Strahlendurchgang und Einfall im Brewster-Winkel, ist γ nach Wahl des Prismenmaterials abhängig von der Zentralwellenlänge quantitativ gegeben. Ein weiterer entscheidender Parameter ist der Abstand l der beteiligten Prismen. Sind diese Parameter bekannt, kann die optische Weglänge und somit die spektrale Abhängigkeit der Phase berechnet werden. Anschließende Differenzierung führt wegen Gleichung (3.1) auf die einzelnen Dispersionsordnungen. In Tabelle 3.3 sind Koeffizienten A_i und B_i und die ersten beiden, für die zeitliche Pulsverlängerung verantwortlichen, Dispersionsordnungen D_2 und D_3 angegeben. Quarz und BK7 sind Standardmaterialien zur Prismenherstellung. Berechnet wurden diese Werte für einen einfachen Durchgang durch zwei antiparallele Prismen und durch die lineare Darstellung [32]:

$$D_i = A_i \cdot l + B_i \cdot e$$

Die Koeffizienten A_i und B_i sind dabei Funktionen der Frequenz und des Brechungsindex $n(\lambda)$ bzw. seiner Ableitungen, welche durch Differentiation von (3.5) gegeben sind.

Material	A_2 [fs ² /cm]	B_2 [fs ² /cm]	A_3 [fs ³ /cm]	B_3 [fs ³ /cm]	D_2 [fs ²]	D_3 [fs ³]
Quarz	-10,82	408,4	-12,15	324,0	-265	-567
BK7	-14,26	491,1	-18,68	354,2	-444	-1160

Tab. 3.3: Werte der Koeffizienten A_2, A_3, B_2, B_3 sowie der entsprechenden Dispersionskomponenten D_2 und D_3 für einen Prismenkompressor. Der Prismenabstand l wurde als 100 cm festgesetzt, der Parameter e beträgt hier 2 cm. Berechnet wurden die Werte nach [32] für einen einfachen Durchgang durch ein antiparalleles Prismenpaar aus Quarz oder BK7.

Der Einsatz eines Faltungsspiegels oder eines Vier-Prismen-Kompressors verdoppelt die entsprechenden Werte. Der Prismenkompressor des *Femtopower compact Pro* beinhaltet vier Prismen und einen Faltungsspiegel zur Umkehrung des Strahlenverlaufs. Die durch diesen Kompressor eingeführte Gesamtdispersion für D_2 und D_3 entspricht also dem Vierfachen der Tabellenwerte.

Bei der Einführung von Dispersion durch Prismen sollte der Parameter e nicht zu klein gewählt werden, da es sonst zu Strahlabschneidungen an den Prismenspitzen kommen kann, typischerweise liegt e zwischen 1 cm und 5 cm. Zusätzlich sollte der Prismenabstand l einige

Meter nicht überschreiten, weil dieser Abstand die Größe des zweiten Prismas bedingt (vgl. Abbildung 3.2). Entsprechend große Prismen mit der benötigten hohen optischen Qualität sind nur begrenzt verfügbar. Aus diesem Grund werden Prismenkompressoren häufig in Oszillatoren oder leistungsschwächeren Lasersystemen verwendet und selten zur Kompression von Lichtpulsen in Hochleistungslasersystemen.

Dispersive Spiegel

Diese Art von Spiegeln zeichnet sich wie konventionelle hochreflektive Spiegel durch eine spezielle Anordnung vieler absorptionsarmer dielektrischer Schichten verschiedener Dicke aus [37]. Herkömmliche dielektrische Spiegel besitzen etwa 20 abwechselnd hoch- und niedrigbrechende Schichten mit Dicken von $\lambda/4$ (s. Abbildung 3.3). Das Material und die Schichtdicke der einzelnen Lagen ist so optimiert, dass sich die Reflexionen an den vielen Schichten phasenrichtig überlagern.

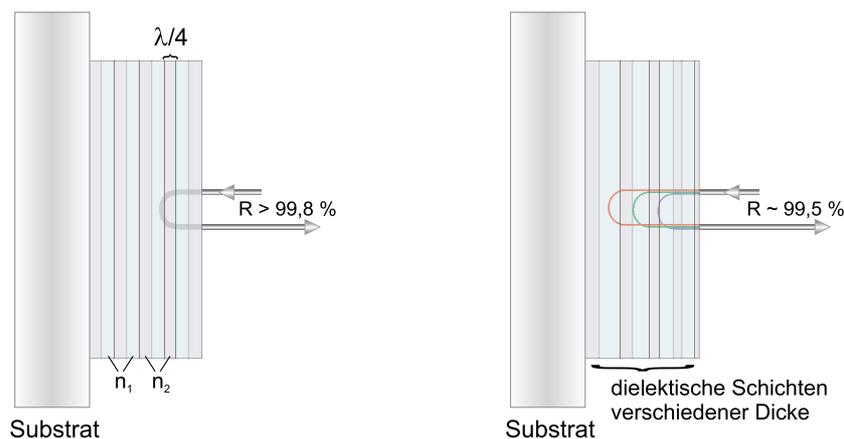


Abb. 3.3: Schematischer Aufbau eines hochreflektierenden dielektrischen Spiegels mit alternierender Schichtdicke unterschiedlicher Brechzahlen (links) und eines dispersiven Spiegels mit variierender Schichtdicke (rechts).

Im Gegensatz dazu sind dispersive Spiegel in erster Linie nicht auf maximale Reflexivität eines gewissen Spektralbereichs ausgelegt, sondern sie sollen den auftreffenden Laserpulsen ganz bestimmte Dispersionswerte zweiter und höherer Ordnung aufprägen. Durch spezielle Variation der Schichtdicken wird die Eindringtiefe der auftreffenden Lichtpulse frequenzabhängig, wodurch die einzelnen Farben unterschiedliche Laufzeiten und Dispersion erfahren. So findet z. B. die Reflexion der „roten“ Spektralanteile effektiv in tieferliegenden Schichten statt als die der „blauen“. Die Berechnung der Anzahl an dielektrischen Schichten sowie die Optimierung der Schichtdicken und der daraus resultierenden Dispersion für einen bestimmten Wellenlängenbereich erfolgt numerisch. In der Praxis sind die ersten beiden puls-

verlängernden Dispersionskomponenten D_2 und D_3 in einem gewissen Bereich frei wählbar. Im Falle erwünschter negativer Dispersion ($D_2 < 0$) sind typische Werte zur Dispersionskontrolle innerhalb eines Oszillators $D_2 = -50 \text{ fs}^2$ und $D_3 = -30 \text{ fs}^3$. Zur erhöhten Reduktion von Dispersion dritter Ordnung sind auch dispersive Spiegel mit Werten von $D_2 = -20 \text{ fs}^2$ und $D_3 = -1000 \text{ fs}^3$ üblich.

Da die Dispersionseinführung mit solchen Spiegeln nur schrittweise, d.h. pro Reflexion, erfolgen kann, ist eine Feinjustage der Dispersionskomponenten nicht möglich. Aus diesem Grund werden beim Einsatz dispersiver Spiegel die spektralen Laufzeitunterschiede gechirpter Laserpulse überkompensiert (Erzeugung von negativem Chirp), so dass eine genaue Regulierung der Dispersion durch zusätzliches Material im Strahlengang vorgenommen werden kann (Einführung von positivem Chirp). Am Düsseldorfer Lasersystem können die Laserpulse nach der Selbstphasenmodulation in der Hohlleiter abgegriffen werden und in einen dispersiven Spiegel Kompressor geleitet werden. Die genaue Abstimmung der Dispersion erfolgt mit Hilfe von Quarzplättchen oder Quarzkeilen, welche versetzt zueinander in den Strahlengang gefahren werden können. Ebenso werden dispersive Spiegel im Oszillator des *Femtopower compact Pro* zur Dispersionskontrolle eingesetzt.

Vorteile eines solchen Kompressorsystems sind die hohe Transmission ($R \approx 99,5\%$ pro Spiegelreflexion) und die einfache Justage sowie die geringeren Anschaffungskosten im Vergleich zu denen eines optischen Gitters. Nachteile dispersiver Spiegel sind die geringen Dispersionswerte zweiter Ordnung, wodurch eine Kompression oder Streckung von Lichtpulsen nur durch entsprechend viele Reflexionen erzeugt werden kann. Dispersionswerte für D_2 im Bereich von einigen 10^6 fs^2 werden durch dispersive Spiegel nicht erreicht, ihr Einsatz dient der Feineinstellung der Dispersion.

Beugung am Gitter

In Bezug auf die Ausführungen in [32] besteht die Grundidee bei der Dispersionseinführung durch Beugung am Gitter darin, dass einige spektrale Anteile einen längeren optischen Weg zurücklegen müssen als andere. Diese Laufzeitunterschiede werden durch periodisch angeordnete Gitterlinien auf Reflexions- und Transmissionsgittern erzeugt [38]. Dabei wird die Beugung von Licht an optischen Gittern durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\sin \alpha + \sin \beta = N \cdot m \lambda \quad (m \in \mathbb{Z}) \quad (3.8)$$

hier bezeichnen α und β den Einfallswinkel und Beugungswinkel, N die Liniendichte des Gitters und m die Beugungsordnung. Die Ausbreitungsrichtung des Lichts wird also nach Beugung am Gitter wellenlängenabhängig, die Laserpulse fächern in der Ebene aus Einfallswinkel und Gitternormaler spektral auf. Dieser Sachverhalt wird zur Einführung hoher Dispersion zweiter

und dritter Ordnung ausgenutzt. Erneute Beugung am selben oder einem weiteren Gitter führt unter gewissen Bedingungen wieder zur Parallelisierung der spektral unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen. Die verschiedenen Wellenlängen propagieren daraufhin parallel, aber räumlich getrennt nebeneinander. Die Umkehrung des Strahlenweges oder weitere Beugungen an Gittern führen letztendlich zur räumlichen Ausgangssituation der Spektralkomponenten zurück, mit dem Unterschied der zeitlich spektralen Manipulation.

In dieser Arbeit wird die Beugung am Gitter sowohl bei der Einführung von Dispersion im *Öffner*-Strecker als auch bei der Kompression im Gitterkompressor ausgenutzt (vgl. Abbildung 3.5 und 3.42). Mit Hilfe von optischen Gittern können die größten Laufzeitunterschiede und Streckungsfaktoren eingeführt werden. Außerdem sind sie in vielen Größen und sehr guter Qualität verfügbar. Die Anschaffungskosten sind aber entsprechend hoch. Die mathematische Beschreibung der Dispersionskomponenten benötigt wieder die Aufstellung der spektral abhängigen optischen Weglängen und der Phase. In Abbildung 3.4 sind die zur Berechnung erforderlichen Größen eines Zwei-Gitter-Kompressors dargestellt.

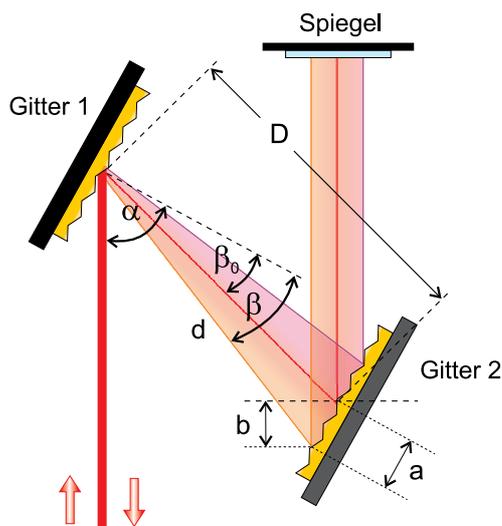


Abb. 3.4: Geometrischer Aufbau eines Zwei-Gitter-Kompressors aus [32]

Die Effizienz von *Blaze*-Gittern kann bis zu 90 % betragen, goldbeschichtete Standardgitter hingegen erreichen deutlich geringere Beugungseffizienzen, weswegen in der Praxis eigentlich immer geblazte Reflexionsgitter verwendet werden.

Wegen (3.8) kann ein Kompressor- oder auch Streckersystem durch die Angabe des Einfallswinkels α und des Gitterabstandes D vollständig charakterisiert werden. Die gesamte

Diese Anordnung enthält zwei identische Reflexionsgitter, die exakt parallel zueinander ausgerichtet sind und nahe am *Littrow*-Winkel betrieben werden. Das bedeutet, dass der Einfallswinkel zur Gitternormalen dem Beugungswinkel der ersten Ordnung entspricht. In dieser Konfiguration ist die Beugungseffizienz besonders hoch, wenn auch noch *Blaze*-Gitter verwendet werden. Diese speziellen Reflexionsgitter sind optimiert auf eine bestimmte Kombination aus Wellenlänge und Beugungsordnung. Im Gegensatz zu Standardgittern haben die Gitterlinien bei solchen Gittern eine Art Sägezahnstruktur, welche die Intensität der gebeugten Strahlung signifikant beeinflusst. Die

optische Weglänge s_{opt} setzt sich geometrisch aus den Weglängen d und b zusammen

$$\begin{aligned}
 d &= D \cdot \frac{\cos \beta_0}{\cos \beta} \\
 b &= a \cdot \sin \alpha \\
 &= (d \cdot \sin \beta - D \cdot \sin \beta_0) \cdot \sin \alpha \\
 \Leftrightarrow s_{opt} &= d + b \\
 &= D \cdot \frac{\cos \beta_0}{\cos \beta} + (d \cdot \sin \beta - D \cdot \sin \beta_0) \cdot \sin \alpha
 \end{aligned}$$

Der Beugungswinkel β ist durch Gleichung (3.8) gegeben, β_0 bezeichnet den zentralen Beugungswinkel bei 800 nm. Die spektrale Phase beinhaltet noch einen Phasensprung am Gitter mit $\Delta\varphi = -2\pi \cdot a \cdot N$ und ist dann gegeben durch

$$\begin{aligned}
 \varphi(\omega) &= \frac{\omega}{c} \cdot s_{opt} + \Delta\varphi \\
 &= \frac{\omega}{c} \cdot D \cdot \cos(\beta_0 - \beta(\omega))
 \end{aligned}$$

Die Berechnung der Dispersionskomponenten erfolgt wieder durch Differentiation der spektralen Phase, so ergibt sich nach [32] für die ersten vier Ordnungen

$$\begin{aligned}
 D_1 &= 2 \cdot \frac{D}{c} \\
 D_2 &= -\frac{D_1}{\omega} \cdot \left(\frac{2\pi c \cdot N}{\omega \cdot \cos \beta_0} \right)^2 \\
 D_3 &= -3 \cdot \frac{D_2}{\omega} \cdot \left(1 + \frac{2\pi c \cdot N \cdot \sin \beta_0}{\omega \cdot \cos^2 \beta_0} \right) \\
 D_4 &= 3 \cdot \frac{D_2}{\omega^2} \cdot \left[4 \cdot \left(1 + \frac{2\pi c \cdot N \cdot \sin \beta_0}{\omega \cdot \cos^2 \beta_0} \right)^2 + \left(\frac{2\pi c \cdot N}{\omega \cdot \cos^2 \beta_0} \right)^2 \right]
 \end{aligned}$$

Der Faktor 2 in der ersten Gleichung begründet sich aus dem identischen Hin- und Rückweg durch das Zwei-Gitter-Kompressorsystem und setzt sich in den weiteren Gleichungen fort. In der nachfolgenden Tabelle 3.4 sind die Werte des in dieser Arbeit aufgebauten Kompressors enthalten und die nach den gerade vorgestellten Gleichungen berechneten Dispersionskomponenten.

Bei einer eingehenden *fourier*limitierten Pulsdauer von 10 fs haben die austretenden dispersiven Laserpulse einen negativen Chirp und wegen Gleichung (3.2) eine zeitliche Halbwertsbreite von etwa 550 ps. Da das Kompressor- und Streckersystem komplementär aufgebaut sind, entspricht dies auch dem Streckungsfaktor durch den *Öffner*-Streckersystem. Bei der späteren

Parameter		D_1 [fs]	D_2 [fs ²]
Gitterliniendichte N	1480 mm ⁻¹	$2,68 \cdot 10^6$	$-1,81 \cdot 10^6$
Einfallswinkel α	57,0°		
Beugungswinkel β_0	20,2°	D_3 [fs ³]	D_4 [fs ⁴]
Gitterabstand D	39,98 cm	$3,39 \cdot 10^6$	$-2,62 \cdot 10^6$

Tab. 3.4: Parameter des zwei Gitterkompressors und daraus berechnete Werte der ersten vier Dispersionskomponenten.

Kompressorjustage wird aber zusätzlich auch die im Lasersystem aufgesammelte Dispersion mitkompensiert, so dass der Kompressor eine etwas größere negative Dispersion verursachen muss als der Strecker positiv eingeführt hat. Zusammengefasst sind nun alle Methoden der Dispersionseinführung, die im Düsseldorfer Lasersystem ihren Einsatz finden, beschrieben.

3.1.2 Eigenschaften und Aufbau des *Öffner*-Streckers

Der *Öffner*-Strecker führt Dispersion durch Beugung an einem Reflexionsgitter ein und besitzt einen sehr hohen zeitlichen Streckungsfaktor von etwa $5 \cdot 10^4$. Dieses spezielle Streckersystem beinhaltet ein *Öffner*-Spiegelteleskop und ist aufgrund geometrischer Überlegungen theoretisch fehlerfrei [31]. Das 1:1-abbildende Teleskop unterstützt den Erhalt der Strahleigenschaften.

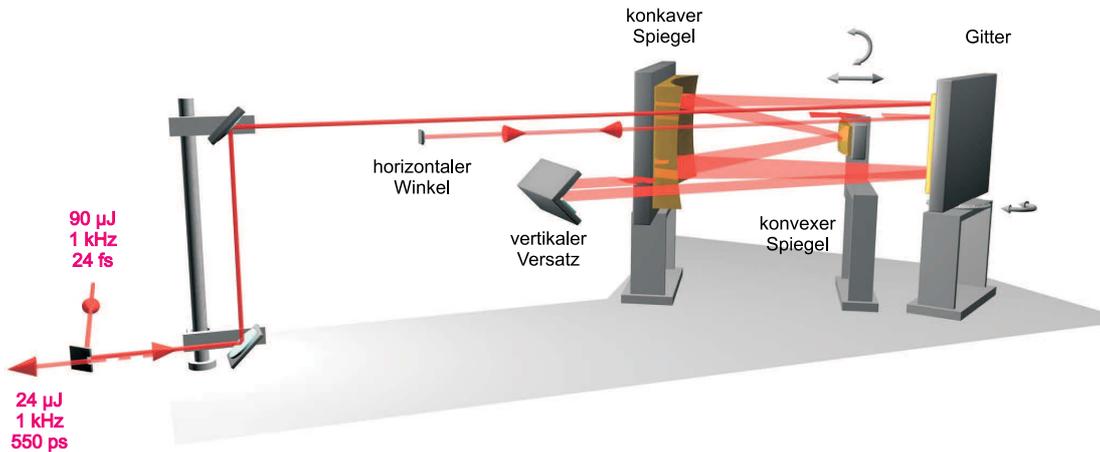


Abb. 3.5: Strahlengang im *Öffner*-Streckersystem. Die eintretenden Laserpulse werden durch den vertikalen Dachspiegel und den horizontalen Planspiegel achtmal an dem Reflexionsgitter gebeugt, dies ermöglicht einen sehr hohen Streckungsfaktor. Durch den eingeführten kleinen horizontalen Winkel können die austretenden Laserpulse den Einkoppelspiegel passieren.

ten der Laserpulse und gibt dem Strecker seinen Namen. Der hohe zeitliche Streckungsfaktor bedingt aber eine Vielzahl an Reflexionen und eine teilweise große Geometrie der verwendeten Optiken. Zusammen mit der Beugungseffizienz des Reflexionsgitters ergibt sich eine relativ geringe Gesamttransmission von nur etwa 25 %. Zusätzlich ist die Justage sehr aufwendig und muss mit hoher Präzision erfolgen. Die Definition der optischen Achse ist der Ausgangspunkt zur Positionierung der Optiken. Entlang dieser Symmetrieachse werden das Gitter, die abbildenden sphärischen Spiegel und alle weiteren Optiken aufgebaut. Mit Hilfe von speziellen Mehrlochblenden kann die Strahlage kontrolliert und nachjustiert werden.

Diese Komponente des Lasersystems wurde in den Arbeiten [19] und [20] entwickelt und charakterisiert. Aufgrund neuer Anfangsbedingungen und zur Verbesserung der Strahlqualität wurde das Streckersystem neu aufgebaut und hinsichtlich der Symmetrie des Strahlweges sowie der Form und räumlichen Intensitätsverteilung der Strahlprofile der austretenden Laserpulse optimiert. In diesem Zusammenhang wurde auch eine Diagnostik zur Untersuchung vorhandener Strahlfehler eingesetzt, welche in Kapitel 4.2 beschrieben wird und in [22] entwickelt wurde. Auch wenn der *Öffner*-Strecker im Rahmen dieser Arbeit neu aufgebaut wurde, soll zur Beschreibung der Justage auf die damit beschäftigte Diplomarbeit [20] verwiesen werden.

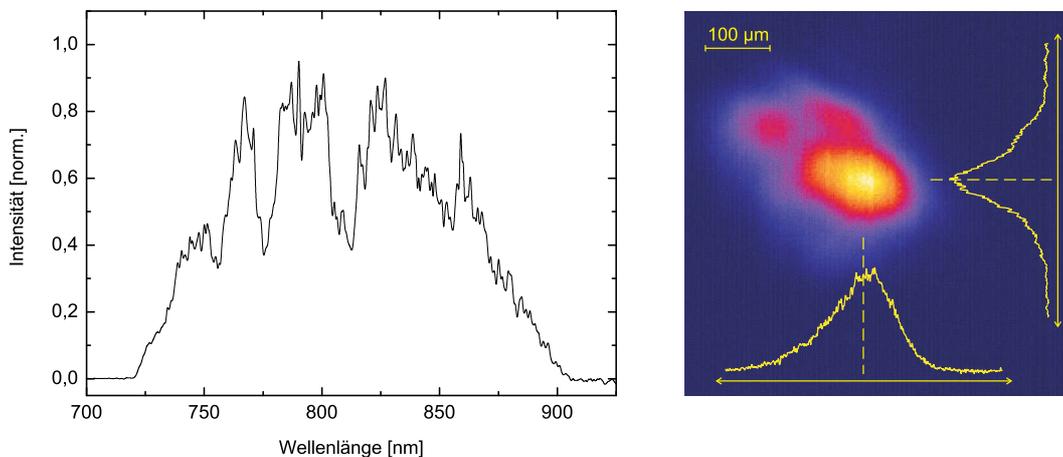


Abb. 3.6: Spektrum und Strahlprofil nach Propagation durch den *Öffner*-Strecker. Die Laserpulse haben eine Energie von etwa $24 \mu\text{J}$, die spektrale Bandbreite ist im Vergleich zu Abbildung 2.8 nahezu gleich geblieben. Das räumliche Strahlprofil ist näherungsweise *gaußförmig*.

Von besonderer Bedeutung ist bei diesem Teil des Lasersystems die Qualität der verwendeten Optiken, vor allem die der sphärischen Spiegel. Kleinste Oberflächenfehler führen zu Abweichungen der Fokussierung der spektral aufgespaltenen Laserpulse und somit zu schwierig zu behandelndem wellenlängenabhängigen Winkelchirp $C_a(\lambda)$.

Die Hauptkomponenten des Streckersystems in Düsseldorf sind das Reflexionsgitter und das abbildende 1:1-Teleskop, bestehend aus zwei sphärischen Spiegeln (einem konkaven und einem konvexen), zu sehen in Abbildung 3.5. Das Gitter ist goldbeschichtet, hat eine Fläche von $140\text{ mm} \times 140\text{ mm}$ und 1480 Striche pro Millimeter. Die Laserpulse gelangen durch ein Periskop auf die nötige Höhe parallel über der Symmetrieachse des Streckersystems. Sie treffen unter einem Winkel von 57° auf das Reflexionsgitter und werden entsprechend der Gittergleichung (3.8) gebeugt.

Im weiteren Strahlverlauf werden die nun zueinander divergenten Frequenzen von dem ersten sphärischen konkaven Spiegel mit einem Krümmungsradius von $r_{cc} = 600\text{ mm}$ bzw. einer Brennweite von $f_{cc} = 300\text{ mm}$ reflektiert. In einem Abstand von 30 cm folgt der zweite konvexe Teleskopspiegel mit einem Krümmungsradius von $r_{cx} = -300\text{ mm}$ bzw. einer Brennweite von $f_{cx} = -150\text{ mm}$ und nach weiterer Reflexion an Teleskopspiegel eins gelangen die Laserpulse in einer anderen Ebene erneut auf das Reflexionsgitter und laufen von dort aus wieder parallelisiert aber räumlich voneinander getrennt weiter. Ein Dachspiegel sorgt für einen vertikalen Versatz um 8 mm und schickt die Laserpulse zurück. Nachdem die Laserpulse nun ein weiteres Mal durch das Spiegelteleskop abgebildet werden und durch die vierte Reflexion an dem Streckergitter räumlich wieder zusammengeführt werden, erfolgt eine weitere Rückreflexion durch einen horizontalen Dachspiegel. Die Laserpulse durchlaufen erneut den *Öffner*-Strecker diesmal um 4 mm horizontal versetzt. Dies verdoppelt die zeitliche Streckung, so sind die aus dem Streckersystem austretenden Laserpulse nun um einen Faktor 23000 gestreckt und haben eine Pulsdauer von etwa 550 ps . Diese hohe zeitliche Streckung ist nötig, um eine optimale Ausgangssituation für die optisch parametrische Verstärkung zu schaffen.

In Abbildung 3.6 sind das Spektrum und das räumliche Strahlprofil der aus dem *Öffner*-Strecker austretenden Laserpulse dargestellt. Nach Beugung am Gitter und mehrfachen Reflexionen haben die Laserpulse noch eine Energie von $24\text{ }\mu\text{J}$. Das Spektrum hat seine Bandbreite in guter Näherung beibehalten und das Strahlprofil der Laserpulse entspricht hinsichtlich der Intensitätsverteilung weiterhin einem *Gauß*-Profil. In der nachfolgenden Tabelle 3.5 sind die Parameter des Streckersystems zusammengefasst. Zur Veranschaulichung der beschriebenen Strahlenwege und Geometrie wird in Abbildung 3.7 eine Fotografie des *Öffner*-Streckers mit angedeutetem Strahlengang gezeigt.

<i>Öffner</i> -Strecker	
Gitterliniendichte N	1480 mm^{-1}
Einfallswinkel α	$57,0^\circ$
Beugungswinkel β_0	$20,2^\circ$
Strahldurchmesser d	4 mm
konkaver Spiegelradius	600 mm
konvexer Spiegelradius	-300 mm

Tab. 3.5: Zusammenfassung einiger Parameter des *Öffner*-Streckersystems.

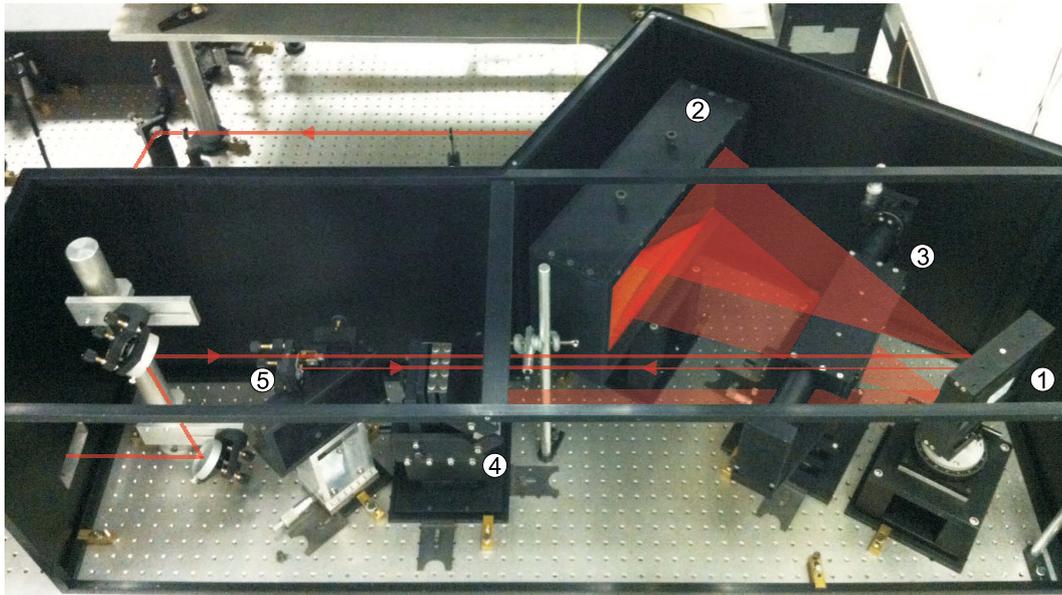


Abb. 3.7: Fotografie des *Öffner*-Streckers mit angedeutetem Strahlengang: 1. Reflexionsgitter, 2. sphärisch konkaver Spiegel, 3. sphärisch konvexer Spiegel, 4. vertikaler Dachspiegel, 5. horizontaler Planspiegel

3.1.3 Aberrationen

Wie bereits erwähnt ist die kontrollierte Einführung von Dispersion durch ein *Öffner*-Streckersystem theoretisch fehlerfrei [31]. Sind alle Optiken von ihrer Qualität und Oberflächenbeschaffenheit fehlerfrei und folgen die Laserpulse genau der Symmetrieachse des Systems, so trifft die theoretische Überlegung auch zu. Allerdings treten in der Praxis auch bei einem *Öffner*-Streckers optische Fehler auf. So können die Laserpulse allein wegen der Ein- und Auskopplung und aufgrund ihrer geometrischen Größe nicht genau auf der Symmetrieachse des Streckersystems propagieren. Der durch den Planspiegel eingeführte horizontale Winkel verursacht unweigerlich Aberrationen, die schon in [18] beobachtet und untersucht wurden.

Zwar könnte durch die Benutzung von Strahlteilern die Ein- und Auskopplung der Laserpulse auf der Symmetrieachse erfolgen, dies würde aber die ohnehin geringe Transmission des Streckersystems weiter stark reduzieren. Neben dem Einkoppelspiegel müsste auch der horizontale Dachspiegel durch einen 50 %-Strahlteiler ersetzt werden, der vertikale Dachspiegel würde durch einen planaren Spiegel ersetzt (vgl. Abbildung 3.5). Ein Aufbau mit 50 %-Strahlteilern würde die Transmission um knapp 97 % verringern, so dass die Gesamttransmission unter 1 % läge.

Weitere Abweichungen vom Idealfall entstehen durch minimale Justagefehler, so müssen z. B. die beiden sphärischen Teleskopspiegel exakt aufeinander eingestellt sein, d.h. die Krüm-

mungsmittelpunkte dieser Spiegel müssen in allen drei Raumdimensionen übereinstimmen. Zuletzt führen eventuell vorhandene Oberflächenfehler der sphärischen Spiegel zu nicht idealen Strahlengängen entlang der Symmetrieachse. Diese Aberrationen äußern sich in optischen Abbildungsfehlern wie Winkeldispersion und Astigmatismus, die sich in der Wellenfront der Laserpulse manifestieren [39]. Letztendlich ergibt sich dadurch eine erhöhte Fokusgröße und eine verlängerte Pulsdauer, was wegen Gleichung (2.1) beides zu einer Verringerung der Intensität am Zielobjekt führt.

Hinsichtlich der angesprochenen Strahlfehler wird hier der Vorschlag für ein *Öffner*-Streckersystem gemacht, der die optimale Symmetrie des Strahlenganges gewährleistet und die Transmission des Streckersystems beibehält. Mit Hilfe von zwei Pockelszellen und speziellen Polarisatoren propagieren die Laserpulse symmetrisch auf einem Strahlweg in das Streckersystem hinein und heraus (s. Abbildung 3.8). Die Polarisatoren reflektieren eine bevorzugte Polarisationsrichtung, während die entsprechend orthogonale Polarisationsrichtung transmittiert. Dies ist z. B. der Fall bei dielektrischen Polarisationswürfeln, die aus zwei verkitteten Rechtwinkelpismen bestehen.

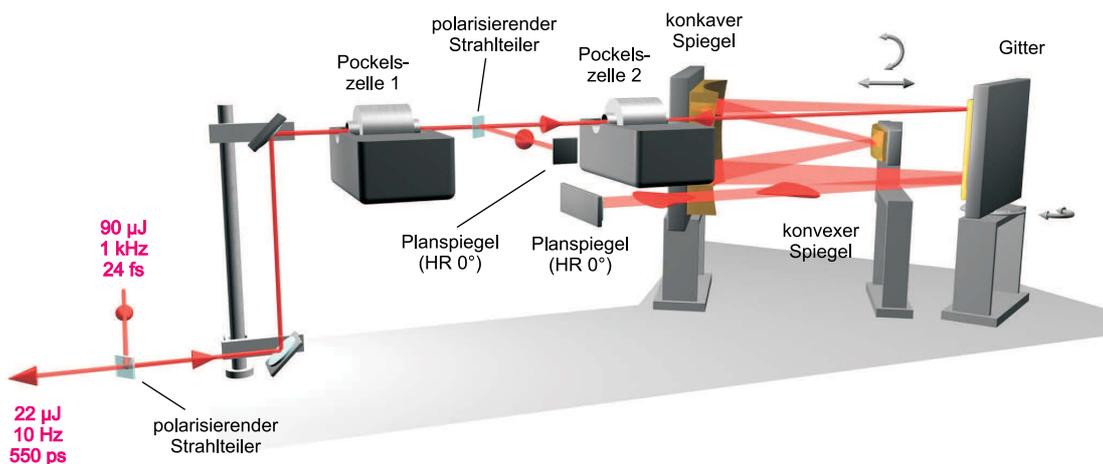


Abb. 3.8: Vorschlag für einen symmetrischen Strahlengang im *Öffner*-Strecker-System unter Verwendung von Pockelszellen und speziellen Polarisatoren. Durch geeignete Drehung der Polarisation der Laserpulse, kann der Strahlweg im *Öffner*-Strecker symmetrisch auf der optischen Achse erfolgen und dabei zusätzlich die Gesamttransmission erhalten bleiben.

In Abbildung 3.9 ist dieser Aufbau nochmal in einer Ansicht von oben dargestellt. Die ausgezeichnete Polarisationsrichtung der propagierenden Laserpulse ist durch Pfeile (p-polarisiert) und Punkte (s-polarisiert) angedeutet. Die eintreffenden p-polarisierten Laserpulse werden durch den ersten polarisierenden Strahlteiler in der Ebene parallel zur Oberfläche des Labor-

tischs ins Streckersystem reflektiert. Nachfolgend gelangen die Laserpulse ungehindert durch die Pockelszelle 1, den zweiten polarisierenden Strahlteiler und die Pockelszelle 2 auf das Gitter und die abbildenden Telekopspiegel. Nach Rückreflexion durch einen hochreflektiven planaren 0° -Spiegel werden die Laserpulse auf direkt demselben Weg zurückgeschickt. Diesmal wird die Pockelszelle 2 mit Spannung versorgt, so dass sie die Polarisation der durchlaufenden Laserpulse entsprechend schaltet. Die Laserpulse sind nun s-polarisiert und werden von dem Polarisator 2 und einem weiteren Planspiegel reflektiert und ins Streckersystem zurückgeworfen. Beim erneuten Durchgang durch die immer noch mit Spannung versorgte Pockelszelle 2 wird die Polarisationsrichtung der Laserpulse wieder um 90° gedreht und die Laserpulse gelten nun wieder als p-polarisiert. Beim finalen Rücklauf propagieren die Laserpulse unbeeinflusst durch Pockelszelle 2 und Polarisator 2 werden aber nun durch die Pockelszelle 1 wieder in den s-polarisierten Zustand geschaltet, so dass sie durch den ersten Polarisator transmittieren.

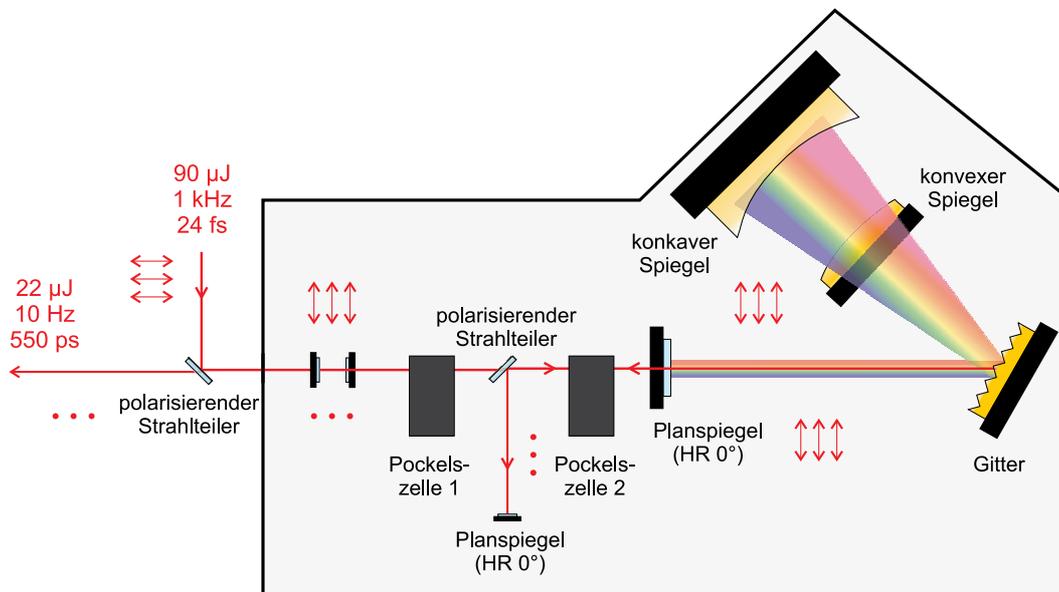


Abb. 3.9: Vorschlag für einen symmetrischen Strahlengang im *Öffner*-Streckersystem in einer Ansicht von oben. Die Polarisationsrichtung der Laserpulse ist durch Pfeile (p-polarisiert) und Punkte (s-polarisiert) angedeutet. Die Polarisation oberhalb der optischen Achse entspricht dem Hinweg, die Polarisation unterhalb der optischen Achse dem Rückweg aus dem Streckersystem.

Im Vergleich zum derzeitigen Aufbau in Abbildung 3.5 muss der Einkoppelspiegel durch einen polarisierenden Strahlteiler und eine Pockelszelle ersetzt werden. Durch diese Änderung wird der Dachspiegel, welcher einen horizontalen Winkel einführt, unnötig und in Folge dessen durch einen hochreflektiven planaren 0° -Spiegel, den zweiten Polarisator und eine weitere Pockelszelle ersetzt. Ebenso ist nun kein vertikaler Versatz mehr von Nöten und der vertikale

Dachspiegel wird durch einen weiteren planaren Standardspiegel ersetzt. Die Vorteile dieses Aufbaus sind der komplett symmetrische Strahlenweg ohne Verringerung der Gesamttransmission des *Öffner*-Streckers. Ein Nachteil ist der Einsatz einer zweiten Pockelszelle, welche den Laserpulsen weitere Dispersion aufprägt. Diese sollte aber durch entsprechende Einstellungen am Kompressor und mit Hilfe eines *Dazzlers* kontrollierbar sein. Eine Pockelszelle ist generell unumgänglich, da die Polarisation der Laserpulse für die nachfolgende optisch parametrische Verstärkung geschaltet werden muss. Aus diesem Grund müsste neben der Neuanschaffung einer weiteren Pockelszelle die vorhandene Pockelszelle 1 nur von außerhalb ins Streckersystem integriert werden.

3.2 Optisch parametrische Verstärkung

Der Begriff optisch parametrische Verstärkung (OPA, *optical parametric amplification*) beschreibt den Energiegewinn von Laserstrahlung mittels parametrischer Prozesse in nichtlinearen Kristallen [40]. Der grundlegende Unterschied zu konventionellen Lasern besteht darin, dass bei diesen ein aktives Medium durch Anregung in den Zustand der Besetzungsinversion gebracht werden muss und die Laseremission aus der induzierten Abstrahlung der atomaren Übergänge erfolgt, während optisch parametrische Verstärkung den nichtlinearen Effekt der Wellenmischung zur Lichtverstärkung nutzen. Anders formuliert wird innerhalb eines parametrischen Mediums Energie eines Lasers, meist als *Pumplaser* bezeichnet, auf den zu verstärkenden *Signallaser* transferiert. Hierbei entsteht aufgrund von Energie- und Impulserhaltung eine weitere kohärente Lichtquelle, die als *Idler* betitelt wird.

Diese Art der Lichtverstärkung hat in der Anwendung viele Vorteile wie z. B. die sehr große Bandbreite, die klassische Lasermaterialien nicht bieten. Selbst Ti:Sa als äußerst breitbandiges Lasermedium deckt die Verstärkung von Laserpulsen nicht so breitbandig und effizient ab wie z. B. β -Bariumborat (BBO) bei der optisch parametrischen Verstärkung [41]. Weiterhin können durch Wellenmischung Laserfrequenzen erreicht werden, die durch bisherige Materialien nicht zugänglich sind. Dadurch, dass keine Besetzungsinversion geschaffen werden muss, entstehen auch keine thermischen Belastungen für das Lasermedium, eine externe Kühlung ist somit nicht notwendig. Allerdings muss die Justage deutlich präziser erfolgen als bei konventionellen Lasern. Zusätzliche notwendige Bedingungen wie die Eintrittswinkel der Laserpulse untereinander und bezüglich der Kristallachse müssen für eine effiziente Verstärkung streng eingehalten werden. Die zeitliche Koordinierung spielt bei der optisch parametrischen Verstärkung eine entscheidende Rolle und ist an die zeitliche Struktur des Pumplasers gekoppelt. Eine weiterführende Idee bestand darin, vorhandene leistungsstarke Nanosekunden Pumplasersysteme zu benutzen, um Laserpulse nach dem Prinzip der CPA

optisch parametrisch zu verstärken. Die Verbindung von zeitlich gestreckten Signallaserpulsen und optisch parametrischer Verstärkung bildet die Technik der OPCPA und wurde zum ersten Mal demonstriert in [42].

In den folgenden Unterkapiteln wird zuerst die Funktion des Pumplasers erklärt, bevor die theoretischen Grundlagen, die Eigenschaften und der Aufbau der parametrischen Kristalle und der Verstärkerlinie sowie die erzielten Ergebnisse diskutiert werden. Dieser Teil des Lasersystems wurde in einer vorangegangenen Arbeit entwickelt und theoretisch genau beschrieben [18]. Aufgrund neuer Voraussetzungen musste die optisch parametrische Verstärkerlinie neu aufgebaut werden. Durch gezielte Teleskopabbildungen (vgl. Anhang A) und das neu eingesetzte Front-End konnten in dieser Arbeit die Eigenschaften der verstärkten Laserpulse, wie Pulsenergie, spektrale Bandbreite, räumliche Intensitätsverteilung, Stabilität und Reproduzierbarkeit, signifikant verbessert werden.

3.2.1 Theoretische Grundlagen

Der Bereich der physikalischen Optik lässt sich in lineare und nichtlineare Optik unterteilen. Es wird von nichtlinearer Optik gesprochen, wenn Materialeigenschaften durch die Präsenz eines Lichtfeldes beeinflusst werden und Wechselwirkungen stattfinden. Dies ist nur bei intensiven Lichtfeldern der Fall, wie z. B. den elektromagnetischen Wellen eines Lasers. Grundlegend für die Einteilung der physikalischen Effekte ist die elektrische Polarisation eines Mediums, welche durch das elektrische Feld der elektromagnetischen Welle und die Antwort des Mediums auf dieses bestimmt wird:

$$P(t) = \varepsilon_0 \cdot \left[\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \right] \quad (3.9)$$

hier sind ε_0 die Dielektrizitätskonstante bzw. Permittivität, $\chi^{(n)}(E)$ die für das Material spezifischen feldstärkeabhängigen Suszeptibilitätsfunktionen n -ter Ordnung und E das elektrische Feld des einfallenden Lichtes. Für hinreichend niedrige elektrische Feldstärken $E(t)$ spielt in Gleichung (3.9) nur der lineare Term eine Rolle:

$$P(t) = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(1)} E(t) \quad (3.10)$$

In diesem Fall ist für isotrope Medien die elektrische Suszeptibilität $\chi^{(1)}$ eine skalare Größe. Effekte dieser Kategorie sind u. a. die stimulierte Emission und Brechung. Nichtlineare Effekte werden entsprechend der Suszeptibilitätsfunktion $\chi^{(n)}(E)$ in Effekte n -ter Ordnung eingeteilt. Folglich werden nichtlineare Effekte zweiter Ordnung durch $\chi^{(2)}$ bestimmt, hierzu zählen die Frequenzmischung (Summen- und Differenzfrequenzerzeugung) und die Frequenzverdopplung als degenerierte Form der Summenfrequenzmischung. Beispiele für Effekte dritter

Ordnung sind der optische *Kerreffekt*, die aufgrund des intensitätsabhängigen Brechungsindex verursachten Effekte der Selbstfokussierung und Selbstphasenmodulation und auch die Vier-Wellenmischung.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird der nichtlineare Effekt der Differenzfrequenzerzeugung (DFG, *difference frequency generation*) zur optisch parametrischen Verstärkung genutzt. Dieser nichtlineare optische Effekt zweiter Ordnung ermöglicht mittels Drei-Wellenmischung die Verstärkung von Licht. Die weiterführenden Erläuterungen orientieren sich vorwiegend an den Ausführungen in [43, 44] und [18] und dem in letzterer Arbeit entwickelten Simulationsprogramm *Spongebob*.

Lichtverstärkung durch Differenzfrequenzerzeugung

Am Lasersystem in Düsseldorf beruht die optisch parametrische Verstärkung auf der Wechselwirkung des Ti:Sa-Signallasers mit dem im folgenden Kapitel beschriebenen frequenzverdoppelten Nd:YAG-Pumplaser (s. Abbildung 3.10).

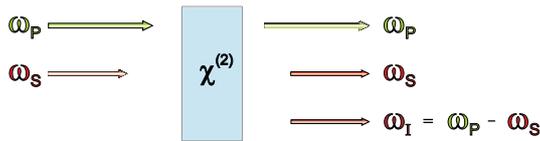


Abb. 3.10: Prinzip der DFG und OPA

In einem nichtlinearen $\chi^{(2)}$ -Medium wird unter Entstehung einer Hilfswelle, auch *Idler* genannt, aufgrund der DFG und entsprechender Rückkopplung innerhalb dieser drei Wellenmischung Energie vom Pumplaser auf die Signallaserpulse transferiert.

Aufgrund der Energieerhaltung gilt

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad , \quad (3.11)$$

so dass die Summe aus Signalfrequenz ω_s und Idlerfrequenz ω_i der Pumpfrequenz ω_p entspricht. Die gleichzeitige Anwesenheit der Lichtfelder des Pumplasers und des Signallasers führen zur Entstehung der Differenzfrequenz, der Idlerfrequenz. Dieses erzeugte Lichtfeld wechselwirkt wiederum mit dem Pumplaser, so dass aus dieser Interaktion Photonen mit der Signalfrequenz entstehen. Diese rückgekoppelte DFG führt also zur optisch parametrischen Verstärkung des eingestrahnten Signallasers.

Da es sich um einen nichtlinearen Effekt zweiter Ordnung handelt, ist der zweite Term in Gleichung (3.9) von Interesse und die nichtlineare Polarisation ist gegeben durch

$$\mathbf{P}_{\text{NL}}(t) = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} \mathbf{E}^2(t) \quad (3.12)$$

Im Falle zweier auf das Medium einfallenden Wellen kann das elektrische Feld $E(t)$ durch

$$E(t) = E_1 \cdot e^{-i\omega_1 t} + E_2 \cdot e^{-i\omega_2 t} + c. c. \quad (3.13)$$

beschrieben werden. Wird dies in Gleichung (3.12) eingesetzt und ausformuliert, so ergibt sich nach [44] ein Anteil der nichtlinearen Polarisation zu der komplexen Amplitude der Differenzfrequenzerzeugung

$$P(\omega_1 - \omega_2) = 2\varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} E_1 E_2^* \quad (3.14)$$

Die nichtlineare Suszeptibilität zweiter Ordnung $\chi^{(2)}$ ist ein Tensor dritter Stufe, in diesem Zusammenhang wird üblicherweise die Nichtlinearität eines Mediums eingeführt

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}$$

Aufgrund der *Kleinman*-Symmetrie wird der Tensor d_{ijk} auf eine 6×3 -Matrix reduziert [45]. Außerdem sind durch die Möglichkeit freier Permutationen nicht alle Elemente dieser Matrix unabhängig, so dass nur 10 Matrixelemente erhalten bleiben. Zusätzlich ist die Suszeptibilität durch Symmetrieeigenschaften des optischen Mediums bestimmt. Am Beispiel des später beschriebenen Materials β -Bariumborat reduziert sich der Tensor auf folgende anschauliche Form

$$d_{il} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

So bleiben aufgrund symmetrischer Überlegungen für einen trigonales Kristallsystem der Klasse 3m nur drei unabhängige Matrixelemente bestehen.

Für eine feststehende Geometrie der beteiligten Lichtfelder in Bezug auf die Ausbreitungsrichtung und der Schwingungsrichtung ihrer elektrischen Felder kann für jede Kristallklasse eine effektive Nichtlinearität angegeben werden [46]. Im Falle eines negativ uniaxialen Kristalls wie β -Bariumborat ist die effektive Nichtlinearität gegeben durch

$$d_{\text{eff}} = d_{31} \cdot \sin \theta - d_{22} \cdot \cos \theta \sin 3\phi \quad (3.15)$$

In dieser Gleichung wird die sogenannte Typ-I Konfiguration vorausgesetzt (vgl. Tabelle 3.6), diese beschreibt die Geometrie der später erläuterten Phasenanpassung. Die Polarisation der niederfrequenten Signal- und Idlerpulse ist parallel zueinander und die der Pumplaserpulse dazu orthogonal ausgerichtet. Im Vergleich ermöglicht die Typ-I Phasenanpassung breitbandigere Verstärkung als die Typ-II Konfiguration. Der Winkel θ ist gegeben durch die Propagationsrichtung und die optische Achse des Kristalls und wird auch als Phasenanpassungswinkel bezeichnet. Die Neigung der im Raum orientierten xz -Kristallebene in Bezug auf die Ausbreitungsrichtung des Lichtfeldes wird durch den Azimutwinkel ϕ beschrieben. Der materialabhängige Parameter der effektiven Nichtlinearität d_{eff} eines Kristalls, gibt also Auskunft darüber, wie effizient nichtlineare optische Effekte zweiter Ordnung mit diesem Medium

	positiv uniaxial ($n_e > n_o$)	negativ uniaxial ($n_e < n_o$)
Typ I	$n_P^o \omega_P = n_S^e \omega_S + n_I^e \omega_I$	$n_P^e \omega_P = n_S^o \omega_S + n_I^o \omega_I$
Typ II	$n_P^o \omega_P = n_S^o \omega_S + n_I^e \omega_I$	$n_P^e \omega_P = n_S^e \omega_S + n_I^o \omega_I$

Tab. 3.6: Phasenanpassungsbedingungen für uniaxiale Kristalle [44, 46].

induziert werden können. Sind in Gleichung (3.13) für das elektrische Feld zweier Lichtfelder die komplexen Amplituden gegeben durch

$$E_i = A_i \cdot e^{ik_i z}$$

so kann nach Gleichung (3.14) die Polarisation geschrieben werden als

$$P_3 = 4 \varepsilon_0 \cdot d_{\text{eff}} A_1 A_2 \cdot e^{i(k_1+k_2)z} \quad .$$

Diese Gleichung in Zusammenhang mit dem elektrischen Feld aus (3.13) und der Wellengleichung

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon^{(1)}}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\text{NL}}}{\partial t^2}$$

führen nach [43] und [44] auf einen Satz gekoppelter Differentialgleichungen erster Ordnung:

$$\begin{aligned} \frac{dA_S}{dz} &= \frac{2i \omega_S^2 d_{\text{eff}}}{k_S c^2} A_P A_I^* \cdot e^{i\Delta k z} \\ \frac{dA_I}{dz} &= \frac{2i \omega_I^2 d_{\text{eff}}}{k_I c^2} A_P A_S^* \cdot e^{i\Delta k z} \\ \frac{dA_P}{dz} &= \frac{2i \omega_P^2 d_{\text{eff}}}{k_P c^2} A_S A_I \cdot e^{-i\Delta k z} \end{aligned} \quad (3.16)$$

Die laufenden Indizes wurden auf den Pumplaser, den Signallaser und die Idlerwelle übertragen. Außerdem treten die Größen der Lichtgeschwindigkeit c und in der Wellengleichung die material- und frequenzabhängige relative Permittivität $\varepsilon^{(1)}$ auf. Des Weiteren gibt die Variable z die Position innerhalb des nichtlinearen Mediums an. Innerhalb dieser Gleichungen wurde der wichtige Parameter der Phasenfehlanpassung Δk eingeführt. Dieser hat entscheidenden Einfluss auf den nichtlinearen Prozess und die optisch parametrische Verstärkung und wird im folgenden Unterkapitel genauer beschrieben.

Nach [44] haben die Lösungen des gekoppelten Differentialgleichungssystems folgende Form:

$$A_S(z) = A_S(0) \cdot \cosh(\kappa z) \quad (3.17)$$

$$A_I(z) = i \left(\frac{n_S \omega_I}{n_I \omega_S} \right)^{1/2} \frac{A_P}{|A_P|} A_S^*(0) \cdot \sinh(\kappa z) \quad (3.18)$$

Diese Lösungen für die komplexen Amplituden des elektrischen Feldes gelten für den Fall, dass die Phasenfehlanpassung Δk verschwindet. Weiterhin wird die elektromagnetische Welle des Pumplasers als deutlich stärker angenommen, so dass der Energieübertrag auf Signal- und Idlerwelle die Amplitude des Pumplasers kaum beeinflusst und sie als näherungsweise konstant betrachtet werden kann. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von der *nondepleted pump approximation*. Für eine vollständige analytische Lösung unter Einbeziehung einer nicht verschwindenden Phasenfehlanpassung und einer optisch parametrischen Verstärkung bis in den Bereich der Sättigung sei auf [18] verwiesen. Aus der Form der Lösungen ist ersichtlich, dass die Signalwelle ihre anfängliche Phase beibehält und nur verstärkt wird, während die Phase der Idlerwelle von dem Pump- und Signallaser abhängt. Diese Eigenschaft der optisch parametrischen Verstärkung bewirkt den besonderen Effekt, dass Phasenfehler des Pumplasers nur auf die Idlerwelle übertragen werden und der Signallaser davon unbeeinflusst bleibt. Die in den letzten Gleichungen auftretende Größe κ ist die sogenannte Kopplungskonstante und ihr reeller Wert ist gegeben durch

$$\kappa^2 = \frac{4 d_{\text{eff}}^2 \omega_S^2 \omega_I^2}{k_S k_I c^4} |A_P|^2 \quad (3.19)$$

Entsprechend dieser Relationen ist in Abbildung 3.11 die räumliche Evolution der Amplituden für Signal- und Idlerwelle dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Amplituden beider Lichtfelder monotonen Wachstum erfahren, welches im asymptotischen Grenzfall für große Werte von z exponentiell wird. Übertragen auf die Intensität des Signallaserfeldes steigt diese mit

$$I_S(z) \propto \cosh^2(\kappa z) \quad (3.20)$$

Dieses Verhalten gilt für die Kleinsignalverstärkung und erreicht seine Grenzen im Bereich der Sättigung, in der die elektromagnetische Welle des Pumplasers keine Energie mehr an die Signal- und Idlerwelle übertragen kann. Darüber hinaus führt eine weitere Propagation durch das nichtlineare Material sogar zur Umkehrung des optisch parametrischen Prozesses. Durch Summenfrequenzerzeugung findet ein gemeinsamer Energieübertrag der Signal- und Idlerwelle zurück auf die elektromagnetische Welle des Pumplasers statt. Fortlaufend kommt es zu Oszillationen der beteiligten Amplituden. Es soll also der Bereich gefunden werden, in

dem die Signallaserpulse ihre maximal erreichbare Verstärkung erreicht haben. Für die in dieser Arbeit gegebene Geometrie sowie das später beschriebene Kristallmaterial β -Bariumborat und die Parameter des in Kapitel 3.2.2 vorgestellten Pumplasers ist eine Kristalllänge von gut 22 mm erforderlich, um eine optimale optisch parametrische Verstärkung zu erreichen.

Neben einer optimalen Länge des nichtlinearen Mediums sind weitere Bedingungen für eine effiziente Verstärkung notwendig, wie der räumliche und zeitliche Überlapp der Laserpulse. In Abbildung 3.12 sind die räumlichen und zeitlichen Abmessungen der Pumplaser- und Signallaserpulse dargestellt. Die Pumplaserpulse haben vor Eintritt in das optisch parametrische Medium einen Strahldurchmesser von etwa 3,6 mm, die Signallaserpulse einen von 3,5 mm. Da die Lichtpulse des Nd:YAG-Lasers ein räumliches Flat-Top-Profil aufweisen, ist ihr Strahldurchmesser auf die volle Breite bei halber Höhe (FWHM) bezogen, während die räumliche Bandbreite der Signallaserpulse durch den Abfall des Maximalwertes auf $1/e^2$ beschrieben ist. Innerhalb dieser Bandbreiten befinden sich jeweils etwa 85 % der Pulsenergien. Die Einstellung auf diese Strahldurchmesser begründet sich aus der Wahl des nichtlinearen Mediums und den Erläuterungen zu dem in dieser Arbeit eingesetzten Nd:YAG-Pumplaser. Beides wird nachfolgend beschrieben. Der zeitliche Vergleich der Laserfelder weist auf, dass die Pumplaserpulse eine deutliche größere Pulsdauer haben als die Signallaserpulse. Mit einer zeitlichen Halbwertsbreite von $\tau_p = 2,77$ ns werden die Pumplaserpulse emittiert, während die Signallaserpulse nach ihrem Durchgang durch den *Öffner*-Strecker Pulsdauern von etwa $\tau_s = 550$ ps besitzen. Theoretisch ist das optimale Zeitverhältnis für optisch parametrische Verstärkung durch identische Pulsdauern und zeitliche Pulsprofile des Pump- und Signallasers gegeben. Da diese Art der Verstärkung keine Verzögerungszeit zum Aufbau einer Besetzungsinversion braucht, wie es bei konventionellen Lasern der Fall ist, erfolgt die Verstärkung der Signalwelle durch den Pumplaser instantan.

Die theoretisch optimale Konfiguration für optisch parametrische Verstärkung beinhaltet gleichgroße Strahldurchmesser und gleichlange Pulsdauern der wechselwirkenden Laserpulse, die sich räumlich und zeitlich synchron und ohne Phasenfehlانpassung in dem nichtlinearen Medium überlagern. Außerdem werden eine über die Strahlquerschnitte einheitliche Intensitätsverteilung und identische zeitliche Pulsformen der Laserpulse vorausgesetzt. Auf dem Hintergrund dieser idealisierten Überlegungen könnte die Energie des Pumplasers zu 100 % in Signal- und Idlerphotonen umgewandelt werden und es würde keine Superfluoreszenz bei

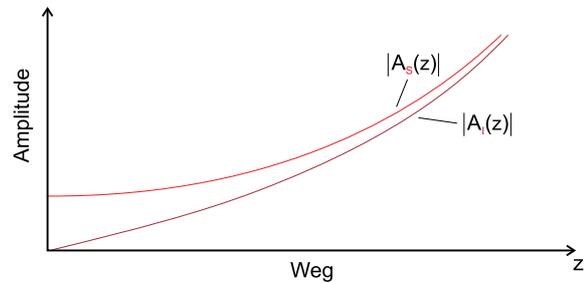


Abb. 3.11: Räumliche Entwicklung der Amplituden von Signal- und Idlerwelle für DFG [44]

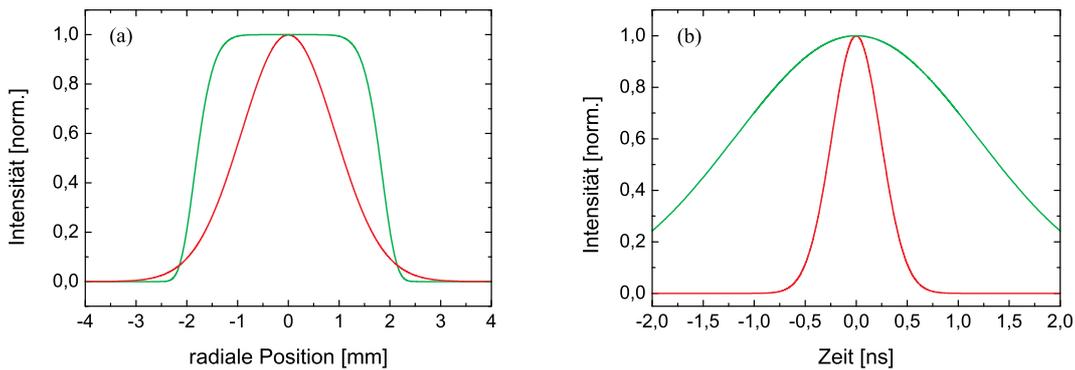


Abb. 3.12: Simulierter räumlicher (a) und zeitlicher (b) Vergleich der Pump- (grün) und Signallaserpulse (rot). Die Laserpulse haben Strahldurchmesser von 3,6 mm und 3,5 mm, die Pulsdauern betragen 2,7 ns und 550 ps.

der Lichtverstärkung entstehen [47].¹ Entsprechend dieser Aussagen könnte der Kontrast der optisch parametrisch verstärkten Laserpulse im Vergleich zum anfänglich vorhandenen Untergrund immer weiter erhöht werden.

In der Praxis existieren Abweichungen zu diesen theoretischen Überlegungen. Die räumlichen und zeitlichen Profile der Pump- und Signallaserpulse stimmen nicht exakt überein und entsprechen insbesondere zeitlich näherungsweise einem *Gauß*-Profil. Im Fall gleicher Pulsdauern der beteiligten Laserpulse würden die gechirpten Signallaserpulse an den Flanken eine geringere Verstärkung erfahren als im Zentrum. Nach [49] entspricht ein Pulsdauerverhältnis von etwa 4:1 einem optimalen zeitlichen Überlapp der Pump- und Signallaserpulse als bestmöglicher Kompromiss zwischen breitbandiger Verstärkung und hoher Energiekonversion. Mit den in dieser Arbeit angegebenen Pulsdauern der Pump- und Signallaserpulse ergibt sich ein Pulsdauerverhältnis von etwas mehr als 5:1, so dass sehr gute Voraussetzungen für eine leistungsorientierte optisch parametrische Verstärkung gegeben sind. Allerdings ist ein Untergrund durch Superfluoreszenz gerade wegen der ungleichen Pulsdauern unvermeidlich. Dieser ist aber bei vergleichbaren Voraussetzungen geringer ausgeprägt als die ASE bei konventionellen Lasern [50]. Diese Voraussetzungen führen zu experimentellen Konversionseffizienzen über 30 % [51].

Des Weiteren ist der räumliche Überlapp von der gewählten Geometrie der Verstärkung abhängig. Es wird zwischen kollinear und nichtkollinear Konfiguration unterschieden, wobei letztere bei spektral breitbandiger optisch parametrischer Verstärkung vorzuziehen ist. In diesem Zusammenhang spielt die in Gleichung (3.16) eingeführte Phasenfehlanpassung eine entscheidende Rolle.

¹Die Superfluoreszenz kann analog zur ASE (*amplified spontaneous emission*) verstanden werden, die bei konventionellen Lasern einen unvermeidbaren Untergrund der Laserpulse bildet [48].

Phasenfehlanpassung

Die Phase beschreibt beim Prozess der optisch parametrischen Verstärkung das spektrale Zusammenspiel der drei beteiligten elektromagnetischen Wellen. Für eine effektive Rückkopplung bei der DFG muss neben der Energieerhaltung auch der Impulserhaltungssatz gelten:

$$\mathbf{k}_P = \mathbf{k}_S + \mathbf{k}_I$$

mit den Wellenvektoren der Pump-, Signal- und Idlerpulse. Allerdings können die Impulse oft nicht vollständig auf die Wellenvektoren übertragen werden und es verbleibt die Phasenfehlanpassung

$$\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_P - \mathbf{k}_S - \mathbf{k}_I \quad .$$

Der daraus resultierende Restimpuls $\Delta\mathbf{p} = \hbar \Delta\mathbf{k}$ wird auf das nichtlineare Medium übertragen und ist eine Ursache dafür, dass eine vollständige Konvertierung der Energie des Pumplasers auf die anderen beiden Laserfelder nicht möglich ist. Ziel ist es, die Phasenfehlanpassung über einen großen Spektralbereich möglichst klein zu halten.

In einer kollinearen Konfiguration sind alle Wellenvektoren gleich orientiert und es genügt eine skalare Betrachtung (s. Abbildung 3.13). Bezüglich der optischen Achse des nichtlinearen Mediums schließen sie den Phasenanpassungswinkel θ ein. Unter Verwendung der Dispersionsrelation $v_{ph} = \omega/k$ und der Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit vom Brechungsindex $v_{ph} = c/n$, ergibt sich aus der Impulsbilanz die Bedingung

$$n_P \omega_P = n_S \omega_S + n_I \omega_I \quad . \quad (3.21)$$

Aufgrund normaler Dispersion ist diese Bedingung nicht breitbandig zu erfüllen. Im kollinearen Fall können die Phasengeschwindigkeiten der drei beteiligten Wellen nicht breitbandig angepasst werden. Auch wenn die Laserpulse zeitlich synchronisiert zusammentreffen, wandern sie zwangsläufig auseinander, was keine effiziente Konversion erlaubt. Für die Typ-I Konfiguration wird der höherenergetische Pumplaser als außerordentlicher Strahl definiert (vgl. Tabelle 3.6) und besitzt einen vom Phasenanpassungswinkel abhängigen Brechungsindex $n_e(\theta)$. Die beiden anderen Wellen verfolgen den ordentlichen Strahlenweg und haben winkelunabhängige Brechzahlen n_o . Dementsprechend lässt sich in Abhängigkeit von θ die Impulserhaltung für eine Wellenlängenkonfiguration erfüllen, so dass diese Art der DFG nur für schmalbandige Anwendungen geeignet ist.

Die nichtkollineare Konfiguration der Wellenmischung nutzt die Doppelbrechung einiger Kristalle, um Phasenanpassung zu erreichen. Da der Pumplaser höherfrequent ist, muss er wegen Gleichung (3.21) die Richtung des geringeren Brechungsindex einnehmen. Für negativ

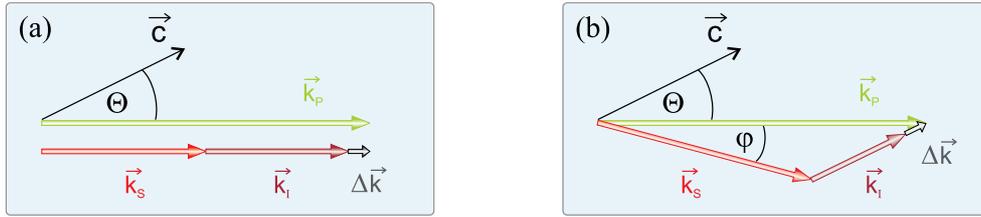


Abb. 3.13: Konfiguration der Wellenvektoren in kollinearer (a) und nichtkollinearer (b) Geometrie. Letztere ermöglicht breitbandigere Verstärkung der Signallaserstrahlung.

uniaxiale Kristalle wie β -Bariumborat bedeutet dies die Ausbreitungsrichtung des außerordentlichen Strahls. Nach den Angaben in Tabelle 3.6 stehen für die Phasenanpassung zwei Konfigurationen zur Auswahl, von denen Typ-I breitbandigere Verstärkung ermöglicht.

Die Einstellung einer optimalen Phasenanpassung erfolgt bei BBO durch Änderung des Phasenanpassungswinkels θ . Bei anderen Kristallen wie z. B. Lithiumniobat (LiNbO_3) ist der Grad der Doppelbrechung sensibel von der Temperatur abhängig [52], weswegen die Phasenanpassung bei festem Winkel θ durch Temperaturänderung erreicht wird. Wie aus Abbildung 3.13 ersichtlich, hängt die Phasenfehlanpassung in der nichtkollinearen Konfiguration von zwei Winkeln ab, dem bereits mehrfach angesprochenen Phasenanpassungswinkel θ und dem Nichtkollinearitätswinkel φ :

$$\Delta k = (k_p^2 + k_s^2 - 2k_p k_s \cdot \cos \varphi)^{1/2} - k_i \quad (3.22)$$

Die Abhängigkeit von θ folgt aus der entsprechenden Abhängigkeit des Wellenvektors des Pumplasers $k_p = \omega_p n_p(\theta)/c$. Eine optimale Phasenanpassung ist gegeben, wenn Δk verschwindet. Zudem ist die optisch parametrische Verstärkung spektral sehr breitbandig, wenn auch die erste Ableitung der Phasenfehlanpassung um den Bereich der Zentralwellenlänge der Signallaserpulse verschwindet. Aus den Forderungen

$$\Delta k \stackrel{!}{=} 0 \quad \text{und} \quad \left. \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \right|_{\omega_s^0} \stackrel{!}{=} 0 \quad (3.23)$$

ergibt sich abhängig von dem nichtlinearen Material ein optimales Winkelpaar θ und φ . In Bezug auf das Kristallmaterial β -Bariumborat und die in dieser Arbeit verwendeten Parameter des Pumplasers mit einer Wellenlänge von 532 nm und des Signallasers mit der Ti:Sa-Zentralwellenlänge von etwa 800 nm sind nach [18] optimale Bedingungen für eine Phasenanpassung gegeben durch

$$\begin{aligned} \theta &= 23,72^\circ \\ \varphi &= 2,28^\circ \end{aligned} \quad (3.24)$$

Diese Werte beziehen sich auf Winkel innerhalb des Kristalls, außerhalb beträgt der Nichtkollinearitätswinkel $5,48^\circ$. Die Spektren des Signallasers reichen von 750 nm bis 900 nm, so dass bei konstanten Winkeln der Pump- und Signallaserpulse im Kristall die Idlerwelle aufgrund der Impulserhaltung in einem gewissen Winkelbereich kontinuierlich aufgefächert emittiert wird. Entsprechend der Energieerhaltung in (3.11) besitzt das Licht der Idlerwelle Wellenlängen zwischen 1300 nm und 1830 nm.

Verstärkermaterialien

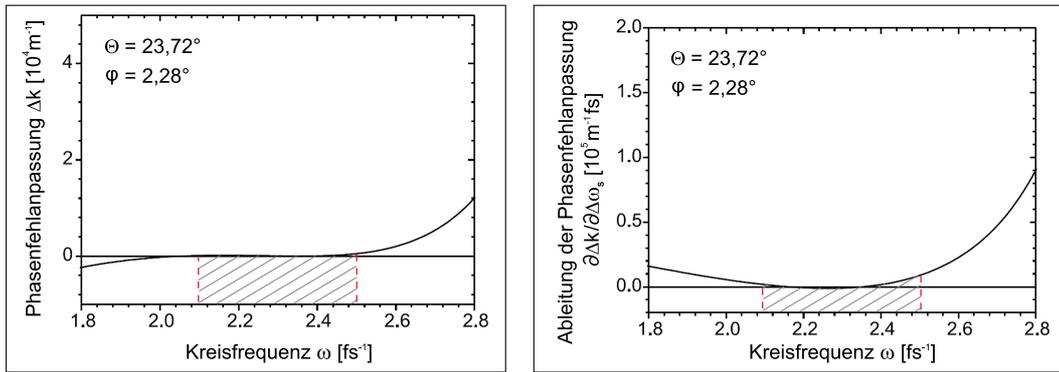
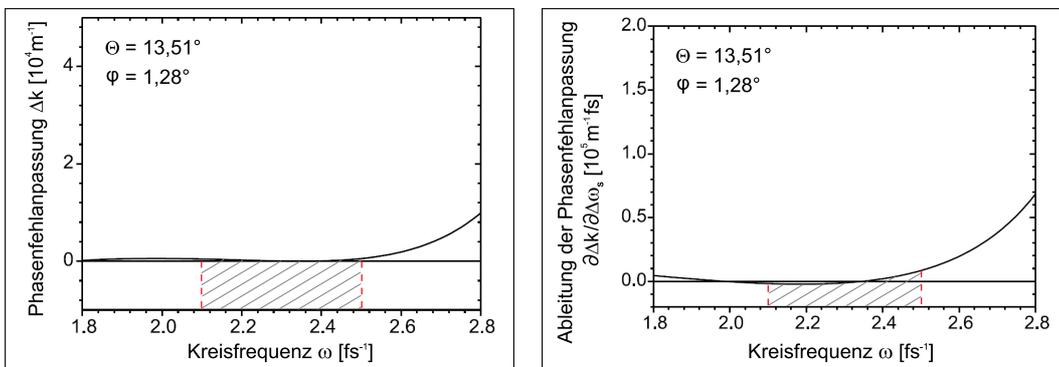
Die Wahl des nichtlinearen Mediums hat entscheidenden Einfluss auf die optisch parametrische Verstärkung. Die materialabhängige effektive Nichtlinearität bestimmt die Effizienz des nichtlinearen Prozesses sowie die benötigte Länge des Mediums. Außerdem ist die Forderung einer verschwindenden Phasenfehlanpassung für den in dieser Arbeit vorgegebenen Spektralbereich in einigen Kristallen nicht realisierbar. In Tabelle 3.7 sind diese Parameter für drei gängige Materialien angegeben. Die Angabe der Verstärkungsbandbreite soll den spektralen

	BBO	LBO	KDP
Verstärkungsbandbreite [nm]	740 - 985	735 - 1055	> 960
effektive Nichtlinearität d_{eff} [pm/V]	2,17	0,85	0,39
Zerstörschwelle ($\lambda = 532$ nm)	($\tau \sim 8$ ns)	($\tau \sim 10$ ns)	($\tau \sim 1$ ns)
Leistungsdichte [GW/cm ²]	3,20	0,02	0,80

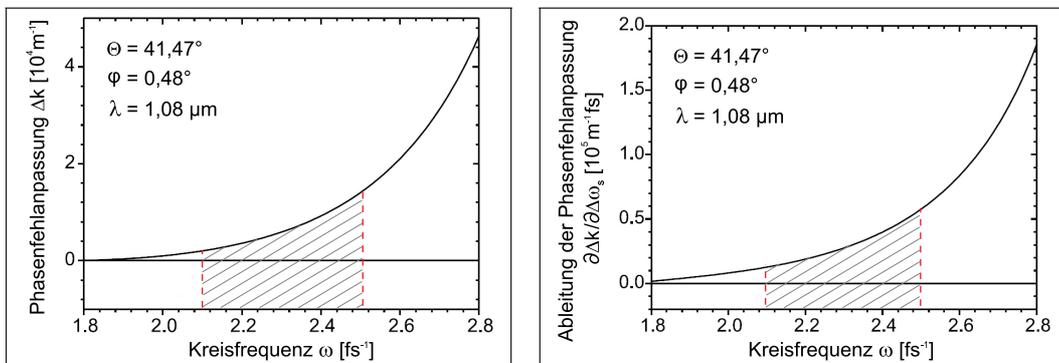
Tab. 3.7: Für optisch parametrische Verstärkung wichtige Eigenschaften der nichtlinearen Kristalle β -Bariumborat (BBO), Lithiumtriborat (LBO) und Kaliumdihydrogenphosphat (KDP). Die jeweiligen Werte für d_{eff} wurden für die Typ-I Konfiguration und die entsprechenden optimalen Winkel der einzelnen Kristalle angegeben (vgl. Abbildung 3.14 und [34]).

Bereich einordnen, in dem eine noch tolerierbare Phasenfehlanpassung vorhanden ist. Zusätzlich beeinflusst auch die Zerstörschwelle der Kristalle die optisch parametrische Verstärkung. Wie in den vorangegangenen Unterkapiteln erläutert wurde, hängt die Intensität der verstärkten Signallaserpulse nach (3.20) empfindlich von der Intensität des Pumplasers ab, so dass eine höhere Leistungsdichte der Pumplaserpulse einen höheren Energietransfer ermöglicht.

In Abbildung 3.14 sind die spektralen Verläufe der Phasenfehlanpassung Δk sowie deren erste Ableitung für die Kristallmaterialien BBO, LBO und KDP dargestellt. Für das angegebene optimale Winkelpaar der Phasen Anpassung und Nichtkollinearität zeigt BBO eine sehr flache Kurve der Phasenfehlanpassung und ein Verschwinden der ersten Ableitung um den Bereich der Zentralfrequenz. Dies ermöglicht eine spektral sehr breitbandige Verstärkung.

(a) β -Bariumborat

(b) Lithiumtriborat



(c) Kaliumdihydrogenphosphat

Abb. 3.14: Phasenfehlanpassung Δk und ihre erste Ableitung in Abhängigkeit der Frequenz für die Kristallmaterialien BBO, LBO und KDP aus [18]. Angegeben sind die jeweiligen Phasen Anpassungs- und Nichtkollinearitätswinkel θ und φ , die für eine möglichst breitbandige Verstärkung und maximal erreichbare Ausgangsleistung berechnet wurden. Zudem ist der für diese Arbeit relevante Spektralbereich von etwa 750 nm bis 900 nm markiert.

Die Graphen von LBO weisen noch flachere Kurven auf als BBO und sind deswegen für eine extrem breitbandige Verstärkung geeignet. Im Vergleich dazu ist KDP für eine breitbandige Verstärkung um 800 nm nicht geeignet. Die Phasenfehlانpassung erreicht akzeptable Werte erst ab 1080 nm, so dass eine optisch parametrische Verstärkung ultrakurzer Laserpulse durch KDP erst im nahen Infrarot sinnvoll ist.

β-Bariumborat (BBO)	
Chemische Formel	β -Ba ₂ B ₂ O ₄
Transparenz	200 - 3200 nm
Kristallstruktur	negativ uniaxial ($n_o > n_e$)
Brechungsindex (bei $\lambda = 800$ nm)	
n_o (ordentlicher Strahl)	1,661
n_e (außerordentlicher Strahl)	1,544
Effektive Nichtlinearität (Typ-I)	$d_{\text{eff}} = d_{31} \cdot \sin \theta - d_{22} \cdot \cos \theta \sin 3\phi$
$d_{31} = \mp 0,16$ pm/V	
$d_{22} = \pm 2,30$ pm/V	
$\theta = 23,72^\circ$, $\phi = 90^\circ$	$d_{\text{eff}} = \pm 2,17$ pm/V
Zerstörschwelle	
$\lambda = 532$ nm, $\tau = 8$ ns	3,2 GW/cm ²

Tab. 3.8: Eigenschaften des nichtlinearen Kristalls β -Bariumborat [34]

Zusammenfassend ist BBO als nichtlineares Material für eine effiziente und zugleich breitbandige Verstärkung um den Bereich der Ti:Sa-Zentralwellenlänge von $\lambda_0 = 800$ nm am besten geeignet. Die mögliche Verstärkungsbandbreite von LBO ist zwar größer, aber im Gegensatz dazu sind die Zerstörschwelle und die effektive Nichtlinearität deutlich kleiner als die von BBO. Allerdings ist β -Bariumborat als Kristallmaterial hygroskopisch und hat daher die Eigenschaft, Feuchtigkeit aus der Umgebung zu binden. Zwangsläufig führt dieses Verhalten zu einer Trübung der Kristalle und zu einer verringerten Effizienz der optisch parametrischen Verstärkung. Durch externe Heizung auf 40°C kann dieser Eigenschaft entgegengewirkt werden, was die Trübung der Kristalle deutlich verzögert. KDP-Kristalle sind eher im Infrarotbereich einzusetzen, eine Anwendung zur optisch parametrischen Verstärkung im Spektralbereich zwischen 750 nm und 900 nm ist nicht praktikabel. In Tabelle 3.8 sind einige Parameter des Kristallmaterials BBO aufgeführt.

3.2.2 Der Pumplaser

Ausgangspunkt für die optisch parametrische Verstärkung ist ein kommerzieller blitzlampengepumpter Nd:YAG-Laser der Firma *Spectra Physics*. Hierbei handelt es sich um einen der wichtigsten Festkörperlaser überhaupt, dessen aktives Medium, ein zylindrischer Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat Stab, Licht bei $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$ am intensivsten emittiert [53]. Der in dieser Arbeit verwendete Nd:YAG-Laser vom Typ *Quanta Ray Pro 230* wird durch Xenon-Blitzlampen gepumpt und durch einen Seed-Laser stabilisiert (vgl. Abbildung 3.15). Die Laseroszillation startet in einem instabilen Resonator, in dem die Laserpulse durch den

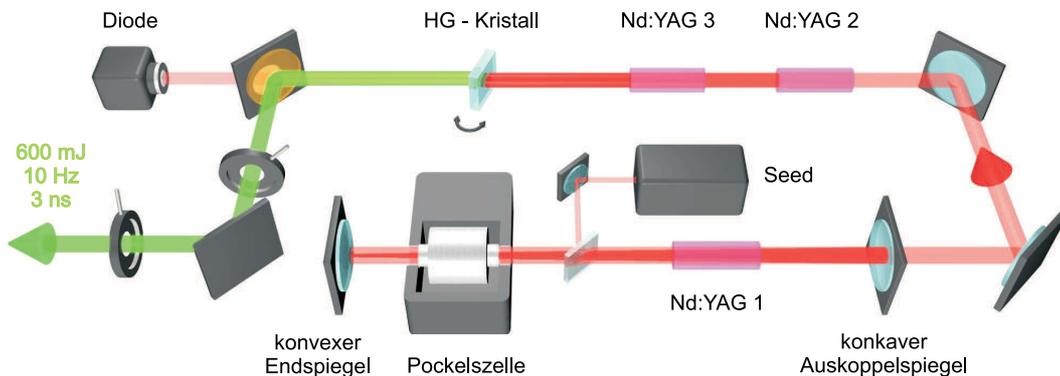


Abb. 3.15: Aufbau des *Quanta Ray Pro 230*-Pumplasers. Die aus dem instabilen Laserresonator austretenden Laserpulse werden in zwei weiteren Nd:YAG Stäben nachverstärkt und in einem KDP-Kristall frequenzverdoppelt (HG, *harmonic generator*).

konvexen Endspiegel und den konkaven Auskoppelspiegel defokussiert und wieder fokussiert werden. Der instabile Laserresonator hat den Vorteil, dass ein deutlich größerer Bereich im aktiven Medium zur Verstärkung genutzt werden kann, im Gegensatz zum stabilen Resonator, in welchem nur in einem kleinen Volumenbereich des Lasermediums nahe der optischen Achse Energie extrahiert wird. Die instabile Konfiguration bietet sich bei Lasermedien an, bei denen der Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission hoch ist, so dass trotz Beugungsverlusten eine effiziente Energiekonversion stattfindet und hohe Ausgangsleistungen erzielt werden. Zweitrangig ist dabei das räumliche Strahlprofil. Während es bei stabilen Laserresonatoren meist ein *Gauß*-Profil mit TEM_{00} -Mode aufweist, ist das Strahlprofil bei instabilen Geometrien zwischen einer *Gauß*-Verteilung und einem Flat-Top-Profil einzuordnen, man spricht von einem Super-*Gauß*¹.

Die Nd:YAG Stäbe werden während des Betriebs mit deionisiertem Kühlwasser umspült, um der thermischen Belastung durch die Blitzlampen entgegenzuwirken. Im stabilisierten

¹Als Super-*Gauß* wird eine *Gauß*-Verteilung mit hohem Exponenten ($n > 2$) bezeichnet.

Betrieb bilden sich thermische Linsen in den Lasermedien, die durch entsprechende Wahl der Brennweiten der Oszillator-Endspiegel beachtet werden müssen, so dass der austretende Laserstrahl möglichst geringe Divergenz hat. Mit einer Pockelszelle und einem Polarisator wird eine Güteschaltung realisiert, wodurch die Laserpulse aufgrund der steuerbaren Resonatorgüte mehr Energie in kürzerer Zeit aufnehmen. Der stabilisierende Seed-Laser emittiert monochromatisches Licht der Wellenlänge $\lambda = 1064\text{nm}$ und regt das Anschwingen dieser Fundamentalmode im Oszillator an. Eine weitere Kontrolle der Wellenlänge erfolgt durch Einstellung der Resonatorlänge, welche durch Piezoelemente am konvexen Endspiegel kontinuierlich optimiert wird.

Nach Oszillationen und zweifacher Nachverstärkung erreichen die Laserpulse mit einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 1064\text{nm}$ eine Energie von $1,2\text{J}$ bei einer Repetitionsrate von 10Hz . Anschließend steht ein direkt in der Lasereinheit integrierter Kristall zur Frequenzverdopplung und optional auch zur Frequenzverdrei- und vervierfachung zur Verfügung. Bei dem in dieser Arbeit beschriebenen Lasersystem wird die zweite Harmonische (SHG, *second harmonic generation*) dieses Lasers als optische Pumpe für den Prozess der optisch parametrischen Verstärkung verwendet. Der frequenzverdoppelte Pumplaser liefert dann Laserpulse mit einer Wellenlänge von $\lambda_p = 532\text{nm}$, einer Energie von $E_p = 600\text{mJ}$ und einer Pulsdauer unter $\Delta\tau_p = 3\text{ns}$ bei gleichbleibender Wiederholrate von 10Hz .

Das zeitliche Pulsprofil kann nur zentral als näherungsweise *gauß*verteilt bezeichnet werden. Präzise beschrieben besitzt es zwei Pulssatelliten, die mehr als die Hälfte der Pulsenergie beinhalten (s. Abbildung 3.16). Diese Pulsform entsteht bei der Gütemodulation durch schnelles Schalten der Pockelszelle innerhalb des Oszillators. Aufgrund dieser speziellen Ansteuerung der Pockelszelle, können mehr Leistung im zeitlichen Zentrum der Laserpulse deponiert und kürzere Pulsdauern erzeugt werden, um so eine bessere Ausgangssituation für die optisch parametrische Verstärkung zu schaffen. Ein unvermeidbarer Nebeneffekt sind die Pulssatelliten, die sich beim Überschalten der Pockelszelle bilden. Die zeitliche Struktur der Pumplaserpulse hat direkten Einfluss auf die optisch parametrische Verstärkung bzw. auf die maximal erreichbare Energie der Signallaserpulse. Allerdings besitzen zeitlich bessere Pulsformen meist höhere Pulsdauern oder geringere Pulsenergien, so dass ein entsprechend größerer Streckungsfaktor

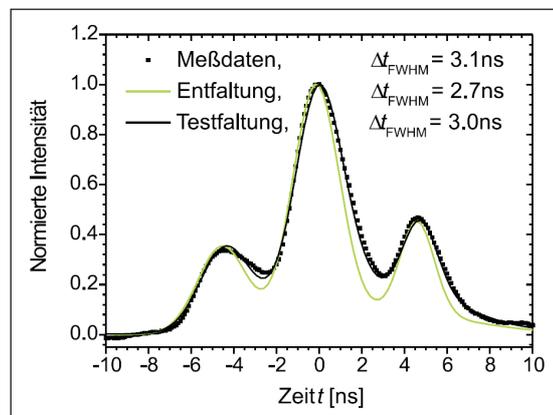


Abb. 3.16: Zeitlicher Verlauf der Pumplaserpulse aus [18]

der Signallaserpulse nötig wäre bzw. die Ausgangsenergien nach der Verstärkung geringer ausfallen würden. In Tabelle 3.9 werden einige allgemeine Charakteristiken des Lasermediums Nd:YAG zusammengefasst.

Neodym:Yttrium-Alluminium-Granat (Nd:YAG)	
Chemische Formel	$\text{Nd}^{3+} : \text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$
Betriebsart kontinuierlich (<i>cw</i>) gepulst ($\tau = \text{ms} \dots \text{ps}$)	Leistungsbereich W ... kW kW ... GW
Fluoreszenz Lebensdauer	230 μs
Wirkungsquerschnitt stimulierte Emission (bei 1064 nm)	$\sigma \sim 5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$
Fluoreszenzlinie	1064 nm
Absorption	500 ... 900 nm
Brechungsindex	1,82

Tab. 3.9: Eigenschaften des Lasermediums Nd:YAG nach [54, 55]

Abbildung 3.17 zeigt das räumliche Strahlprofil des Pumplasers an verschiedenen Positionen im Lasersystem. Die beiden Strahlprofile innerhalb des Pumplasersystems wurden bei geringer Leistung mit einem speziellen Fotopapier abgelichtet. Diese *Burns* ermöglichen eine schnelle Beurteilung der räumlichen Strahlqualität und wurden dort aufgenommen, weil die Ausmessung des Strahlprofils mit einer Kamera an diesen Positionen sehr kompliziert geworden wäre. Die weiteren Strahlprofile wurden bei voller Leistung der Blitzlampen und bei laufender Verstärkung ausgemessen. Die Bilder vor und hinter den BBO-Kristallen wurden mit einer bereits beschädigten Kamera aufgezeichnet, zur besseren Darstellung wurden die zerstörten Pixel der Umgebung angeglichen. Im Vergleich dieser beiden Bilder ist zu erkennen, wie das Strahlprofil durch die zu verstärkenden Signallaserpulse "angefressen" wurde. Generell weist das Strahlprofil ringförmige Strukturen auf, die ausgehend vom Laserresonator mehr oder weniger erhalten bleiben. Teilweise sind Interferenzeffekte zu erkennen, die sich den Strahlprofilen überlagern. Dies sind keine Eigenschaften der räumlichen Intensitätsverteilung, sondern entstehen durch Reflexionsanteile der Laserpulse an den Ein- und Austrittsflächen der verwendeten Linsen und Filter oder durch Beugung an vorhandenen Schmutzpartikeln auf den Optiken.

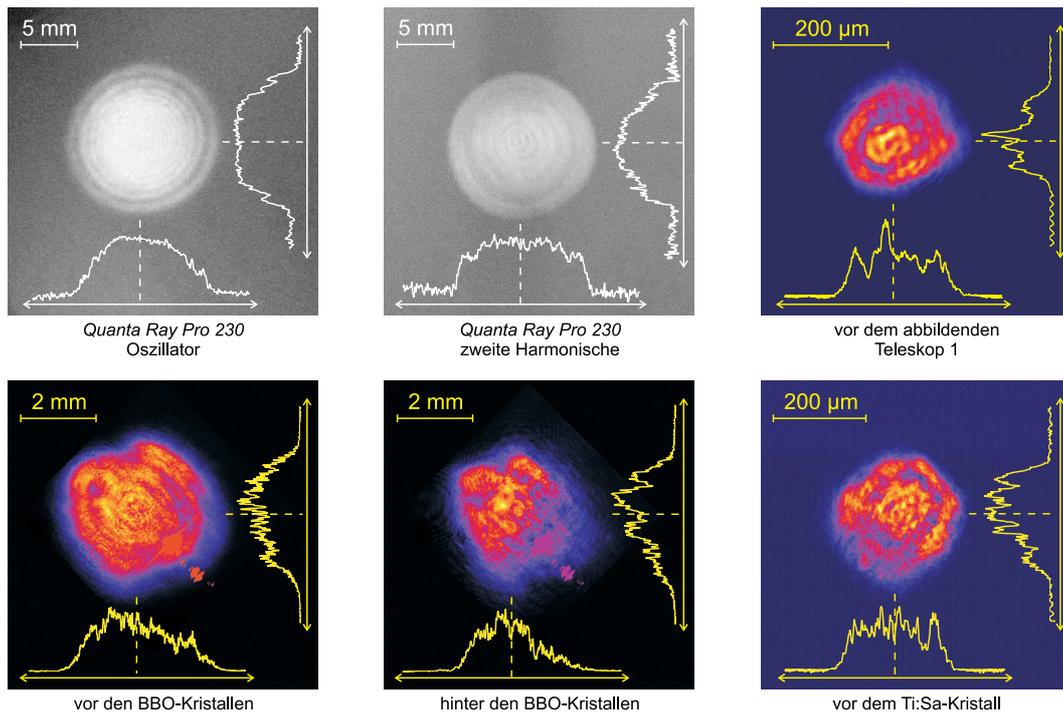


Abb. 3.17: Strahlprofile der Nd:YAG-Pumplaserpulse im Nahfeld. Die räumliche Intensitätsverteilung entspricht im Profil näherungsweise einem Super-*Gauß*, teilweise vorhandene Inhomogenitäten resultieren aus nicht ebenen Wellenfronten. Die vertikalen und horizontalen Lineouts beziehen sich auf die Strahlzentren und zeigen überwiegend räumliche Flat-Top-Strukturen der Strahlprofile. Sie weisen homogenere Intensitätsverteilungen auf als die Falschfarbendarstellungen teilweise vermuten lassen.

Wie auch bei der Propagation der Ti:Sa-Laserpulse wurde bei der Ausbreitung der Pumplaserpulse auf das Strahlprofil und die Strahlqualität im Allgemeinen besonderer Wert gelegt. Durch analytische Berechnungen wurden die Brennweiten der fokussierenden Optiken bestimmt, um die Strahlprofile der Laserpulse optimal abzubilden und ihre Geometrie entsprechend zu beeinflussen. Weitere Ausführungen zum Erhalt der Strahlqualität sind im Anhang A zu finden. Die so aufgebauten abbildenden Teleskope definieren demnach nicht nur den fortlaufenden Strahldurchmesser, sondern auch die Qualität der Wellenfronten. Im Vergleich zu früheren Arbeiten [18] konnte das Strahlprofil der Pumplaserpulse deutlich verbessert werden. Dennoch bleiben Inhomogenitäten in der Intensitätsverteilung vorhanden. In der nachfolgenden Tabelle 3.10 sind die konkreten Parameter des *Quanta Ray Pro 230* zusammengefasst.

Der Vorteil eines kommerziellen Pumplasers besteht in der Zuverlässigkeit seiner Funktion und der Konstanz seiner Ausgangsparameter. Außerdem sind die auf ein bestehendes System optimal abgestimmten Ersatzteile bei Bedarf schnell verfügbar. Ein Nachteil ist die zeitli-

che Halbwertsbreite der Pumplaserpulse von $\Delta\tau_p = 2,77$ ns. Diese ist zwar für kommerzielle Nd:YAG-Lasersysteme sehr niedrig, aber in Bezug auf die optisch parametrische Verstärkung relativ groß, was sich nach den Ausführungen im vorherigen Kapitel auf die Verstärkung bzw. die nötige Streckung der zu verstärkenden Ti:Sa-Laserpulse auswirkt. Außerdem wurden die Prioritäten dieses Nd:YAG-Lasers im Bereich der Ausgangsleistung, Stabilität und Zuverlässigkeit gesetzt, so ist der Pumplaser primär nicht für hohe Strahlqualität und Präzision bei Anwendung im Bereich der Wellenoptik konzipiert. Wie bereits angesprochen weisen die Wellenfronten dieses Lasers Unregelmäßigkeiten auf, die sich außer in unterschiedlicher Teilfokussierung verschiedener Strahlanteile auch in imperfekter Phasenanpassung (s. Kapitel 3.2.1) äußern.

Nd:YAG -Laser	<i>Quanta Ray Pro 230</i>
Pulsenergie E_p	600 mJ
Wellenlänge (SHG) λ_p	532 nm
Zeitliche Halbwertsbreite $\Delta\tau_p$	2,77 ns
Strahldurchmesser d_p	10 mm
Pulsform (mit Nebenpulsen)	<i>gaußförmig</i>
Strahlprofil	<i>Super-Gauß</i>

Tab. 3.10: Eigenschaften des in dieser Arbeit verwendeten Nd:YAG-Lasersystems

Die aus dem Nd:YAG-System austretenden Laserpulse haben einen Durchmesser von 10 mm und werden mit Hilfe eines evakuierten *Kepler*-Teleskops auf 3,6 mm Durchmesser verkleinert, zusätzlich wird die Entstehungsebene der frequenzverdoppelten Laserpulse im HG-Kristall in den ersten BBO-Kristall abgebildet. Das notwendige Vakuum verhindert das Zünden eines Luftplasmas im Bereich des Brennpunktes. Der Wert des Enddurchmessers ist bedingt durch die geometrische Größe der optisch parametrischen Kristalle und durch die Zerstörschwelle der verwendeten Optiken.

Wie im Kapitel 3.2.1 zu den theoretischen Grundlagen erläutert wurde steigt die optisch parametrische Verstärkung mit der Intensität und dadurch mit sinkendem Durchmesser des Pumplichtes an. Der kleinstmögliche Wert für den Durchmesser der Pumppulse begründet sich durch eine Maximalintensität, die kleiner sein muss als die Zerstörschwelle der verwendeten Kristalle. Die Zerstörschwelle von BBO-Kristallen wird erreicht bei einer Leistungsdichte von etwa $I_z = 3,2$ GW/cm² bei Lichtpulsen mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer zeitlichen Halbwertsbreite von 8 ns (vgl. 3.8). Übertragen auf in dieser Arbeit verwen-

deten Parameter des Pumpasers entspricht diese Zerstörschwelle nach (2.1) einem minimalen Strahldurchmesser von etwa 2,8 mm. Im Experiment hat sich allerdings gezeigt, dass ein so kleiner Durchmesser nicht praktikabel ist [18]. Beim Durchgang durch das abbildende *Kepler*-Teleskop kam es nach gewisser Zeit mehrfach zur Zerstörung der Ausgangslinse. Dieser Sachverhalt wurde mit der Existenz von Restgasen bzw. Kohlenwasserstoffen im evakuierten Teleskoprohr begründet. Die Absorption von Pumpaserlicht durch diese Ablagerungen führten mittelfristig zur Trübung und schließlich zur Zerstörung der zweiten Sammellinse, da hier die größte Intensität des Pumpasers vorherrscht. Die hohen Intensitäten sind auch der Grund für eine unbeschichtete Ausgangslinse, während die erste Sammellinse als Eingang ins *Kepler*-Teleskop Anti-Reflex beschichtet ist. Ein Strahldurchmesser von $d_p = 3,6$ mm hat sich als bestmöglicher Kompromiss für maximale Pumplichtintensität unterhalb der Zerstörschwelle verwendeter Optiken herausgestellt, diese liegt damit höher als $I_p = 2 \text{ GW/cm}^2$. In Abbildung 3.19 wird eine Fotografie des Nd:YAG-Pumpasers mit teilweise nachgezeichnetem Strahlengang gezeigt.

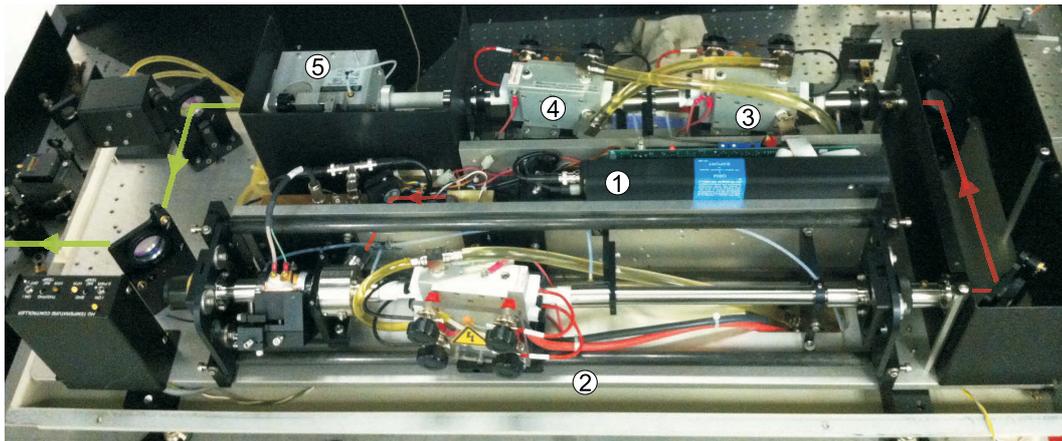


Abb. 3.19: Fotografie des Nd:YAG-Pumpasers: 1. Seed , 2. Oszillator , 3. erster Nd:YAG-Verstärker, 4. zweiter Nd:YAG-Verstärker, 5. HG-Kristall zur Erzeugung der zweiten Harmonischen.

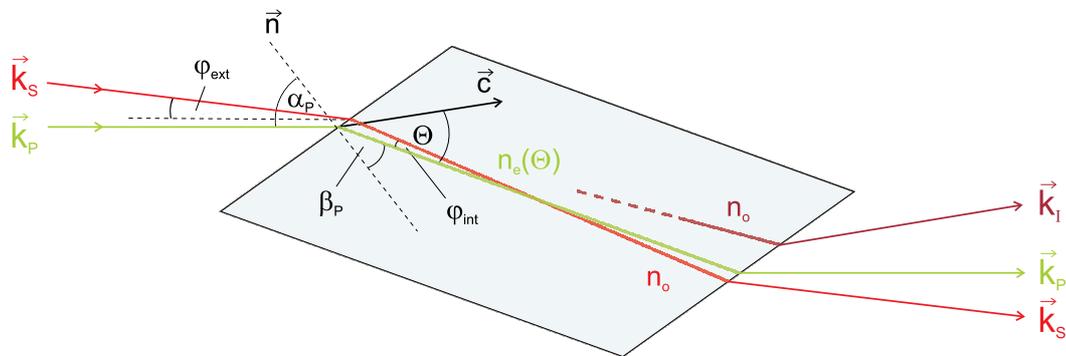
3.2.3 Geometrie, Aufbau und Justage

Die Laserpulse passieren nach ihrem Durchlauf durch den *Öffner*-Strecker eine Pockelszelle, die so geschaltet ist, dass die Polarisation der durchlaufenden Laserpulse orthogonal gedreht wird. Dies betrifft jeden hundertsten Laserpuls im 1 kHz-Pulszug. Die Frequenz wird durch die Wiederholrate des Pumpasers von 10 Hz limitiert. In Bezug auf die Oberfläche des optischen Tisches sind die Signallaserpulse vertikal und die Pumpaserpulse horizontal polarisiert, diese

Konfiguration der optisch parametrischen Verstärkung entspricht der Typ-I Phasenanpassung (vgl. Tabelle 3.6). Zusätzlich durchlaufen die Signallaserpulse ein 2:1-*Kepler*-Teleskop, welches die Ebene des Reflexionsgitters im *Öffner*-Strecker in den ersten BBO-Kristall abbildet. Dies gewährleistet erneut den bestmöglichen Erhalt der räumlichen Strahlqualität. Außerdem wird der Strahldurchmesser der Signallaserpulse von knapp 7 mm auf 3,5 mm reduziert, in Abstimmung auf den 3,6 mm Strahldurchmesser der Pumplaserpulse.

Geometrie

Die optisch parametrische Verstärkung muss mehrstufig erfolgen, da die Hersteller keine BBO-Kristalle mit Gesamtlängen über 20 mm zur Verfügung stellen. Darüber hinaus hätte ein langer Kristall auch den Nachteil eines schlechten räumlichen Überlapps der Laserpulse. Aufgrund der nichtkollinearen Geometrie können die Pump- und Signallaserpulse nicht auf ganzer Kristalllänge vollständig überlappen. Durch eine mehrstufige Verstärkung wird dieses *walk off* unterbrochen und der effektive räumliche Überlapp verbessert. Nachteilig ist nur, dass der Idler als Hilfswelle in jedem Kristall neu entstehen muss. Ausgehend von diesen Überlegungen wurden zwei BBO-Kristalle mit Längen von jeweils 12 mm eingesetzt, Höhe und Breite betragen 10 mm und 8 mm. Nach den in Kapitel 3.2.1 in Bezug auf möglichst breitbandige Verstärkung berechneten optimalen Winkeln für die Phasenanpassung die Nichtkollinearität



Nichtkollinearitätswinkel (extern):	$\varphi_{\text{ext}} = 5,48^\circ$	Einfallswinkel Pumplaser:	$\alpha_p = 58,84^\circ$
Nichtkollinearitätswinkel (intern):	$\varphi_{\text{int}} = 2,28^\circ$	Brechungswinkel Pumplaser:	$\beta_p = 31,16^\circ$
Phasenanpassungswinkel:	$\Theta = 23,72^\circ$	Brechungsindex (ordentlich):	$n_o, n_e = 1,6609$
		Brechungsindex (außerordentlich):	$n_e(\Theta_{\text{opt}}) = 1,6533$

Abb. 3.20: Schnitt und Geometrie der verwendeten BBO-Kristalle mit den wichtigen Parametern für die Phasenanpassung θ , die Nichtkollinearität φ und den Eintritt in den Kristall α_p . Der Kristall wurde so aus einem Quader geschnitten, dass die Pumplaserpulse im *Brewster*-Winkel in die BBO-Kristalle eindringen und gleichzeitig den optimalen Phasenanpassungswinkel θ zur Kristallachse \vec{c} einnehmen.

und den Eintritt in die Kristalle wurden diese entsprechend in Auftrag gegeben. Zusätzlich wurde die Eintrittsfläche so geschnitten, dass die Pumplaserpulse im *Brewster*-Winkel in die BBO-Kristalle eintreten. So sind minimale Reflexionsverluste gewährleistet, eine Anti-Reflex-Beschichtung hätte der Intensität des Pumplasers nicht Stand gehalten. In Abbildung 3.20 sind in einer Ansicht von oben alle wichtigen Winkel der BBO-Kristalle eingezeichnet.

Räumliche Überlagerung

Beim Aufbau der Verstärkerlinie wurde zuerst der optimale externe Nichtkollinearitätswinkel φ zwischen Pumplaser und Signallaser eingestellt. Der Pumplaser definiert die optische Achse, so dass der Signallaser einen Winkel von $\varphi_{\text{ext}} = 5,48^\circ$ dazu einnehmen muss. Die Justage erfolgt mittels einer einfachen Irisblende und einer Doppellochblende, die in entsprechender Entfernung zu dieser positioniert wurde (s. Abbildung 3.21). Damit ist der Ort

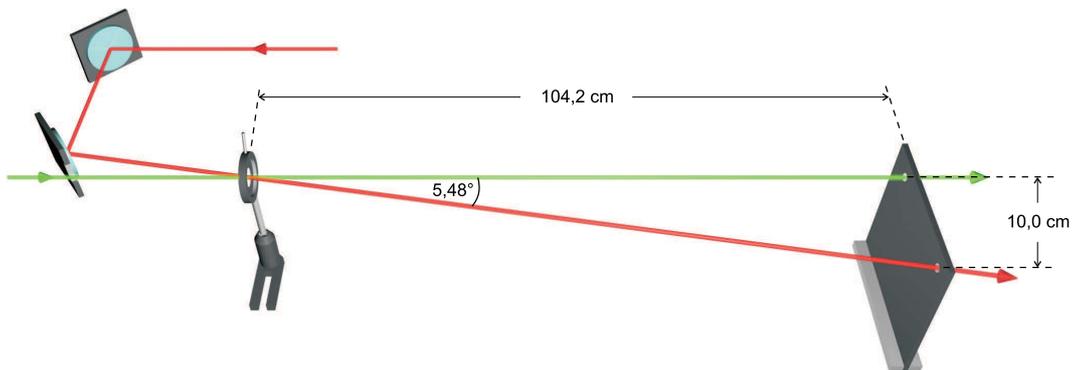


Abb. 3.21: Erster Justageschritt zur Einstellung des optimalen Nichtkollinearitätswinkels φ . Dieser hat extern einen Wert von $\varphi_{\text{ext}} = 5,48^\circ$, innerhalb der BBO-Kristalle ist $\varphi_{\text{int}} = 2,28^\circ$.

des ersten BBO-Kristalls entsprechend dem berechneten Optimum der nichtkollinearen Winkelabhängigkeit definiert. Der BBO-Kristall wird so in dem Punkt der einfachen Irisblende positioniert, dass der Abstand zwischen den Signal- und Pumplaserpulsen vor und hinter dem Kristall näherungsweise gleich ist. Diese grobe Justage reicht vorerst aus, eine genaue Ausrichtung erfolgt durch räumliche Verschiebung mittels Verstellerschrauben an der Kristallhalterung. Der zweite wichtige Winkelparameter θ , der die Phasen Anpassung definiert, wird anfänglich eingestellt, indem der Kristall in Bezug auf den Pumplaser in den *Brewster*-Winkel gedreht wird ($\alpha_{\text{P}} = \alpha_{\text{Br}}$), so dass die Intensität des Reflexes an der Eintrittsseite des BBO-Kristalls minimal wird. Dies erfolgt in abgeschwächter Einstellung der Pumplaserpulse und ist mit dem Auge gut zu erkennen. Da die BBO-Kristalle entsprechend der Berechnungen bestellt und geschnitten wurden, sollte die Ausrichtung im *Brewster*-Winkel auch die Ausrichtung des optimalen Phasen Anpassungswinkels zur Folge haben.

Zeitliche Überlagerung

Nachdem der Nichtkollinearitäts- und der Phasenanpassungswinkel in erster Näherung justiert sind, ist die nächste für die Effizienz der Verstärkung entscheidende Kenngröße einzustellen, die zeitliche Synchronisation der Signal- und Pumplaserpulse. Dies erfolgt mit Hilfe schneller Dioden (*Thorlabs SF-58*) und eines Oszilloskops (*Lecroy 2 GHz*). In diesem Fall ist die Superfluoreszenz des optisch parametrischen Prozesses dienlich [56, 57]. Diese bildet den statistischen Untergrund des Verstärkungsprozesses analog zur ASE bei Verstärkungsmedien mit Besetzungsinversion wie Titan:Saphir [58]. Einige Photonen der Pumplaserpulse zerfallen innerhalb des BBO-Kristalls spontan in zwei Photonen geringerer Frequenz und emittieren in alle Richtungen. Dadurch dass die in dieser Arbeit verwendeten BBO-Kristalle eine gewisse Länge haben, erfolgt eine Verstärkung der Superfluoreszenz in Richtung minimaler Phasenfehlanspassung. Aufgrund der entsprechend bestellten Geometrie der BBO-Kristalle führt dieser Photonenzerfall im vorliegenden Aufbau zur Erzeugung von Photonen, deren Wellenlängen denen der Signal- und Idlerphotonen entsprechen. Die so entstehende Superfluoreszenz bil-

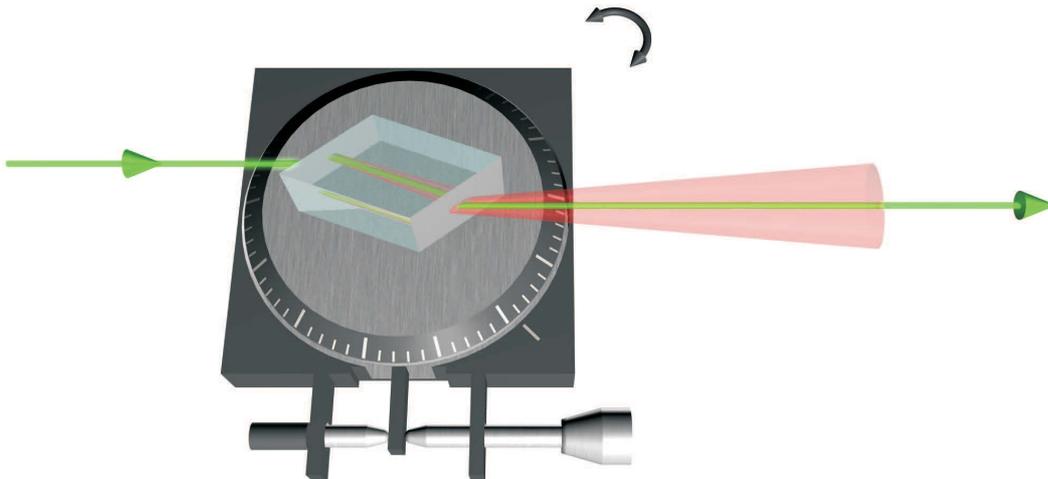


Abb. 3.22: Entstehung der Superfluoreszenz. Beim Eintritt des Pumplasers in einen optisch parametrischen Kristall kommt es zum Zerfall einiger Photonen in zwei Photonen mit geringerer Frequenz, die Emission erfolgt statistisch. Ist der Kristall aber lang genug, so resultiert hier eine gerichtete wenn auch schwache Verstärkung in der Richtung, in der die Phasenfehlanspassung minimal ist. Der Idler-Kegel ist der Übersicht halber nicht eingezeichnet.

det einen Kegel um die Achse, die die Pumplaserpulse vorgeben (s. Abbildung 3.22), weil für einen Phasenanpassungswinkel $\theta = 23,72^\circ$ zwischen Pumplaser und Kristallachse der optimale Nichtkollinearitätswinkel auf einer Kegelfläche mit Öffnungswinkel φ innerhalb des

Kristalls stets erfüllt ist. Für die spätere Verstärkung wird jene Richtung bevorzugt, in der das Signal in horizontaler Ebene propagiert. In diesem Fall kommen also zwei Möglichkeiten in Betracht und es wird letztendlich diejenige ausgewählt, die weniger Reflexionsverluste beim Eintritt in den Kristall erfährt, das entspricht der Richtung mit dem kleineren Eintrittswinkel. Nach Austritt aus dem BBO-Kristall verzerrt sich die kreisförmige Grundfläche des Kegels wegen der Brechung zu einer elliptischen Struktur. Die Superfluoreszenz des Idler-Kegels hat einen größeren Öffnungswinkel und umgibt den Signal-Kegel. Je nach Eintrittswinkel des Pumpasers bzw. abhängig vom Phasenanpassungswinkel θ ändert sich auch der optimale Nichtkollinearitätswinkel φ , so dass sich auch der Öffnungswinkel des Superfluoreszenzkegels entsprechend ändert. Mit steigendem θ wird auch der Superfluoreszenzkegel etwas größer.

Mittels einer Diode kann dieses Signal detektiert werden. Falls es noch zu schwach ausgeprägt ist, hilft eine fokussierende Optik. Mit einem Oszilloskop werden die Signale der Pumpaserpulse und der Superfluoreszenz dargestellt, diese gelten als Referenz für die Signallaserpulse. Die zeitliche Position des später eingespeisten Signallasers muss genau der zeitlichen Position der Superfluoreszenz entsprechen. Die Emission erfolgt theoretisch instantan beim Eintritt des Pumpasers in den nichtlinearen Kristall, aber aufgrund unterschiedlicher Diodenausrichtungen und Kabellängen kann die zeitliche Lage der Superfluoreszenz um wenige Nanosekunden eine andere als die des Pumpasers sein.

Justage

Räumliche Abweichungen zwischen Signallaserpulsen und Pumpaserpulsen wirken sich auf die Effizienz der Verstärkung aus, sind aber zum erstmaligen Auffinden des optisch parametrischen Prozesses nicht ausschlaggebend. Es sollte nur gewährleistet sein, dass sich die beteiligten Laserpulse in gewissem Maße räumlich überlagern, was durch die Irisblende bei der Justage des Nichtkollinearitätswinkels gewährleistet ist. Eine nachfolgend genaue Justage aller freien Parameter erfolgt durch Optimierung der energetischen und spektralen Eigenschaften der verstärkten Signallaserpulse.

Bei der räumlichen Justage gibt der Pumpaser die optische Achse vor und bleibt in seiner Lage unverändert, der Signallaser wird auf diesen abgestimmt. Der vertikale Überlapp wird mittels Verkippung des Einkoppelspiegels justiert. Der horizontale Überlapp wird durch Parallelverschiebung dieses Spiegels verbessert, so dass der Nichtkollinearitätswinkel unverändert bleibt. Diese Freiheitsgrade wirken sich auf die Effizienz der optisch parametrischen Verstärkung aus, aber nicht nennenswert auf die spektralen Eigenschaften der austretenden Signallaserpulse.

Der Phasenanpassungswinkel θ wird durch eine Mikrometerschraube an der Kristallhalterung variiert und auf den Nichtkollinearitätswinkel φ einjustiert. Änderungen dieser Win-

kel haben signifikanten Einfluss sowohl auf die Energiekonversion als auch auf die spektrale Struktur der optisch parametrischen verstärkten Signallaserpulse [49]. So können gezielt die kurzwelligeren oder langwelligeren Spektralanteile verstärkt werden. Ziel der Justage in dieser Arbeit ist ein Kompromiss zwischen maximaler Energie und minimal erreichbarer Pulsdauer der Laserpulse, um so eine Leistungsoptimierung der optisch parametrischen Verstärkung zu erreichen.

Im Hinblick auf die tägliche Justage bleibt der einmal optimierte Phasenanpassungswinkel θ stets erhalten, während die Strahlage der einzukoppelnden Signallaserpulse minimal variiert. Die Justage erfolgt durch minimale Änderung der horizontalen und vertikalen Strahlrichtung, um die Ausrichtung für den optimalen Nichtkollinearitätswinkel wiederzufinden.

Die zeitliche Synchronisation wird mit Hilfe von elektronischen Triggerkarten der Firma *BME (Bergmann Messgeräte Entwicklung)* computergesteuert vorgenommen. Für die optisch parametrische Verstärkung ist die zeitliche Ansteuerung des Pumpasers entscheidend, genauer gesagt die Steuerung des Q-Switch im Nd:YAG-Laser. Durch kontrollierte zeitliche Verschiebung konnten die Pumpaserpulse auf 100 Pikosekunden genau auf die Signallaserpulse abgestimmt werden. Diese Variation wirkt sich auf die Energie und auf das Spektrum der verstärkten Laserpulse aus. Energetisch ist der Einfluss dadurch begründet, dass die Signallaserpulse nur dann maximal verstärkt werden, wenn sie im BBO-Kristall mit dem Intensitätsmaximum der Pumpaserpulse zusammentreffen. Spektrale Auswirkungen kommen zustande, weil es sich bei der Technik der OPCPA um zeitlich gestreckte Laserpulse handelt, so dass die Pumpaserpulse je nach zeitlicher Position den „hinteren“ oder „vorderen“ bzw. den kurzwelligen oder langwelligen Anteil der Signallaserpulse besser verstärken. Bei optimaler zeitlicher und räumlicher Justage ist auch im Diodensignal der Pumpaserpulse ein zeitliches „Abfressen“ im Maximum zu erkennen (vgl. Abbildung 3.23), in Analogie zu den räumlich „angefressenen“ Strahlprofilen aus Abbildung 3.17 nach der optisch parametrischen Verstärkung. Begründet durch zeitliche und räumliche Verschmierung ist diese Eindellung in Realität ausgeprägter als es in der Abbildung zu erkennen ist.

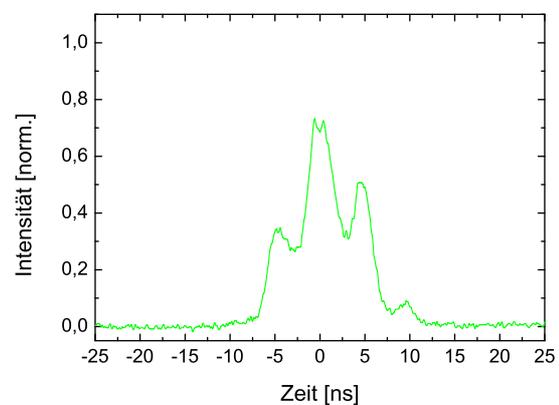


Abb. 3.23: Zeitliches Diodensignal der Pumpaserpulse nach der optisch parametrischen Verstärkung. Im Vergleich zu Abb. 3.16 ist in der zentralen Spitze eine Kerbe zu erkennen.

Die Positionierung des zweiten BBO-Kristalles erfolgt analog. Dabei wurde darauf ge-

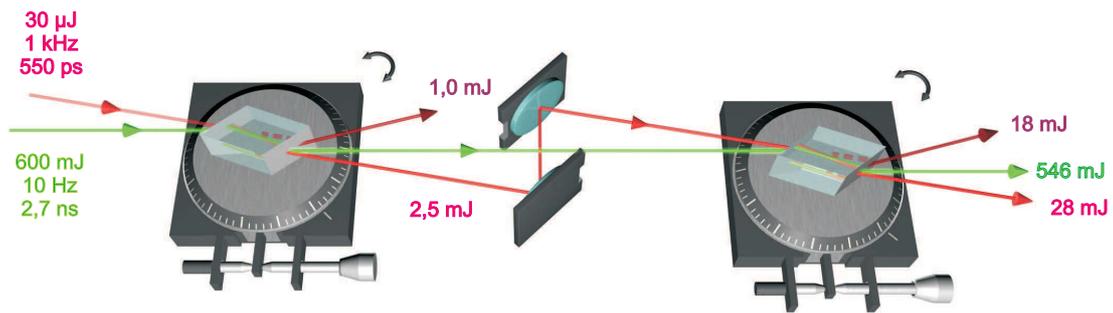


Abb. 3.24: Aufbau der optisch parametrischen Verstärkerlinie. Die Signallaserpulse haben eine Repetitionsrate von 1 kHz, wobei jeder hundertste Puls s-polarisiert und auf die p-polarisierten Pumplaserpulse synchronisiert ist. Die austretenden Laserpulse haben daraufhin eine Wiederholrate von 10 Hz, angegeben sind die nach [18] theoretisch zu erwartenden Pulsenergien.

achtet, dass der zeitliche Versatz zwischen den beiden Lasern möglichst klein bleibt, um erneut nahe am Maximum der Pumplaserpulse Energie abzugreifen. Dies konnte aufgrund der mehrstufigen Geometrie nur als Kompromiss erfolgen. In Abbildung 3.24 ist der schematische Aufbau der optisch parametrischen Verstärkerlinie mit Angabe der nach [18] theoretisch zu erwarteten Energien dargestellt. Nach Einspeisen der Signallaserpulse wird die Justage der optisch parametrische Verstärkung im Hinblick auf die Energie und das Spektrum der Signallaserpulse leistungsoptimiert. Die nötige Umlenkung des Signallasers verursacht einen zusätzlichen Lichtweg von 52 mm, was umgerechnet etwa 173 ps entspricht. Das hat zur Folge, dass die Signallaserpulse nicht in beiden BBO-Kristallen auf das Intensitätsmaximum des Pumplasers treffen können. Eine Umlenkung des Pumplasers ist aufgrund seiner zu hohen Intensität nicht möglich.

Beim Durchgang durch die BBO-Kristalle sammeln die Laserpulse zusätzliche Dispersion auf, welche bei der Kompression berücksichtigt werden muss. Diese Verlängerung der Pulsdauer liegt aber deutlich unter der angegebenen zeitlichen Halbwertsbreite. Kurzfristig wurde ein dritter BBO-Kristall mit einer Länge von 10 mm in die Verstärkerlinie eingebaut, aber wie es im Kapitel zu den theoretischen Grundlagen bereits erläutert wurde, war dort die optisch parametrische Verstärkung aufgrund der effektiv zu großen Kristalllänge von insgesamt 32 mm wieder rückläufig. Geringere Ausgangsenergien und spektrale Modulationen im Zentrum waren die Folge. In Abbildung 3.25 wird eine Fotografie der optisch parametrischen Verstärkerlinie gezeigt.

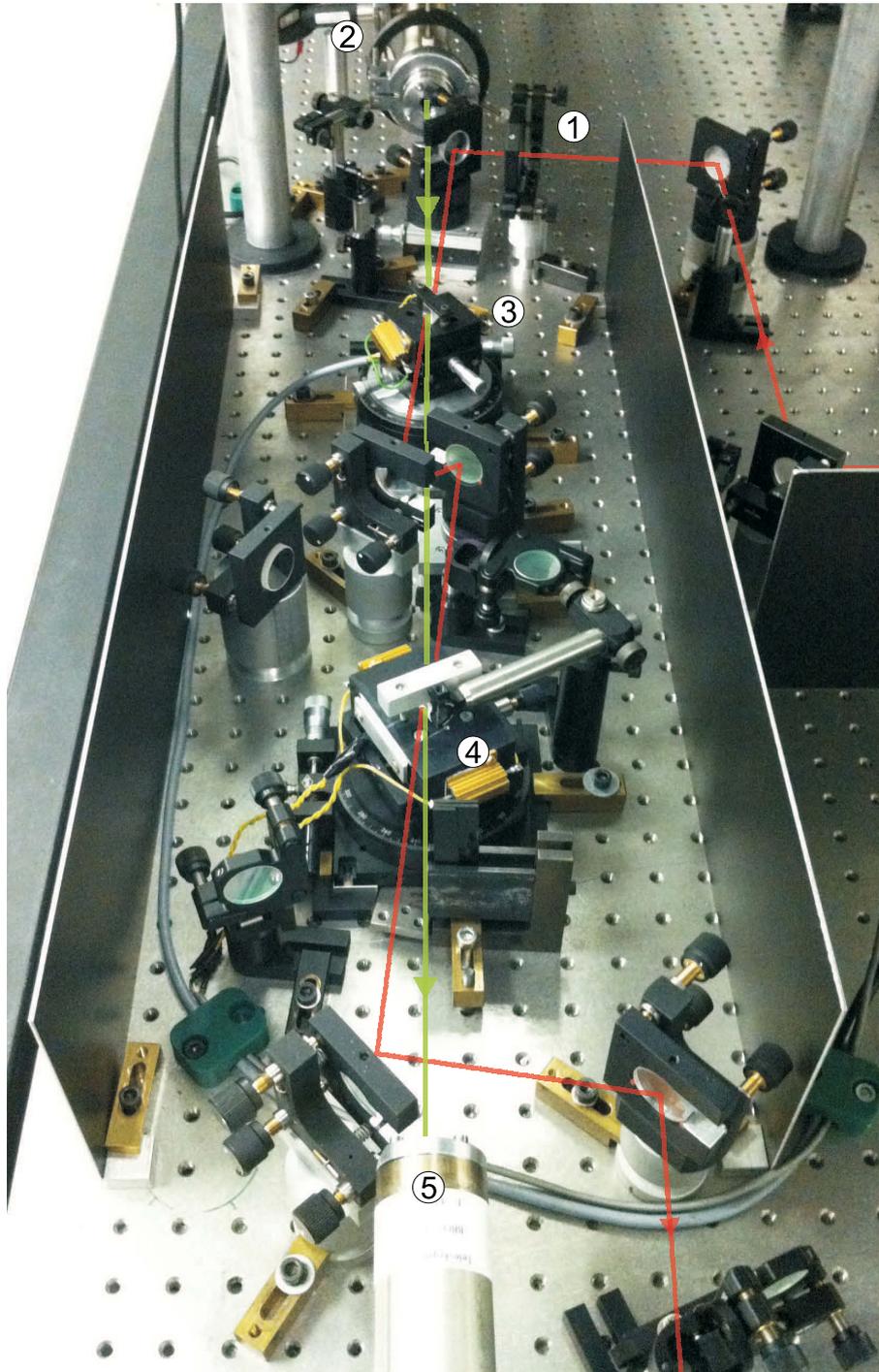


Abb. 3.25: Fotografie der optisch parametrischen Verstärkerlinie mit nachgezeichnetem Strahlengang: 1. Abbildungslinse für die Signallaserpulse, 2. abbildendes Teleskop für die Pumplaserpulse, 3. erster BBO-Kristall, 4. zweiter BBO-Kristall, 5. abbildendes Teleskop für die Pumplaserpulse.

3.2.4 Ergebnisse

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln die Theorie und der Aufbau der optisch parametrischen Verstärkerlinie erklärt wurden, folgt in diesem Kapitel eine Zusammenfassung der gemessenen Ergebnisse. In Abbildung 3.26 sind repräsentative Spektren der Laserpulse hinter dem ersten BBO-Kristall zu sehen. Diese reichen von 740 nm bis über 900 nm. Die optisch

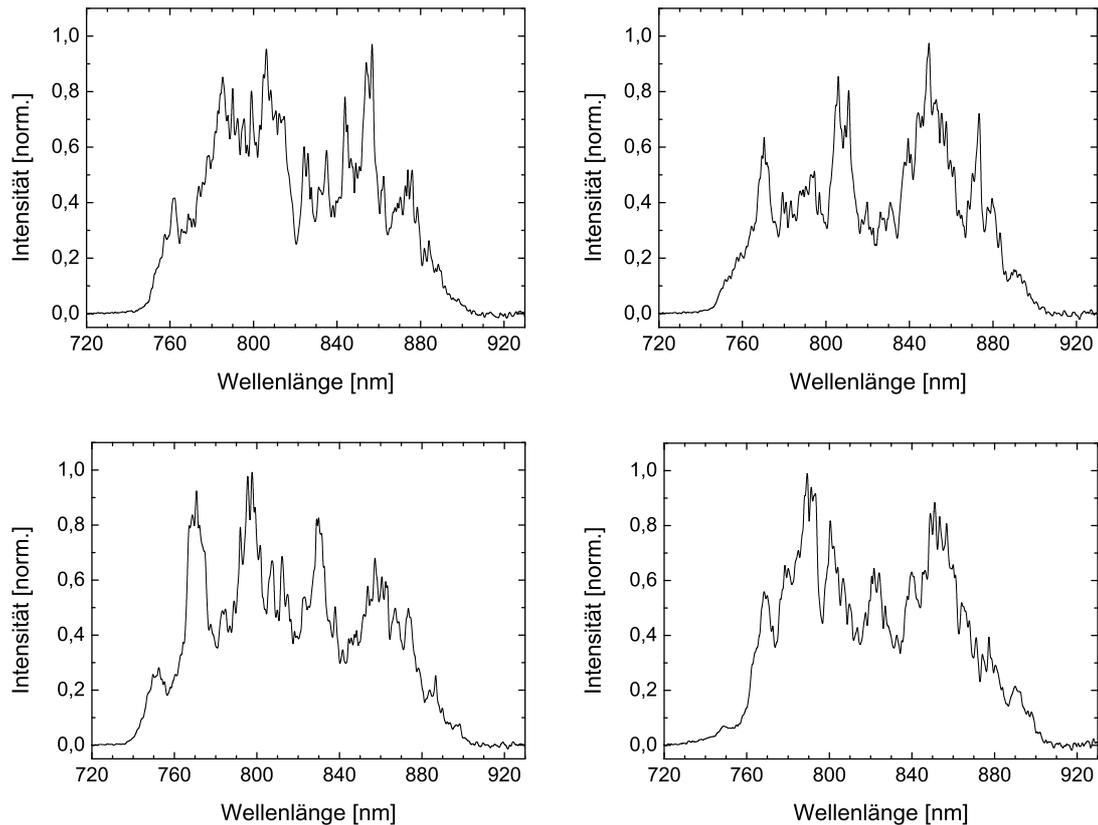


Abb. 3.26: Repräsentative Spektren der Signallaserpulse nach dem ersten BBO-Kristall. Die Verstärkung ist breitbandig, das Spektrum reicht von 740 nm bis 910 nm und ist teilweise zerrissen. Die Laserpulse haben eine Energie von etwa 2 mJ.

parametrische Verstärkung ist in diesem Bereich noch nicht stabil, es zeigen sich schwankende spektrale “Löcher“. Die Energie der Laserpulse variiert dabei zwischen $500 \mu\text{J}$ und 2 mJ. Primär zielt die Verstärkung in dem ersten BBO-Kristall auf eine große spektrale Bandbreite ab.

Die maximal erreichbare Energie wird maßgeblich durch den zweiten BBO-Kristall bestimmt. In diesem Kristall gelangt die optisch parametrische Verstärkung in den Bereich der Sättigung. Der Pumplaser kann in diesem Zeitfenster und mit seiner gegebenen Geometrie

nach einer effektiven Kristalllänge von 24 mm nicht mehr Energie an die Signallaserpulse transferieren (vgl. Abbildung 3.23). Ergebnis sind Energien zwischen 23 mJ und 25 mJ und stabilere Spektren der verstärkten Laserpulse als hinter dem ersten BBO-Kristall mit Halbwertsbreiten von 150 nm. In Abbildung 3.27 sind repräsentative Messungen dargestellt. Die

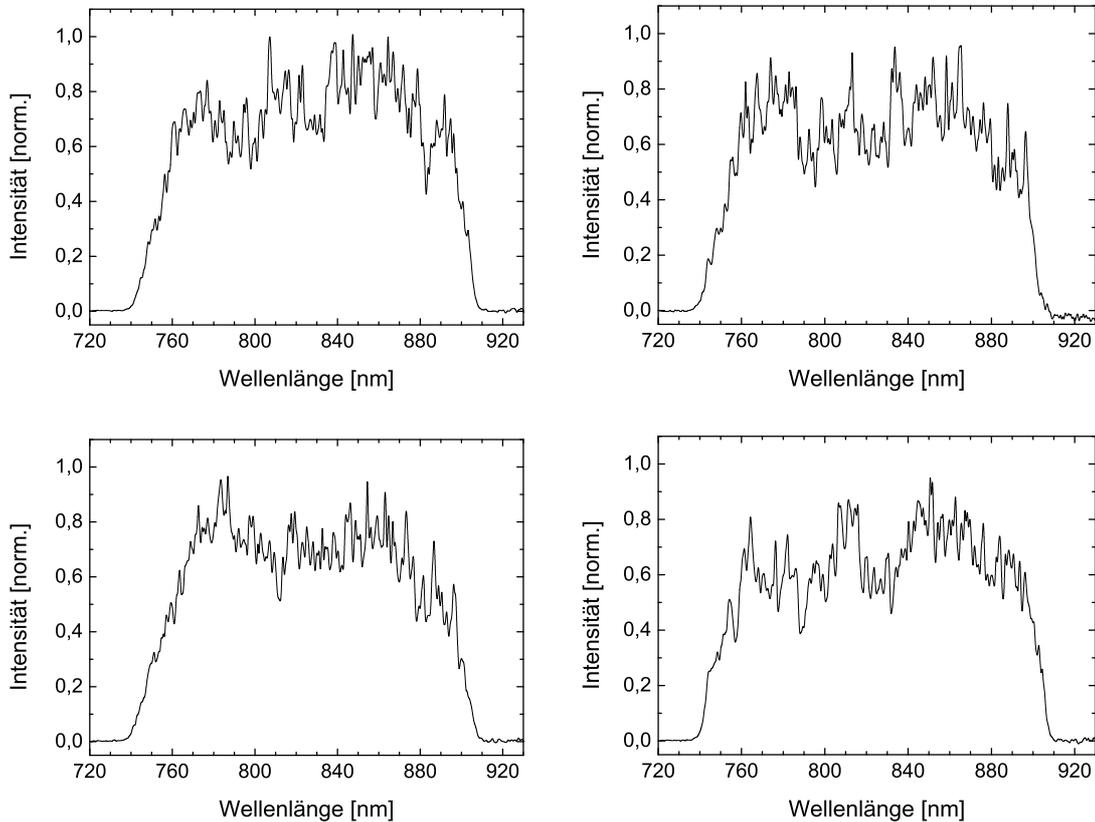


Abb. 3.27: Repräsentative Spektren der optisch parametrisch verstärkten Signallaserpulse hinter dem zweiten BBO-Kristall. Die Verstärkung gelangt in den Bereich der Sättigung, die spektralen Halbwertsbreiten liegen zwischen 145 nm und 150 nm und die Energie der Laserpulse schwankt zwischen 23 mJ und 25 mJ.

spektrale Form entspricht den theoretischen Erwartungen und ähnelt einem Super-Gauß-Profil. Die Strahlprofile der Signallaserpulse an verschiedenen Stellen in der optisch parametrischen Verstärkerlinie sind in Abbildung 3.28 dargestellt. Gezeigt werden Aufnahmen der verstärkenden Ti:Sa-Laserpulse vor und nach der Verstärkung innerhalb der BBO-Kristalle. Vor dem Eintritt in den ersten BBO-Kristall ist die Strahlform leicht elliptisch, die räumliche Intensitätsverteilung entspricht in Näherung einem Gauß-Profil. Dieses wird auch nach der optisch parametrischen Verstärkung beibehalten und wurde im Vergleich zu früheren Arbeiten verbessert.

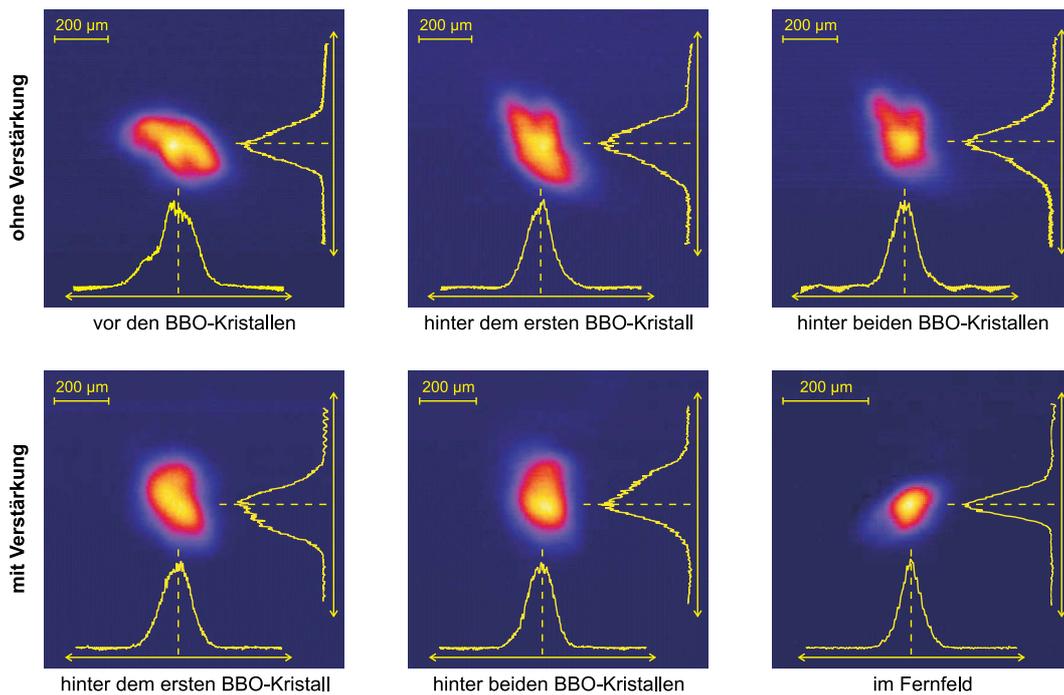


Abb. 3.28: Strahlprofile der Signallaserpulse innerhalb der optisch parametrischen Verstärkerlinie. Die räumliche Intensitätsverteilung der Laserpulse kann nur im Fernfeld in Näherung als *Gauß*-Profil bezeichnet werden. Diese Aufnahme verdeutlicht zusätzlich die gute Fokussierbarkeit der optisch parametrisch verstärkten Signallaserpulse.

Die spektrale Form der verstärkten Signallaserpulse wirkt sich auf die Komprimierbarkeit bzw. die zeitliche Pulsform der komprimierten Signallaserpulse aus. Theoretisch führen die scharfen spektralen Kanten in der *Fourier*-Transformation zu seitlichen Schwingern [59], d. h. zu zeitlich eng benachbarten Vor- und Nachpulsen (vgl. Abbildung 3.29). In dieser Abbildung sind neben den gemessenen Spektren ihre *Fourier*-Transformationen dargestellt, angegeben sind die zugehörigen spektralen Halbwertsbreiten und die aus der *Fourier*-Transformation ermittelten bandbreitenbegrenzten Pulsdauern. Diese entsprechen einer zeitlichen unteren Grenze und gelten nur für vollständig dispersionfreie Laserpulse. In Abbildung 3.30 werden die erzielten Ergebnisse noch einmal zusammengefasst dargestellt. Die Energiewerte für den Idler wurden nicht gemessen, da dieser aufgrund der Bedingung für die Phasenfehlpassung spektral divergiert.

Grenzen der optisch parametrischen Verstärkung

Im Rahmen dieser Arbeit konnte zeitweise eine Energieerhöhung der Pumplaserpulse erreicht werden. Diese spiegelte sich auch in der zeitlichen Pulsform der Pumplaserpulse wieder. Die

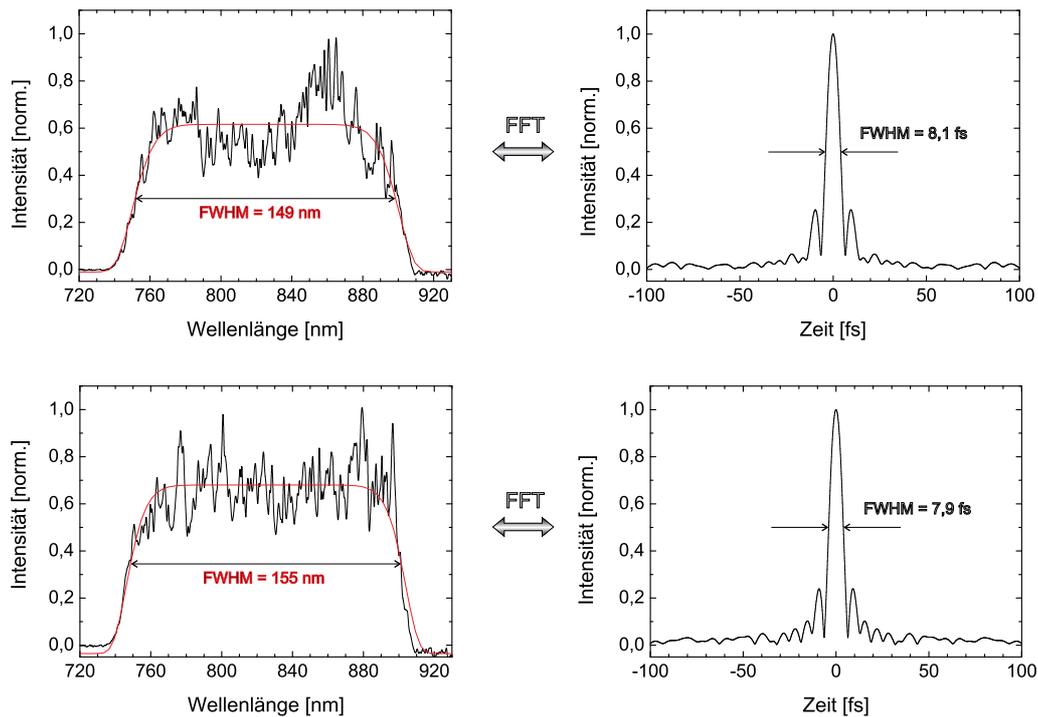


Abb. 3.29: Repräsentative Spektren der optisch parametrisch verstärkten Signallaserpulse und ihre *Fourier*-Transformationen. Die breitbandigen Spektren ermöglichen theoretisch Pulsdauern unter 10 fs. Allerdings entstehen aufgrund der scharfen spektralen Kanten seitliche Nebenschwingungen in der zeitlichen Pulsform.

Drei-Spitzen-Struktur entwickelte sich zu einer Form mit vier intensiven Bereichen. Dies führte zu höherer Intensität der Pumplaserpulse innerhalb der BBO-Kristalle und dadurch zu einer höheren Effizienz der optisch parametrischen Verstärkung. In Abbildung 3.31 ist der Vergleich zweier Spektren in Verbindung mit dieser zeitlichen Pulsform der Pumplaserpulse dargestellt. Aufgrund der höheren Pulsenergie der Pumplaserpulse hat sich die spektrale Bandbreite der optisch parametrisch verstärkten Signallaserpulse im Vergleich zu der Drei-Spitzen-Pulsform vergrößert, zusätzlich konnte mehr Energie konvertiert werden. Die Signallaserpulse erreichten Energien über 30 mJ. Dieser Effekt kann durch Änderungen in den Q-Switch Einstellungen erklärt werden, welche eine höhere Energieaufnahme der Pumplaserpulse bei ihren Umläufen im Oszillator ermöglichten. Allerdings konnten diese Einstellungen nicht langfristig stabil eingerichtet werden. Sie zeigen aber das vorhandene Potential der optisch parametrischen Verstärkung, spektrale Bandbreite und Energiekonversion sind noch nicht ausgeschöpft und durch die Charakteristiken des Pumplasers und die dadurch bedingte Geometrie der nichtlinearen Kristalle beschränkt.

Verbesserungen können darin bestehen, die zeitliche Struktur der Pumplaserpulse zu be-

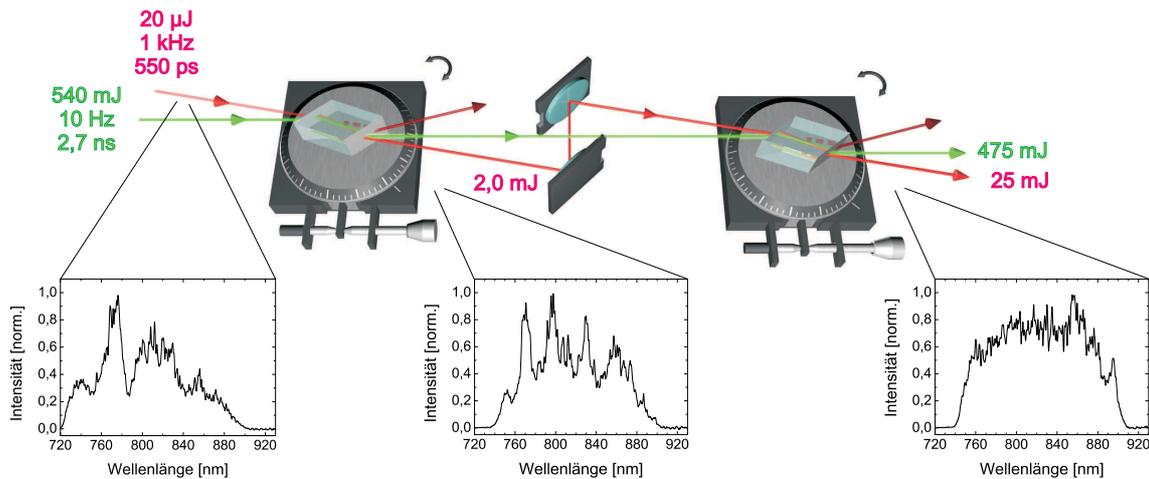


Abb. 3.30: Ergebnisse der optisch parametrischen Verstärkung. Die Signallaserpulse haben nach dem ersten BBO-Kristall eine Energie von etwa 2 mJ und ein breites aber teilweise modulierte Spektrum. Durch den zweiten BBO-Kristall erreicht die Verstärkung den Bereich der Sättigung und wird deutlich stabiler. Die Laserpulse haben eine durchschnittliche Energie von 24 mJ und spektrale Halbwertsbreiten von knapp 150 nm.

einflussen bzw. Pump laser mit Zeitprofilen zu entwickeln, die eine homogene und zentral deponierte Intensitätsverteilung besitzen [60, 61]. Weiterhin wären kürzere Pulsdauern der Pump laserpulse wünschenswert, so dass das nach [49] optimale Pulsdauer Verhältnis von etwa 4:1 zwischen Pump- und Signallaser erreicht wird. Eine alternative größere zeitliche Streckung der Signallaserpulse würde noch größere Optiken erfordern und den komplexen Aufbau des *Öffner*-Streckers weiter verkomplizieren. Abgesehen vom zeitlichen Überlapp der beteiligten Laserquellen kann eine Verbesserung auch durch den Einsatz eines anderen Kristallmaterials erreicht werden. Ein Beispiel ist das relativ neue Material Bismut-Triborat (BiB_3O_6) [62]. Dieses hat eine größere Nichtlinearität und vergleichbare Zerstörschwellen wie BBO und ist außerdem nicht hygroskopisch [63].

Stabilität und Statistik

Die vorgestellten Spektren der optisch parametrischen Verstärkung zeigen repräsentative und wiederholbare Ergebnisse. Um diese im Gesamtzusammenhang einordnen zu können, werden in diesem Unterkapitel Stabilität und statische Auswertungen kurz diskutiert. In früheren Arbeiten [18] waren Instabilitäten in der optisch parametrischen Verstärkung ein Umstand, welcher einen kontinuierlichen Einsatz ausgeschlossen hat. Diese Problematik konnte in dieser Arbeit behoben werden. Die Stabilität der optisch parametrischen Verstärkung wird maßgeblich durch die Stabilität des Pump lasers beeinflusst. Minimale Richtungsschwankungen und

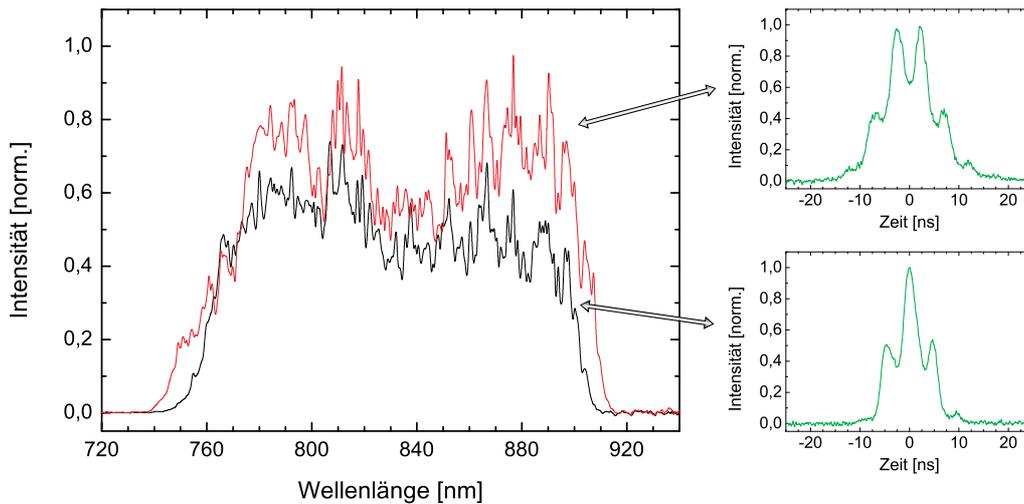


Abb. 3.31: Auswirkungen der zeitlichen Pulsform der Pumplaserpulse auf die optisch parametrische Verstärkung. Die zeitweise auftretende Vier-Spitzen-Struktur der Pumplaserpulse vergrößerte die spektrale Bandbreite und den Energietransfer der verstärkten Signallaserpulse. Grund dafür ist die zeitlich dichtere Intensitätsverteilung dieser Struktur im Vergleich zur stabilen Pulsform.

die damit einhergehenden Abweichungen zu den optimalen Nichtkollinearitäts- und Phasenangepassungswinkel sowie zeitliche und energetische Schwankungen der Pumplaserpulse wirken sich exponentiell auf die Verstärkung aus. Diese Parameter konnten durch Kontrolle auf fixierte Justagepunkte stabilisiert werden. Aber auch das aktuelle Front-End des Düsseldorfer Lasersystems bestehend aus dem kommerziellen *Femtopower compact Pro* Titan:Saphir-Laser (Kapitel 2.1) und der Glas-Hohlfaser (Kapitel 2.2) ermöglichten stabilere Ergebnisse im Vergleich zu vorangegangenen Arbeiten, in denen die Technik der OPCPA auf Oszillatorpulse angewandt wurde.

Die durch zwei Blenden räumlich fixierte Strahlage und zusätzliche Kontrolle der durch Spiegel transmittierten Pulsanteile garantiert bei unveränderter zeitlicher Synchronisation bereits eine beobachtbare optisch parametrische Verstärkung. Eine tägliche Feinjustage ist aber unerlässlich. So besaßen die verstärkten Signallaserpulse vor der Justage spektrale Halbwertsbreiten unter 140 nm und Pulsenergien von etwa 15 mJ. Diese Werte konnten stets verbessert werden. Die Optimierung des räumlichen Überlapps erfolgt durch vertikale und horizontale Spiegeljustage des Einkoppelspiegels. Die Variation des Nichtkollinearitätswinkels beeinflusst signifikant die spektralen Eigenschaften der verstärkten Laserpulse und den energetischen Transfer. Der Phasenangepassungswinkel sollte nach der ersten Justage beim Aufbau der Verstärkerlinie nur noch minimal variiert werden.

Sofern die zeitliche Synchronisation zwischen Pumplaser und Signallaser einmal optimiert

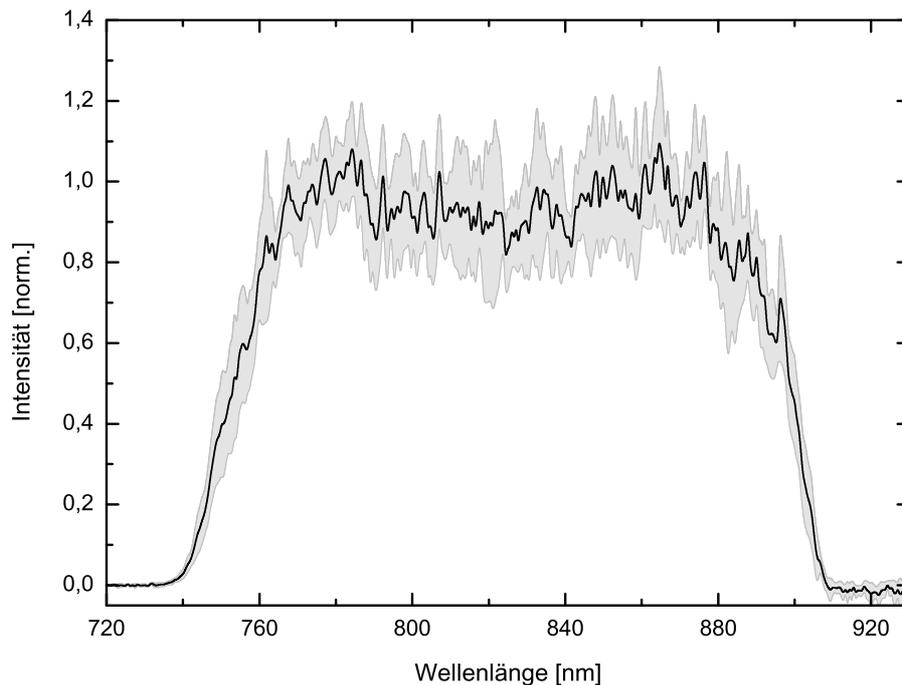


Abb. 3.32: Langzeitstabilität der optisch parametrisch verstärkten Signallaserpulse. Diese statistischen Auswertungen beinhalten zehn repräsentative Messungen an verschiedenen Tagen in einem Zeitraum von über zwei Monaten. Die spektralen Halbwertsbreiten betragen $\Delta\lambda = (148 \pm 5)$ nm und die zugehörigen Pulsenergien $E = (24 \pm 1)$ mJ. Diese spektrale und energetische Stabilität verdeutlicht die Reproduzierbarkeit für einen Langzeitbetrieb.

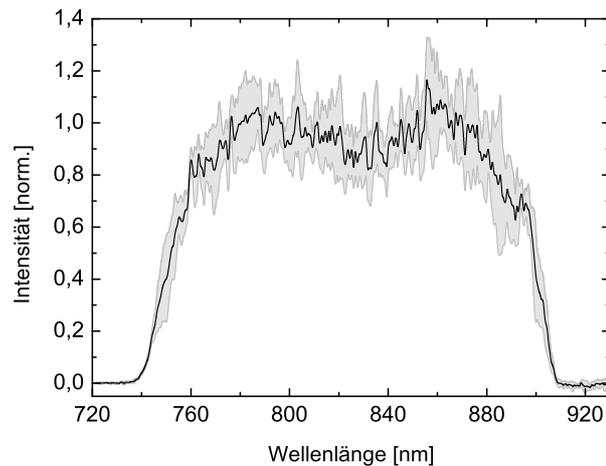
ist, bleibt sie stets erhalten, muss aber ebenfalls feinjustiert werden. Aufgrund thermischer und elektronischer Effekte ist eine geringe zeitliche Verschiebung der emittierten Pumplaserpulse zu beobachten. Die zeitliche Ansteuerung des Q-Switch im Nd:YAG-Laser musste aus diesem Grund in jeder Stunde um 100 ps korrigiert werden. Dies sichert die optimale spektrale Bandbreite und maximale Energiekonversion.

Nach dieser täglichen Justage erreichten die optisch parametrisch verstärkten Laserpulse Energien von $E = (24 \pm 1)$ mJ und spektrale Halbwertsbreiten von $\Delta\lambda = (148 \pm 5)$ nm. In Abbildung 3.32 ist die statistische Auswertung zehn verschiedener Spektren aus wöchentlichen Messungen über einen Zeitraum von zwei Monaten dargestellt. Die schwarze Kurve entspricht dem Mittelwert dieser Messungen und der grau hinterlegte Bereich den zugehörigen Fehlern an den jeweiligen spektralen Positionen. Aus diesen Ergebnissen wird ersichtlich, dass durch die Technik der OPCPA breitbandige Spektren und hohe Energiekonversion dauerhaft erzielt wurden. Ein stabiler Einsatz im Langzeitbetrieb ist möglich.

In Abbildung 3.33 wird die Stabilität der verstärkten Signallaserpulse bezüglich ihrer

spektralen Eigenschaften an einem repräsentativen Messtag gezeigt. Die dargestellten Spektren wurden über den Tag verteilt aufgenommen und präsentieren wie in der Abbildung zuvor die Mittelwert-Kurve und die zugehörigen Fehler. Der einzige Justageschritt, der vor jeder dieser Messungen erfolgte, war die zeitliche Verschiebung der Pumplaspulse relativ zum Signallaser. So wurde gewährleistet, dass die zu verstärkenden Laserpulse innerhalb der BBO-Kristalle auf das effektive Intensitätsmaximum der Pumplaspulse treffen. Die verstärkten Signallaspulse besitzen in dieser statistischen Auswertung spektrale Halbwertsbreiten von $\Delta\lambda = (150 \pm 5) \text{ nm}$ und wieder Pulsenergien von $E = (24 \pm 1) \text{ mJ}$.

Abb. 3.33: Tagesstabilität der optisch parametrisch verstärkten Signallaspulse. Diese statistischen Auswertungen beinhalten 6 Messungen an einem repräsentativen Messtag. Vor jeder Messung wurde nur die zeitliche Synchronisation korrigiert. So konnten die spektralen und energetischen Eigenschaften der Laserpulse ausreichend genau reproduziert werden. Die spektralen Halbwertsbreiten und die Pulsenergien dieser Messungen betragen $\Delta\lambda = (150 \pm 5) \text{ nm}$ und $E = (24 \pm 1) \text{ mJ}$.



Zur zukünftigen Verbesserung der Wiederholbarkeit und zur Minimierung der täglichen Justage können z. B. die durch Spiegel transmittierten Laserpulse vor der optisch parametrischen Verstärkerlinie auf Dioden oder Kameras fokussiert werden, so dass die Strahlage schnell und bestmöglich reproduziert werden kann. Außerdem kann der, wenn auch geringen, zeitlichen Verschiebung der Pumplaspulse durch ein simples Programm computergesteuert entgegengewirkt werden.

3.3 Titan:Saphir - Nachverstärker

Nach der optisch parametrischen Verstärkung in den BBO-Kristallen sind in den Laserpulsen des frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers immer noch 475 mJ an Energie vorhanden, der größte Anteil in den Flügeln der Drei-Spitzen-Struktur. Um diese Energie weiter zu nutzen und nicht einfach in einem Strahlensumpf enden zu lassen, wurde ein Titan:Saphir-Kristall als dritte Verstärkerstufe aufgebaut. In diesem Nachverstärker sollen die Signallaspulse durch Erzeugung von Besetzungsinversion und anschließender stimulierter Emission nochmals um einen Faktor 2 verstärkt werden. Vorerst müssen aber die Strahlquerschnitte beider Laserpulse vergrößert und wieder aufeinander angepasst werden, um den Ti:Sa-Kristall nicht durch zu

hohe Intensitäten zu beschädigen.

Der Einsatz dieses Nachverstärkers wurde im Rahmen einer Diplomarbeit untersucht und hinsichtlich seiner Eigenschaften und zu erwartenden Verstärkung beschrieben [21]. Aufgrund starker Schwankungen der räumlichen Strahlprofile konnten Verstärkungen der Laserpulse allerdings nur lokal erreicht werden. In der vorliegenden Arbeit wurde in besonderer Weise auf die Optimierung und den Erhalt der Strahlqualität Wert gelegt (vgl. Anhang A). Dies garantiert bestmögliche Voraussetzungen für die Ti:Sa-Nachverstärkung und ermöglicht stabile und reproduzierbare Ergebnisse.

Bevor die weiter zu verstärkenden Signallaserpulse durch ein Teleskop vergrößert und abgebildet werden, werden sie durch mehrfache Spiegelreflexionen gegenüber den Pumplaserpulsen zeitlich verzögert. Diese Verzögerungsstrecke ist durch vier dielektrische Spiegel aufgebaut und führt einen zusätzlichen Lichtweg von 630 cm ein, was einer Laufzeit von 21 ns entspricht. Ausgekoppelt werden die Laserpulse durch einen sphärischen Spiegel, der zugleich der Eintrittsspiegel in das abbildende Schiefspiegler-Teleskop ist. Dieses *Kepler*-Teleskop bildet eine Ebene nahe des zweiten BBO-Kristalls kurz vor den Ti:Sa-Kristall ab, zudem vergrößert es die Signallaserpulse um einen Faktor 2,2.

Die weiterlaufenden Laserpulse haben nun einen Strahldurchmesser von 8,2 mm und werden durch ein invertierendes Periskop in Bezug auf ihre Polarisation gedreht. Dies erfolgt in Abstimmung auf die Pumplaserpulse und die Kristallachse des Ti:Sa-Kristalls, so dass sie p-polarisiert auf den Verstärkerkristall treffen.

Für die Laserpulse des Pumplasers wurde ein weiteres *Kepler*-Linsenteleskop mit Zwischenfokus aufgebaut, welches wegen der hohen Intensitäten im Fokus wieder evakuiert sein muss. Mit einem Brennweitenverhältnis von 2:5 besitzen die frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laserpulse nach ihrem Durchgang durch das Teleskop Strahldurchmesser von etwa 9,2 mm. Folglich sind die Pumplaserpulse räumlich etwas größer als die Signallaserpulse, was einen 100%igen Überlapp im später invertierten Lasermedium garantiert. Wegen der hohen Energiedichte des Pumplasers darf die erste Sammellinse analog zur Austrittslinse des ersten Teleskops nicht Anti-Reflex-beschichtet sein und verursacht so auf beiden Oberflächen 4% Reflexionsverluste. Abzüglich weiterer Reflexionsverluste erreichen die aufgeweiteten Pumplaserpulse den Ti:Sa-Kristall mit einer Energie von 450 mJ.

3.3.1 Theoretische Grundlagen

Das Lasermedium Titan:Saphir (Ti:Sa) ist ein Vier-Niveau System und hat die chemische Formel $\text{Ti}^{3+} : \text{Al}_2\text{O}_3$. Der Saphir-Wirtskristall ist dabei in Anforderungen an die Absorption mit einer bestimmten Dotierung von Ti^{3+} -Ionen versehen. Das einzelne 3d-Elektron des Ti^{3+} -Ions bestimmt die optischen und spektroskopischen Eigenschaften von Ti:Sa (s. Abbil-

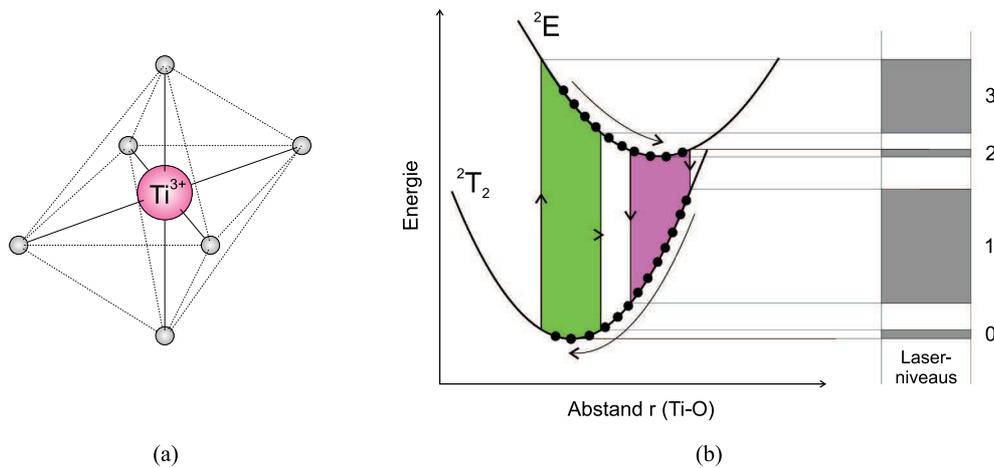


Abb. 3.34: Eigenschaften des Lasermediums Titan:Saphir: (a) zeigt die Raumstruktur der Elementarzelle, in (b) sind Absorption und Emission des Vier-Niveau Systems schematisch dargestellt [55].

dung 3.34). Der freie Ionenzustand $2D$ wird durch die kubische und trigonale Komponente des Kristallfeldes in die für die Lasertätigkeit wichtigen elektronischen Übergänge $2E_g$ und $2T_{2g}$ aufgespalten. Diese ergeben aufgrund weiterer Aufspaltung durch die Spin-Orbit- und die dynamische Jahn-Teller-Wechselwirkung fünf zweifach entartete Kramer-Doublets [64]. Diese mehrfache Aufspaltung der Laserniveaus und die gegeneinander versetzten elektronischen Zustände sind der Grund für die große Emissionsbandbreite von etwa 600-1000 nm und ermöglicht die Erzeugung ultrakurzer Laserpulse bis weit unter 10 fs. Das Absorptionsmaximum liegt bei etwa 500 nm, maximale Emission findet bei etwa 790 nm statt (s. Abbildung 3.35). Sowohl Absorption als auch Emission sind polarisationsabhängig [65, 66]. In beiden Fällen ist p- bzw. π -polarisiertes Licht zu bevorzugen, was bedeutet, dass die Polarisation des absorbierten und des zu verstärkenden Lichts parallel zur Kristallachse orientiert sein sollte [67].

Neben seiner breitbandigen Emission besitzt Titan:Saphir viele weitere Eigenschaften, die diesen Kristall als Lasermedium qualifizieren. Es hat eine hohe Wärmeleitfähigkeit und mechanische Festigkeit. Weiterhin sind Ti:Sa-Kristalle in vielen Größen mit unterschiedlichen Dotierungen in sehr guten optischen Qualitäten erhältlich. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Lasereigenschaften von Titan:Saphir findet sich in Tabelle 3.11.

In dem hier beschriebenen Fall werden die Ti^{3+} -Ionen durch Absorption der verbliebenen Pump photons des frequenzverdoppelten Nd:YAG-Lasers optisch angeregt. Diese energetisch angehobenen Elektronen geben nun bei strahlungsfreien Übergängen der einzelnen Schwingungszustände Energie in Form von Phononen an das Kristallgitter ab. Diese Effekte haben

Titan:Saphir (Ti:Sa)	
Chemische Formel	$\text{Ti}^{3+} : \text{Al}_2\text{O}_3$
Fluoreszenz Lebensdauer	$3,2 \mu\text{s}$
Fluoreszenz Bandbreite	650 – 1050 nm (Max.: 790 nm)
Absorption Bandbreite	400 – 620 nm (Max.: 490 nm)
Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission π -Polarisation (parallel zur Kristallachse) σ -Polarisation (senkrecht zur Kristallachse)	$\sigma_{\parallel} \sim 4,1 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ $\sigma_{\perp} \sim 2,0 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$
Wirkungsquerschnitt für Absorption π -Polarisation (parallel zur Kristallachse) σ -Polarisation (senkrecht zur Kristallachse)	$\sigma_{\parallel} \sim 6,4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ $\sigma_{\perp} \sim 2,8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
Brechungsindex außerordentlicher Strahl (parallel zur Kristallachse) ordentlicher Strahl (senkrecht zur Kristallachse)	1,760 1,752
Sättigungsenergiedichte	$E_s = 0,9 \text{ J/cm}^2$
Dichte (Saphir)	$3,99 \text{ g/cm}^3$
Wärmeleitfähigkeit (Saphir)	42 W/mK (bei 300 K)

Tab. 3.11: Lasereigenschaften von Titan:Saphir aus [67],[68] und [55]. Die Angaben der Wirkungsquerschnitte beziehen sich auf eine Dotierung von 0,1 Massenprozent.

eine Relaxationszeit von wenigen Pikosekunden und führen die Elektronen in das metastabile obere Laserniveau [64]. Von dort aus kann die erzeugte Besetzungsinversion innerhalb der Fluoreszenzlebensdauer von $3,2 \mu\text{s}$ für induzierte Emission genutzt werden. Nachdem die Elektronen durch Strahlungsabgabe in das untere Laserniveau gelangt sind, erreichen sie durch weitere Anregung von Phononen den elektronischen Grundzustand, von dem sie durch den nächsten Laserpuls des Nd:YAG-Lasers erneut angeregt werden können.

Die Verstärkung durch ein Lasermedium beschreibt nichts anderes als den Zuwachs an Photonen gleicher Richtung, Polarisation und Frequenz. Dieser ergibt sich aus der Differenz der ein- und austretenden Photonendichte $\phi(x, t)$ in Verbindung mit der Ratengleichung für

die Besetzungsinversiondichte $n(x, t)$ [55, 69]:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c \frac{\partial \phi}{\partial x} = c \sigma n \phi - \frac{\phi}{\tau_V} \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -c \sigma n \phi - \frac{n}{\tau_F} + W_P n_0 \quad (3.26)$$

Dieses System von zwei gekoppelten, partiellen Differentialgleichungen ist ein eindimensionales Problem für monochromatisches Licht in einem Vier-Niveau System. Die nichtlineare, zeitabhängige Photonen-Transport-Gleichung (3.25) beinhaltet neben der Photonendichte ϕ die Lichtgeschwindigkeit c , den Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission σ und die Inversionsdichte $n = n_2 - n_1$ mit den Teilchendichten n_2 und n_1 im oberen und unteren Laserniveau. Absorption und stimulierte Emission sind in dem ersten Term auf der rechten Seite vereint, der zweite Term verkörpert die Verluste, die im Verstärkermedium in einer Zeit τ_V auftreten, wie z.B. Streuung innerhalb des Mediums oder Reflexion an der Ein- und Austrittsfläche. In Gleichung (3.26) für die Inversiondichte werden auftretende Verluste durch Abstrahlung in das untere Laserniveau oder auch direkt in das Grundniveau in der Fluoreszenz-Abklingzeit τ_F vereint. Ein Zuwachs der Besetzungsinversion ergibt sich durch die Pumprate W_P und die Teilchendichte im Grundniveau n_0 .

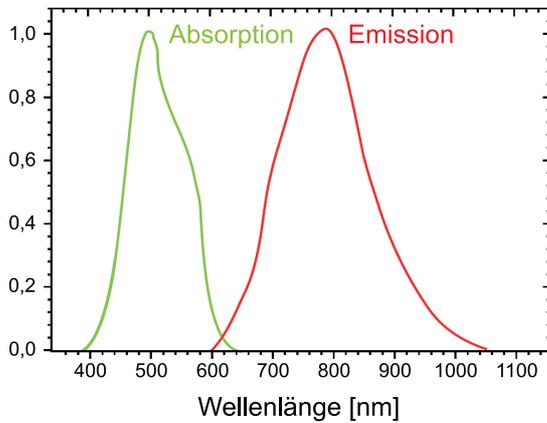


Abb. 3.35: Absorptions- und Emissionskurve von Titan:Saphir aus [55]

Unter der Annahme eines idealisierten Vier-Niveau Systems, in dem die Relaxationszeit und damit die Besetzungsdichte des unteren Laserniveaus praktisch gleich Null sind ($\tau_{10} \approx 0$, $n_1 \approx 0$) und der Bedingung, dass die Wechselwirkungszeit des Lichtpulses mit dem Verstärkermedium deutlich kleiner ist als die Fluoreszenz-Lebensdauer, können spontane Emission und weitere Verluste sowie der Gewinn durch die Pumprate vernachlässigt werden ($\Delta\tau \ll \tau_V, \tau_F$), und man erhält in guter Näherung für einen Rechteckpuls mit der Pulsdauer $\Delta\tau$ und kon-

stanter Inversionsdichte zum Zeitpunkt $t = 0$ ein vereinfachtes Gleichungssystem:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \sigma n \phi \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -c \sigma n \phi \quad (3.28)$$

wobei die anfängliche Photonendichte ϕ_0 des eingehenden Laserpulses während $0 \leq t \leq \Delta\tau$ als konstant angenommen wird. Die Lösung ergibt sich nach [69] zu:

$$\phi(x, t) = \frac{\phi_0}{1 - [1 - \exp(-\sigma n x)] \exp(-c\sigma\phi_0(t - x/c))} \quad (3.29)$$

Die Verstärkung G des Lichtpulses nach Durchlauf durch ein Verstärkermedium der Länge l ist gegeben durch:

$$G = \frac{1}{\phi_0 \Delta\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(l, t) dt \quad (3.30)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (3.29) in Gleichung (3.30) und Ausführen der Integration ergibt sich die Verstärkung zu:

$$G = \frac{1}{c\sigma\phi_0\Delta\tau} \ln [1 + (\exp(c\sigma\phi_0\Delta\tau) - 1) \exp(n\sigma l)] \quad (3.31)$$

Durch Einführung der Eingangsenergiedichte E_{in} , der Sättigungsenergiedichte E_s und der Kleinsignalverstärkung G_0 kann Gleichung (3.31) einer anderen Form geschrieben werden:

$$\begin{aligned} E_{in} &= h\nu\phi_0 c\Delta\tau \\ E_s &= h\nu/\sigma \\ G_0 &= e^{n\sigma x} \end{aligned}$$

$$G = \frac{E_s}{E_{in}} \ln \left[1 + G_0 \cdot \left(\exp\left(\frac{E_{in}}{E_s}\right) - 1 \right) \right] \quad (3.32)$$

Diese Gleichung beschreibt die Verstärkung eines Laserpulses durch ein invertiertes laseraktives Medium. Im Folgenden sollen kurz die Grenzfälle der Verstärkung erläutert werden, welche letzte Gleichung weiter vereinfachen.

Kleinsignalverstärkung

Kleinsignalverstärkung tritt dann auf, wenn die Energiedichte des einfallenden Laserpulses deutlich kleiner als die Sättigungsenergiedichte des Verstärkers ist und dies auch nach erfolgter Verstärkung weiterhin gilt ($E_{in} \ll E_s$ und $G_0 \cdot E_{in} \ll E_s$). Sind diese Voraussetzungen gegeben, vereinfacht sich Gleichung (3.32) zu:

$$G \approx G_0 \equiv e^{g_0 l} \quad (3.33)$$

mit dem Kleinsignalverstärkungskoeffizient $g_0 = n\sigma$. In diesem Fall steigt die Verstärkung exponentiell mit der Länge l des Verstärkermediums an und es treten keine Sättigungseffekte auf.

Verstärkung in Sättigung

Werden hochenergetische Laserpulse betrachtet, bei denen die Eingangsenergiedichte größer ist als die Sättigungsenergiedichte ($E_{in} \gg E_s$), so vereinfacht sich Gleichung (3.32) in guter Näherung zu:

$$G \approx 1 + \left(\frac{E_s}{E_{in}} \right) g_0 l \quad (3.34)$$

Im Bereich der Sättigung steigt die Verstärkung linear mit der Länge des Verstärkermediums. Allerdings ist die Konversionseffizienz der im oberen Laserniveau gespeicherten Energie deutlich höher als bei der Kleinsignalverstärkung. Zusätzlich wirken sich Instabilitäten in diesem Regime geringer aus. Die meisten Laserverstärker werden aus diesen Gründen in Sättigung betrieben, limitiert ist diese Verstärkung durch die Zerstörschwelle der verwendeten Materialien.

Bezogen auf gechirpte Laserpulse hat die Sättigungsverstärkung signifikante Auswirkungen auf die spektrale Form der Laserpulse. Der Pulsanfang erfährt im invertierten Medium eine höhere Verstärkung als das Pulsende. Dies führt zu einer spektralen Verschiebung bei dispersiven Laserpulsen. Im Falle positiver Dispersion erreichen die langwelligen Anteile das Lasermedium zuerst. Die kurzwelligen Anteile treffen auf eine verminderte Besetzungsinversion und werden deutlicher weniger verstärkt, das Resultat ist eine Rotverschiebung des Spektrums. Im Gegensatz dazu erfährt bei der Kleinsignalverstärkung jede Wellenlänge eines zeitlich gestreckten Laserpulses die gleiche Verstärkung G , die Form und die Bandbreite des Spektrums bleiben somit weitestgehend erhalten und die theoretisch erreichbare, minimale Pulsdauer vergrößert sich nicht.

Aufgrund dieser Effekte wurde der Ti:Sa-Verstärker in dieser Arbeit für den Bereich der Kleinsignalverstärkung konzipiert.

Mehrfachdurchläufe

Häufig werden die Verstärkermedien mehrmals durchlaufen, in der hier vorliegenden Arbeit werden zwei bis drei Durchläufe angesetzt. Die Gleichungen ändern sich nicht und können induktiv angewandt werden:

$$E_{out}^{(n+1)} = G^{(n)} \cdot E_{in}^{(n)} \quad (3.35)$$

Die Ausgangsenergiedichte $E_{out}^{(1)}$ nach dem ersten Durchlauf entspricht der Eingangsenergiedichte $E_{in}^{(2)}$ für den zweiten Durchlauf u.s.w.:

$$E_{in}^{(2)} = E_{out}^{(1)} \quad (3.36)$$

Die Verstärkung beim zweiten Durchlauf wird aber geringer ausfallen, da die zur Verfügung stehende gespeicherte Energie im Verstärkermedium durch den ersten Durchlauf bereits reduziert wurde. Es ist für weitere Berechnungen nötig, eine Energieextraktionseffizienz η_E zu definieren,

$$\eta_E^{(n)} = \frac{E_{out}^{(n)} - E_{in}^{(n)}}{g_0 l \cdot E_S} \quad (3.37)$$

um welche sich der Kleinsignalverstärkungskoeffizient nach jedem Durchgang verringert. Im Bereich der Kleinsignalverstärkung führt dies beim zweiten Durchlauf durch das Verstärkermedium auf:

$$G^{(n+1)} = \exp \left[g_0^{(n)} l \right] \quad (3.38)$$

$$\text{mit } g_0^{(n)} = \left(1 - \eta_E^{(n)} \right) \cdot g_0$$

$$\Leftrightarrow G^{(2)} = \exp \left[\left(1 - \eta_E^{(1)} \right) \cdot g_0 l \right] \quad (3.39)$$

Mit den in diesem Kapitel vorgestellten Gleichungen lässt sich nun die zu erwartende Verstärkung abschätzen. Die Laserpulse des Nd:YAG-Lasers haben vor dem Eintritt in den Ti:Sa-Kristall eine restliche Energie von etwa 450 mJ. Bei einer Wellenlänge von 532 nm entspricht dies einer Anzahl von $1,21 \cdot 10^{18}$ Photonen. Im Idealfall werden über 60 % aller Pump-Photonen von Ti^{3+} -Ionen absorbiert und tragen weiter zur Verstärkung bei [70]. Das bedeutet bei einem Strahldurchmesser des Pumplasers von gut 9 mm, dass sich etwa $n = 1,59 \cdot 10^{18}$ angeregte Ti^{3+} -Ionen pro Kubikzentimeter im oberen Laserniveau befinden, die ihre gespeicherte Energie durch stimulierte Emission abgeben können. Die eintreffenden Signallaserpulse haben nach der optisch parametrischen Verstärkung, anschließender Aufweitung und mehrfachen Spiegelreflexionen eine Pulsenergie von 22 mJ und einen Durchmesser von 9 mm, was einer Eingangsenergiedichte von $E_{in} = 0,03 \text{ J/cm}^2$ entspricht. Damit ist die Bedingung für den Bereich der Kleinsignalverstärkung ($E_{in} \ll E_S$) offensichtlich erfüllt. Unter Beachtung der Polarisation des Pumplasers und der zu verstärkenden Laserpulse sowie den Werten aus Tabelle 3.11 ergibt sich nach Gleichung (3.33) und (3.39) für den in dieser Arbeit behandelten Ti:Sa-Kristall mit einer Länge von 10 mm nach zwei Durchläufen eine Verstärkung von

$$G_{\perp} = 1,8 \dots 3,5 = G_{\parallel}$$

für senkrecht bzw. σ -polarisiertes und parallel bzw. π -polarisiertes Licht. Diese Werte sind aufgrund von idealisierten Annahmen wie eine einheitliche Inversionsdichte und ein homogenes

Strahlprofil größer als realistisch zu erwartende Verstärkungen und dienen einer quantitativen Abschätzung. Eine genauere, numerische Berechnung durch Lösung der Ratengleichungen (3.27) und (3.28) ergibt bei der vorgegebenen Geometrie beider Laserstrahlen eine Kleinsignalverstärkung von $G \approx 2$ [21].

Störende Effekte bei der Verstärkung

Wie im vorherigen Kapitel besprochen wird der Ti:Sa-Kristall im Bereich der Kleinsignalverstärkung betrieben, obwohl die Sättigungsverstärkung effizienter und stabiler ist. Der Grund für diese Entscheidung sind Einflüsse der Sättigungsverstärkung auf die Form des Laserspektrums. Aufgrund der nicht konstanten Verstärkungskurve von Titan:Saphir kommt es zur Aufsteilung der verstärkten Laserspektren und somit zur Einschnürung der spektralen Bandbreite [25]. Dieses *gain narrowing* wurde bereits im Kapitel 2.1.2 erwähnt und ergibt sich bei der Verstärkung im *Femtopower compact Pro*.

Ein weiterer Effekt bei der Sättigungsverstärkung ist das *gain shifting*. Auch hier liegt die Begründung in der nicht konstanten Verstärkungskurve, so dass das Intensitätsmaximum der eingehenden Laserpulse eine spektrale Verschiebung in Richtung des Verstärkungsmaximums des aktiven Mediums erfährt.

3.3.2 Eigenschaften und Aufbau

Der Ti:Sa-Kristall in dieser Arbeit hat eine zylindrische Form, ist 10 mm lang und hat einen Durchmesser von 12 mm. Die Ein- und Austrittsflächen sind nicht im *Brewster*-Winkel geschnitten, sondern poliert und Anti-Reflex beschichtet, so dass sowohl für Licht der Wellenlänge $\lambda_p = 532$ nm und $\lambda_s = 720 - 920$ nm nahezu keine Reflexionsverluste auftreten. Sein Einsatz im Düsseldorfer Lasersystem wurde in einer früheren Diplomarbeit beschrieben [21].

In Abbildung 3.36 ist der schematische Aufbau der Verstärkerlinie dargestellt. Beide Laserstrahlen werden in möglichst kleinen Winkeln durch den Ti:Sa-Kristall justiert, um eine homogene Besetzungsinversion zu schaffen und das kreisförmige Strahlprofil der Signallaserpulse beizubehalten. Die Verstärkerstrecke ist mit verkippbaren Spiegeln für einen zwei- oder dreimaligen Durchlauf aufgebaut. Darauf folgt jeweils die Einkopplung in das aufweitende *Galileo*-Teleskop zur Vorbereitung auf die Kompression.

Um eine möglichst homogene Inversionsdichte zu erhalten, wird der Verstärkerkristall von beiden Seiten optisch gepumpt. Außerdem wurde vor der Anschaffung des Ti:Sa-Kristalls die optimale Absorption für einen zweifachen Durchlauf bestimmt. Für die gegebene Geometrie des Ti:Sa-Kristalls und den Parametern des Pumplasers beträgt diese 63 % für einen Kristalldurchgang [21].

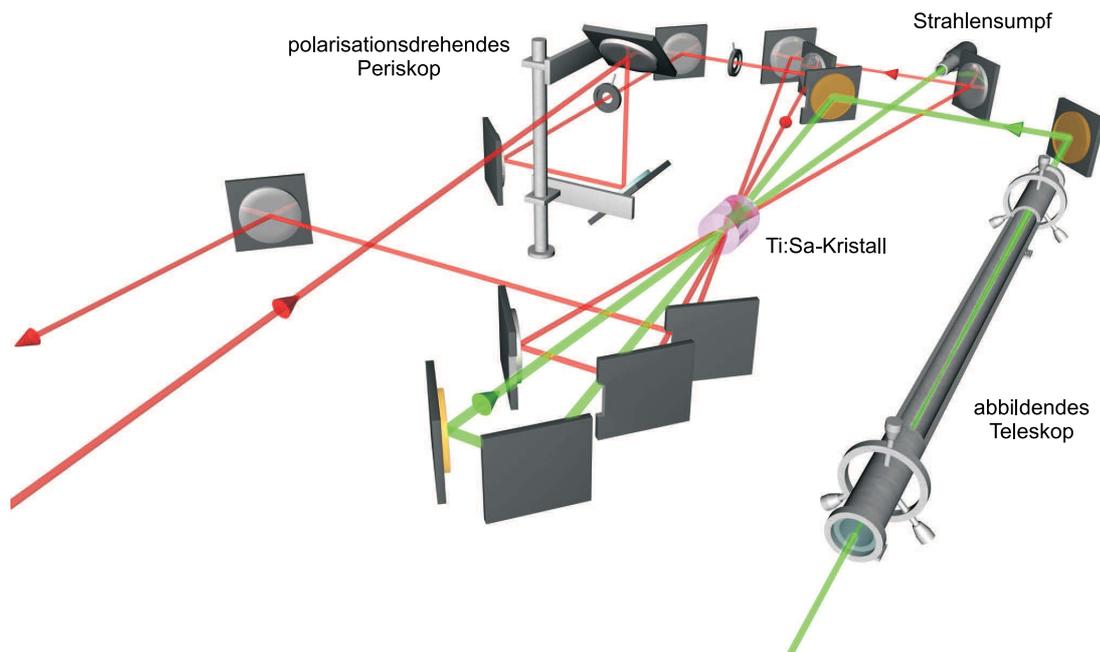


Abb. 3.36: Aufbau des Titan:Saphir-Nachverstärkers. Die Signallaserpulse durchlaufen eine Verzögerungsstrecke bevor ihre Polarisation durch ein invertierendes Periskop gedreht wird. Sie treffen etwa 29 ns nach den Pumplaserpuls ein und können durch stimulierte Emission verstärkt werden. Dargestellt ist ein dreifacher Durchgang, welcher durch zwei verkippbare Spiegel in einen zweifachen Durchlauf umgewandelt werden kann.

Wie im vorherigen Kapitel erläutert wurde, muss für eine optimale Verstärkung auf die Orientierung der Kristallachse geachtet werden. In den meisten Fällen wird mit einem quaderförmigen Ti:Sa-Kristall gearbeitet, dessen Endflächen in Bezug auf den Pumplaser im *Brewster*-Winkel geschnitten sind, was die Reflexionsverluste an der Oberfläche minimiert. Somit ist auch die Ausrichtung der Kristallachse durch den Hersteller schon festgelegt, da nur p-polarisiertes Licht, welches im material- und wellenlängenabhängigen *Brewster*-Winkel $\alpha_B(n)$ auf das Medium trifft, ungehindert transmittiert, während s-polarisiertes Licht reflektiert wird. Bei der in dieser Arbeit gegebenen zylindrischen Geometrie ist die Kristallachse senkrecht zur Symmetrieachse orientiert. Der Einbau dieses Ti:Sa-Kristallstabs ist damit in Bezug auf optimale Absorption und Emission nicht eindeutig. Ein Grund gegen die Anschaffung eines quaderförmigen Kristalls waren die höheren Kosten.

Absorptionsmessungen mit den frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laserpuls zeigen eine unerwünscht hohe Transmission in der anfänglich eingestellten Position. Bei einem einfachen Durchlauf der Pumplaserpulse wurden nur 40 % der Pulsenergie von dem Ti:Sa-Kristall absorbiert. Durch entsprechende Rotation des aktiven Mediums um seine Symmetrieachse konnte

die Kristallachse auf π -Polarisation ausgerichtet und die Absorption auf 63 % erhöht werden. Dies entspricht nach [21] dem optimalen Wert des in dieser Arbeit verwendeten Ti:Sa-Kristalls.

Neben einer Verminderung der Absorptions- und Emissionseigenschaften führt ein kleiner Azimutwinkel zwischen Kristallachse und der Schwingungsebene des elektrischen Feldes der zu verstärkenden Laserpulse auch zu einer Änderung ihrer Polarisation. In diesem Fall wirkt der Ti:Sa-Kristall doppelbrechend [68, 71]. Nachdem der Laserkristall optimal ausgerichtet ist, können die Signal- und Pumplaserpulse eingefädelt werden.

Die Nd:YAG-Laserpulse haben von Pulsanfang bis Pulsende eine zeitliche Ausdehnung von etwa 14 ns und benötigen aufgrund des Strahlweges weitere 7 ns, um den Laserkristall zweimal zu durchlaufen, was insgesamt zur Erzeugung der Besetzungsinversion einer Zeit von 21 ns entspricht. Die zu verstärkenden Signallaserpulse erreichen den invertierten Ti:Sa-Kristall nach

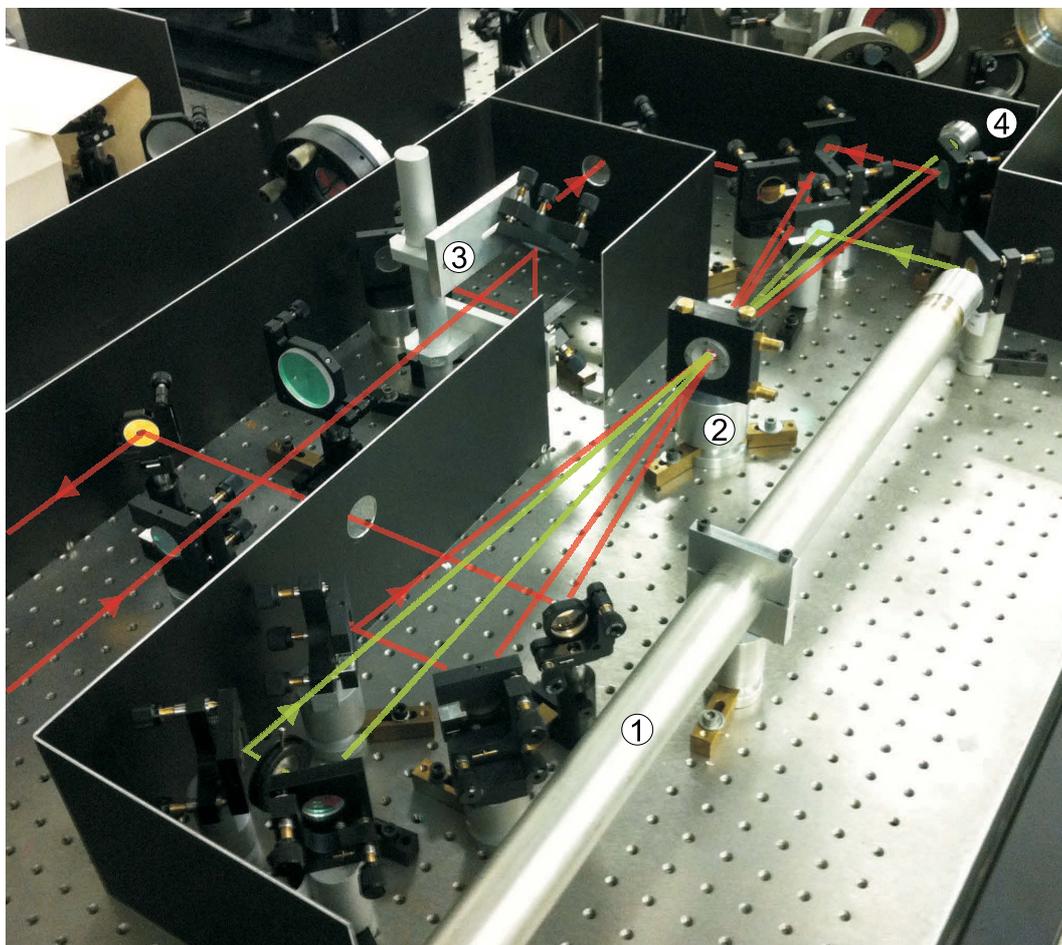


Abb. 3.37: Fotografie des Titan:Saphir-Nachverstärkers mit nachgezeichnetem Strahlengang: 1. abbildendes Teleskop der Pumplaserpulse, 2. Titan:Saphir-Kristall, 3. polarisationsdrehendes Periskop, 4. Strahlensumpf

Durchlaufen der Verzögerungsstrecke und weiteren Reflexionen etwa 29 ns nach Eintreffen der Pumplaserpulse. Da die Lebensdauer des oberen Laserniveaus von Titan:Saphir $3,2 \mu\text{s}$ beträgt, ist durch die beschriebenen Laufzeiten eine gute zeitliche Synchronisation zwischen der Erzeugung der Besetzungsinversion und dem Eintreffen der Signallaserpulse gegeben. In Abbildung 3.37 ist eine Fotografie des Titan:Saphir-Nachverstärkers mit nachgezeichnetem Strahlengang gezeigt.

3.3.3 Ergebnisse

Eine anfängliche Kleinsignalverstärkung von $G = 1,3$ konnte im Verlauf dieser Arbeit durch genaue Justage der Kristallachse in Bezug auf π -Polarisation des Pumplasers und der zu verstärkenden Laserpulse auf $G = 1,9$ verbessert werden, was in Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen ist. Ergebnisse dieser verstärkten Spektren werden in Abbildung 3.38 gezeigt. Dargestellt ist der Vergleich zwischen Spektren der Signallaserpulse nach zweifachem Durchgang durch den Ti:Sa-Kristall mit und ohne Verstärkung.

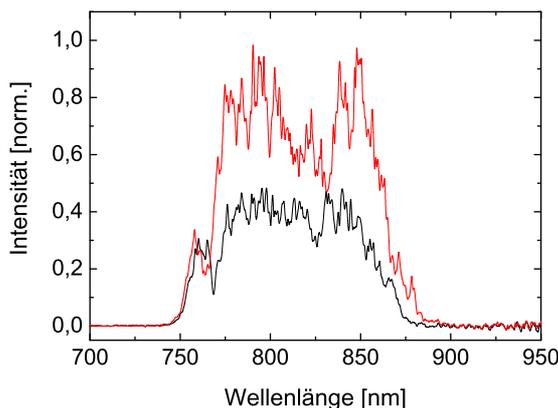


Abb. 3.38: Spektren der Signallaserpulse nach zweifachem Durchgang durch den Ti:Sa-Kristall. Verglichen werden verstärkte (rot) und unverstärkte (schwarz) Laserpulse. Die Verstärkung beträgt in diesem Fall einen Faktor von 1,9.

Allerdings hat ein parasitärer absorbierender Effekt diese Verstärkung zunichte gemacht. Es wurde bei dem vorliegenden Ti:Sa-Kristall eine Art nichtlineare Absorption vermehrt im roten Spektralbereich beobachtet, so dass die Verstärkung kaum die Verluste kompensierte. Dieser Effekt ist unbekannt und konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht gänzlich untersucht werden. Eventuelle Herstellungs- oder Dotierungsfehler sind nicht auszuschließen, eine Neuanschaffung war keine Option.

Die verstärkten Signallaserpulse sollten durch die Ti:Sa-Nachverstärkung einen weiteren Energiezuwachs erhalten, die Absorption limitierte die Ausgangsenergien aber auf 23 - 25 mJ. Die Auswirkungen dieses Effekts waren abhängig von der Laserpulsenergie, so dass die Absorption nichtlinear mit der Pulsenergie anstieg.

In Abbildung 3.39 (a) sind Spektren der optisch parametrisch verstärkten Laserpulse nach zweifachem Durchgang durch den Ti:Sa-Kristall dargestellt. Diese Ergebnisse zeigen transmit-

tierte Laserpulse ohne Nachverstärkung, die nach ihrem Austritt aus dem Ti:Sa-Kristall nur noch eine Energie von 13-14 mJ haben. Daraus ergibt sich eine nichtlineare Absorption von etwa 40 %. Strahlverluste durch Streuung oder Reflexion konnten genauso wie Beschädigungen am Ti:Sa-Kristall ausgeschlossen werden. Abbildung 3.39 (b) zeigt Spektren der Signallaserpulse vor und nach der Verstärkung durch den Ti:Sa-Kristall. Wie aus diesen Darstellungen

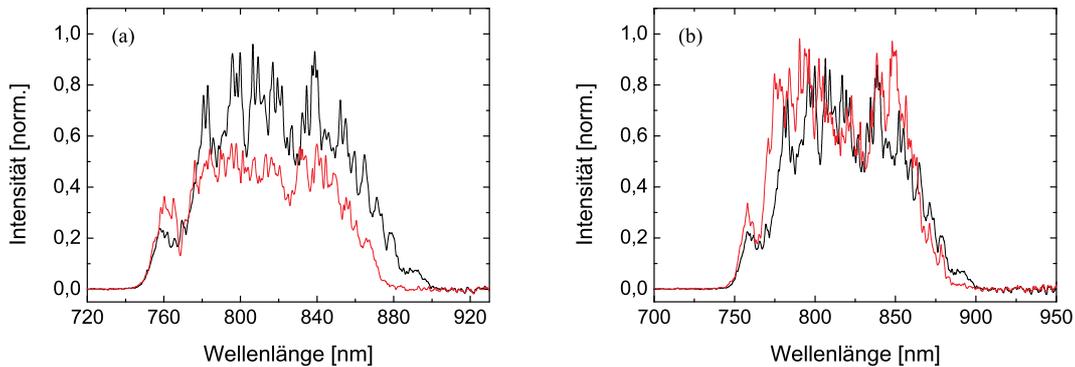


Abb. 3.39: Spektren der Signallaserpulse innerhalb der Ti:Sa-Verstärkerlinie. In (a) sind Spektren vor (schwarz) und nach (rot) zweifachem Durchgang durch den Ti:Sa-Kristall ohne Verstärkung zu sehen. Innerhalb dieses Spektralbereichs sollte Titan:Saphir transparent sein, aber die transmittierten Laserpulse erfahren nichtlineare Absorption. (b) zeigt Spektren der Laserpulse vor und nach der Verstärkung, die Ausgangsenergien sind gering gestiegen.

ersichtlich wird, erfahren die ankommenden optisch parametrisch verstärkten Laserpulse innerhalb des Ti:Sa-Kristalls nichtlineare Absorption und verlieren bei der Transmission vermehrt im langwelligen Bereich an Energie. Wird die Verstärkung durch den Kristall erlaubt, so steigt die Energie der Laserpulse aufgrund induzierter Emission wieder an, Ergebnis sind aber vergleichbare spektrale und energetische Eigenschaften wie durch die optisch parametrische Verstärkung allein.

Erwartet wurde neben einem Energiezuwachs eine Glättung des Spektrums und ein Abflachung der spektralen Kanten. Diese Überlegungen begründen sich durch die nicht konstante Verstärkungskurve von Titan:Saphir und hätten zu einer kleinen Verringerung der spektralen Bandbreite geführt, aber vermutlich auch zu einer besseren zeitlichen Struktur der komprimierten Laserpulse.

Eine weitere Kontrolle der Lasertätigkeit des in dieser Arbeit verwendeten Ti:Sa-Kristalls erfolgte durch die Beobachtung der spontanen Emission. Die Aufnahme eines solchen Spektrums ist in Abbildung 3.40 dargestellt und zeigt den bekannten Emissionsbereich von 600 - 1000 nm.

Eine mögliche Begründung für den nichtlinearen Effekt ist Zwei-Photonen-Absorption in-

nerhalb der Signallaserpulse. In der konventionellen Verstärkung von Ti:Sa-Laserpulsen wird dieser Effekt nicht beobachtet, weil die Bandbreite und Energie der Laserpulse begründet durch *gain narrowing* nicht ausreichen, um diese Absorption zu induzieren. Bestehende Ti:Sa-Lasersysteme mit Maximalleistungen im Terawattbereich und mehr liefern Laserpulse mit spektralem und zeitlichem *Gauß*-Profil, Halbwertsbreiten unter 80 nm und Energien von einigen Joule. Auch wenn die Pulsenergie hoch ist, besitzen diese Laserpulse keine Spektralkomponenten von 840-910 nm mit Energien von mehreren Millijoule. Die optisch parametrisch verstärkten Signallaserpulse in dieser Arbeit bieten diesen sehr breiten Spektralbereich mit näherungsweise konstanter Energieverteilung.

Das Absorptionsmaximum von Ti:Sa liegt bei etwa 490 nm und auch Licht der Wellenlänge bis 420 nm wird noch effizient absorbiert. So wurden eventuell Photonen der Signallaserpulse im Bereich zwischen 840 nm und 910 nm absorbiert, was entsprechend der Zwei-Photonen-Absorption energetisch äquivalent zu einzelnen Photonen mit Wellenlängen von 420-455 nm ist. In den aufgenommenen Spektren ist zu beobachten, dass der langwellige Bereich höhere Verluste erfuhr als die kürzeren Wellenlängen, dennoch kann diese Annahme dadurch noch nicht bestätigt werden. Durch weitere Experimente sollte die spektrale Absorption des Ti:Sa-Kristalls in Abhängigkeit von der Polarisation der Signallaserpulse untersucht werden. Im Fall vorhandener Zwei-Photonen-Absorption sollte diese nichtlinear von der Polarisation der Laserpulse abhängen. Darüber hinaus können durch spektrale Filterung entsprechende Bereiche in den Signallaserpulsen ausgeblendet werden, um zu erforschen ob auch eine nichtlineare Absorption im Bereich zwischen 750-800 nm stattfindet. Diese spektrale Manipulation kann auch in der *Fourier*-Ebene des *Öffner*-Streckers erfolgen, indem gewisse Spektralanteile an ihrer weiteren Propagation gehindert werden.

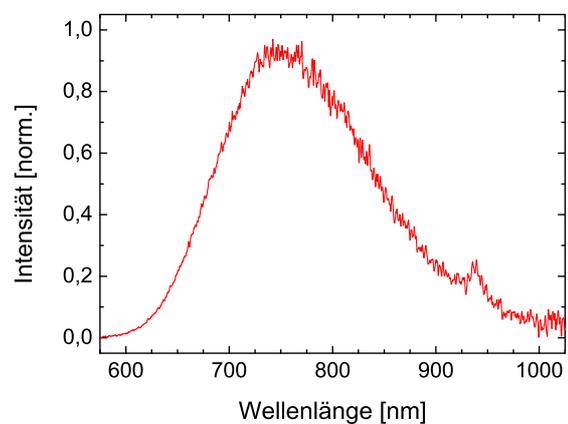


Abb. 3.40: Aufgenommenes Spektrum der spontanen Emission des Ti:Sa-Kristalls

In Abbildung 3.41 sind die Strahlprofile der Signallaserpulse vor und nach der Verstärkung durch den Ti:Sa-Kristall dargestellt. Auch an dieser Position im Lasersystem ist die räumliche Intensität in Näherung noch *gauß*verteilt. Nach der Verstärkung sind schwach ausgeprägte Beugungsringe vorhanden, die beim Durchlauf durch das Lasermedium bzw. durch die kreisförmigen Kanten der Kristallhalterung entstehen.

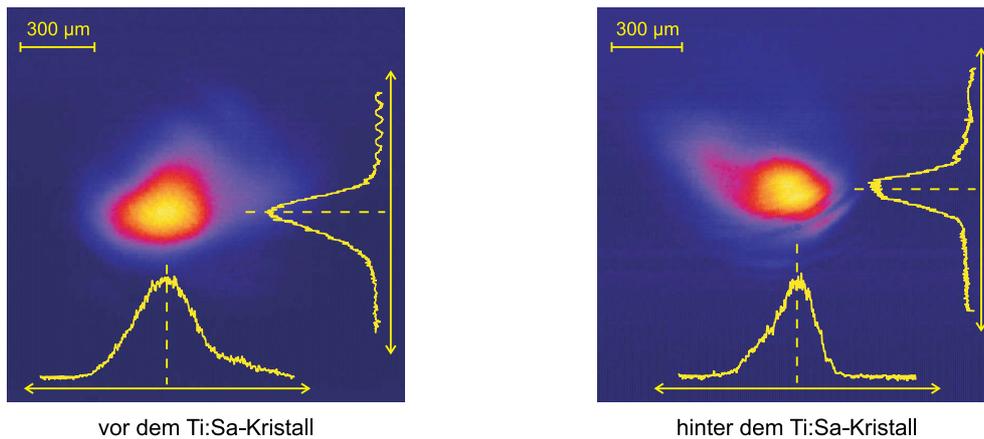


Abb. 3.41: Strahlprofil der Signallaserpulse vor und nach der Verstärkung durch den Ti:Sa-Kristall. Die räumliche Intensitätsverteilung ist in Näherung *gaußförmig*. Schwach ausgeprägte Beugungsringe entstehen durch die kreisförmigen Kanten der Kristallhalterung.

Zusammenfassend bleibt diese nichtlineare Absorption ungeklärt und unerwartet für das gut bekannte Lasermedium Titan:Saphir. Die Verstärkung sollte ohne merkbare Absorption einen Faktor zwei betragen, was etwas schmalbandigere Spektren und Ausgangsenergien von etwa $E_{out} \approx 44 \text{ mJ}$ zur Folge hätte. Ein weiterer Einsatz dieses Nachverstärkers ist aber aufgrund der geschilderten Ergebnisse nicht praktikabel.

3.4 Der Kompressor

Das Kompressorsystem ist in etwa komplementär zum Streckersystem aufgebaut, um die eingeführte Dispersion zu kompensieren und so den Ausgangszustand der spektralen Phase der Laserpulse wiederherzustellen. Zusätzlich zur kontrolliert eingeführten Dispersion sammeln die Laserpulse weitere Dispersion bei ihrem Weg durch das Lasersystem auf, sei es beim Durchgang durch Verstärkermedien, durch Reflexion an dielektrischen Spiegeln oder auch bei ihrer Propagation durch Luft. Entsprechend muss die Justage des Kompressors nicht nur komplementär zum Streckersystem erfolgen, sondern darüber hinaus die zusätzlich entstandene Dispersion mitkompensieren. Insgesamt zielt dies auf eine Minimierung der einzelnen Dispersionskomponenten ab, so dass eine bestmögliche Kompression nahe der Bandbreitenbrechung ermöglicht wird. Die Kompression der ge chirpten und optisch parametrisch verstärkten Laserpulse wird im Hybridlasersystem in Düsseldorf in einem Zwei-Gitter-Kompressor durchgeführt [72]. Der Aufbau dieses Kompressors, die Justage und die erzielten Ergebnisse werden in den nächsten Kapiteln detailliert beschrieben.

Das Design und die Eigenschaften des Kompressorsystems wurden im Rahmen zweier Diplomarbeiten beschrieben [19, 20]. In der vorliegenden Arbeit wurde dieses System fertig gestellt und für die Kompression der verstärkten Laserpulse erfolgreich eingesetzt. Der Zwei-Gitter-Kompressor wurde in dem vorgesehenen Vakuumkessel neu aufgebaut und ins Gesamtsystem integriert. Die Justage der Reflexionsgitter und die Kompensation der Dispersion der verstärkten Laserpulse wurden mit einer in dieser Arbeit entwickelten Diagnostik zur Autokorrelation durchgeführt (vgl. Kapitel 4.1.2).

3.4.1 Aufbau und Justage

Die Signallaserpulse wurden für die optisch parametrische Verstärkung zeitlich weit gestreckt, indem hohe Dispersion durch den in Kapitel 3.1 beschriebenen Gitterstrecker eingeführt wurde. Analog erfolgt die Kompensation der Dispersion aufgrund von Beugung in einem Gitterkompressor. Bevor die Laserpulse in den Kompressor geleitet werden, durchlaufen sie nach

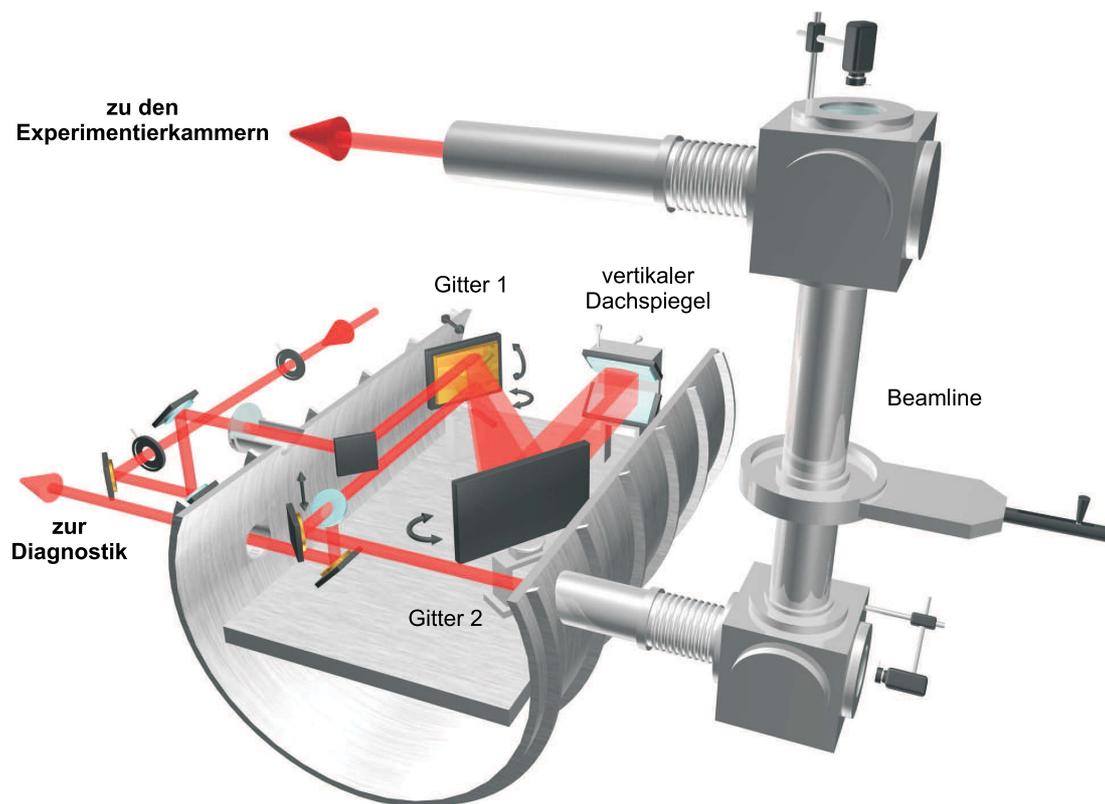


Abb. 3.42: Aufbau des Kompressorsystems: In einem evakuierten Kessel werden die Laserpulse an zwei Gittern und mittels Rückreflexion vierfach gebeugt und dadurch zeitlich komprimiert. Nachfolgend können die Laserpulse zu den Diagnostikeinheiten oder zu den Experimenten geleitet werden.

Durchgang durch den Ti:Sa-Nachverstärker bzw. nach der optisch parametrischen Verstärkung ein aufweitendes *Galilei*-Teleskop. Dieses Teleskop ist durch zwei sphärische Goldspiegel aufgebaut und ist wie das zuvor durchlaufene abbildende Teleskop ein Schiefspiegler-Teleskop. Eine kurze Beschreibung dieser Art von Teleskop wird im Anhang A gegeben.

In Abbildung 3.42 ist der Aufbau des Zwei-Gitter-Kompressors des Düsseldorfer Lasersystems mit anschließender Strahlführung dargestellt. Der restliche Strahlweg ist ab dieser Position evakuiert, weil die Laserpulse innerhalb des Kompressors Intensitäten erreichen, die ausreichen, um Luftmoleküle zu ionisieren. Dies würde zu Energieverlust und spektralen Mo-

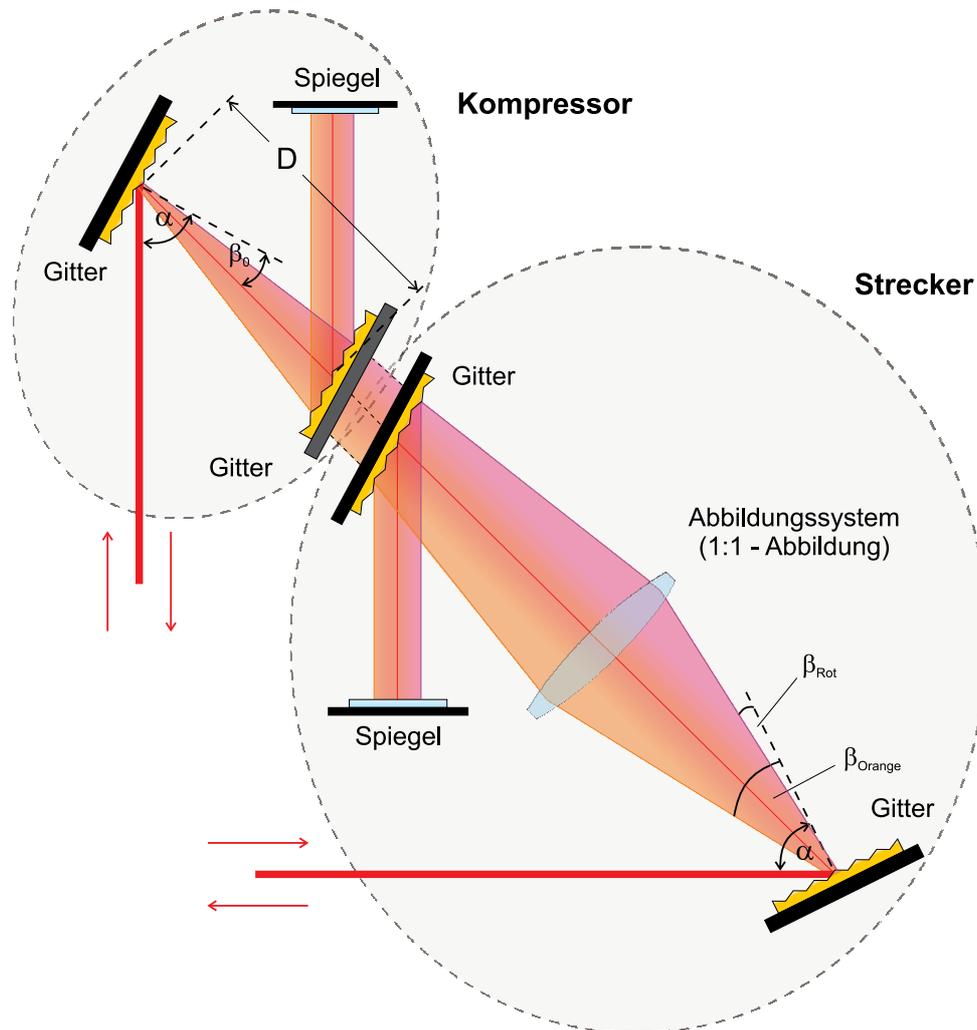


Abb. 3.43: Komplementärer Aufbau eines Strecker-Kompressor-Systems. Aufgrund des gleichen Einfallswinkels und der entsprechenden Ausrichtung der Gitter erfahren die spektralen Anteile der eintretenden Lichtpulse in beiden Systemen betragsmäßig gleiche aber inverse Laufzeitunterschiede.

dulationen führen und könnte darüber hinaus die vorhandenen Optiken, insbesondere die Reflexionsgitter, beschädigen.

Die verstärkten Signallaserpulse werden auf 5 cm aufgeweitet und treten über ein Periskop durch ein beidseitig breitbandbeschichtetes Fenster in den Kompressorkessel ein. Dieser hat im evakuierten Zustand einen Absolutdruck von $5 \cdot 10^{-6}$ mbar. Bezüglich ihrer Ausbreitungsrichtung sind die Lichtpulse p-polarisiert und die Gitterlinien entsprechend orthogonal ausgerichtet. Durch Beugung an zwei Reflexionsgittern, anschließende Höhenänderung und Umkehrung des Strahlweges durch einen vertikalen Dachspiegel und erneute zweimalige Beugung werden die Spektralanteile der Laserpulse wieder räumlich überlagert und zeitlich zusammengeführt.

Bei der optimalen Einstellung des Gitterabstandes D und des Einfallswinkels α sind nach [19] die Dispersionskomponenten D_2 und D_3 vollständig kompensiert, weitere Dispersionskomponenten können durch den Einsatz eines *Dazzlers* kontrolliert werden, so dass sich die Pulsdauer der Laserpulse weiter ihrem *Fourier*-Limit nähert. Durch verfahrbare Spiegel kann das Laserlicht in verschiedene Richtungen aus dem Kompressorsystem gelenkt werden. So ist es möglich die Laserpulse zur Charakterisierung zurück auf den optischen Tisch zu leiten oder sie auf den Strahlweg zu den Experimentierkammern zu führen. Nachfolgende Reflexionen an Spiegeln erfolgen ab dieser Position bevorzugt an Metalloberflächen wie Silber oder Gold.

Kompressordaten	
Einfallswinkel α	57,0°
Gitterabstand D	399,8 mm
senkrechter Gitterabstand D_0	369,4 mm
Gitter-Liniendichte N	1480/mm
zentraler Beugungswinkel β_0	22,5°
Geometrie Gitter 1	220 mm \times 165 mm
Geometrie Gitter 2	350 mm \times 190 mm

Tab. 3.12: Charakteristiken der Kompressoranordnung im Düsseldorfer Lasersystem.

Wie bereits angesprochen sollte der Aufbau eines Strecker-Kompressor-Systems in erster Linie komplementär erfolgen. Abbildung 3.43 soll die Geometrie unter Verwendung von Gittern grafisch veranschaulichen. Die ein- und austretenden Lichtpulse treffen in beiden Anordnungen unter dem Einfallswinkel α auf das erste Reflexionsgitter und werden durch anschließende mehrfache Beugung zeitlich gestreckt bzw. komprimiert. Die eingeführten spek-

tralen Laufzeitunterschiede sind in beiden Baugruppen betragsmäßig identisch aber invers. Die Begriffe Strecker und Kompressor sind chronologisch begründet, die Anordnung kann ebenso rückwärts durchlaufen werden (erst „Kompressor“, dann „Strecker“), dies würde zum selben Ausgangszustand führen. Die Linse in der Streckereinheit steht als Platzhalter für ein Abbildungssystem, in dem in dieser Arbeit aufgebauten *Öffner*-Strecker entspricht es dem konkav-konvexen Galilei-Spiegelteleskop (vgl. Abbildung 3.5). Aufgrund dieser geometrischen Zusammenhänge bestimmt der Aufbau des *Öffner*-Streckers den Aufbau des Kompressors, so dass die Parameter des Streckers direkten Einfluss auf die Einrichtung des Kompressors haben. Das Design und die Geometrie dieser Baugruppen wurden im Rahmen zweier Diplomarbeiten entwickelt und berechnet [19, 20]. In der folgenden Tabelle 3.12 sind einige Daten zum Kompressorsystem festgehalten.

Justage

Die Justage erfolgt in mehreren Schritten. Zuerst werden die Optiken an den geometrisch berechneten Stellen positioniert, dies kann nur in Millimeter Genauigkeit erfolgen. Zur angenehmeren Einrichtung wird das System vorerst mit Hilfe der Laserpulse des *Femtopower compact Pro* aufgebaut, da diese eine Repetition von 1 kHz haben und dem menschlichen Auge kontinuierlich erscheinen. Nach Eintritt in den Kompressorkessel werden die Lichtpulse durch einen goldenen Einkoppelspiegel auf das erste Reflexionsgitter gelenkt. Dieses Gitter 1 wird zunächst so orientiert, dass der Laserstrahl in sich zurückreflektiert wird. Nun kann mit Hilfe der Winkelskala an der Gitterhalterung das Gitter 1 auf den berechneten Einfallswinkel von 57° eingestellt werden, dies geschieht motorisiert. Gitter 2 ist so im berechneten Gitterabstand aufzustellen, dass das Laserlicht parallel zum Eingangstrahl auf den vertikalen Dachspiegel fällt. Der Aufbau kann dadurch kontrolliert werden, dass nach Rückreflexion durch die planaren Dachspiegel die Laserpulse senkrecht unterhalb der Eingangspulse auf das Gitter 1 treffen. Weiterhin muss das Laserlicht mittig unterhalb des Einkoppelspiegel propagieren, um anschließend den Kompressor über einen weiteren Goldspiegel zu verlassen. Der vertikale Dachspiegel verursacht einen Versatz von 7 cm, dieser kann vor seinem Einsatz außerhalb des Kompressors mittels Justagelaser und Höhenmessung auf großer Entfernung genau eingestellt werden. Zuletzt wird ein verfahrbarer Spiegel im Strahlengang positioniert, der zur Auskopplung der Laserpulse für Untersuchungszwecke dient. Somit ist der grobe mechanische Aufbau abgeschlossen.

Zur genauen Einrichtung und um die Justage im evakuierten Zustand zu beenden, sind die beweglichen Freiheitsgrade beider Gitter mit Linearmotoren ausgestattet. Gitter 1 ist in Normalenrichtung verfahrbar und zusätzlich um eine vertikale Achse drehbar (vgl. Abbildung 3.42). Dies dient der Einstellung des Gitterabstandes und des Einfallswinkels. Ein dritter

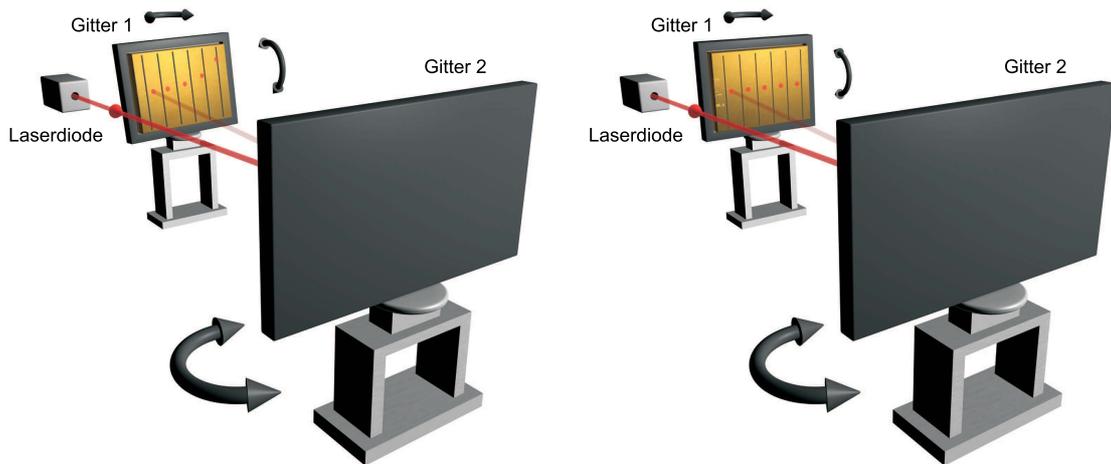


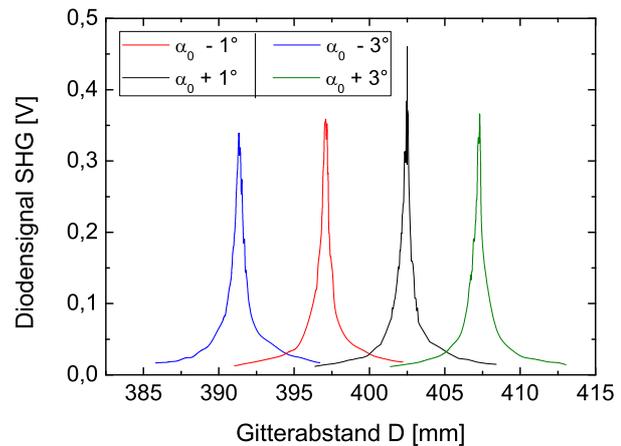
Abb. 3.44: Nichtparallele Gitteroberflächen verursachen Winkeldispersion und Pulsfrontschiefstellung. Eine erste Kontrolle erfolgt durch Untersuchung reflektierter Laserstrahlen. Verkippungen um eine horizontale und vertikale Achse führen zu einer asymmetrischen Punktfolge der Reflexionen. Nach entsprechender Ausrichtung sollten die Reflexionspunkte äquidistant und in einer Ebene parallel zur spektralen Aufspaltung verteilt sein.

Freiheitsgrad bildet die Neigung um eine horizontale Achse unter Einsatz eines Goniometers. Gitter 2 besitzt nur die Möglichkeit der Drehung um die y -Achse, weitere Freiheitsgrade sind nicht notwendig. Einzig allein die Rotation um die Gitternormale wurde in keiner Halterung montiert, hier wird davon ausgegangen, dass die Gitterlinien entsprechend den Herstellerangaben genaue Parallelität bzw. Orthogonalität mit den Gitterkanten bilden. Mit diesen Möglichkeiten der Positionsänderung können die Gitter optimal aufeinander eingestellt werden. Ausschlaggebend für eine erfolgreiche Kompression ist schließlich die Parallelität der Gitteroberflächen oder vielmehr die Parallelität der Gitterlinien der beiden Gitter zueinander. Wie im Unterkapitel 4.2 dargelegt, führt eine Abweichung von dieser Parallelität zu Winkeldispersion und dadurch zur Erhöhung der Pulsdauer und lokalen Vergrößerung des Fokus und schlussendlich zu einer Verringerung der maximal erreichbaren Intensität. Zusätzlich verursacht eine Nichtparallelität der Gitter auch eine imperfekte räumliche Zusammenführung der spektralen Pulsanteile.

Um die Ausrichtung der Gitteroberflächen bzw. Gitterlinien zu kontrollieren, werden unter Verwendung einer Laserdiode zuerst die Reflexionen nullter Ordnung auf den Gittern untersucht. Diese Laserdiode emittiert Licht der Wellenlänge 800 nm und sollte so platziert werden, dass möglichst viele Reflexionen beobachtet werden können. Bei Schiefelage der Gitteroberflächen zueinander ergibt sich eine nicht äquidistante Folge von Lichtpunkten, deren Verlauf

zusätzlich nach oben oder unten gebogen sein kann (s. Abbildung 3.44). Die Korrektur des Punktabstandes erfolgt durch Drehung von Gitter 1 oder 2, die Neigung von Gitter 1 hebt die Biegung nach oben oder unten auf. Ist dieser Justageschritt abgeschlossen, sind die Gitter hinreichend parallel zueinander ausgerichtet. Die Punktfolge der ersten Beugungsordnungen gibt Auskunft über die Lage der Gitterlinien und ist abhängig von der Qualität der Gitter durch die vorherige Justage bereits gut eingestellt. Eine Feinjustage bezüglich der Parallelität und Minimierung von Winkeldispersion wird mit Hilfe spektral aufgelöster Interferometrie durchgeführt (vgl. Kapitel 4.2).

Abb. 3.45: Ergebnis der Vorjustage mittels Frequenzverdopplung. Durch Erzeugung der zweiten Harmonischen in einem BBO-Kristall konnte eine Position mit maximaler Intensität gefunden werden. Diese ist Ausgangspunkt für die weitere Justage.



Nachdem der Strahlengang innerhalb des Kompressorsystems justiert ist, können die Laserpulse zur Charakterisierung auf den optischen Tisch gelenkt werden. Es folgt eine Messung zur Vorbereitung der Autokorrelation. Da es abhängig vom Einfallswinkel α einen optimalen Gitterabstand D gibt, ist es vorteilhaft, den Bereich der besten Einstellungen einzugrenzen und dadurch die spätere Feinjustage durch Autokorrelationsmessungen zu erleichtern. Generell ist es möglich, durch die beiden Freiheitsgrade α und D entsprechend zwei Dispersionordnungen zu kompensieren. Dies sollten D_2 und D_3 sein, weil sich diese Dispersionkomponenten am stärksten auf die Phasenstruktur der Laserpulse auswirken. Da diese Werte aber nicht direkt messbar sind, wird bei der zeitlichen Kompression in der Regel auf maximale Intensität der austretenden Laserimpulse justiert.

Die Berechnungen des optimalen Einfallswinkels und Gitterabstandes konnten nur komplementär zum *Öffner*-Strecker und durch weitere Abschätzungen der zusätzlichen Dispersion durch Luft und andere Materialien erfolgen, so dass die für den konkreten Aufbau tatsächlichen Werte α_{opt} und D_{opt} von den kalkulierten und eingestellten Werten abweichen.¹ Um

¹Bei dem in dieser Arbeit beschriebenen Aufbau propagieren die Laserpulse durch etwa 30 m Luft, 20 mm Quarzglas und 24 mm BBO-Kristall. Dies allein entspricht nach Tab. 3.2 einem zusätzlichen Wert für D_2 von $D_2 = 612 \text{ fs}^2 + 724 \text{ fs}^2 + 1795 \text{ fs}^2 = 3131 \text{ fs}^2$.

diesen optimalen Bereich genauer zu lokalisieren, wurde das Laserlicht nach seinem kompletten Durchgang durch das Lasersystem in einem BBO-Kristall frequenzverdoppelt und die Intensitätskurve dieser SHG (*second harmonic generation*) mit einer Diode in Abhängigkeit des Gitterabstandes für verschiedene Winkel α aufgenommen (s. Abbildung 3.45). Der angegebene Winkel α_0 in der Abbildung entspricht den anfänglich eingestellten 57° . Die Variationen des Gitterabstandes und des Einfallswinkels wurden an vorhandenen Skalen abgelesen und mit Hilfe von *Heidenhain*-Wegabnehmern überprüft. Einzig allein der Absolutwert des initialen Gitterabstandes wurde mit 399,8 mm als gegeben angenommen, dies ist aber für die qualitative Aussage der Messung ohne Bedeutung. Gegenfalls kommt es zu einer globalen Verschiebung der Messkurven, der relative Abstand der Messungen untereinander und die quantitativen Werte des Diodensignals bleiben davon unbeeinflusst.

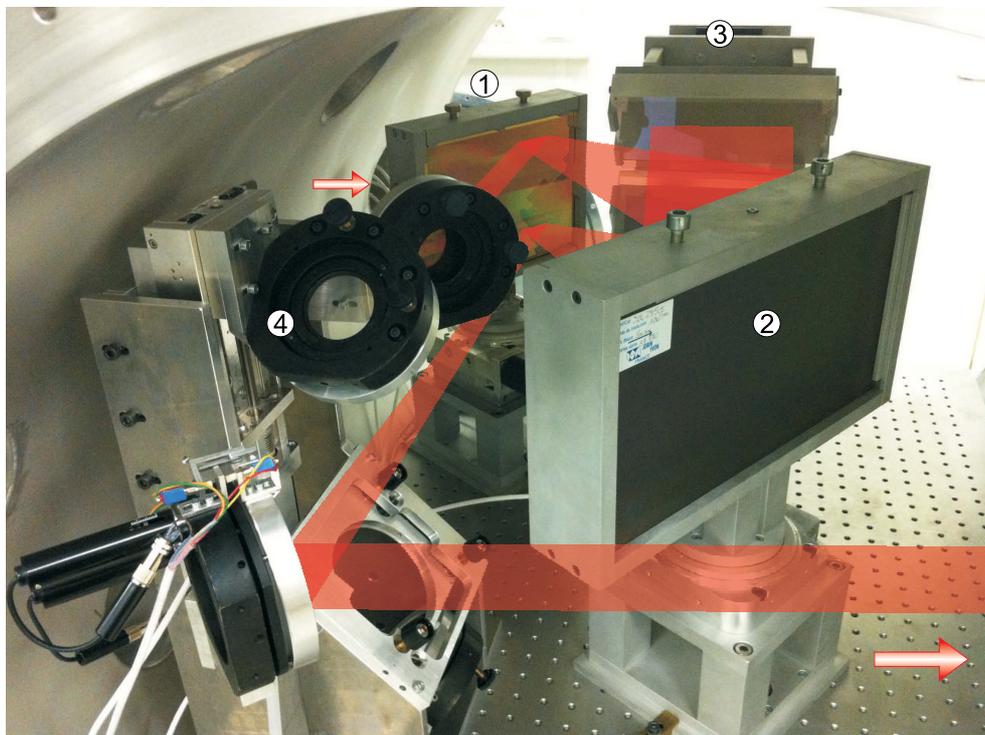


Abb. 3.46: Fotografie des Gitterkompressors: 1. erstes Reflexionsgitter, 2. zweites Reflexionsgitter, 3. vertikaler Dachspiegel, 4. verfahrbarer Spiegel zur Umlenkung zu den Diagnostikeinheiten

Schließlich wird die Justage durch Autokorrelationsmessungen mit dem in Kapitel 4.1.2 beschriebenen selber entworfenen untergrund- und dispersionfreien Einzelschuss-Autokorrelator zweiter Ordnung an dieser Position fortgeführt und beendet. Ergebnisse dieser Messungen sind nachfolgend abgebildet und zeigen, dass die verstärkten Laserpulse erfolgreich komprimiert

werden konnten. Zur Veranschaulichung des beschriebenen Aufbaus ist in Abbildung 3.46 eine Fotografie des Gitterkompressors mit angedeutetem Strahlengang gezeigt.

3.4.2 Ergebnisse

Nachdem der Gitterkompressor aufgebaut, evakuiert und durch die Intensitätsmessung des SHG-Signals vorjustiert ist, erfolgt die Feinjustage durch Autokorrelationsmessungen. Die optisch parametrisch verstärkten Laserpulse werden durch den Kompressor geleitet und nach Umlenkung durch den vertikal verfahrbaren Spiegel zurück auf den optischen Tisch zum Einzelschuss-Autokorrelator gelenkt. In Abbildung 3.47 sind Spektren der Laserpulse vor und nach Transmission durch den Gitterkompressor dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die spektra-

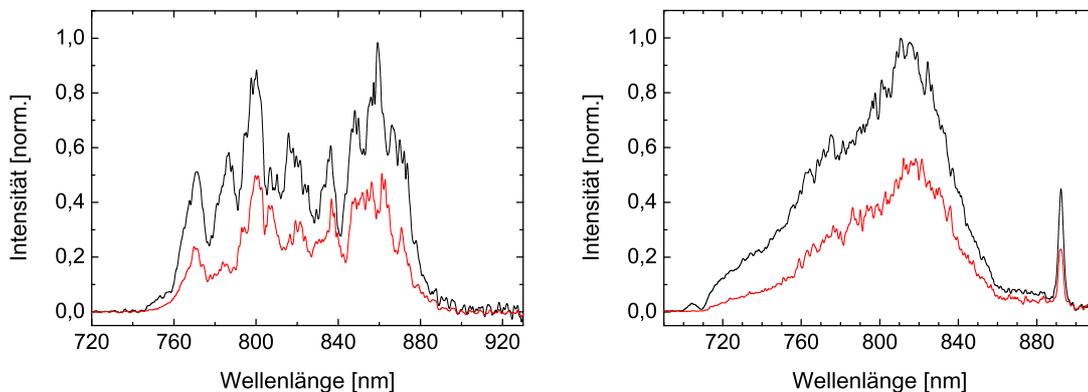


Abb. 3.47: Spektren von Laserpulsen vor und nach Durchgang durch den Zwei-Gitter-Kompressor. In (a) sind Spektren verstärkter Laserpulse mit Wellenlängen zwischen 740-900 nm zu sehen. Die spektrale Bandbreite des Kompressors reicht aber noch weiter, wie in (b) zu erkennen ist. Hier ist die Transmission von Oszillatorpulsen des *Femtopower compact Pro* dargestellt. Aufgrund von Ablagerungen auf den Gittern beträgt die Transmission etwa 54 %, diese ist im gesamten Spektralbereich näherungsweise konstant.

le Bandbreite der verstärkten Signallaserpulse beim Durchlauf durch das Kompressorsystem erhalten bleibt, darüber hinaus ist das System für einen noch größeren Spektralbereich ausgelegt [20]. Die Transmissionseffizienz beträgt allerdings nur 54 %, was durch Ablagerungen auf den Reflexionsgittern begründet ist. Diese Trübung entstand durch Restgase an der Innenwand des Kompressorkessels, der bei seiner Anfertigung auf spezielle Art gebeizt wurde. Eine Säuberung der Gitter durch Einsatz einer UV-Lampe sollte die Transmission auf Standardwerte zwischen 65 - 70 % steigen lassen.¹

¹UV-Strahlung in Zusammenhang mit Luft bildet reaktives Ozon (O_3), welches mit Ablagerungen auf den Gitteroberflächen reagiert, diese in die Gasphase aufnimmt und so die Gitter reinigt.

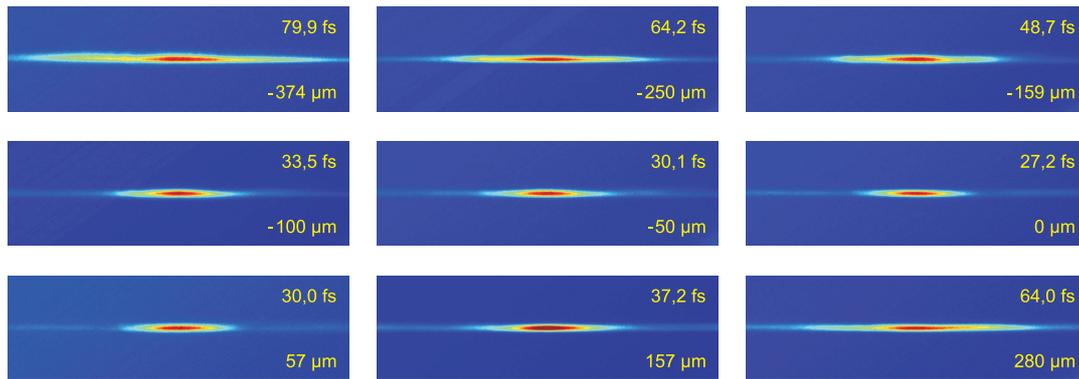


Abb. 3.48: Autokorrelationsspuren der verstärkten Signallaserpulse nach Propagation durch das gesamte Düsseldorfer Lasersystem. In Abhängigkeit des Gitteranstandes D sind die SFG-Signale für einen festen Einfallswinkel α abgebildet. Angegeben ist außerdem die jeweilige Pulsdauer $\Delta\tau$.

Ziel der Autokorrelationsmessungen ist es, die optimale Kombination aus Einfallswinkel α und Gitterabstand D zu finden. Die Systematik besteht folglich darin für einen festen Winkel α den Gitterabstand zu verfahren und in Bezug auf die Autokorrelationsspur die kürzest mögliche Pulsdauer für diesen Einfallswinkel zu finden. Analog zu der in Kapitel 4.1 beschriebenen Messung mit den Laserpulsen des *Femtopower compact Pro* und der Variation der Prismenposition kann das SFG-Signal in Echtzeit beobachtet und optimiert werden. Beim Verfahren des Gitterabstandes durch Translation von Gitter 1 ist ein Zusammenziehen und wieder Auseinanderlaufen der Autokorrelationsspur zu beobachten, Abbildung 3.48 zeigt eine repräsentative Messreihe.

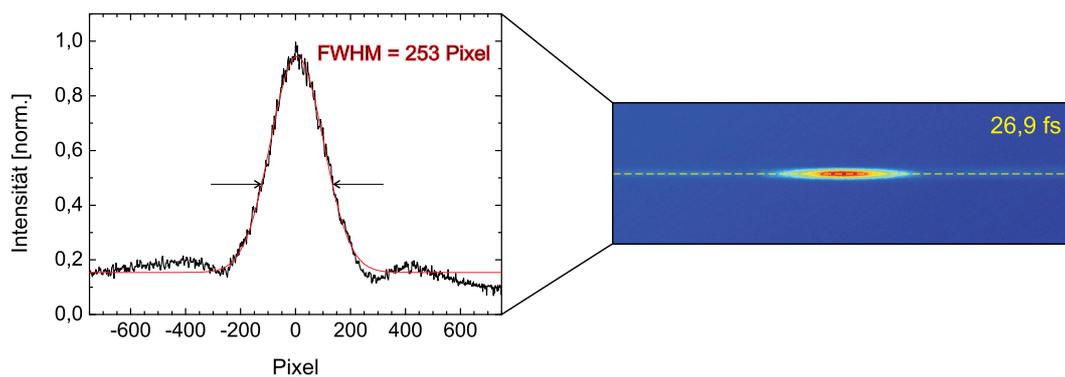


Abb. 3.49: Autokorrelationsspur und Auswertung nach Justage des Zwei-Gitter-Kompressors. Diese Ergebnisse zeigen die minimal erreichte Pulsdauer nach Einstellung der Reflexionsgitter auf optimalen Einfallswinkel α und Gitterabstand D . Eine weitere Reduktion der Pulsdauern erfolgt durch einen akustooptischen Modulator.

Ausgangspunkt dieser Justage war die voreingestellte Position der Gitter, an der ein maximales Signal der Frequenzverdopplung aufgenommen wurde (vgl. Abbildung 3.45). In Schritten von $0,1^\circ$ wird der Einfallswinkel auf Gitter 1 verändert, indem dieses entsprechend rotiert wird. Die Ansteuerung der Reflexionsgitter sowie der verfahrenbaren Spiegel erfolgt elektronisch von außen.

Die optimale Position aus Einfallswinkel und Gitterabstand konnte empirisch gefunden werden. Die durch die Gitterjustage minimal erreichte Pulsdauer beträgt $26,9\text{ fs}$, die zugehörige Autokorrelationsspur ist in Abbildung 3.49 dargestellt. Die Begründung für die nicht weiter reduzierbare Pulsdauern liegt in nicht kompensierter Restdispersion. Diese Zustandsgrößen können mit speziellen Apparaturen untersucht und unter bestimmten Bedingungen kompensiert werden. Eine Beschreibung solcher Messgeräte folgt in Kapitel 4, eine für die Kurzzeit-Laserphysik äußerst wichtige Komponente wird aber schon nachfolgend dargestellt. Ein sogenannter *Dazzler* ermöglicht die Beeinflussung der Phase und weitere Reduktion der Pulsdauer.

In Abbildung 3.50 sind die Strahlprofile der in den Gitterkompressor ein- und austretenden Signallaserpulse dargestellt. Diese weisen auch am Ende des Lasersystems eine räumlich homogene Intensitätsverteilung auf und entsprechen in guter Näherung einem *Gauß*-Profil.

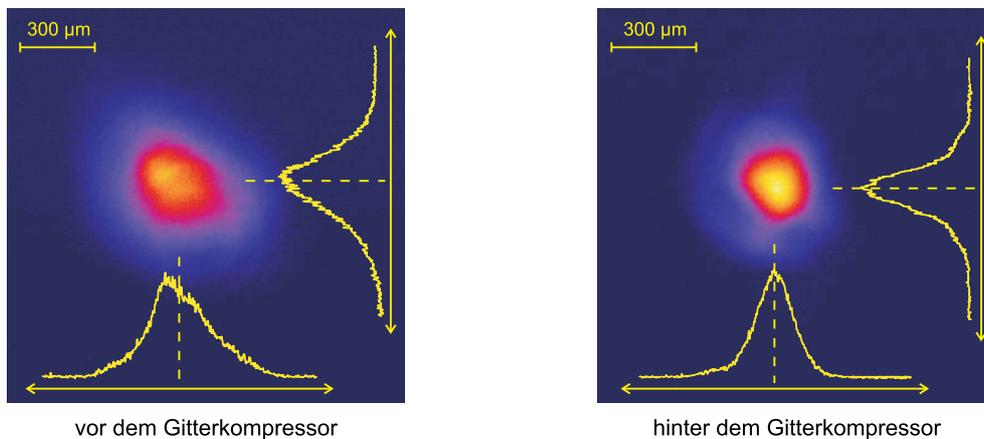


Abb. 3.50: Strahlprofile der verstärkten Laserpulse vor und nach Durchgang durch den Gitterkompressor. Die Intensität ist homogen über den Strahlquerschnitt verteilt, in Näherung entspricht die räumliche Verteilung einem *Gauß*-Profil.

Phasenkontrolle mit einem Dazzler

Ein *Dazzler* ist ein programmierbarer, akusto-optischer Modulator und erzeugt innerhalb eines doppelbrechenden Kristalls eine akustische Welle, die als Phasengitter fungiert [23].

Dadurch ist es möglich, die spektrale Phase und Amplitude der durchlaufenden Laserpulse zu beeinflussen. Allerdings betrifft diese spektrale Manipulation die erste Beugungsordnung der durchlaufenden Laserpulse, die nullte passiert den dispersiven Filter ungehindert. Ein Energieverlust ist dadurch unvermeidlich, die Beugungseffizienz der ersten Ordnung beträgt abhängig von den Einstellungen etwa 25 %.

Die Phasenkontrolle der Beugungsordnung entsteht durch die kollineare Wechselwirkung der einstellbaren akustischen Welle mit der durchlaufenden polychromatischen optischen Welle. Die einzelnen Spektralkomponenten treffen in dem doppelbrechenden Kristall auf lokal unterschiedliche Frequenzen des akustischen Gitters und interagieren erst dann, wenn sie nach einer gewissen Strecke im Material auf eine phasenangepasste Komponente dieses Gitters treffen. An dieser Position wird ein Teil der Energie der optischen Frequenz gebeugt und propagiert mit orthogonaler Polarisation weiter.

Ein weiterer Effekt ist demnach die Polarisationsdrehung der durch den *Dazzler* gebeugten Laserpulse. Am Düsseldorfer Lasersystem wurde ein *Dazzler* vor dem *Öffner*-Strecker eingesetzt, so dass die Drehung der Polarisation der weiterlaufenden ersten Beugungsordnung auf das Streckersystem abgestimmt ist.

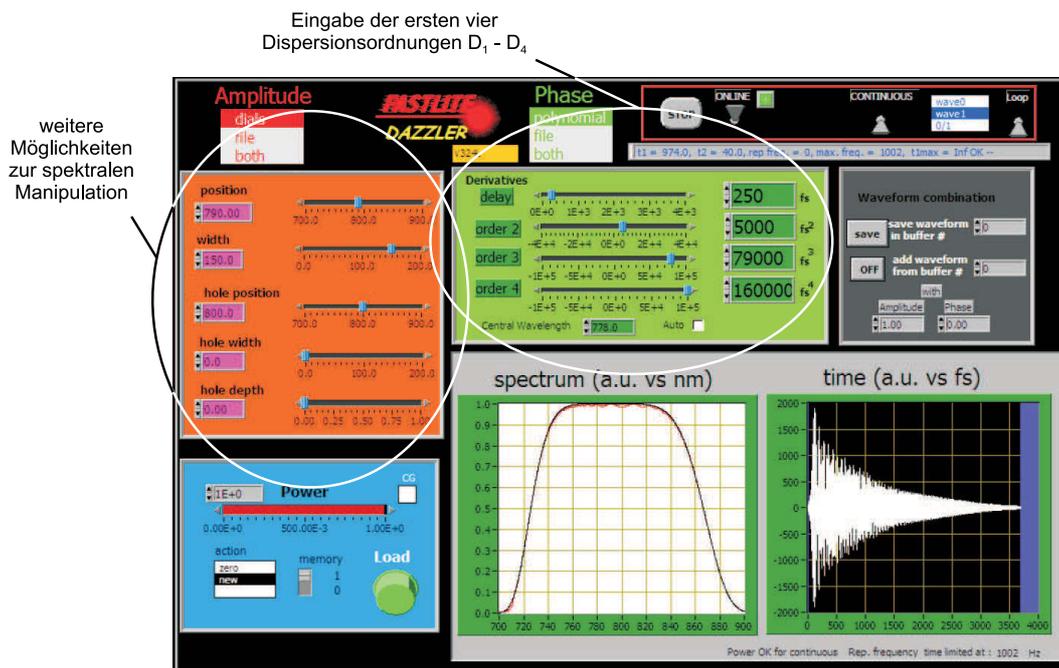


Abb. 3.51: Editierfenster eines *Dazzlers* der Firma *Fastlite*. Die einzelnen Dispersionskomponenten der Laserpulse können bis zur vierten Ordnung in gewissem Maße unabhängig voneinander eingestellt werden. Außerdem sind weitere spektrale Modifikationen möglich.

Im bestimmten Maße können die einzelnen Dispersionskomponenten unabhängig voneinander variiert werden. Verbliebene Dispersion lässt sich auf diese Weise bis zu einem gewissen Grad zuverlässig minimieren. In Abbildung 3.51 ist die Benutzeroberfläche eines *Dazzlers* der Firma *Fastlite* dargestellt. Abhängig vom Modell können bis zu sechs Dispersionskomponenten bei einer Bandbreite von 150 nm kontrolliert werden.

Durch systematische Variation der Werte für die einzelnen Dispersionskomponenten konnte die Autokorrelationsspur weiter intensiviert und verkürzt werden. Einige Ergebnisse dieser empirischen Messung sind in Abbildung 3.52 dargestellt. Bei diesen Messungen wurden die Dispersionskomponenten D_2 - D_4 verändert, so dass die spektrale Phasenkontrolle durch den *Dazzler* die Pulsdauern der verstärkten Laserpulse wie erwartet weiter verkürzt hat. Minimale zeitliche Halbwertsbreiten von 18,7 fs wurden erreicht und stabil beobachtet. Die Werte der einzelnen Dispersionskomponenten für diese Einstellung waren $D_2 = 300 \text{ fs}^2$, $D_3 = 22500 \text{ fs}^3$ und $D_4 = 60000 \text{ fs}^4$. Die quantitative Vorgabe einzelner Dispersionskomponenten durch den *Dazzler* muss in Abstimmung auf die Dispersionskompensation durch den Zwei-Gitter-Kompressor erfolgen. Dieser führt große Dispersionswerte ein, während der *Dazzler* der Feineinstellung dient. Eine weitere Optimierung der Pulsdauer war aus Termingründen (Labor-Umbau) im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht möglich.

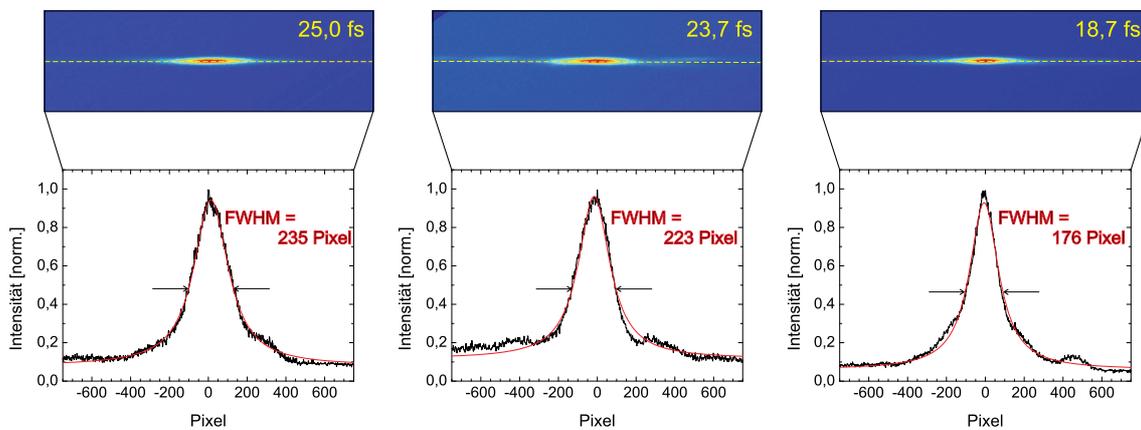


Abb. 3.52: Autokorrelationsspuren der verstärkten Laserpulse unter Benutzung eines *Dazzlers*. Die erreichte minimale Pulsdauer beträgt 18,7 fs. Weitere Optimierung ist möglich und kann in Verbindung mit einem *SPIDER* [35] oder *Wizzler* [73] erfolgen.

Rückgekoppelte Messungen

Auch wenn der Einsatz des *Dazzlers* Laserpulse mit Pulsdauern unter 20 fs ermöglicht, so ist das Potential gerade wegen der spektralen Eigenschaften der Laserpulse noch nicht aus-

geschöpft. Eine zuverlässige Methode unter Zuhilfenahme eines *SPIDERS* [35] oder *Wizzlers* [73, 74] kann die Pulsdauern schnell und einfach weiter verkürzen, dies war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Die Funktionsweise dieser Art von Autokorrektoren wird in Kapitel 4.1 beschrieben.

Durch diese Techniken zur Bestimmung der Phaseninformationen der Laserpulse kann in Rückkopplung mit einem *Dazzler* die notwendige spektrale Manipulation erfolgen, welche die Pulsdauern deutlich verkürzt und nach optimierter Kompensation höherer Dispersionsordnungen gegebenenfalls Pulsdauern nahe am *Fourier*-Limit von 8 fs ermöglicht (vgl. Abbildung 3.29). Diese Aussagen müssen aber zukünftig noch experimentell bestätigt werden .

3.4.3 Stabilität und Statistik

Die Stabilität und Reproduzierbarkeit der zeitlichen Pulsform hängt direkt mit der optisch parametrischen Verstärkung zusammen. Spektrale Schwankungen wirken sich direkt auf die Komprimierbarkeit und die Pulsdauern der verstärkten Laserpulse aus. Schwankungen der Pulsenergie der verstärkten Laserpulse haben keinen Einfluss auf die Form der Autokorrelationspuren, sie verursachen lediglich ein Schwanken in der Intensität des SFG-Signals. Darüber hinaus können sich aber Inhomgenitäten im Strahlprofil der Laserpulse auf die Autokorrelationspuren und die Pulsdauermessung auswirken. Dieser Einfluss kann wegen der in Kapitel 4.1.2 geschilderten Ergebnisse und wegen der räumlich homogenen Intensitätsverteilung der verstärkten und aus dem Zwei-Gitter-Kompressor austretenden Laserpulse in dieser Arbeit ausgeschlossen werden (s. Abbildung 3.50).

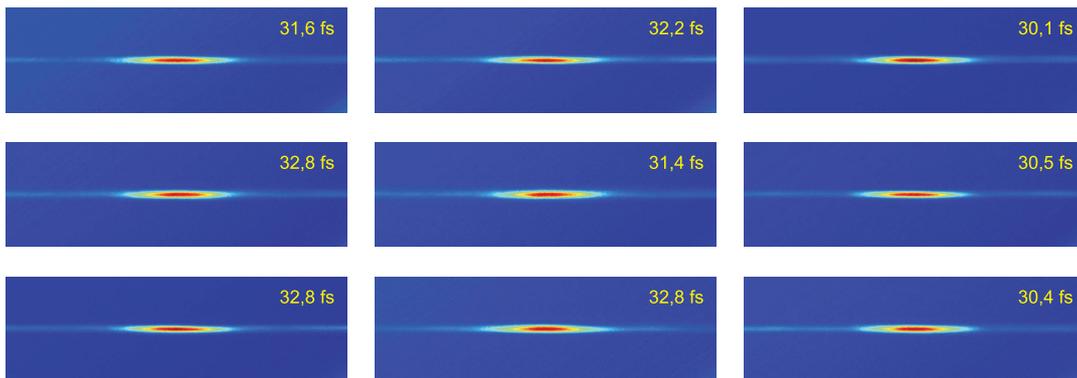


Abb. 3.53: Autokorrelationsspuren der verstärkten Laserpulse. Abgebildet sind direkt hintereinander aufgenommene SFG-Signale, angegeben ist die jeweilige Pulsdauer. Der Mittelwert dieser Messung beträgt 31,6 fs mit einer Standardabweichung von 1,1 fs.

In Abbildung 3.53 werden mehrere direkt hintereinander aufgenommene Autokorrelationspuren gezeigt. Unterschiede in der Länge der SFG-Signale sind kaum zu erkennen, die Pulsdauern dieser Messung schwanken um 4,1 %.

Analog zur Stabilität der Spektren in Unterkapitel 3.2.4 sind auch die zeitlichen Pulsprofile der optisch parametrisch verstärkten Laserpulse sehr stabil. In Tabelle 3.13 sind die quantitativen Werte der statistischen Auswertungen der Pulsdauern für diese und eine weitere Messreihe zusammengefasst. Dieser Überblick verdeutlicht die Reproduzierbarkeit der Puls-

Statistik			
Messreihe 1		Messreihe 2	
Pulsdauern [fs]	Mittelwert [fs]	Pulsdauern [fs]	Mittelwert [fs]
31,6	31,6	34,6	32,8
32,2		32,8	
30,1		35,5	
32,8	Standardabweichung [fs]	30,0	Standardabweichung [fs]
31,4	1,1	32,7	1,9
30,5		31,7	
32,8		33,5	
32,8		30,1	
30,4		34,1	
37,2		39,8	

Tab. 3.13: Statistische Auswertungen von Autokorrelationssignalen zweier Messreihen. Zusammengefasst sind die Ergebnisse zweier Messungen bei unterschiedlichen aber konstanten Einfallswinkeln und Gitterabständen. Die Pulsdauern sind wie die Spektren der optisch parametrisch verstärkten Laserpulse sehr stabil. Die letzte Wert jeder Spalte wurde als Ausreißer nicht mit in die Auswertung aufgenommen. Die Pulsenergie bei diesen Messungen betrug $E = (23 \pm 1)$ mJ und schwankte somit um 4,3 %. Diese bezieht sich auf die Signallaserpulse hinter der BBO-Verstärkerlinie.

dauern und die Stabilität des Ti:Sa - OPCPA - Hybridlasersystems. Die Messreihen präsentieren Ergebnisse bei zwei verschiedenen Stellungen der Reflexionsgitter während der Justage des Gitterkompressors. Nachdem der Einfallswinkel α variiert wurde, wurden an einer konstanten Position des Gitterabstandes zehn Autokorrelationsspuren direkt hintereinander aufgenommen. Jeweils ein Signal wich deutlich von den anderen ab und konnte als Ausreißer klassifiziert werden. Diese sind in der Tabelle 3.13 ganz unten angegeben und kursiv hervorgehoben.

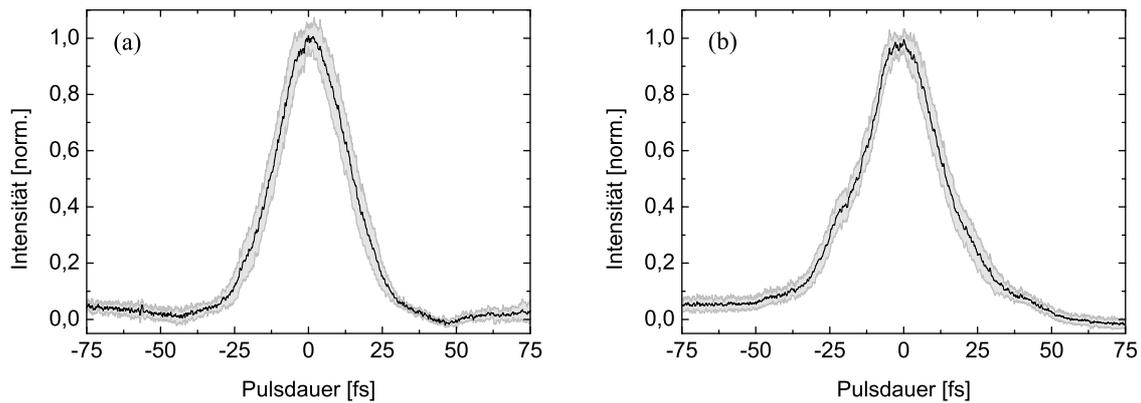


Abb. 3.54: Statistische Auswertung der Pulsdauern der verstärkten Laserpulse. Die ausgewerteten Messungen wurden bei konstanten Einfallswinkeln und Gitterabständen direkt hintereinander aufgenommen. Dargestellt sind die Mittelwertkurven (schwarz) und die jeweiligen Abweichungen an den zeitlichen Positionen (grau) für die Messreihe 1 (a) und Messreihe 2 (b) aus Tabelle 3.13. Dies veranschaulicht die Stabilität der Pulsdauer der optisch parametrisch verstärkten Signallaserpulse.

Fazit

Mit der Einrichtung und Justage des Zwei-Gitter-Kompressors ist der Aufbau des Ti:Sa-OPCPA-Hybridlasersystems am Institut für Laser- und Plasmaphysik in Düsseldorf beendet. Die anfänglichen Ti:Sa-Laserpulse wurden auf ihrem langen Weg mehrmals zeitlich gestreckt, abgebildet und dabei geometrisch vergrößert oder verkleinert, spektral verbreitert, energetisch verstärkt und anschließend wieder zeitlich komprimiert. Mit den erzielten Werten für die Pulsdauern und Pulsenergien der verstärkten Laserpulse kann die Leistung des Lasersystems abgeschätzt werden. Bezogen auf die minimal erreichte Pulsdauer und maximale Pulsenergien der Laserpulse in dieser Arbeit beträgt die Spitzenleistung

$$P \approx \frac{E}{\Delta\tau} = \frac{25 \text{ mJ}}{18,7 \text{ fs}} = 1,34 \text{ TW}$$

Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, dass das hier verfolgte Konzept bei allen Schwierigkeiten funktioniert und empfehlenswert ist, um ultrakurze Lichtpulse mit hohen Energien zu erzeugen. In diesem Zusammenhang wurde erstmalig ein kommerzielles Front-End in Verbindung mit der optisch parametrischen gechirpten Pulsverstärkung aufgebaut und charakterisiert. Durch gezieltes Abbilden der Strahlprofile konnte in dieser Arbeit die Strahlqualität der Laserpulse im gesamten Lasersystem erhalten und die optisch parametrische Verstärkung optimiert werden. Auch hinsichtlich der Stabilität liefert die Technik der OPCPA stabile und reproduzierbare Ergebnisse. Eine Skalierung nach oben ist in erster Linie durch die herstellba-

re Geometrie der nichtlinearen Kristalle begrenzt. Die Entwicklung, der Aufbau, die Justage und die Sicherung der Strahlqualität können dieser Arbeit vollständig entnommen werden.

Die Düsseldorfer Laserpulse liefern nun mit einer Energie von 25 mJ und Pulsdauern unter 20 fs Leistungen von über einem Terawatt und bei einer Repetitionsrate von 10 Hz mögliche relativistische Intensitäten über 10^{18} W/cm² bei entsprechender Fokussierung.

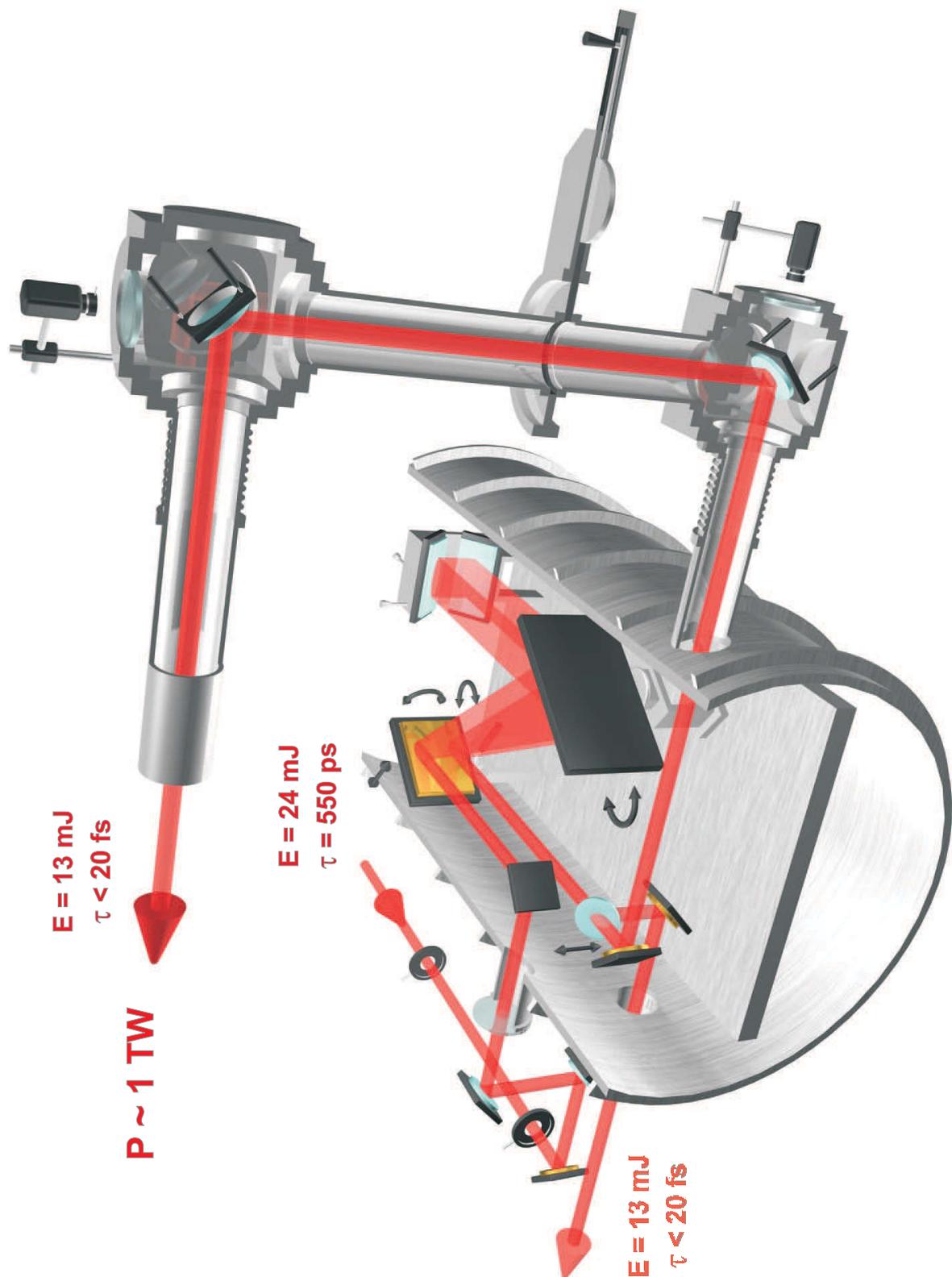


Abb. 3.55: Der Zwei-Gitter-Kompressor bildet das Endstück Titan:Saphir-OPCPA-Hybridlasersystems. Die Laserpulse konnten erfolgreich zeitlich gestreckt, energetisch verstärkt und wieder komprimiert werden. Mit einer Wiederholrate von 10 Hz können Experimente mit relativistischen Intensitäten über 10^{18} W/cm^2 durchgeführt werden.

Kapitel 4

Diagnostik

Für die Charakterisierung der Laserpulse ist eine Quantifizierung der wichtigsten Pulsparameter unerlässlich. Hierzu zählen die Pulsdauer, die Energie, das Spektrum, sowie das Strahlprofil und etwaige Aberrationen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden diese Parameter bestimmt und insbesondere eine dispersionsfreie Version eines untergrundfreien Einzelschuss-Autokorrelators entworfen und aufgebaut, um die Lichtpulse hinsichtlich ihrer zeitlichen Struktur zu vermessen. Standardgeräte zur Energiemessung, die Aufnahme des Spektrums und des Strahlprofils werden kurz erläutert.

4.1 Autokorrelation

In diesem Kapitel wird die Bestimmung der Laserpulsdauer in Theorie und Praxis beschrieben. Um zeitliche Ereignisse zu messen, bedarf es einer Referenz, die zeitlich kürzer ist als das aufzunehmende Signal. Dies wird im alltäglichen Leben z.B. bei Sportberichterstattungen durch Hochgeschwindigkeitskameras oder in der Medizin und Elektrotechnik durch Dioden und Oszilloskope realisiert. Da Laserpulse im Femtosekunden-Bereich zu den kürzesten Ereignissen überhaupt zählen, kann eine Untersuchung der Pulsdauer nur als Vergleich des Messsignals mit sich selbst erfolgen, diese Methode wird als Autokorrelation bezeichnet. Aus der Wechselwirkung der beiden elektromagnetischen Felder kann auf die zeitliche Struktur geschlossen werden. Allerdings bestimmt die Art der Autokorrelation das Ergebnis, so dass nur unter bestimmten Bedingungen vollständige Informationen über die Zeit und Phase eines Laserpulses erhalten werden können. Die Kenntnis der Pulsdauer ist nach (2.1) besonders für die Berechnung der Intensität und für die Auswertung zukünftiger Experimente von fundamentaler Bedeutung. Im Folgenden wird die Theorie aufgeführt, bevor auf den experimentellen Aufbau und die Justage des in dieser Arbeit entwickelten untergrund- und dispersionsfreien Einzelschuss-Autokorrelators und die Ergebnisse der Messungen eingegangen wird.

4.1.1 Grundlagen

Das elektrische Feld einer elektromagnetischen transversalen Welle kann in Abhängigkeit von Ort \mathbf{z} und Zeit t wie folgt beschrieben werden:

$$\mathbf{E}(\mathbf{z}, t) = \mathbf{E}_0(t) \cdot \cos(\mathbf{kz} - \omega_0 t + \varphi_0) \quad . \quad (4.1)$$

Dabei wird vorausgesetzt, dass es sich um kollimiertes bzw. paralleles Licht einer Frequenz ω_0 handelt. Die Ausbreitungsrichtung dieser ebenen Welle sei durch den Wellenvektor \mathbf{k} in \mathbf{z} -Richtung gegeben. Im Falle der Orthogonalität der elektrischen Feldstärke \mathbf{E}_0 zur Ausbreitungsrichtung \mathbf{k} kann die Vektorbetrachtung unterlassen werden, die Amplitude der Oszillationen wird dann durch die elektrische Feldstärke $E_0(t)$ bestimmt. Wie weiter unten ausgeführt wird, definiert diese Größe das zu messende Signal. Unter Annahme eines festen Ortes z_0 und durch Nullsetzen der willkürlichen Anfangsphase φ_0 ergibt sich eine einfache Darstellung des elektrischen Feldes zu

$$E(t) = \frac{1}{2} E_0(t) \cdot (e^{i\omega t} + c.c.) \quad (4.2)$$

Bei Wechselwirkung von Lichtfeldern mit Materie resultiert aus der gegenseitigen Beeinflussung eine Modulation der Lichtfelder, welche Informationen über den Prozess und die Wechselwirkungspartner geben kann. Dieser Sachverhalt lässt sich durch die elektrische Polarisation des Mediums erklären. Wie in Kapitel 3.2.1 zur optisch parametrischen Verstärkung bereits beschrieben, ist sie durch das elektrische Feld \mathbf{E} des Lichts und die nichtlinearen Terme der elektrischen Suszeptibilität $\chi(\mathbf{E})$ des Materials gegeben:

$$P(t) = \varepsilon_0 \cdot \left[\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \right]$$

Die Polarisation ist entscheidend für die nichtlinearen optischen Effekte, hierzu zählen u.a. die Frequenzmischung und Frequenzvervielfachung. Diese Effekte sind Ausgangspunkt für die nachfolgend beschriebenen Autokorrelationsmethoden. Allen gemein ist die Aufnahme eines Messsignals $S(\tau)$, der Autokorrelationsspur. Diese folgt der Bedingung

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} M(t) \cdot M(t - \tau) dt \quad (4.3)$$

mit dem zeitlichen Verlauf $M(t)$ des zu untersuchenden Signals und der eingeführten zeitlichen Verschiebung τ [32]. Die Verzögerung wird genutzt, um die Überlagerung der beiden Pulsanteile zu variieren und den Laserpuls so abzutasten. Entsprechend der Ordnung des genutzten nichtlinearen Effektes werden die Autokorrelatoren benannt, demnach ist die einfachste Autokorrelation eine Messung mit einem Autokorrelator erster Ordnung.

Autokorrektor erster Ordnung

Eine Autokorrelation erster Ordnung wird auch als Feldautokorrelation bezeichnet. Die Anordnung entspricht prinzipiell einem einfachen Zweistrahlinterferometer wie z.B. einem *Mitchelson*-Interferometer mit dem Unterschied, dass ein Interferometerarm in seiner Länge variabel ist (s. Abbildung 4.1). Allgemein wird bei jeder Art der optischen Autokorrelation der zu vermessende Laserpuls durch einen Strahlteiler oder ein anderes optisches Element aufgeteilt und später wieder überlagert. Das Ergebnis in diesem Fall sind Interferenzerscheinungen abhängig von der zeitlichen Verzögerung des einen Signals. Mathematisch resultiert aus solch einer Anordnung

$$\begin{aligned}
 S(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} I_{ges} dt \\
 &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 c \int_{-\infty}^{\infty} |E_1(t) + E_2(t - \tau)|^2 dt \\
 &\propto S_0 \cdot [1 + \cos(\omega_0 \tau) \cdot N_K \cdot \text{FT}[I(\omega)]] \quad .
 \end{aligned}$$

Innerhalb der Umformungen wurde die *Fourier*-Transformation der Einhüllenden durch N_K auf 1 normiert, so dass das Ergebnis nur von der spektralen Amplitude abhängt.

Die spektrale Phase und damit die Dispersion haben keinen Einfluss auf das Messergebnis, insofern kann mit einer Autokorrelation erster Ordnung keine Pulsdauer bestimmt werden. Das Messsignal gibt Auskunft über die Kohärenzlänge, dieser Wert liefert Information über die Interferenzfähigkeit der Laserpulse. Aus ihr kann nur die minimal erreichbare Pulsdauer im *Fourier*-Limit bestimmt werden, analog zur Berechnung durch die *Heisenberg*'sche Unschärferelation (2.2). Somit ist eine lineare Intensitätsabhängigkeit nicht ausreichend für die Reproduktion des Zeitverlaufes der Laserpulse.

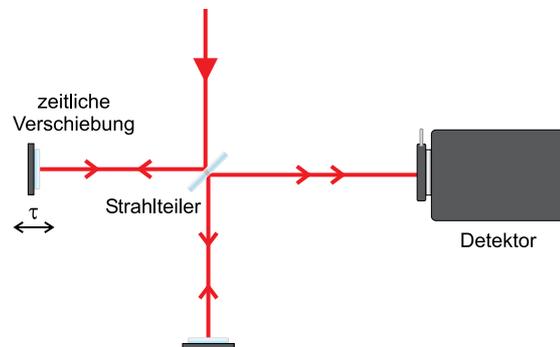


Abb. 4.1: Schematischer Aufbau eines Autokorrektors 1. Ordnung

Autokorrektor zweiter Ordnung

Bei der Autokorrelation zweiter Ordnung wird ein nichtlinearer Effekt zweiter Ordnung eingeführt, indem sich die Laserpulse in einem nichtlinearen Kristall überlagern. Im Falle einer

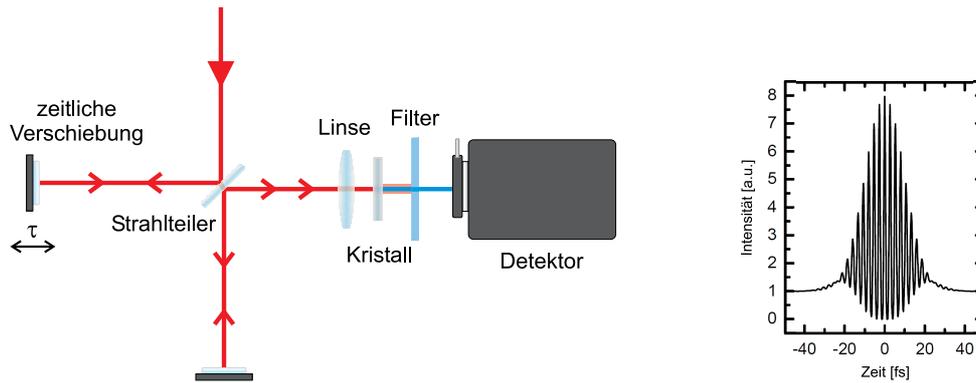


Abb. 4.2: Schematischer Aufbau eines Autokorrelators 2. Ordnung: Interferometrische Autokorrelation und Autokorrelationsspur aus [32].

kollinearen Einstrahlung ist das resultierende Signal die zweite Harmonische der Fundamentalen (s. Abbildung 4.2). Um das Signal der zweiten Harmonischen aufzunehmen, wird das Licht der Fundamentalen mit der Frequenz ω durch einen Filter geblockt. Durch eine fokussierende Optik wird die Intensität und die Effizienz der SHG erhöht. Diese Variante der Überlagerung der beiden Laserpulsanteile führt zu einer interferometrischen Autokorrelation. Aus dem nichtlinearen Zusammenhang $E_{2\omega} \propto E_{\omega}^2$ ergibt sich die mathematische Beschreibung zu

$$\begin{aligned}
 S(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} I_{2\omega} dt \\
 &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 c \int_{-\infty}^{\infty} |E_{2\omega}(t, \tau)|^2 dt \\
 &\propto \int_{-\infty}^{\infty} [E_{\omega}(t) + E_{\omega}(t - \tau)]^4 dt \quad .
 \end{aligned}$$

Durch die Längenänderung des einen Autokorrelationsarmes und der damit einhergehenden zeitlichen Verschiebung des einen Pulsanteils relativ zum anderen kann die Überlagerung am Ort des Kristalls gesteuert werden. Im Falle eines Scanning-Autokorrelators übernimmt das Verfahren der Spiegel ein Piezoelement¹. Das Ergebnis sind Autokorrelationen an vielen verschiedenen Positionen mit unterschiedlicher Überlappung. Daraus setzt sich letztendlich die Autokorrelationsspur zusammen und liefert Informationen über die Pulsstruktur. Der Vorteil

¹Durch Anlegen einer Spannung deformieren bestimmte Kristalle und kontrahieren bzw. expandieren. Angebracht an der Rückseite eines Spiegels wird dieser Piezoeffekt genutzt, um einen Laserpulsanteil zeitlich über den anderen wandern zu lassen.

dieser Messung ist eine genaue Abtastung der Pulsform, Voraussetzungen sind aber gewisse Wiederholungsraten (min. 100 Hz) und eine sehr gute spektrale und energetische Stabilität der Laserpulse. Das aufgenommene Interferenzsignal ist stets symmetrisch bezüglich $\tau = 0$ und nur im Zentrum voll durchmoduliert. Aus dem Vergleich der Signalform bei vollständigem und keinem Überlapp ergibt sich ein Kontrastverhältnis von 8:1 zwischen Signal und Untergrund (vgl. Abbildung 4.2). Aus der Breite dieser Autokorrelationsspur können Aussagen über die Pulsdauer der Laserpulse gemacht werden.

Untergrundfreie Autokorrelation

Werden die Laserpulse unter einem Winkel in den nichtlinearen Kristall fokussiert, so resultiert eine untergrundfreie Autokorrelation. In diesem Fall wird nicht die zweite Harmonische untersucht, sondern das Signal der Summenfrequenzzeugung. Da der einfallende

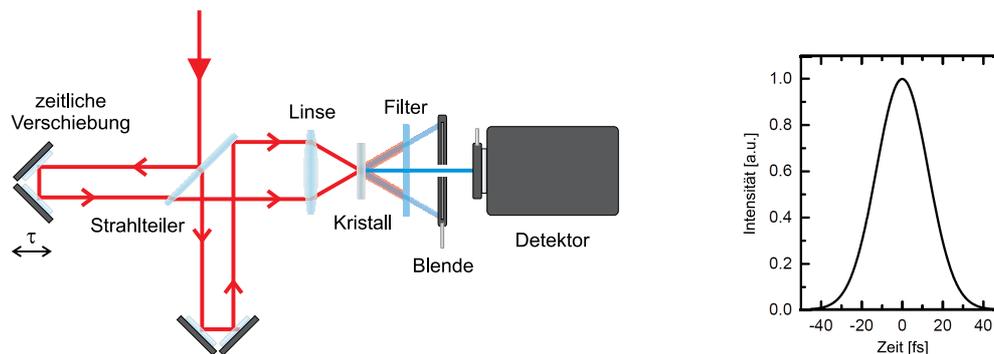


Abb. 4.3: Schematischer Aufbau eines Autokorrelators 2. Ordnung: Untergrundfreie Autokorrelation und Autokorrelationsspur aus [32].

Laserpuls die Frequenz ω hat, ist die Frequenz der SFG wie auch die der SHG durch 2ω gegeben. Eine Filterung des Autokorrelationssignals wird durch eine Kombination aus Blende und Blaufilter erreicht, zu sehen in Abbildung 4.3. Aufgrund der Abhängigkeit zum Intensitätsquadrat ist das Autokorrelationssignal stets symmetrisch und kann nur hinsichtlich der Pulsdauer und der Pulsform ausgewertet werden. Eine Klassifizierung der Zeitrichtung und somit die Unterteilung zwischen Vor- und Nachpulsen ist nicht möglich. Mit der Bedingung $E_{2\omega} \propto E_{\omega}(t) \cdot E_{\omega}(t - \tau)$ kann das Integral für das Autokorrelationssignal wie folgt geschrieben

werden:

$$\begin{aligned}
 S(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} I_{2\omega} dt \\
 &\propto \int_{-\infty}^{\infty} [E_{\omega}(t) \cdot E_{\omega}(t - \tau)]^2 dt \\
 &\propto \int_{-\infty}^{\infty} I_{\omega}(t) \cdot I_{\omega}(t - \tau) dt \quad .
 \end{aligned}$$

Angesichts dieser Zusammenhänge ist das Autokorrelationssignal das Signal, das von beiden Teilstrahlen gemeinsam erzeugt wird. Dieses propagiert in Richtung der Winkelhalbierenden der beiden Pulsanteile. Da diese untergrundfreie Messung kein Licht der Fundamentalen und der beiden Zweiten Harmonischen beinhaltet, ist die Pulsform bis weit in die Flügel beobachtbar. Anhand der Bandbreite dieser Autokorrelationsspur kann die Pulsdauer $\Delta\tau_s$ definiert als volle Breite bei halber Höhe (FWHM, *full width at half maximum*) bestimmt werden. Es ist aber zu beachten, dass dieser Wert für die Pulsdauer auf das Autokorrelationssignal bezogen ist.

Aufgrund der Überlagerung zweier Pulsanteile ist $\Delta\tau_s$ in Abhängigkeit der Pulsform um einen gewissen Faktor vergrößert. Wird ein *gaußförmiger* Laserpuls angenommen, der durch eine *Deltafunktion* abgetastet wird, so entspräche bei dieser Kreuzkorrelation das Messsignal auch der Einhüllenden des elektrischen Feldes. Da aber bei der Autokorrelation zwei identische Pulsanteile mit einer gewissen zeitlichen Ausdehnung überlagern, ergibt sich durch diese Abfragung eine entsprechende Verbreiterung des Autokorrelationssignals. Im Falle einer *gaußförmigen* Intensitätsverteilung lässt sich die Pulsdauer wie folgt berechnen

$$\Delta\tau_s = \sqrt{2} \cdot \Delta\tau \quad (4.4)$$

Für eine Intensitätsverteilung nach der *sech*-Funktion ist der Zusammenhang durch $\Delta\tau_s = 1,543 \cdot \Delta\tau$ gegeben, für Laserpulse mit einer zeitlichen *Rechteck*verteilung ist der Autokorrelationsfaktor gleich eins. Die in dieser Arbeit untersuchten Laserpulse haben einen zeitlichen Verlauf, der zwischen einer *Gauß*- und einer *Rechteck*verteilung einzuordnen ist, die Ermittlung eines exakten Faktors ist aber aufgrund der teilweise schwankenden Form der verstärkten Spektren sehr komplex, die Annahme eines *Gauß*profils ist nach der Struktur der aufgenommenen Autokorrelationsspuren vertretbar. Zusätzlich kann die nichtkollineare Überlagerung bei entsprechend großen Korrelationswinkeln zu Verbreiterungen des Messsignals führen. Aus diesem Grund sollte der Winkel, in dem die Laserpulse in den Kristall gestrahlt werden, klein gehalten werden.

Autokorrelator dritter Ordnung

Ein Autokorrelator dritter Ordnung soll durch nichtlineare Frequenzmischung dritter Ordnung die notwendige Symmetriebrechung herbeiführen, um die Bestimmung der Zeitrichtung zu ermöglichen und so störende Strukturen als Vor- oder Nachpulse einordnen zu können. Die Umsetzung erfolgt durch einen weiteren Kristall zur Frequenzverdopplung eines Strahl-

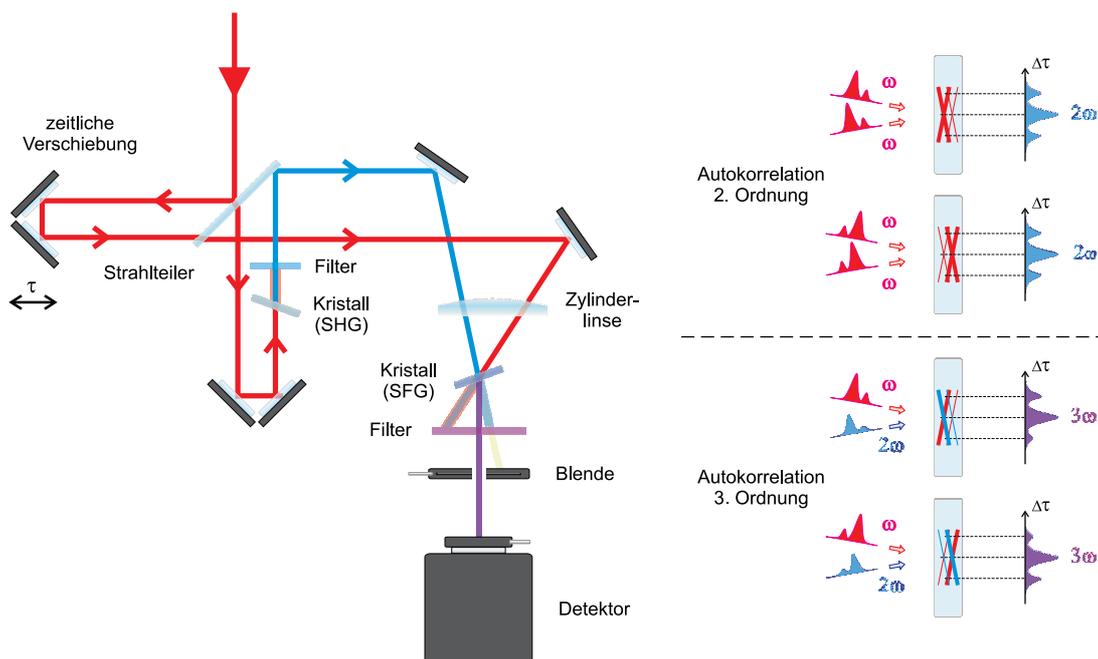


Abb. 4.4: Schematischer Aufbau eines Einzelschuss-Autokorrelators 3. Ordnung und Veranschaulichung der Symmetriebrechung aus [32]. Laserpulse mit vorhandenem Vor- oder Nachpuls ergeben bei einem Autokorrelator 2. Ordnung ein symmetrisches Messsignal. Eine Autokorrelation 3. Ordnung liefert wegen des frequenzverdoppelten Pulsanteiles kein symmetrisches Ergebnis, dies ermöglicht die Angabe der Zeitrichtung.

anteiles in einem der beiden Autokorrelationsarme vor der Überlagerung mit dem anderen Laserpulsanteil. Das endgültige Messsignal ergibt sich dann als Summenfrequenz aus ω und 2ω . Bei einer Autokorrelation 2. Ordnung ist das Ergebnis symmetrisch, eventuell vorhandene Vorpulse liefern eine identische Autokorrelationsspur wie gleichintensive Nachpulse. Ein Autokorrelator 3. Ordnung erzeugt diesbezüglich ein asymmetrisches Resultat. Die mathematische

Beschreibung dieses Autokorrelationssignals lautet dann

$$\begin{aligned}
 S(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} I_{3\omega} dt \\
 &\propto \int_{-\infty}^{\infty} I_{2\omega}(t) \cdot I_{\omega}(t - \tau) dt \\
 &\propto \int_{-\infty}^{\infty} [I_{\omega}(t)]^2 \cdot I_{\omega}(t - \tau) dt \quad .
 \end{aligned}$$

Der Aufbau einer solchen Apparatur kann analog zu Abbildung 4.3 als Scanning-Autokorrelator oder zu Abbildung 4.5 als Einzelschuss-Autokorrelator realisiert werden. Die Summenfrequenz dritter Ordnung propagiert wieder zwischen den beiden Teilstrahlen, folgt aber aufgrund der Impulserhaltung diesmal nicht in Richtung der Winkelhalbierenden. Voraussetzungen für eine zuverlässige Funktionsweise sind hohe Pulsenergien sowie besondere Anforderungen an die Pulsstabilität und an ein glattes Strahlprofil. Besonders bei ultrakurzen Laserpulsen müssen die benötigten Kristalle wegen der großen spektralen Bandbreite sehr dünn sein, andererseits ist eine gewisse Kristalldicke für eine effiziente Signalerzeugung notwendig. Praktisch ist dieser Kompromiss kaum umzusetzen.

Einzelschuss-Autokorrelator

Die Besonderheit dieser Art von Autokorrelatoren besteht darin, dass jeder Laserpuls einzeln ausreicht, um eine Autokorrelationsmessung durchzuführen. Das bedeutet, jedem Laserpuls kann seine entsprechende Pulsdauer zugeteilt werden. Es wird keine Messung durch mehrfaches Abtasten der Pulsform benötigt, welche eine gewisse Repetition und sehr gute Strahlstabilität voraussetzt. Der entscheidende Vorteil liegt aber offensichtlich darin, dass keine zuvor oder nachträglich gemessene Pulsdauer als gegeben angenommen werden muss, sondern dass während eines laufenden Experiments jede einzelne Pulsdauer genau bestimmt werden kann. Dies ermöglicht eine präzisere Angabe der Intensität und Auswertung experimenteller Ergebnisse. Das Prinzip zur Realisierung eines Einzelschuss-Autokorrelators beruht darauf, die zeitliche Dimension der Abtastung eines Scanning-Autokorrelators in eine räumliche zu überführen. Auf Grund dessen werden z.B. die unfokussierten Teilstrahlen im Nahfeld in einem untergrundfreien Autokorrelator überlagert. In der Regel wird aber eine Zylinderlinse verwendet, um die Pulsanteile in einer Dimension zu fokussieren, so dass sich die Intensität und damit die Effizienz der Summenfrequenzzeugung erhöht und kleinere Kristalle eingesetzt werden können. Die bei jeder Autokorrelation nötige zeitliche Verschiebung ergibt sich aus der nichtkollinearen Überlagerung der Teilstrahlen selbst (s. Abbildung 4.5). Verwendung fin-

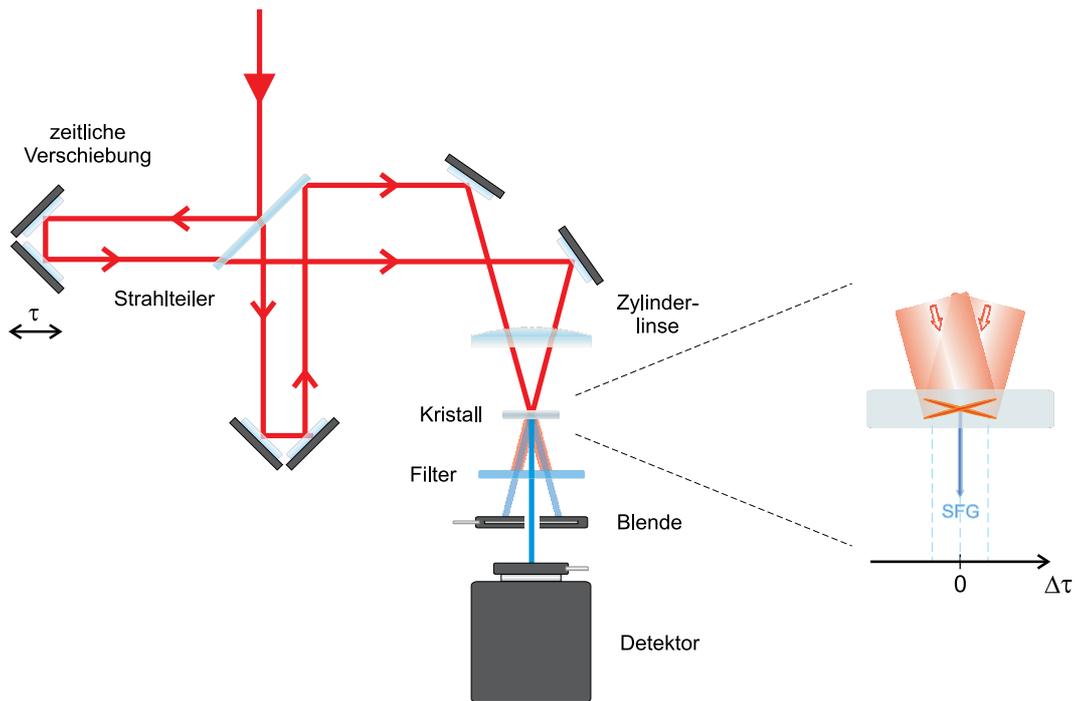


Abb. 4.5: Schematischer Aufbau eines Einzelschuss-Autokorrelators 2. Ordnung und Definition der Zeitachse der Autokorrelationsspur. Die Abtastung der Laserpulse findet durch ihre räumliche ausgedehnte Überlagerung bei jedem einzelnen Schuss statt.

den Einzelschuss-Autokorrelatoren in Lasersystemen mit niedriger Wiederholrate (ab 10 Hz). Wird die Autokorrelation im Nahfeld betrieben, so muss eine gewisse minimale Pulsenergie vorhanden sein, um die Summenfrequenz zu generieren. Außerdem ist ein glattes räumliches Strahlprofil nötig. Diese Bedingungen werden durch die eindimensionale Fokussierung im Fernfeld entschärft. Die Fokussierung in Brennstriche erhöht auch den Einsatzbereich des Autokorrelators, da durch die erhöhte Intensität auch schwächere Laserpulse vermessen werden können.

FROG

Das Akronym *FROG* ist ein Kurzwort für *frequency resolved optical gating*, zu deutsch frequenz aufgelöstes optisches Schalten [75]. Wie die Bezeichnung dieser Apparatur es vermuten lässt, besteht der Unterschied zu den bisherigen Autokorrelatoren in der spektralen Auflösung des Autokorrelationssignals. Das Ergebnis ist also ein zweidimensionales Messsignal, welches in Bezug auf die jeweilige Achse integriert werden kann, so dass Spektrum und Autokorrelationsspur gleichzeitig bekannt sind. Durch diese Technik lässt sich unter gewissen Bedingungen mit Hilfe von iterativen Verfahren sowohl die Amplitude als auch die Phase rekonstruieren.

Voraussetzungen für verlässliche Ergebnisse sind aber ein ausgezeichnetes Strahlprofil und exzellente Pulsstabilität. Der Aufbau eines *SHG-FROG* entspricht dem Aufbau eines untergrundfreien Autokorrelators zweiter Ordnung mit der Änderung, dass der Detektor durch ein Spektrometer ersetzt wird [76]. Abbildung 4.6 zeigt die Autokorrelationsspur eines *FROG* zweiter Ordnung. Die Autokorrelationsfunktion ist in diesem Fall nicht nur von der Zeit, sondern auch von der Frequenz abhängig, und es gilt

$$\begin{aligned}
 S(\tau, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} I_{Frog}(t, \tau, \omega) dt \\
 &\propto \int_{-\infty}^{\infty} |E_{Frog}(t, \tau, \omega)|^2 dt \\
 &\propto \int_{-\infty}^{\infty} |E^2(t) \cdot E(t - \tau) e^{-i\omega t}|^2 dt
 \end{aligned}$$

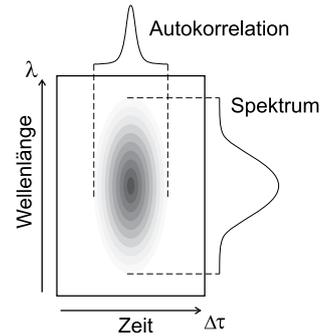


Abb. 4.6: *FROG*-Signal

SPIDER

Ein weiteres Akronym kürzt die Bezeichnung dieser Variante einer Autokorrelation ab, *spectral phase interferometry for direct field reconstruction*. Bei dieser Technik werden drei Pulsreplika gebraucht, um schlussendlich die Interferenz zweier geringfügig gegeneinander frequenzverschobenen Lichtpulse in einem Spektrometer zu beobachten [35]. Aus dieser selbstreferenzierenden spektralen Differentialinterferometrie kann die Phase vollständig rekonstruiert werden. Allgemein gibt die *Fourier*-Transformation einer zeitlichen Doppelpulsstruktur ein im Frequenzraum moduliertes Spektrum wieder, so dass sich Änderungen im Zeitraum auch im Spektrum widerspiegeln. Dieser Sachverhalt wird im nachfolgenden Kapitel auch genutzt, um die zeitliche Justage des in dieser Arbeit aufgebauten Autokorrelators durchzuführen. Der prinzipielle Aufbau eines *SPIDERs* ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Der eingehende Laserpuls wird durch einen Strahlteiler aufgespalten, ein Pulsanteil wird zur zeitlichen Streckung durch einen Glasblock geleitet, der andere wird durch einen weiteren Strahlteiler und einen verfahrbaren Spiegel in einen Doppelpuls überführt. Die Einstellung des Pulsabstandes dieser Doppelpulsstruktur definiert die Dichte der primären Interferenzstreifen, während der Betrag der zeitlichen Streckung des Einzelpulses die Auflösung $\delta\omega$ bestimmt. Das resultierende Messsignal ist erneut die Summenfrequenz aus der Doppelpulsstruktur und dem gestreckten Einzelpuls.

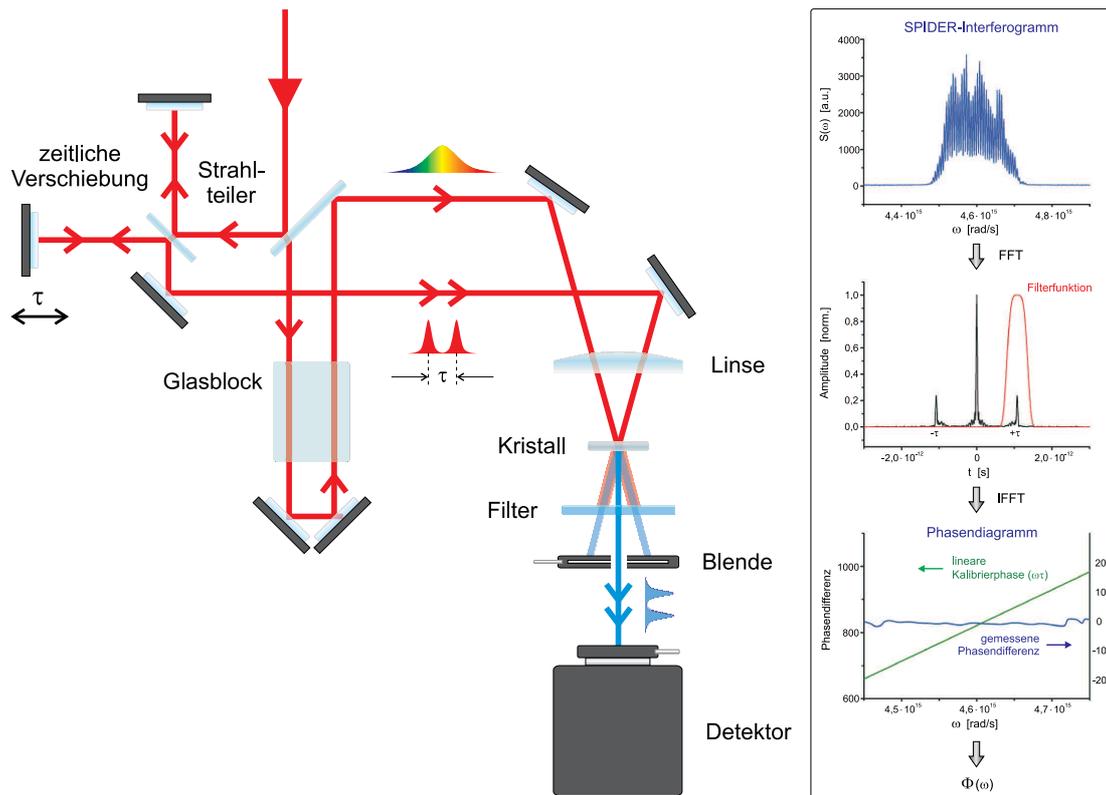


Abb. 4.7: Schematischer Aufbau eines *SPIDER*-Autokorrelators sowie spektrale Interferenzaufnahmen und die Bestimmung der Phase $\phi(\omega)$ aus [77].

Die Frequenzverschiebung der beiden Pulsanteile innerhalb der Doppelpulsstruktur folgt aus der Überlagerung im Kristall mit unterschiedlichen spektralen Anteilen des gestreckten Laserpulses. Der mathematische Ausdruck für dieses Autokorrelationssignal ergibt sich nach [32] zu

$$S(\omega) = |E(\omega)|^2 + |E(\omega + \delta\omega)|^2 + 2 \cdot |E(\omega) \cdot E(\omega + \delta\omega)| \cdot \cos(\phi(\omega + \delta\omega) - \phi(\omega) + \omega\tau)$$

Die Phase wird im Bereich der Summenfrequenz gemessen, zusätzlich wird das Spektrum der Fundamentalen benötigt, um die vollständige Ermittlung des elektrischen Feldes zu ermöglichen.

Wizzler

Die vollständige Rekonstruktion der Phase und des elektrischen Feldes eines Laserpulses kann wie beschrieben mit der *SPIDER*-Technik durchgeführt werden. Allerdings werden bei dieser Methode innerhalb der algorithmischen Auswertung gewisse Annahmen für die Pulsdauer und die spektrale Struktur gemacht und der Aufbau ist recht komplex. Eine neue Technik

verspricht eine einfachere Handhabung und genauere Ergebnisse. Zur Pulsdauerermessung wird wie beim *SPIDER* die Methode der selbstreferenzierenden spektralen Interferometrie [73, 74] genutzt, genauer gesagt beruht dieses Verfahren auf der *Fourier*-Transformierten spektralen Interferometrie [78, 79].

Der in diesem Zusammenhang genutzte nichtlineare Effekt dritter Ordnung ist die Vierwellenmischung und wird mit XPW (*crossed-polarized wave generation*) abgekürzt. Wegen $E_{\text{XPW}} \propto |E|^2 \cdot E$ resultiert eine kubische Abhängigkeit der Intensität vom Eingangssignal. Abhängig von der Phase der eingehenden Laserpulse sind die XPW-Pulse zeitlich kürzer und haben einen reduzierten Chirp. Somit werden Pulse zur Autokorrelation gebracht, von denen der Referenzpuls spektral breiter ist als der zu vermessende Puls. Der hierfür benötigte Kristall fungiert als nichtlinearer zeitlicher Filter. Dieser Effekt kann analog zur räumlichen Strahlsäuberung durch eine Modenblende verstanden werden (vgl. Kapitel A.3). Die Ausgangssituation beim XPW-Effekt ist die spektrale Intensitätsverteilung und der nichtlineare Kristall (z. B. BaF₂), in dem die XPW stattfindet, wirkt als zeitliche Blende. Die wieder kollimierten XPW-Laserpulse haben durch die Reduktion der Pulsdauer ein entsprechend verbreitertes Spektrum, zusätzlich ist dieses geglättet und die einzelnen Phasenkomponenten sind reduziert. Es gilt

$$\Delta\tau_{\text{XPW}} = \frac{\Delta\tau_0}{Z} \qquad D_{2\text{XPW}} = \frac{D_2}{3 \cdot Z^2}$$

wobei $Z = Z(\Delta\tau_0, D_2)$ eine Funktion der eingehenden Pulsdauer $\Delta\tau_0$ und Dispersionskomponente zweiter Ordnung ist. Diese kann abhängig von der Phase der Eingangspulse Werte zwischen $1/\sqrt{3} \leq Z \leq \sqrt{3}$ annehmen, dabei ist der Maximalwert durch komprimierte Pulse mit $D_2 = 0$ gegeben. Weiterhin wird nach [73] das gemessene Interferenzspektrum durch

$$\begin{aligned} S(\omega) &= |E_{\text{XPW}}(\omega) + E(\omega) e^{i\omega\tau}|^2 \\ &= |E_{\text{XPW}}(\omega)|^2 + |E(\omega)|^2 + [E_{\text{XPW}}^*(\omega) \cdot E(\omega) e^{i\omega\tau} + c. c.] \end{aligned}$$

beschrieben. Aufgrund dieser Zusammenhänge ergibt sich eine äußerst kompakte, kollineare und achromatische Apparatur, die außerdem noch einfach zu bedienen ist. Abbildung 4.8 zeigt den schematischen Aufbau eines *Wizzlers*, welcher den XPW-Effekt zur Pulscharakterisierung nutzt und durch die Firma *Fastlite* vertrieben wird. Der eingehende Laserpuls trifft auf einen fokussierenden Spiegel und durchläuft dabei zweimal einen Polarisationsfilter. Die genaue Lage der Polarisationsrichtung definiert die Qualität des späteren XPW-Effekts. Die darauf folgende Optik ist ein doppelbrechendes Medium. Beim Durchgang durch dieses entstehen zwei orthogonal zueinander polarisierte Pulsanteile, deren zeitliche Verzögerung durch die Dicke des Mediums gegeben ist. Abhängig von der Orientierung dieses doppelbrechenden Plättchens kann das Energieverhältnis zwischen den beiden Pulsanteilen variiert werden. Als

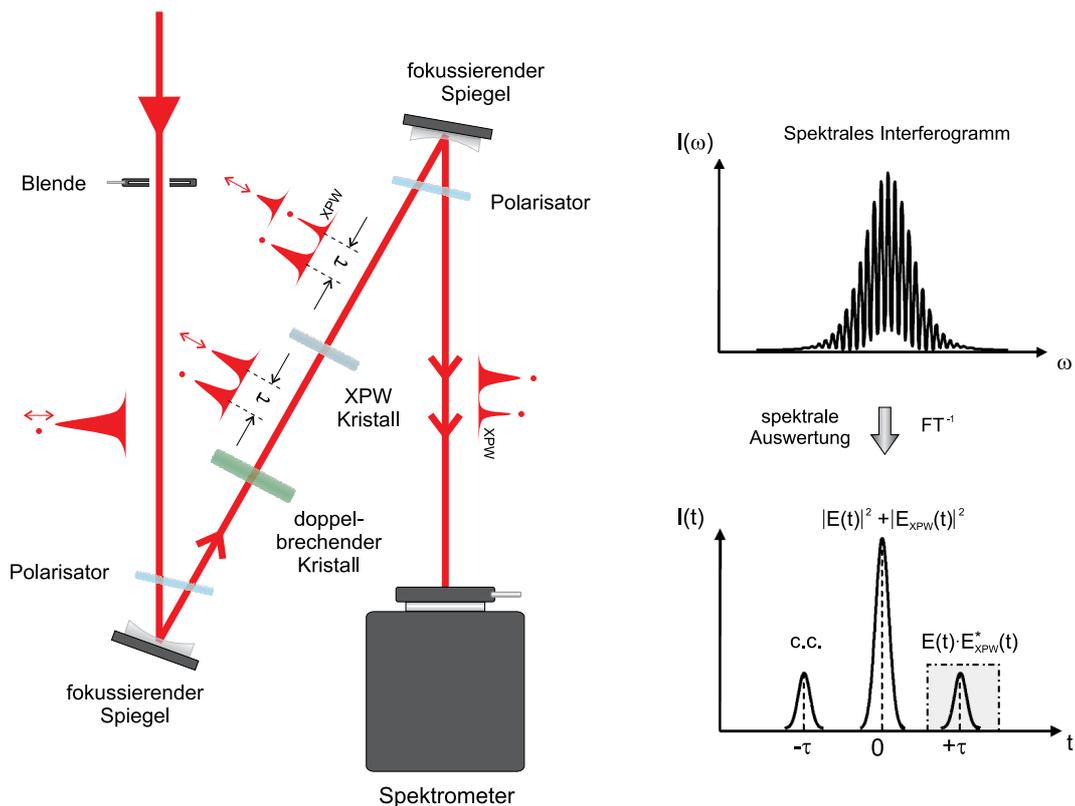


Abb. 4.8: Schematischer Aufbau des *Wizzlers* der Firma *Fastlite* sowie Messsignal und Anfang der algorithmischen Auswertung aus [73]. Angedeutet sind die orthogonalen Polarisationsrichtungen durch Punkte und Pfeile. Der Eingangspuls ist bezüglich der optischen Achse des doppelbrechenden Mediums um 45° linear polarisiert.

nächstes wird in einem BaF_2 -Kristall der XPW-Puls generiert. Dabei passiert abhängig von der Polarisation ein Pulsanteil ungehindert den XPW-Kristall, während der andere nichtlinear wechselwirkt. Der XPW-Puls ist zu diesem erzeugenden Pulsanteil orthogonal polarisiert und im Vergleich zum anderen entsprechend parallel. Dieser nichtlineare Effekt, bedingt durch die zeitliche und spektrale Form des Eingangspulses, hat eine Effizienz von 10-20%, somit ist Restlicht der Fundamentalen vorhanden. Durch einen zweiten Polarisator, der auch zweifach durchlaufen wird, gelangen nur die zueinander parallel polarisierten und um τ verschobenen Pulse und interferieren im Spektrometer. Algorithmische Auswertungen der spektralen Interferenzen führen zur Rekonstruktion der Phase und des elektrischen Feldes und erlauben sofort eine Angabe der Pulsdauer und des Kontrastes. Gerade im Zusammenhang mit der Nutzung eines *Dazzlers* derselben Firma, können die Lichtpulse sehr zuverlässig und schnell optimiert werden.

4.1.2 Aufbau und Justage eines Einzelschuss-Autokorrektors

Der Aufbau des in dieser Arbeit entwickelten Autokorrektors ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Hierbei handelt es sich um einen untergrundfreien Einzelschuss-Autokorrektor zweiter Ordnung ohne dispersive Elemente. Die Wiederholrate des Lasers ist mit 10 Hz zu klein, um bei einem Scanning-Autokorrektor kurzfristig auswertbare Ergebnisse zu liefern. Im Gegensatz zu anderen Einzelschuss-Autokorrektoren ist diese Messvorrichtung prinzipiell dispersionsfrei. Der Unterschied besteht darin, dass zum einen der Strahlteiler sehr dünn ist ($d = 2 \mu\text{m}$) und zum anderen dass an Stelle einer Zylinderlinse ein fokussierender Metallspiegel benutzt wird. Dieser führt im Gegensatz zu einer Linse keine Materialdispersion ein.

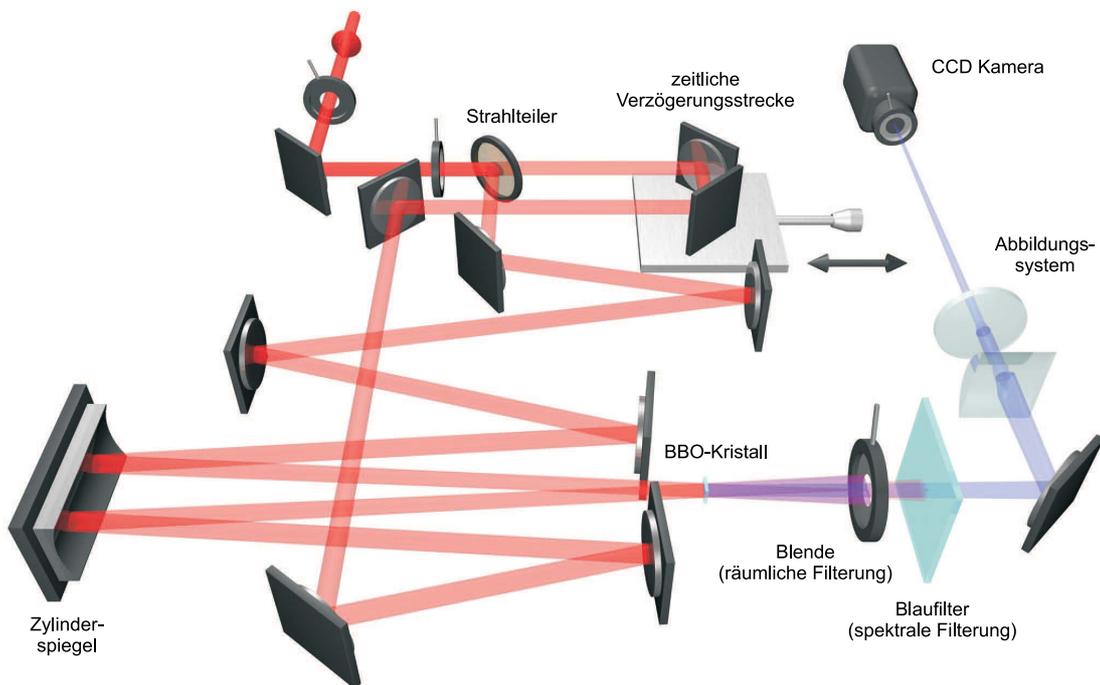


Abb. 4.9: Schematischer Aufbau des Einzelschuss-Autokorrektors 2. Ordnung. Aufgrund des sehr dünnen Strahlteilers ($d = 2 \mu\text{m}$) und des zylindrischen Silberspiegels anstelle einer Linse ist diese Konfiguration quasi dispersionsfrei. Durch die nichtkollineare Einstrahlung der beiden Pulsanteile ist das resultierende Autokorrelations-signal untergrundfrei.

Zur Erzeugung eines Linienfokus wurde ein 3“-Silberspiegel mit einem Krümmungsradius von 400 mm eingesetzt. Dieser führt bei schrägem Lichteinfall Astigmatismus ein, welcher Brennstriche verursacht, die wiederum bei einem Einzelschuss-Autokorrektor benötigt werden. Wie bereits erwähnt ist nicht zwingend ein Linienfokus notwendig, um eine Einzelschuss-Autokorrelation durchzuführen, bei ausreichender Energie genügt eine räumliche Ausdehnung

der beteiligten Lichtpulse. Die Verwendung des sphärischen Spiegels hat sowohl theoretisch als auch praktisch funktioniert, allerdings waren die Ergebnisse nicht ausreichend stabil. Der Grund dafür liegt in der Strahlgeometrie der astigmatischen Brennstriche. Kleine Änderungen des Einfallwinkels auf den sphärischen Spiegel wirken sich sowohl auf die Länge der Linienfoki als auch auf ihre Position in Strahlrichtung aus. Daraus resultiert eine gewisse Instabilität der räumlichen und zeitlichen Überlagerung. Später wurde dieser Spiegel durch einen mit Silber bedampften Zylinderspiegel ersetzt, seine Geometrie ist mit $75\text{ mm} \times 30\text{ mm}$ und einem Krümmungsradius von $r_{cc} = 500\text{ mm}$ gegeben. Dieser fokussierende Spiegel lieferte die erwünschte Stabilität, weswegen auf die Ergebnisse unter Benutzung des sphärischen Spiegels nicht weiter eingegangen werden soll.

Sämtliche anderen Spiegel sind Silberspiegel, welche unter den gebräuchlichen Metallspiegeln die höchste Reflexion ($> 98\%$) im Bereich um 800 nm aufweisen. Die einzig unvermeidbare Dispersion wird durch den nichtlinearen Kristall selbst eingeführt, welcher für die Summenfrequenzerzeugung (SFG) notwendig ist und für eine messbare Signalstärke nach [18] eine gewisse Mindestdicke besitzen muss. Hierzu wurde erneut das bereits gut bekannte Kristallmaterial BBO ausgewählt, die Maße sind $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ mit einer Dicke von $220\mu\text{m}$. Bei einer minimalen Pulsdauer um 10 fs entspricht diese durch das Kristallmaterial verursachte Verlängerung der Pulsdauer weniger als 10% . Alle nachfolgenden Optiken tragen nicht mehr zum Autokorrelationssignal bei und sind im Hinblick auf Dispersionseinführung bedeutungslos. Hierzu zählt der Blaufilter, der Restlicht unterhalb einer Wellenlänge von 600 nm blockiert und das abbildende Linsensystem, welches den Entstehungsort der SFG im Kristall auf eine CCD-Kamera abbildet. Die Justage muss nun räumlich und besonders zeitlich sehr genau erfolgen.

Räumliche Überlagerung

Die räumliche Überlagerung der Brennstriche kann durch Benutzung einer CCD-Kamera am Ort der Foki sichergestellt werden. Gerade weil die Brennstriche eine gewisse Ausdehnung haben (s. Abbildung 4.10), ist ein gewisser Spielraum vorhanden.

Der Strahlweg zu den Diagnostikeinheiten außerhalb des Kompressors führt über $2''$ -Silberspiegel, so dass die äußeren Strahlanteile der aufgeweiteten Laserpulse nicht mit reflektiert werden. Im weiteren Verlauf erfolgt die Umlenkung innerhalb des Autokorrelators mittels $1''$ -

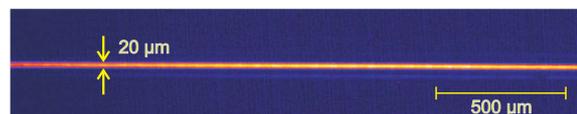


Abb. 4.10: Teil des Brennstrichs im Fokus des Zylinderspiegels

Silberspiegel mit weiteren räumlichen Strahlverlusten. Dieses Abschneiden von Strahlanteilen

führt lediglich zu Energieverlusten, hat aber keinen Einfluss auf die Ergebnisse der Diagnostik. Abgesehen davon ist, wie in den Strahlprofilen zu erkennen ist, der Großteil der Energie zentral deponiert. Folglich gelangen die Laserpulse mit einem Durchmesser von etwa 17 mm auf den fokussierenden Spiegel. Durch Einsatz des zylindrischen Silberspiegels mit einer Brennweite von $f = 250$ mm propagieren die Laserpulse unter einem Winkel von weniger als 8° zueinander. Die Dimensionen dieser Brennstriche betragen in der Länge, entsprechend den vorherigen Reflexionen an den 1st-Spiegeln, 17 mm und in der Breite etwa $20 \mu\text{m}$. Die räumliche Dimension der Länge entspricht in diesem Aufbau der Horizontalen parallel zur Tischoberfläche. Hier ist die Justage flexibel, ein Überlapp ist über einen weiten Bereich gegeben. Die vertikale Ausrichtung der Brennstriche führt deutlich schneller zu Veränderungen. Dieser Ort der räumlichen Überlagerung definiert die Position des Kristalls, doch zuvor wird an dieser Stelle auch die zeitliche Dimension justiert.

Zeitliche Überlagerung

Die zeitliche Synchronisation der beiden Pulsteile ist ungleich schwieriger. Die Ausrichtung muss auf einige 100 fs genau erfolgen, dies entspricht einer Strecke unter $100 \mu\text{m}$. Um dies zu bewerkstelligen, werden die Spektren beider Pulsanteile am Ort ihrer Überlagerung beobachtet. Ziel ist es an der späteren Kristallposition Modulationen im Spektrum dieser Laserpulse zu erkennen. Dieser Effekt beruht auf dem Zusammenhang zwischen dem zeitlichen Abstand zweier Lichtpulse und ihrer *Fourier*-Transformation. Sind sich zwei Lichtpulse zeitlich nah genug, so kommt es zu spektralen Interferenzen, Abbildung 4.11 veranschaulicht diesen Sachverhalt. Dieser Effekt kann zur zeitlichen Justage genutzt werden. Es ist zu beachten, dass

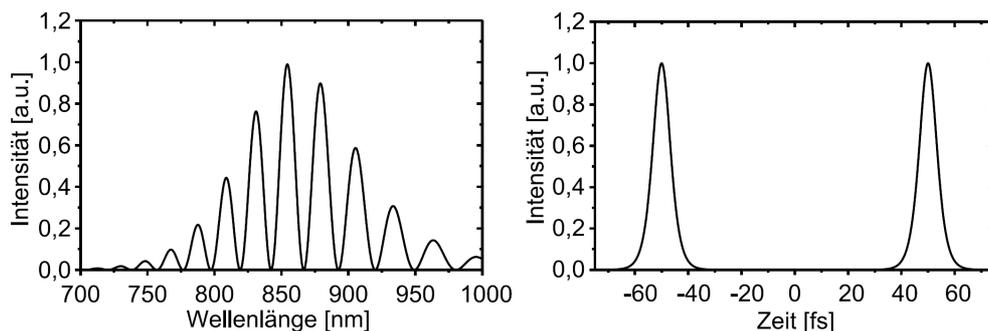


Abb. 4.11: Spektraler und zeitlicher Zusammenhang einer Doppelpulsstruktur aus [18]

die Simulation in Abbildung 4.11 gleichstarke Pulsanteile voraussetzt, welche zusätzlich als ebene Wellen kollinear verlaufen. In dieser Arbeit waren die Pulsanteile nicht gleich intensiv (45% reflektiert, 55% transmittiert) und kreuzten sich unter einem Winkel von etwa 8° .

Zudem sind die Wellenfronten nur im Fokus wirklich eben. Das bedeutet, dass eine wie in der Abbildung dargestellte voll durchmodulierte Struktur nicht gemessen werden kann. Die nichtkollineare Geometrie vermischte die spektralen Modulationen derart, dass auf diese Weise kein zeitliches Annähern der beiden Pulsanteile beobachtet werden konnte. Die Position des Überlapps musste räumlich verkleinert werden, indem Strahlanteile blockiert wurden, um so die Beobachtung der spektralen Modulationen zu ermöglichen. Zu diesem Zweck wurde am Ort des Überlapps eine $30\ \mu\text{m}$ -Lochblende positioniert und das transmittierende Licht zusätzlicher mit einer scharfen Kante zur Hälfte blockiert. Diese räumliche Filterung führte zum Erfolg, so dass nach genauer Justage die erwarteten Modulationen im Spektrum beobachtet werden konnten, repräsentative Ergebnisse sind in der Abbildung 4.12 dargestellt. Die

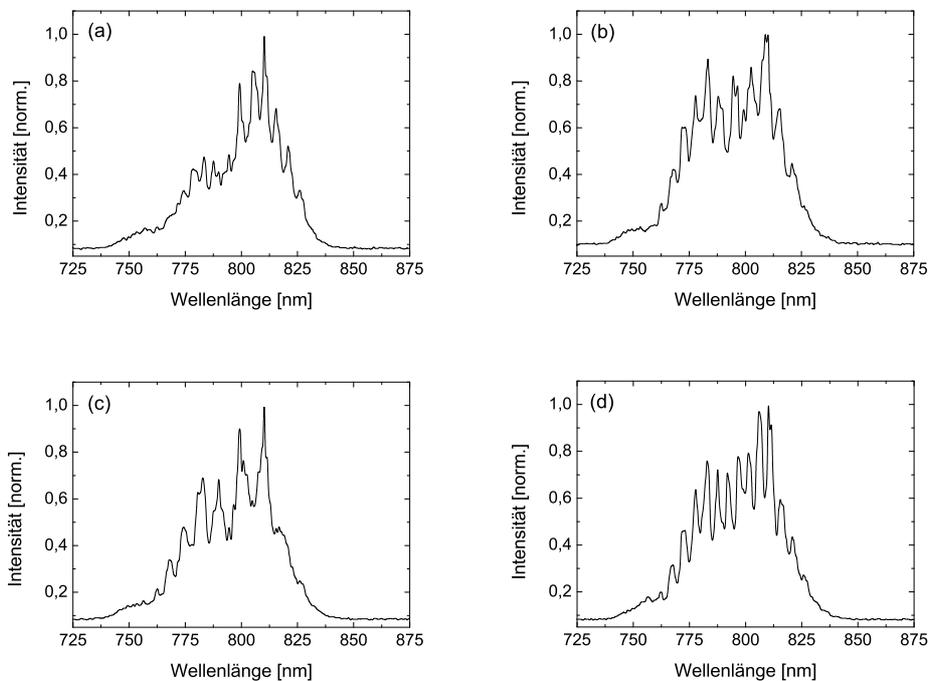


Abb. 4.12: Spektrale Modulationen an unterschiedlichen Positionen der verfahrbaren Spiegel. Dies dient der Justage des zeitlichen Überlapps beider Laserpulsanteile: (a) gewählter Nullpunkt $0\ \mu\text{m}$, (b) $30\ \mu\text{m}$, (c) $60\ \mu\text{m}$ und (d) $260\ \mu\text{m}$.

Fourier-Transformation dieser Spektren gibt Aufschluss über die gegenseitige zeitliche Position der beiden Pulsanteile. In diesen sind neben dem Hauptpuls an der Nullposition kleine Pulssatelliten zu erkennen (vgl. Abbildung 4.13).

In diesen Abbildungen befindet sich der Nebenpuls entsprechend den Verfahrenswegen der beiden Retrospiegel an verschiedenen zeitlichen Positionen, es ist ein Annähern an den Haupt-

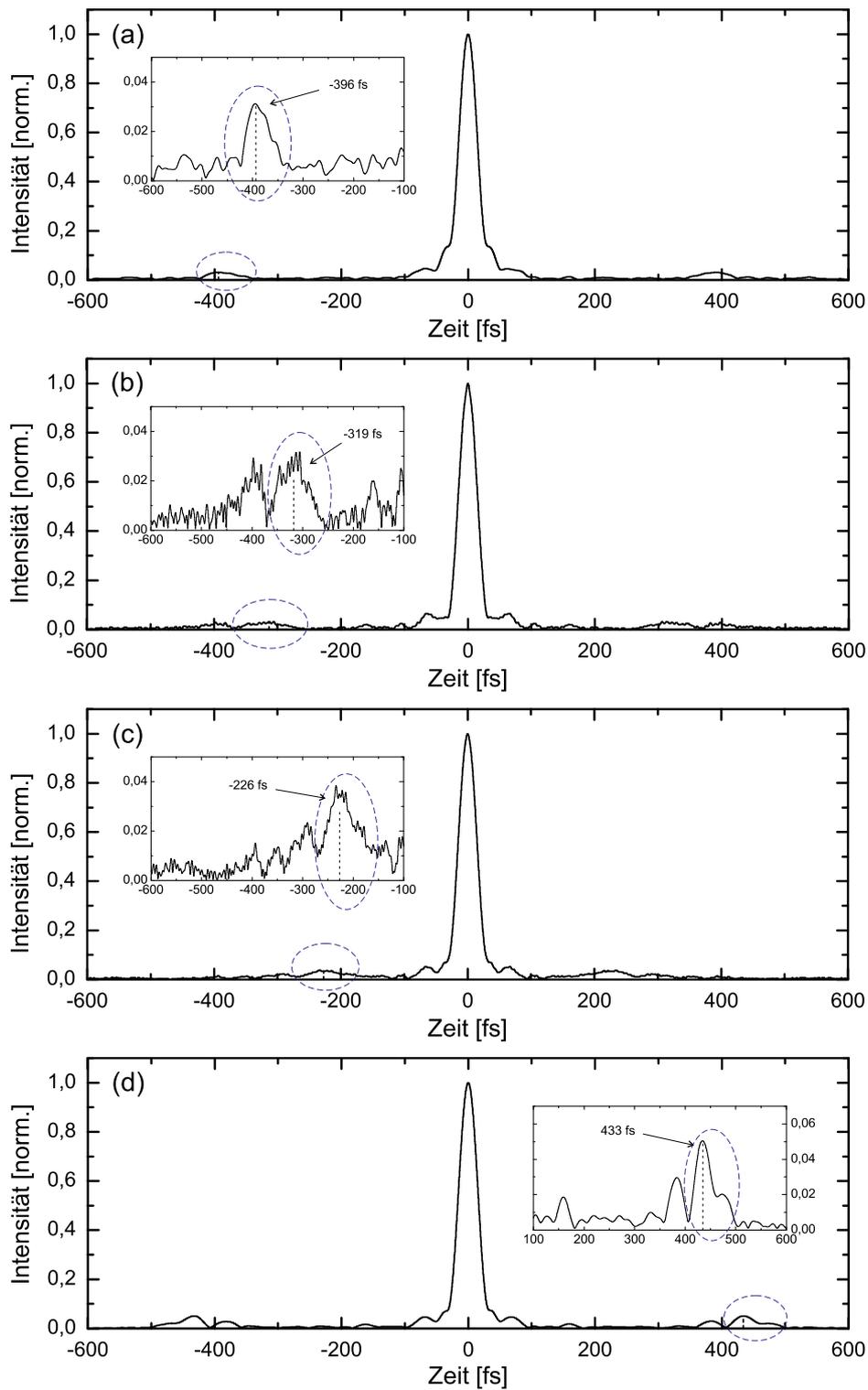


Abb. 4.13: *Fourier-Transformationen der modulierten Spektren aus Abbildung 4.12. Durch Verfahren der Retro-Spiegel ist in (a) bis (c) ein zeitliches Wandern des kleinen Pulses relativ zum Hauptpuls zu erkennen: (a) Ausgangspunkt mit $\Delta t = -396$ fs, (b) $\Delta t = -319$ fs, (c) $\Delta t = -226$ fs und (d) $\Delta t = 433$ fs.*

puls zu erkennen. Aufgrund der Symmetrie der *Fourier*-Transformation ist der Pulssatellit stets auf beiden Seiten sichtbar und es existiert in einer Richtung eine bildlich analoge Position entsprechend einer Spiegelung an der Nullposition. Abbildung 4.13 (a) und (d) veranschaulichen diesen Sachverhalt. Aus dieser Messung kann der zeitliche Nullpunkt berechnet werden, er liegt bei ungefähr $124 \mu\text{m}$ Verfahrweg. Ausgehend von diesem Punkt kann der zeitliche Überlapp dann später auf ein maximales SFG-Signal optimiert werden.

Summenfrequenzerzeugung

In der nachfolgenden Abbildung 4.14 ist ein Photo der beiden frequenzverdoppelten Laseranteile und der Summenfrequenz zu sehen. Aufgrund der nichtkollinearen Geometrie befinden sich außen die beiden frequenzverdoppelten Strahlanteile und in der Mitte ihre Summenfrequenz, welche in diesem Fall gleichermaßen Licht der Frequenz 2ω ist.

Zudem ist in den SHG-Lichtpulsen auch Restlicht der fundamentalen Laserfrequenz zu erkennen. Diese Fotografie wurde aufgenommen, indem die Eingangsstrahlen durch Irisblenden eingeschnürt wurden. Bei ganzem Strahldurchmesser sind die Brennstriche zu lang und überdecken den Kristall völlig, so dass sich ihre SHG-Signale kurz hinter dem Kristall noch mit der Summenfrequenz überschneiden. Beim Einsetzen des Kristalls wurde gewährleistet, dass dieser letztendlich exakt im Fokus positioniert wird, d. h. am Ort der Brennstriche. Dies wurde durch Optimierung auf ein maximales SFG-Signal sichergestellt werden. Das Signal wird durch eine Sammellinse auf eine Diode fokussiert, danach wird der Kristall in Strahlrichtung entsprechend verfahren. Weitere Optimierung erfolgt durch Rotation sowie durch vertikale und horizontale Verkippung des Kristalls. Durch eine anschließende Anordnung mit einer Irisblende und einem Blaufilter werden die drei Lichtpulse räumlich und spektral gefiltert, so kann nur die SFG weiter propagieren.

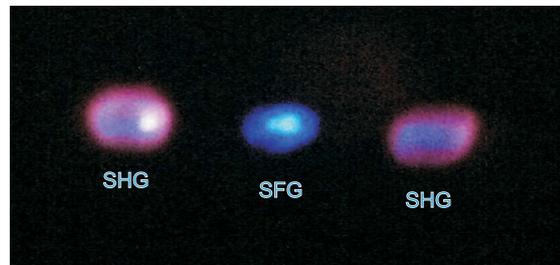


Abb. 4.14: Fotografie der zweiten Harmonischen (außen) und der Summenfrequenz (mitte)

Diese durchläuft ein Linsensystem bestehend aus zwei plan-konvexen Quarzlinsen ($f_1 = 200 \text{ mm}$, $f_2 = 500 \text{ mm}$), so dass der Entstehungsort im BBO-Kristall um den Faktor $f_2/f_1 = 2,5$ vergrößert mit einer CCD-Kamera beobachtet werden kann. Im späteren Verlauf wurde die zweite Linse durch eine längerbrennweitige ersetzt ($f_2 = 750 \text{ mm}$), um eine höhere Vergrößerung ($f_2/f_1 = 3,75$) zu erreichen und dadurch den CCD-Chip der Kamera weiter auszunutzen und die Genauigkeit der Messung zu erhöhen. Diese Abbildung muss genau justiert sein, da der exakte Entstehungsort Ausgangspunkt der später auszuwertenden Mes-

sergebnisse ist. So muss gewährleistet sein, dass sich der Kristall genau im Fokus der ersten Sammellinse befindet. Dies ist der Fall, wenn das SFG-Signal nach Durchgang durch diese Linse kollimiert bleibt oder anders ausgedrückt auch in großer Entfernung noch seine Geometrie beibehält. Weiterhin muss die Ausrichtung der Linsen hinreichend gut sein, das bedeutet, dass diese natürlich mittig durchlaufen und auf entsprechende Rückreflexe untersucht werden. Da der Aufbau sehr platzsparend entworfen wurde, erfolgte dieser Justageschritt mit Hilfe eines Ti:Sa-Diodenlasers aus Richtung der CCD-Kamera. Mit Hilfe der zwei Spiegel zwei Blenden Technik wurde die Strahlage genau rekonstruiert und die beiden Sammellinsen konnten nacheinander horizontal und vertikal ausgerichtet werden.

Als letzter Schritt muss der Beamprofiler bzw. die hochauflösende CCD-Kamera genau platziert werden. In Analogie zu einer $4f$ -Abbildung befindet sich der abgebildete Ort der SFG im Fokus der zweiten Sammellinse. Dies ist gleichzeitig der Ort, an dem das SFG-Signal maximale Intensität aufweist, da der Kristall zuvor genau an die Position der Linienfoki eingebaut wurde. Wäre dies nicht kontrolliert worden, wäre das maximale SFG-Signal nicht zwangsläufig der Entstehungsort sondern eher die Position der Brennstriche kurz vor oder hinter dem Kristall.

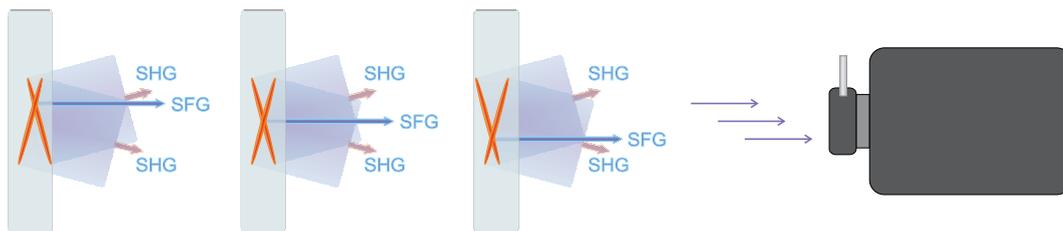


Abb. 4.15: Prinzip des Einzelschuss-Autokorrektors. Durch Verfahren der zwei Spiegel in der Verzögerungsstrecke kommt der Strahlanteil in diesem Autokorrektionsarm zu einem anderem Zeitpunkt an. Die Folge ist ein Wandern des SFG-Signals auf dem Chip der CCD-Kamera.

Durch Variation der Verzögerungsstrecke kann ein Wandern des SFG-Signals auf dem Kamerachip beobachtet werden, Abbildung 4.15 liefert eine grafische Erklärung. Aufgrund der zeitlichen Verschiebung des transmittierten Strahlanteils ergibt sich der Schnittpunkt der beiden Brennstriche an einem anderen Punkt auf der Schnittachse. Folglich entsteht dort die Summenfrequenz im Kristall und propagiert deshalb parallel verschoben zur vorherigen Position. Genau dieses Wandern auf dem CCD-Kamerachip liefert die nötige Kalibrierung, um den Kamerapixeln eine entsprechende Zeitskala zuzuordnen. Der Verfahrensweg Δx zusammen mit der Lichtgeschwindigkeit c und der beobachteten Verschiebung X auf dem Kamerachip

bestimmen die Zeitskalierung dieser Anordnung (vgl. Abbildung 4.16):

$$2 \cdot \Delta x = c \cdot t \hat{=} X \quad [\text{Pixeln}]$$

wegen Hin- und Rückweg muss Verfahrweg der Verzögerungsstrecke verdoppelt werden. Aus dieser zeitlichen Kalibrierung ergibt sich die Norm für die spätere Berechnung der Laserpulsdauern:

$$\eta = \frac{t}{X} = \frac{2 \cdot \Delta x}{c \cdot X} \quad [\text{fs/Pixel}] \quad (4.5)$$

Für den Aufbau in dieser Arbeit ergibt sich η_1 zu 0,2184 fs/Pixel und η_2 zu 0,1505 fs/Pixel. Aus statistischen Auswertungen ergibt sich ein Fehler dieser Normierungen von 2,7%.

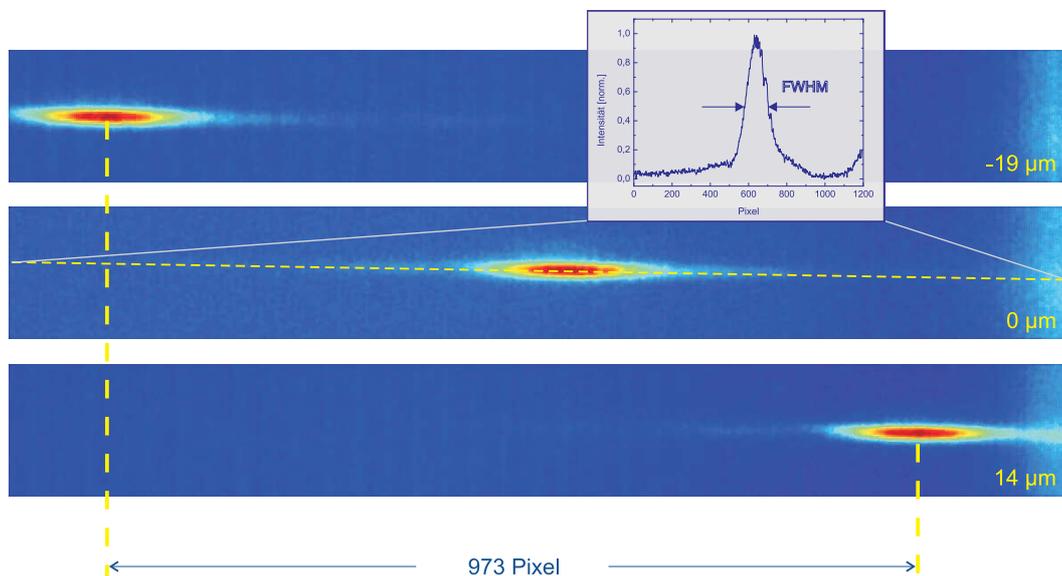


Abb. 4.16: Kalibrierung der Zeitachse des Einzelschuss-Autokorrelators. Durch Verfahren der zwei Spiegel in der Verzögerungsstrecke kommt der Strahlanteil in diesem Autokorrelationsarm zu einem anderem Zeitpunkt an. Die Folge ist ein Wandern des SFG-Signals auf dem Chip der CCD-Kamera. Aus dieser Kalibrierung und dem Lineout über das SFG-Signal kann die Pulsdauer bestimmt werden.

In Abbildung 4.17 sind die Lineouts der drei Autokorrelationsspuren aus Abbildung 4.16 übereinander dargestellt, um die Zuverlässigkeit der Messung und des Messgerätes aufzuzeigen. Die zeitliche Pulsform und die ermittelte Pulsdauer sind bis auf geringe Schwankungen an allen Positionen gleich groß, unabhängig davon an welcher Position das SFG-Signal aufgenommen wird. Diese Stabilität weist auch auf ein stabiles Strahlprofil der Laserpulse bzw. eine homogene Intensitätsverteilung der Brennstriche im Kristall hin (vgl. Abbildung 4.10). In diesem Fall ergibt sich die Pulsdauer $\Delta\tau$ zu $(23,9 \pm 0,9)$ fs.

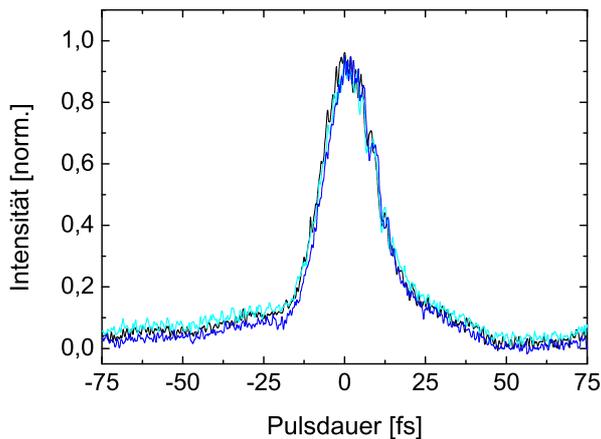


Abb. 4.17: Vergleich der Lineouts der drei Autokorrelationssignale aus Abb. 4.16. Die ermittelte Pulsdauer ist bis auf geringe Schwankungen an allen Positionen gleichgroß, unabhängig von der Position, an welcher sich die beiden Brennstriche überlagern und das SFG-Signal erzeugen. Dies bestätigt die Zuverlässigkeit der Autokorrelationsmessungen und weist auf ein stabiles Strahlprofil der Laserpulse hin.

Der untergrund- und dispersionsfreie Einzelschuss-Autokorrelator ist nun aufgebaut und einjustiert und somit einsatzbereit. Die Grenzen der Pulsdauermessungen begründen sich durch die Eigenschaften der zu vermessenden Laserpulse und die Geometrie der eingesetzten Optiken. So wurde z.B. das Signal der Summenfrequenz erst ab einer Mindestenergie von $500 \mu\text{J}$ der Laserpulse beobachtet. Darüber hinaus bestimmt die Kristalldicke nicht nur die Effizienz des nichtlinearen Autokorrelationssignals sondern auch die obere Grenze der noch messbaren Pulsdauer, ebenso wie die Eigenschaften des Abbildungssystems und die Abmessungen des CCD-Chips der verwendeten Kamera. Mit einer gegebenen Dicke von $220 \mu\text{m}$ des BBO-Kristalls können theoretisch Laserpulse mit einer zeitlichen Halbwertsbreite bis etwa 730 fs vermessen werden. Allerdings kann der CCD-Kamerachip Autokorrelationsspuren mit Halbwertsbreiten bis zu 2000 Pixeln (diagonal ausgerichtet) darstellen. In Abhängigkeit der Brennweiten des Abbildungssystems bestimmt dann η die maximal auswertbaren Pulsdauern, in dieser Arbeit ergibt sich das theoretische Maximum zu $\Delta\tau_s \approx 430 \text{ fs}$.

In Abbildung 4.18 ist eine Fotografie des Einzelschuss-Autokorrelators mit nachgezeichnetem Strahlengang zu sehen.

4.1.3 Ergebnisse

Der untergrund- und dispersionsfreie Einzelschuss-Autokorrelator ist justiert und der Laserstrahl kann nun eingekoppelt werden. Die Strahlage ist durch zwei Blenden am Autokorrektoreingang eindeutig definiert, so dass das SFG-Signal nach Justage auf diese zwei räumlich fixen Punkte immer beobachtet werden konnte. Es musste nur noch eine Optimierung auf maximale Intensität dieses Signals erfolgen, indem die Einkopplung noch vor dem Strahlteiler vertikal und horizontal variiert wurde.

Die ersten Messungen sowie die Kalibrierung der Abbildungssysteme wurden mit den Laserpulsen des *Femtopower Compact Pro* durchgeführt, weil diese sowohl spektral als auch ener-

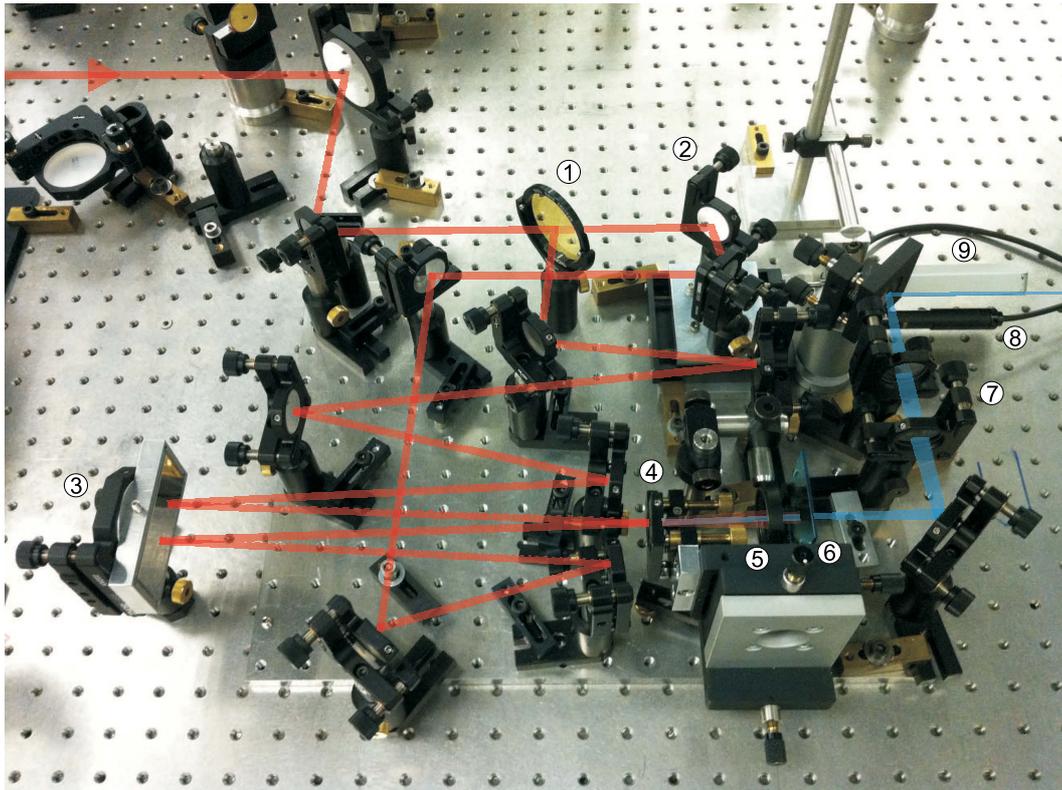


Abb. 4.18: Fotografie des Einzelschuss-Autokorrelators mit nachgezeichnetem Strahlengang: 1. Strahlteiler, 2. zeitliche Verschiebungsstrecke, 3. Zylinderspiegel, 4. BBO-Kristall, 5. Irisblende, 6. Blaufilter, 7. Abbildungssystem, 8. Linearmotor für die zeitliche Verzögerung, 9. *Heidenhain* Wegabnehmer.

getisch noch stabiler sind als die optisch parametrisch verstärkten. Abbildung 4.19 zeigt eine Messreihe, in der die Prismenstellung innerhalb des *Femtopower Compact Pro*-Kompressors systematisch verändert wurde. Die Laserpulse wurden direkt am Ausgang abgegriffen, umgeleitet und in den Autokorrelator eingekoppelt. Die optimale Position der Prismen liegt bei einer relativen Positionsangabe von etwa 11,00. Ausgehend von diesem Wert ist deutlich zu erkennen, dass sich das SFG-Signal stetig verlängert. Entsprechend gibt das Lineout über die Autokorrelationsspuren größer werdende Halbwertsbreiten wieder. Die Vermessung der Pulsdauern in dieser Arbeit bezieht sich immer auf die volle Breite bei halber Höhe (FWHM, *full width at half maximum*). Der in Gleichung (4.4) angesprochene Autokorrelationsfaktor wurde bei den angegebenen Werten miteinberechnet. Eine leichte Asymmetrie der Autokorrelationsspuren und der entsprechenden Lineouts kann durch die Strahlqualität der Laserpulse erklärt werden.

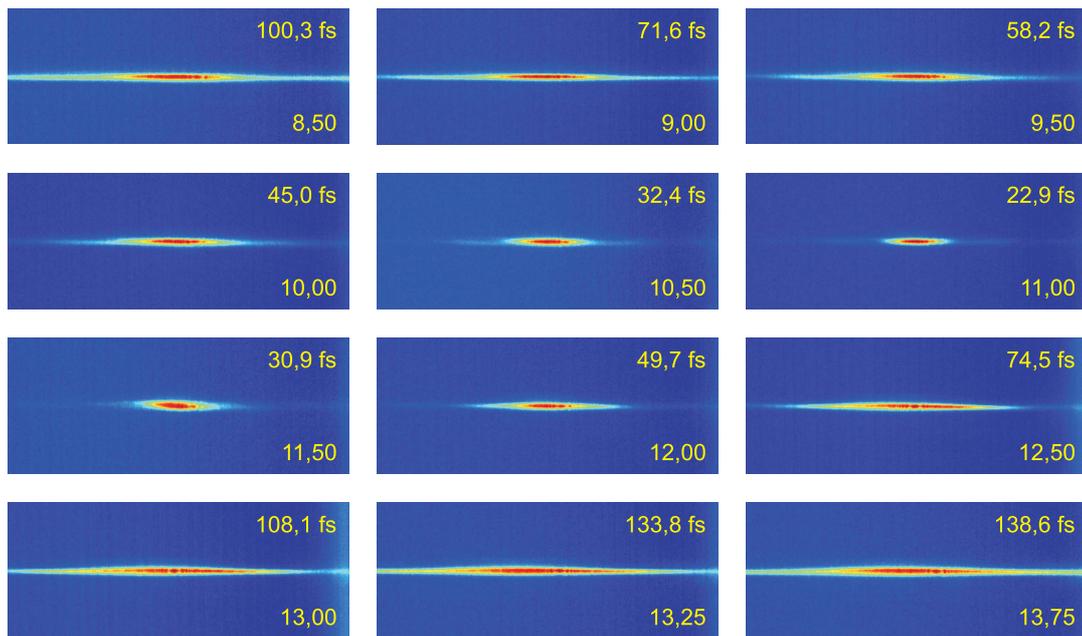


Abb. 4.19: Autokorrelationsspuren der Laserpulse des *Femtopower compact Pro* bei verschiedenen Stellungen der Prismen innerhalb des internen Kompressors. Angegeben sind die jeweiligen Pulsdauern und relativen Prismenpositionen.

In Abbildung 4.20 wird die Pulsdauer in Abhängigkeit von der Prismenstellung aufgetragen. Es ergibt sich eine parabelähnliche Struktur, die Abweichungen zur Theorie resultieren aus unkompenzierten Dispersionskomponenten dritter und höherer Ordnung. Die simulierte Kurve wurde nach Gleichung (3.2) mit den in Tabelle 3.2 gegebenen Werten für die Dispersionskomponenten berechnet. Zu diesem Zweck wurde der optische Weg der zentralen Laserwellenlänge von 800 nm in Luft und im Prismenmaterial LaK 16 für einen symmetrischen Durchlauf durch den Prismenkompressor bestimmt. Des Weiteren wurden die Pulsdauern der Laserpulse im zentralen Bereich der Abbildung 4.20 mit einem kommerziellen Scanning-Autokorrelator der Firma *Femtolasers* durch interferometrische Autokorrelation zweiter Ordnung gemessen (vgl. Kapitel 4.1). Die Übereinstimmungen zwischen der berechneten Kurve und der Messung sowie der Vergleich mit den Pulsdauerwerten des Scanning-Autokorrelators bestätigen die quantitative Zuverlässigkeit des vorgestellten untergrund- und dispersionsfreien Einzelschuss-Autokorrelators.

Die durch das gesamte Lasersystem propagierenden, spektral und zeitlich beeinflussten und energetisch verstärkten Signallaserpulse wurden mit dem beschriebenen Einzelschuss-Autokorrelator vermessen. Mit einer Wiederholrate von 10 Hz musste die Aufnahme der Autokorrelationsspuren jetzt zeitlich getriggert werden, was durch Einsatz einer „Stanford-Box“

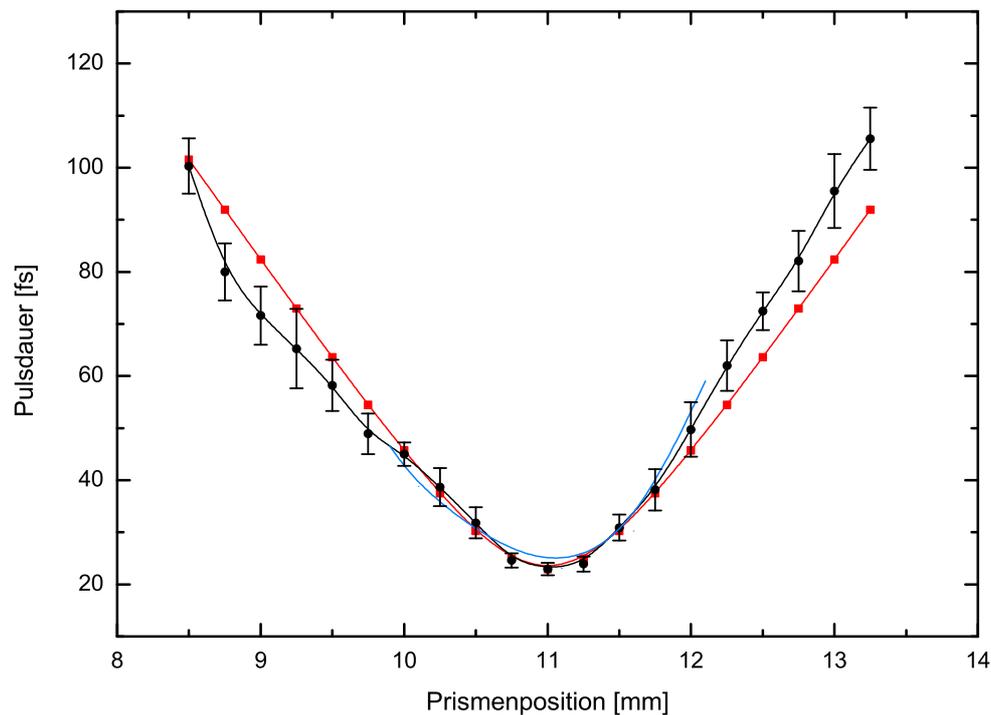


Abb. 4.20: Die Pulsdauer der Laserpulse des *Femtopower compact Pro* in Abhängigkeit von der Prismenposition. Im zentralen Bereich ist eine gute Übereinstimmung zwischen der berechneten Kurve (rot) und den gemessenen Werten (schwarz) vorhanden. Die Abweichungen in den Außenbereichen bei größeren Pulsdauern sind durch Dispersion dritter und höherer Ordnung begründet. Zusätzlich eingezeichnet ist eine Kurve für Pulsdauern, die mit einem kommerziellen Scanning-Autokorrelator der Firma *Femtolasers* gemessen wurden (blau).

realisiert wurde. Sobald die Justage des Lasersystems und die Einkopplung der Signallaserpulse in den Autokorrelator zur Erzeugung des Summenfrequenzsignals führte, konnte mit der Feinjustage des voreingestellten Gitterkompressorsystems begonnen werden. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Kapitel 3.4.2 dargestellt.

4.2 Bestimmung der Winkeldispersion

Winkeldispersion oder auch Winkelchirp ist ein Maß für die Richtungsabweichung der verschiedenen Spektralkomponenten eines Lichtpulses. Es handelt sich dabei um Dispersion erster Ordnung transversal zur Ausbreitungsrichtung [39]. Dieser chromatische Fehler in Laserpulsen entsteht aufgrund von Justagefehlern bei der Dispersionseinführung bzw. -kompensation. Dies ist oftmals der Fall bei Parallelitätsfehlern der Gitter in einem Strecker- oder Kompress-

sorsystem. Im Hinblick auf die Kompression hat diese spezielle Art der Dispersion keinen Einfluss, dennoch hat sie eine pulsverlängernde Wirkung. Es ergeben sich im Fokus räumlich variierende Pulsdauern, da die farblich auseinanderlaufenden Wellenlängen nebeneinander fokussiert werden, wie in Abbildung 4.21 grafisch dargestellt. Dies führt allein schon zu einer Brennpunktvergrößerung und somit zur Verkleinerung der theoretisch maximal erreichbaren Intensität. Zusätzlich ist das Spektrum an jeder Position im Fernfeld schmäler als bei einem fehlerfreien Laserpuls. Folglich ergibt sich lokal eine verlängerte Pulsdauer und eine weitere Reduktion der Intensität. Dieser Effekt fällt erwartungsgemäß mehr ins Gewicht, je kürzer die nominalen Pulsdauern der Laserpulse sind.

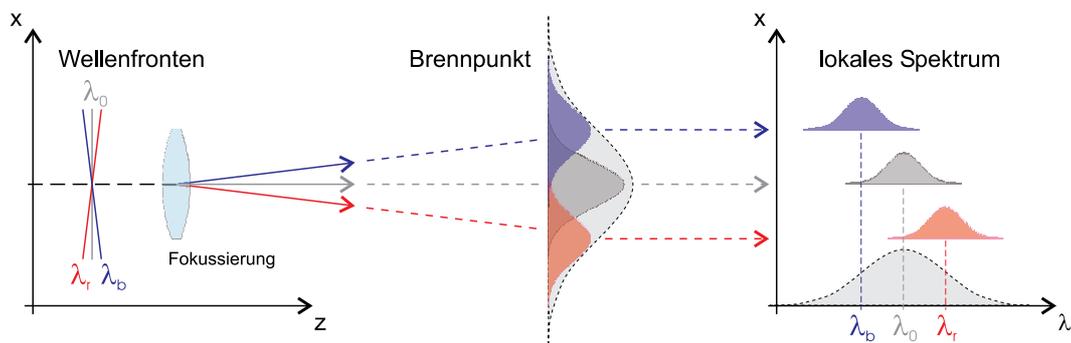


Abb. 4.21: Räumliche und spektrale Auswirkungen von Winkeldispersion aus [32]. Durch den vergrößerten Fokus entstehen auch lokal schmalbandigere Spektren und daraus begründet eine vergrößerte Pulsdauer. Beide Effekte wirken sich negativ auf die maximal erreichbare Intensität aus.

Das Vorhandensein von Winkeldispersion führt auch zur Verkippung der Pulsfront gegen die Wellenfronten [39]. Dies hat bezüglich der lokalen Pulsdauer keine Auswirkungen und auch für das räumliche Strahlprofil und die Wellenfronten ist dieser Effekt im Nahfeld nicht relevant. Erst im Fernfeld kommt es zu der beschriebenen Intensitätsminderung. Mit der Annahme eines *gauß*förmigen Pulses ergibt sich nach [32] eine Verminderung der Intensität im Fokus zu

$$I = \frac{I_0}{1 + \left(\frac{C_a \cdot f \cdot \Delta\lambda}{w_0 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2}} \right)^2}$$

dabei gibt f die Brennweite der Fokussierung, w_0 den minimalen Strahlradius und $\Delta\lambda$ die spektrale Bandbreite des *Gauß*pulses an. Der Wert eines vorhandenen Winkelchirps wird durch C_a beschrieben. Mathematisch entspricht Winkeldispersion der Ableitung des abweichenden Winkels nach der Wellenlänge [39]

$$C_a = \left. \frac{\partial \vartheta}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} \quad (4.6)$$

Der Grad der durch die Winkeldispersion verursachten Verkipfung der Pulsfront lässt sich wie folgt beschreiben

$$\alpha = C_a \cdot \lambda_0$$

Dieser Zusammenhang gilt für kleine Neigungen der Pulsfront. Im Fall einer Einführung von Winkeldispersion durch nicht optimale Ausrichtung der Gitter einer Strecker- oder Kompressor-Konfiguration gilt

$$C_{a,x} = \left| 2 \varepsilon_x N \frac{\tan \beta_0}{\cos \alpha} \right|$$

$$C_{a,y} = |2 \varepsilon_y N \tan \beta_0| \quad (4.7)$$

$$C_{a,z} = |2 \varepsilon_z N|$$

Der Einfallswinkel ist durch α gegeben, β_0 ist der zentrale Beugungswinkel und N die Liniendichte des verwendeten Gitters. Die Winkel ε_x , ε_y und ε_z entsprechen den Verkipfungen um die jeweiligen Achsen, wobei z durch die Ausbreitungsrichtung der Laserpulse bzw. die Normalenrichtung des Gitters definiert ist (die x -Richtung entspricht einer horizontalen Achse parallel zur Gitteroberfläche in der Ebene der spektralen Aufspaltung und die y -Achse entsprechend orthogonal dazu). Für das Fortschreiten des Laserpulses gilt

$$\Delta t_G(x) = \frac{\lambda_0}{c} \cdot C_a \cdot (x_0 - x) \quad (4.8)$$

Diese Zeitangabe entspricht einer quer zur Ausbreitungsrichtung variierenden Dispersionskomponente erster Ordnung und kann auch als laterale Gruppenverzögerung bezeichnet werden. Anhand dieser Gleichungen kann abgeschätzt werden, wie sich ein gewisser Grad an Nichtparallelität der Gitter in Form von Winkeldispersion und Pulsfrontverkipfung auf die effektive Pulsdauer im Fokus auswirkt. Ist ein Gitter beispielsweise bezogen auf die vertikale Achse um einen Winkel $\varepsilon_x = 500 \mu\text{rad}$ ($\hat{=} 0,03^\circ$) verkippt, so folgt daraus

$$C_{a,x} = 2,4 \mu\text{rad/nm}$$

$$\alpha_x = 1,9 \text{ mrad}$$

$$\Delta t_G = 300 \text{ fs}$$

Innerhalb dieser Zeit treffen alle Spektralanteile eines Lasers mit verkippter Pulsfront und einem Strahldurchmesser von 5 cm an. Dies verdeutlicht die Auswirkungen selbst eines geringen Winkelchirps.

Um in der Praxis näherungsweise zu beurteilen, ob Winkelchirp im Laserpuls vorhanden ist, können bei gleichzeitiger Beobachtung des Fokus innerhalb der *Fourier*-Ebene spektrale Anteile des Lasers geblockt werden. Die *Fourier*-Ebene bestimmt die Position, an der die Farben der Laserpulse spektral aufgespalten sind aber parallel zueinander propagieren. Werden etwa die lang- oder kurzwelligen Anteile an ihrer Propagation gehindert, so ist möglicherweise ein Wandern des Fokus zu beobachten, da wie bereits erwähnt durch das Vorhandensein von Winkelchirp die Spektralkomponenten der Laserpulse nebeneinander fokussiert werden und zu einem verbreitertem Fokus führen. Spektrale Filterung führt dann zu einer Schwerpunktsverlagerung dieses Brennpunktes. In der Praxis kann diese Untersuchung durch Einbringen eines Papiers an geeigneter Stelle innerhalb des Streckersystems erfolgen, allerdings ist diese Variante nicht sehr genau und erlaubt nur qualitative Aussagen für große Beträge von Winkeldispersion. Eine Methode, Winkeldispersion qualitativ und quantitativ zu messen, ist die spektral aufgelöste Interferometrie. Diese und die damit verbundene invertierte Feld-Autokorrelation sollen im Folgenden kurz erläutert werden. Weiterführende Erklärungen sind in [22, 39] und [80] zu finden.

Invertierte Feld-Autokorrelation

Die Idee einer invertierten Feld-Autokorrelation besteht darin, einen Pulsanteil gegen den anderen zu drehen, um Winkelchirp und Pulsfrontverkipfung untersuchen zu können. Dies kann z.B. durch eine Linse in einem Arm eines Autokorrektors erster Ordnung erfolgen (vgl. Abbildung 4.1). Der Faltungsspiegel muss in diesem Fall im Fokus der Linse stehen. Es ist aber vorteilhaft, einen der beiden Teilstrahlen nur in einer Dimension zu invertieren (s. Abbildung 4.22), so kann eine zusätzliche Verkipfung in der anderen Dimension getrennt voneinander untersucht werden. Der Aufbau ähnelt einem *Mach-Zehnder*-Interferometer, die Drehung eines Pulsanteils erfolgt durch einen zusätzlichen Spiegel in diesem Autokorrektorsarm.

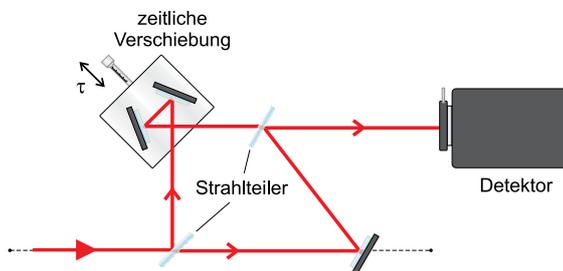


Abb. 4.22: Aufbau eines invertierten Feld-Autokorrektors

Erst die Invertierung eines Teilstrahls ermöglicht im Fall vorhandener Winkeldispersion die Beobachtung von Interferenzstrukturen. Die zeitliche Verschiebung bewirkt in dieser Anordnung ein seitliches Durchwandern der Interferenzstreifen auf dem Schirm. Die Auswertung der Bilder hinsichtlich ihrer Kontrastfunktion liefert die nötigen Informationen zur quantitativen Bestimmung der Winkeldispersion.

4.2.1 Spektral aufgelöste Interferometrie

Die Kombination aus einem invertierten Feld-Autokorrelator und einem Spektrometer ermöglicht spektrale aufgelöste Interferometrie (SRI, *spectrally resolved interferometry*). Diese Erweiterung ermöglicht eine noch genauere Bestimmung der Winkeldispersion. In Abbildung 4.23 ist der Aufbau einer solchen Apparatur dargestellt. Diese ist drehbar um die Achse, die durch den Eingangsstrahl definiert wird. So kann eine Messung der Winkeldispersion und Pulsfrontverkipfung in x - und y -Richtung erfolgen. Die dargestellte Diagnostik wurde im Rahmen dieses Projekts in einer früheren Diplomarbeit entwickelt [22] und wurde in dieser Arbeit beim Neuaufbau und der Justage des *Öffner*-Streckers verwendet, um die Symmetrie des Strahlengangs zu überprüfen und die Einführung von Strahlaberrationen zu minimieren.

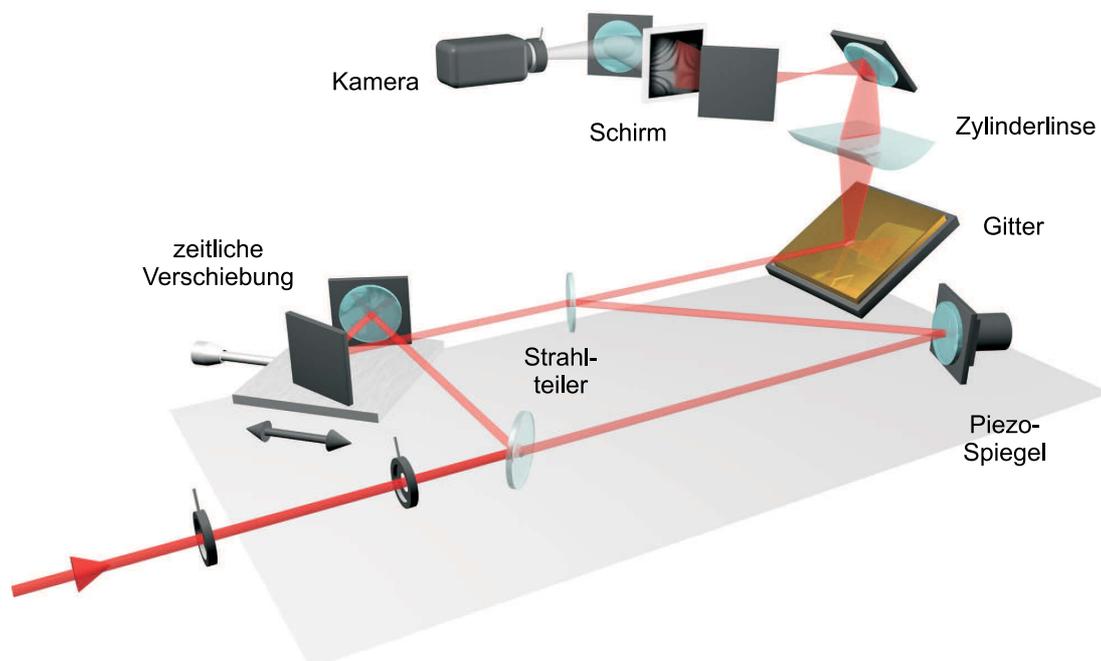


Abb. 4.23: Invertierter Feld-Autokorrelator mit darauf folgender spektraler Zerlegung der interferierenden Pulsanteile. Diese Methode der spektral aufgelösten Interferometrie ermöglicht die Untersuchung von Winkeldispersion und Pulsfrontverkipfung in zwei Dimensionen. Dafür muss die dargestellte Apparatur um die Achse des Eingangsstrahls rotiert werden.

Die räumliche Strahlage ist durch zwei Blenden hinreichend gut fixiert. Durch einen ersten Strahlteiler werden die zu vermessenden Laserpulse aufgeteilt. Ein Pulsanteil wird in Richtung der zeitlichen Verschiebungsstrecke reflektiert, der andere wird transmittiert und gelangt zu einem piezo-gesteuerten Spiegel. Diese Steuerung nach dem Piezo-Effekt erlaubt eine sehr

akkurate Justage der weiteren Strahlrichtung und wird realisiert durch entsprechend angesteuerte Kristalle auf der Rückseite der Spiegelhalterung. Der reflektierte Strahlanteil erfährt durch die Retrospiegel eine zeitliche Verschiebung τ und wird gleichzeitig in einer Dimension invertiert. Die Wegänderung erfolgt in Richtung der Winkelhalbierenden und verursacht keinen Strahlversatz. Im weiteren Strahlverlauf werden die zwei Pulshälften durch einen zweiten Strahlteiler wieder vereint und treffen auf ein Reflexionsgitter. Dieses sorgt für die spektrale Aufspaltung, eine darauf folgende Zylinderlinse gewährleistet die entsprechende Projektion auf einen Schirm. Die Interferenzstrukturen auf dieser Streuscheibe werden abschließend durch ein Objektiv auf die CCD-Kamera abgebildet. In der nachfolgenden Abbildung 4.24 sind Ergebnisse dieser SRI-Messungen aus [22] dargestellt.

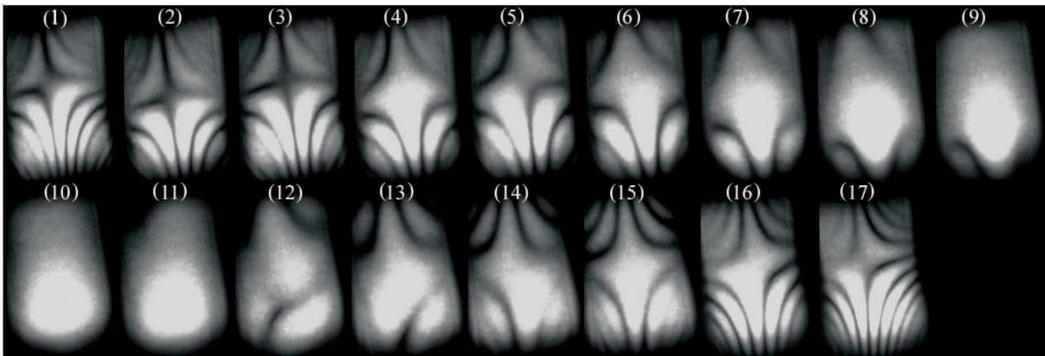


Abb. 4.24: Messreihe zur Untersuchung der Winkeldispersion und Pulsfrontverkipfung aus [22]. Durch Neigung eines Kompressorgitters um eine senkrechte Achse wurde der Winkelchirp beeinflusst. In Teilbild 10 scheint dieser zu verschwinden, die Gitter stehen an dieser Position parallel.

Die Einstellung solcher modulierten Bilder geschieht durch Kombination aus der zeitlichen Verschiebungsstrecke und der Verkipfung des Piezo-Spiegels. Auf diese Weise lassen sich der Streifenabstand und Winkel steuern. Eine weitere Optimierung des Kontrastes kann durch den zweiten Strahlteiler vorgenommen werden. Allein die visuelle Beobachtung der Interferenzen ermöglicht eine gute Justage bezüglich der Minimierung von Winkeldispersion. Bleibt der Streifenabstand über das ganze Bild konstant oder sind keine Modulationen mehr zu sehen, so ist der verbleibende Winkelchirp vernachlässigbar. Soll die Justage aber darüber hinaus verbessert werden und quantitative Aussagen über die Winkeldispersion gemacht werden, so müssen die bestehenden Interferenzstrukturen computergestützt ausgewertet werden. Das frei zugängliche Programm *IDEA* liefert durch einen speziellen Algorithmus Informationen über die Phase der Lichtwelle, die zu dem Interferenzmuster geführt hat. Weitere mathematische Auswertung dieser Informationen ermöglicht die Angabe von Zahlenwerten der übrig gebliebenen Winkeldispersion mit einer Genauigkeit von $\pm 1,5 \mu\text{rad}/\text{nm}$ [22].

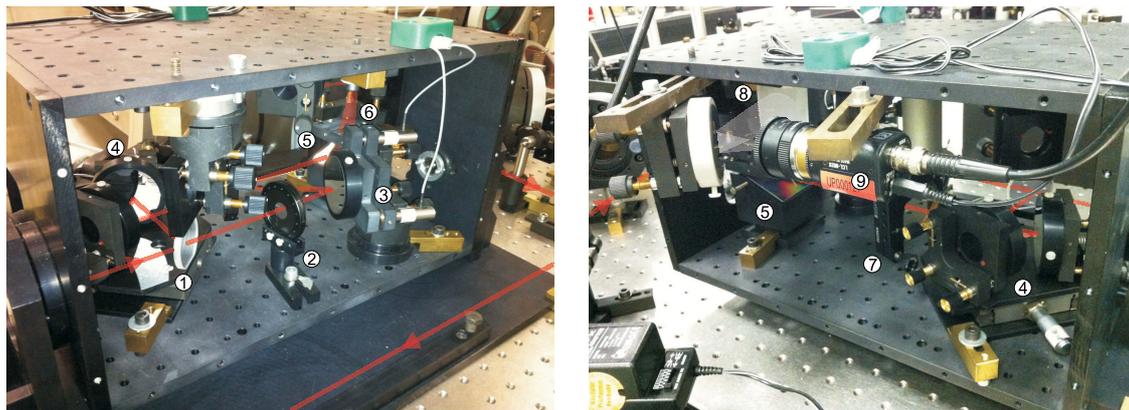


Abb. 4.25: Fotografien des SRIs mit nachgezeichnetem Strahlengang: 1. erster Strahlteiler, 2. Blende, 3. Piezo-Spiegel, 4. zeitliche Verschiebungsstrecke, 5. Reflexionsgitter, 6. Zylinderlinse, 7. zweiter Strahlteiler, 8. Schirm, 9. Kamera

Im Gegensatz zu einer Verkippung um eine senkrechte Achse hat eine Neigung eines Gitters um eine horizontale Achse nur geringe Auswirkungen auf den resultierenden Winkelchirp des Kompressors.

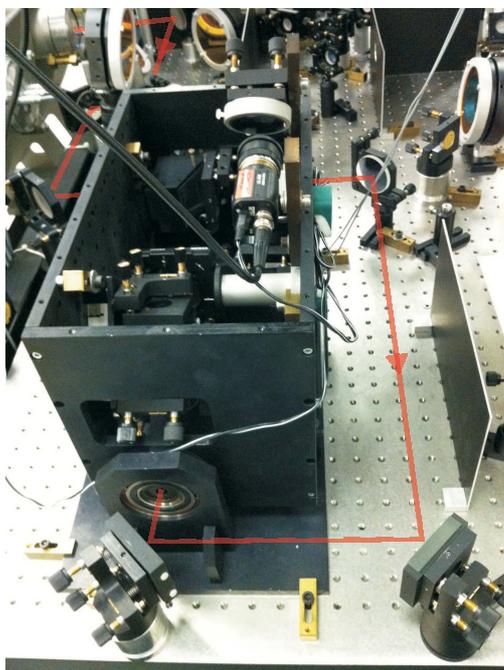


Abb. 4.26: Fotografie des SRI in vertikaler Ausrichtung

Dies begründet sich durch den Dachspiegel im Kompressorsystem, durch den die Laserpulse in der Höhe vertikal versetzt werden. Auf ihrem Rückweg sammeln die Laserpulse den betragsmäßig gleichen aber inversen Wert an eventuell eingeführter Winkeldispersion auf, da sie unabhängig vom Auftreffwinkel die Gitteranordnung samt Dachspiegel wieder parallel zu ihrer Eingangsrichtung verlassen. Die Abbildungen 4.25 und 4.26 zeigen Fotografien des SRI mit nachgezeichnetem Strahlengang und Informationen zum Aufbau. Die Ummantelung ermöglicht eine kompakte Bauweise, Mobilität und die horizontale und vertikale Ausrichtung dieser Apparatur. Der Übersichtlichkeit halber sind Fotografien von beiden zugänglichen Seiten abgebildet. Die Minimierung von Winkelchirp erfolgt durch die Justage auf bestmögliche Symmetrie des Strahlweges im Streckersystem und Parallelität der Gitter Kompressorsystem. Dabei sind

gleichzeitig SRI-Messungen sowie visuelle und algorithmische Auswertungen notwendig.

Eine weitere Möglichkeit der Korrektur von Winkelchirp und der damit einhergehenden Pulsfrontverkipfung bietet der Einbau entsprechend deformierter Spiegel in der *Fourier*-Ebene der Laserpulse. Sind die vorhandenen chromatischen Strahlfehler eines Lasers bekannt, kann eine Oberfläche berechnet werden, welche diese Fehler behebt. Eine Variante einer solchen Oberfläche in Form eines gekrümmten Spiegels innerhalb des *Öffner*-Streckers wurde in [18] vorgestellt und theoretisch beschrieben, der endgültige Einsatz blieb aber wegen letztendlich vertretbarer Aberrationen aus. In diesem Zusammenhang sei aber erwähnt, dass die Gestaltung individuell geformter Oberflächen Gegenstand aktueller industrieller Forschung ist. Die Entwicklung dieser Frei-Form-Flächen könnte großen Einfluss auf die Strahloptimierung vorhandener Lasersysteme haben. Zur Rekonstruktion der Wellenfronten eines Lasers wird die exakte Bestimmung der vorhandenen Aberrationen entsprechend der Auflistung der *Zernike*-Polynome benötigt. Anhand dieser nachgebildeten Wellenfronten kann ein Substrat mit entsprechender Oberflächenstruktur modelliert werden, welches für diese individuelle Fehlerbehebung konzipiert ist.

4.3 Standardgeräte

In diesem Kapitel werden Diagnostikeinheiten vorgestellt, die oft verwendet wurden und zur Standardausrüstung des Labors gehören. Dazu zählen ein Leistungsmessgerät zur Bestimmung der Pulsenergien der Laserpulse, ein Faserspektrometer zur Detektion der Laserspektren, eine hochauflösende CMOS-Kamera zur Aufnahme der Autokorrelationssignale und der räumlichen Strahlprofile und das Infrarotsichtgerät, das die größtenteils nahinfrarote Laserstrahlung erst sichtbar gemacht hat.

4.3.1 Energiemessung

Einer der wichtigsten Parameter der Laserpulse ist ihre Energie. Diese im Zusammenhang mit der Repetition definiert die Durchschnittsleistung, im Verhältnis zu der Pulsdauer ergibt sich die Spitzenleistung der Laserpulse. Die Energie oder genauer gesagt die Leistung der Laserpulse wird mit einem Leistungsmesskopf der Firma *Ophir* vom Typ *30(150)A-HE-DIF* gemessen. Als Anzeige diente ein *Nova-II*-Display derselben Firma. Ausgelegt war das Messgerät für konzentrierte, gepulste Laserstrahlung. Die Energie- bzw. Leistungsmessung erfolgt thermisch, die Laserphotonen werden in einer speziellen Schicht absorbiert und übertragen so ihre Energie in Form von Wärme. Diese Temperaturänderung führt zur Änderung des Widerstandes eines Halbleiters innerhalb des Sensors, so dass mit entsprechender Kalibrierung auf die Eingangsleistung zurückgerechnet werden kann.



Abb. 4.27: Fotografie des Leistungsmesskopfs

Der Spektralbereich des Sensors reicht von Ultraviolett bis Infrarot, so kann die Leistung bei allen wichtigen Laserwellenlängen im Düsseldorf Laser System gemessen werden, wie die der frequenzverdoppelten Laserpulse um 400 nm, die der Pump Laserwellenlänge mit 532 nm, die der Signallaserpulse im Bereich von 650 - 950 nm und die der Fundamentalen vom Nd:YAG-Laser mit 1064 nm. Der Messbereich war variabel einstellbar bis 3 W, 30 W oder 150 W oder skalierte automatisch. Die Zerstörschwelle liegt abhängig von der Wellenlänge für Pulsdauern unter 100 ns und einer Wiederholrate zwischen 10 - 50 Hz bei 2 J/cm^2 und kann durch einen optional aufgesetzten Diffusor erhöht werden. Dieser bewirkt eine Homogenisierung des Strahlprofils, Intensitätsspitzen werden durch Streuung abgeschwächt. Die Kühlung erfolgt über Konvektion durch Luft, dies begründet die Rippenstruktur mit großer Oberfläche. In der nachfolgenden Tabelle 4.1 sind einige Parameter des Leistungsmesskopfs zusammengefasst.

Leistungsmesskopf <i>Ophir</i>	Modell 30(150)A-HE-DIF
Leistungsbereich	10 mW - 150 W
Untergrund	3 mW
Bandbreite	190 nm - $3 \mu\text{m}$
Messfläche	$\varnothing 17 \text{ mm}$
Zerstörschwellen	
532 nm	2 (4) J/cm^2
1064 nm	2 (5) J/cm^2

Tab. 4.1: Zusammenfassung einiger Parameter des Leistungsmesskopfs.

4.3.2 Faserspektrometer

Die in dieser Arbeit aufgenommenen und gezeigten Spektren wurden mit einem Faserspektrometer der Firma *Avantes* vom Modell *AvaSpec-2048* bestimmt. Das zu vermessende Licht wird mittels einer Multimoden-Glasfaser in das Spektrometer eingekoppelt, welches nach dem Prinzip eines *Czerny-Turner*-Monochromators aufgebaut ist.

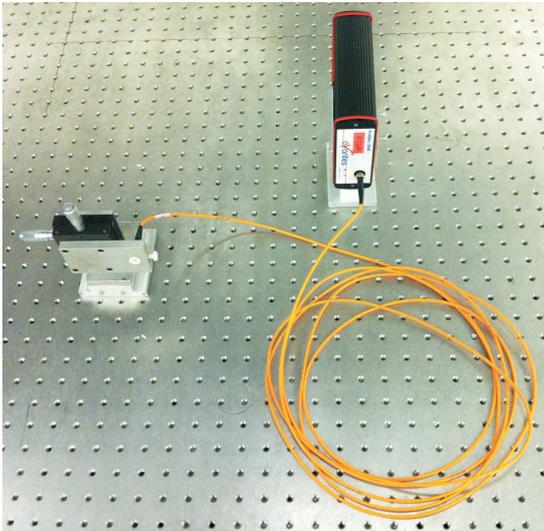


Abb. 4.28: Fotografie des Faserspektrometers

Der Eintrittsspalt mit einer Breite von $10\ \mu\text{m}$ befindet sich im Fokus eines Kollimiererspiegels, von dem die Laserstrahlung auf das Gitter reflektiert wird. Durch Beugung spektral aufgespalten gelangt das Licht auf einen zweiten Fokussierspiegel, einen Zylinderspiegel mit einer Brennweite von $75\ \text{mm}$. Als Detektor dient eine CCD-Zeile mit 2048 Pixeln. Die spektrale Bandbreite ist mit $200\text{-}1100\ \text{nm}$ angegeben, diese wird aber wegen anwenderbedingter Spezifikationen nicht erreicht. Am Eintrittsspalt ist ein Hochpassfilter für Wellenlängen größer $400\ \text{nm}$ eingebaut, zusätzlich ist das interne Reflexions-

gitter mit einer Ultraviolett-Beschichtung versehen. Diese spezielle Beschichtung blockiert kurzwelliges UV-Licht und verhindert störende Effekte durch Überlagerungen der ersten Beugungsordnung mit höheren Beugungsordnungen. Spektren der frequenzverdoppelten Laserpulse bei $400\ \text{nm}$ konnten mit diesem Spektrometer nicht aufgenommen werden, die anderen für diese Arbeit wichtigen Laserwellenlängen bei $532\ \text{nm}$, $650\text{-}950\ \text{nm}$ und $1064\ \text{nm}$ hingegen schon. Die Integrationszeit ist in Millisekundenschritten von $2\ \text{ms}\text{-}60\ \text{s}$ variabel einstellbar, außerdem ist das Spektrometer extern triggerbar. Die Übertragung über USB sowie die Weiterverarbeitung und Ansteuerung durch die Software *AvaSoft* vereinfachen den praktischen Umgang mit diesem Messgerät. In der nachfolgenden Tabelle 4.1 sind einige Parameter des Faserspektrometers zusammengefasst.

Faserspektrometer <i>Avantes</i>	Modell AvaSpec-2048
Spektralbereich	$400\text{ - }1100\ \text{nm}$
Auflösung	$0,8\ \text{nm}$
Untergrund	$0,4\ \%$
Integrationszeit	$2\ \text{ms}\text{ - }60\ \text{s}$
Detektor	CCD-Zeile 2048 Pixel

Tab. 4.2: Zusammenfassung einiger Parameter des Faserspektrometers.

4.3.3 Messung des Strahlprofils

Sämtliche Aufnahmen der Strahlprofile und Autokorrelationspuren wurden mit einer hochauflösenden CMOS-Kamera der Firma *Allied* mit der Modellbezeichnung *Guppy F-503* gemacht.

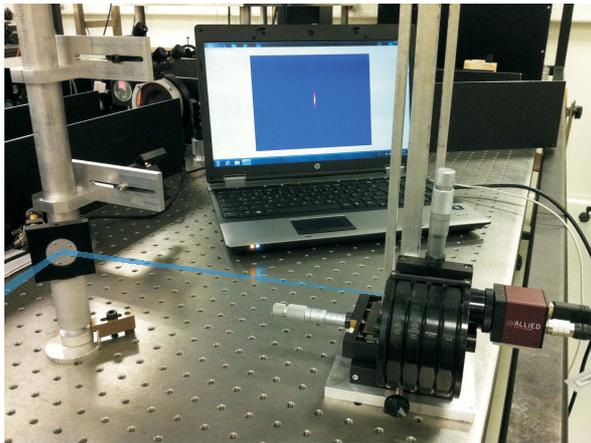


Abb. 4.29: Fotografie zur Messung des Strahlprofils und der Autokorrelationsspuren

ausgelesen und in Spannung konvertiert wird. In einer CMOS-Kamera erfolgt direkt für jedes Pixel die Umwandlung von Ladung in Spannung. Dadurch haben diese Sensoren eine sehr hohe Empfindlichkeit, aber wegen dahinter geschalteter hochverstärkender Transistoren erhöht sich auch das Rauschen im Bild. Das Signal-Rausch Verhältnis und der Dynamikumfang sind deswegen bei einem CCD-Sensor besser, da die externe Signalverarbeitung mit weniger und qualitativ hochwertigeren elektronischen Bausteinen auskommt. Allerdings sind CCD-Kameras bezüglich ultravioletter und Infrarotstrahlung sehr empfindlich, CMOS-Sensoren nicht. Es muss also von Situation zu Situation unterschieden werden, welche Vorteile gewünscht sind und welche Nachteile akzeptiert werden können.

Diese Kamera hat eine Auflösung von etwa 2500 mal 2000 Pixeln. Im Laborbetrieb stellte sich aber heraus, dass der Einsatz mit voller Auflösung nicht stabil mit der Software funktionierte, so dass nur ein Ausschnitt des CMOS-Sensors benutzt und die Auflösung auf 1600 mal 1200 Pixel reduziert wurde. Alle Strahlprofile und Autokorrelationsspuren in dieser Arbeit wurden in diesem Fenster aufgenommen. Das optional aufschraubbare Filterrad beinhaltet Graufilter mit unterschiedlichen Transmissionswerten. So kann das zu detektierende Licht einfach durch Kombinationen verschiedener Graufilter um bis zu 10 Größenordnungen abgeschwächt werden. Die Fotografie 4.29 zeigt eine Aufnahme einer Autokorrelationsspur. In der nachfolgenden Tabelle 4.1 sind einige Parameter des Beamprofilers zusammengefasst.

Diese sehr kompakte Kamera hat 5 Megapixel und arbeitet nach dem Prinzip der komplementären Metalloxid-Halbleiter (CMOS, *complementary metal oxide semiconductor*). Ebenso wie eine CCD-Kamera (CCD, *charge coupled device*) konvertiert diese Technik Licht in eine elektrische Ladung und wandelt es in ein elektronisches Signal um. Der Unterschied besteht darin, dass bei einem CCD-Sensor die in jedem Pixel aufgesammelte Ladung an benachbarte Pixel übergeben wird und letztendlich über wenige Knotenpunkte

Beamprofiler <i>Allied</i>	Modell <i>Guppy F-503</i>
Sensortyp	CMOS Progressiv
Auflösung	2592 × 1944 Pixel
Pixelgröße	2,2 μm
Farbtiefe	16 Bit
Integrationszeit	0 - 81 ms

Tab. 4.3: Zusammenfassung einiger Parameter des Beamprofilers.

4.3.4 Infrarotsichtgerät

Eine weitere sehr wichtige Detektionseinheit ist das Infrarotsichtgerät. Ohne dieses wäre der Aufbau und die Justage des ganzen Lasersystems nicht möglich gewesen, deswegen soll auch dieses Standardgerät kurz vorgestellt werden. Da die Signallaserpulse Wellenlängen zwischen 650-950 nm oder später nach häufigen Reflexionen an dielektrischen Spiegeln und der optisch parametrischen Verstärkung zwischen 740-910 nm besitzen, liegt ein gewisser Spektralteil der Laserstrahlung im nahen Infrarot. Das IR-Sichtgerät ermöglicht die Beobachtung dieser für das menschliche Auge unsichtbaren Strahlung, indem es diese in sichtbares grünes Licht umwandelt. Die Umwandlung erfolgt durch eine Bildwandlerröhre. Die einfallende infrarote Strahlung trifft auf eine beschichtete lichtempfindliche Photokathode und setzt dadurch Elektronen frei. Diese emittierten Elektronen werden durch eine positive Spannung auf einen phosphorbeschichteten Beobachtungsschirm beschleunigt, das Ergebnis ist das nun sichtbare gelb-grüne Licht. Das in dieser Arbeit verwendete Modell trägt die Bezeichnung *86640* und wurde von der Firma *Laservision* erworben. Der für den Einsatz mögliche Wellenlängenbereich erstreckt sich von 380-1300 nm und wird bei der Konstruktion durch die Beschichtung der Photokathode beeinflusst. Die maximale Empfindlichkeit liegt bei 800 nm. Eine hohe, batteriebetriebene Betriebszeit und ein geringes Gewicht sind weitere Vorteile dieses handgehaltenen Infrarotsichtgeräts. Die Tabelle 4.4 zeigt eine Zusammenfassung einiger Parameter dieser Diagnostik.



Abb. 4.30: Fotografie des Infrarotsichtgeräts

Infrarotsichtgerät	Modell 86640
Spektralbereich	380 - 1300 nm
maximale Sensitivität bei	800 nm
Betrachtungswinkel	10°
minimaler Arbeitsabstand	10 cm

Tab. 4.4: Zusammenfassung einiger Parameter des Infrarot-Sichtgeräts.

Kapitel 5

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde im Institut für Laser- und Plasmaphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf ein Titan:Saphir - OPCPA - Hybridlasersystem entscheidend verbessert, fertig gestellt und charakterisiert. Ein neuartiges Konzept zur Verstärkung ultrakurzer Laserpulse wurde umgesetzt und die einzelnen Komponenten des Lasersystems wurden miteinander kombiniert, aufeinander abgestimmt und optimiert. Das Resultat ist eine zeitliche Streckung, eine nachfolgende energetische Verstärkung und eine abschließende erfolgreiche Kompression der Laserpulse nach dem Prinzip der optisch parametrischen gechirpten Pulsverstärkung (OPCPA). Die Pulsenergien erreichen 25 mJ bei Pulsdauern von gut 18 fs. Dieses Lasersystem vereint hohe Energien und ultrakurze Pulsdauern, so dass es als Hochintensitäts- und Ultrakurzpulslaser klassifiziert werden kann.

Ausgehend von einem kommerziellen Titan:Saphir-Laser werden die Laserpulse mit einer Pulsdauer von 24 fs durch Selbstphasenmodulation in einer mit Neongas gefüllten Glaskapillare spektral verbreitert. Darauf folgend werden sie in einem speziellen Streckersystem, dem *Öffner*-Streckler, um etwa vier Größenordnungen zeitlich gestreckt. Nach Durchgang durch den Streckler besitzen die Laserpulse eine zeitliche Halbwertsbreite von 550 ps und Pulsenergien von $20 \mu\text{J}$.

Im weiteren Verlauf treten die Laserpulse in die optisch parametrische Verstärkerlinie ein und erfahren in guter Übereinstimmung mit der Theorie eine energetische Verstärkung um einen Faktor von 1250. Die räumliche und zeitliche Synchronisation zwischen den Pump- und Signallaserpulsen war entscheidend für eine effiziente Verstärkung. Die exakte Einstellung des Nichtkollinearitäts- und Phasenanpassungswinkels gewährleisteten besonders breitbandige Spektren der Signallaserpulse. Spektrale Bandbreiten von 155 nm wurden erreicht, was im *Fourier*-Limit Pulsdauern unter 8 fs ermöglichen könnte.

Mit einer Energie über 25 mJ propagieren die Laserpulse weiter und sollten durch einen Titan:Saphir-Nachverstärker einen weiteren Energieschub erfahren und Pulsenergien von knapp

50 mJ erreichen. Die berechnete Verstärkung durch den Titan:Saphir-Kristall konnte zwar generiert werden, ein unerwarteter absorbierender Effekt innerhalb des aktiven Mediums hat diese Komponente des Lasersystems aber unpraktikabel gemacht. Dies muss zukünftig genauer untersucht werden.

Anschließend werden die verstärkten Laserpulse in einem Gitterkompressor zeitlich wieder komprimiert. Eine zusätzliche Kontrolle der spektralen Phase und weitere Minimierung der Pulsdauer erfolgt durch Einsatz eines akustooptischen Modulators. Die verstärkten Laserpulse erreichten vorerst Pulsdauern von 18,7 fs. Eine endgültige Optimierung der Pulsdauern war aus Termingründen im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Die Laserspektren lassen Pulsdauern unter 10 fs erwarten. Zur Vermessung der zeitlichen Struktur der Laserpulse wurde ein selbst entworfener dispersions- und untergrundfreier Einzelschuss-Autokorrelator zweiter Ordnung aufgebaut, welcher die Pulsdauerbestimmung für jeden einzelnen Laserschuss ermöglicht. Weitere Diagnostiken zur Analyse vorhandener Strahlaberrationen und der Wellenfront stehen zur Verfügung.

Während dieser Arbeit wurden die Strahleigenschaften nach jeder Komponente präzise charakterisiert und optimiert, um optimale Ausgangssituationen für den nächsten Abschnitt des Lasersystems zu erhalten und die Einführung von Strahlfehlern zu verhindern. Besonderer Wert wurde auf die Strahlqualität der Laserpulse und die Reproduzierbarkeit der erzielten Ergebnisse gelegt. Durch genau berechnete Teleskopabbildungen konnte das Strahlprofil durch das ganze Lasersystem in seiner Qualität nahezu erhalten werden, so entspricht die räumliche Intensitätsverteilung der Laserpulse auch am Ende des Lasersystems in guter Näherung einem *Gauß*-Profil. Langzeit-Messungen der verstärkten Laserspektren und der gemessenen Pulsdauern demonstrieren die gute Stabilität der optisch parametrischen Verstärkung und den möglichen Einsatz im Langzeitbetrieb.

Die zeitlich manipulierten und energetisch verstärkten Laserpulse liefern Leistungen im Terawattbereich und ermöglichen durch entsprechende Fokussierung Experimente bei relativistischen Intensitäten über 10^{18} W/cm².

Ausblick auf Anwendungen

Mit dem vorgestellten Hybridlasersystem können verschiedene nichtlineare Prozesse initiiert und erforscht werden. Im Vordergrund steht die Untersuchung relativistischer Laser-Plasma-Dynamik im Ultrakurzpuls-Bereich. Das Potential dieses Lasersystems, Energien über 25 mJ und Pulsdauern unter 10 fs zu erzeugen, sowie zukünftige Erweiterungen ermöglichen die Beobachtung einer Vielzahl interessanter Effekte und bieten großen Spielraum für experimentelle Ideen. Allen gemein ist die Wechselwirkung des intensiven Laserfeldes mit Materie. Im Fokus dieser Laserpulse entstehen extrem hohe elektrische Feldstärken über 10^{12} V/m, welche die

Materie ionisieren und diese in den Plasmazustand überführen [81, 82]. Diese lasererzeugten Plasmen sind interessante Teilchen- und Strahlungsquellen, sie emittieren Elektronen- und Ionenpulse sowie Strahlung im Röntgen- und ultravioletten Spektralbereich.

Das Gebiet der lasererzeugten Plasmen kann in *unter-* und *überdichte* Plasmen unterteilt werden. Unterdichte oder auch *unterkritische* Plasmen sind dadurch definiert, dass die Laserpulse in ihnen propagieren können. Dies ist z. B. der Fall, wenn die in dieser Arbeit generierten Laserpulse in einen Gasjet fokussiert werden, das ausströmende Gas ionisieren und sich in diesem Laser-Plasma weiter ausbreiten. Die Wechselwirkungen mit den geladenen Teilchen (vor allem Elektronen) bei relativistischen Intensitäten ermöglichen u. a. eine gerichtete Beschleunigung dieser Teilchen durch das induzierte Laser-Plasma-Feld. Die Elementarteilchen können aufgrund dieser Effekte innerhalb weniger hundert Mikrometer auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden. Auf diese Weise können monoenergetische Elektronenpulse erzeugt werden [83, 84], welche wiederum Ausgangspunkt für weitere Experimente sein können [85, 86]. Voraussetzungen für diese Effekte sind Spitzenleistungen, die nach den Skalierungsgesetzen aus [87] einen von der Pulsdauer und der Wellenlänge der Laserpulse abhängigen Schwellenwert erreichen. Die hier erzeugten Laserpulse erlauben dies durch ihre extrem kurzen Pulsdauern bereits bei Pulsenergien von einigen 10 mJ und somit mit unerreichter Effizienz. Eine andere Möglichkeit der Teilchenbeschleunigung besteht darin, die ultrakurzen Laserpulse in eine gasgefüllte Glaskapillare zu fokussieren, in der zuvor durch Hochspannungsentladung ein Plasma erzeugt wurde [88, 89].

Überdichte oder auch *überkritische* Plasmen entstehen z. B. durch Fokussierung der Laserpulse auf Festkörperoberflächen. Durch Abbremsen der lichtschnellen Elektronen in Festkörpern kann Bremsstrahlung und charakteristische Röntgenstrahlung erzeugt werden, welche Emissionsdauern im Bereich der Laserpulsdauern besitzen. Aufgrund anderer Wechselwirkungen können u. a. Oberflächenharmonische generiert werden [90, 91], die sich kohärent überlagern und Attosekunden-Pulszüge bilden [92, 93, 94]. Diese extrem kurzen Ereignisse ermöglichen wiederum das Studium der Dynamik von Elektronen wie z. B. die zeitaufgelöste Spektroskopie zur Bildung von Innerschalen-Löchern [95, 92]. Auch die Untersuchung dieser Effekte ist unter bestimmten Voraussetzungen mit den in dieser Arbeit aufgebauten Lasersystem bereits möglich oder wird durch die im folgenden Abschnitt vorgestellten Erweiterungen in Zukunft möglich gemacht. Darüber hinaus sind gerade wegen der extrem kurzen Pulsdauer der *few-cycle*-Laserpulse grundlegende Untersuchungen von Absorption, Ionisation und weiteren Wechselwirkungen geeignet.

Erweiterungen

Möglichkeiten zur Optimierung der Lasereigenschaften bestehen z. B. im verbesserten Aufbau des *Öffner*-Streckers. Dieses spezielle Streckersystem führt einen besonders großen Streckungsfaktor ein, allerdings folgt der Strahlweg innerhalb dieses Teils des Lasersystems nicht exakt der optischen Symmetrieachse, was unweigerlich spektrale Fehler einführt. Vorschläge für einen aberrationsfreien Durchlauf unter Beibehaltung der Transmission sind in Kapitel 3.1.3 gegeben.

Weiterhin könnte in Zukunft auch die optisch parametrische Verstärkung verbessert werden. Die Leistung bzw. Intensität des Pumplasers wirkt sich auf die Energiekonversion bei der Verstärkung aus, so dass höhere Energien der Pumplaserpulse auch größere Pulsenergien der verstärkten Signallaserpulse zur Folge hätten. Neben den Eigenschaften des Pumplasers können auch neu entwickelte Kristallmaterialien wie z. B. Bismut-Triborat (BiBO) in Betracht gezogen werden. In Relation zu BBO besitzt dieser Kristall einen höheren Wert der effektiven Nichtlinearität und vergleichbare Zerstörschwellen. Ein Einsatz in der optisch parametrischen Verstärkerlinie kann aufgrund dieser Eigenschaften die Effizienz der Verstärkung erhöhen.

Eine konventionelle Nachverstärkung durch einen Titan:Saphir-Kristall ist nicht auszuschließen, auch wenn die Einbindung eines solchen Verstärkers in dieser Arbeit insgesamt keinen nennenswerten Energiezuwachs lieferte. Ein unerwarteter absorbierender Effekt hat die erfolgte Verstärkung auf Energien von 25 mJ limitiert, dies benötigt zukünftig weitere Untersuchungen. Im Erfolgsfall ist ein Verstärkungsfaktor von mindestens zwei zu erwarten, was Pulsenergien von knapp 50 mJ ermöglichen würde, ohne dass die Spektralform nennenswerte Änderungen erfährt.

Im Bereich der Kompression wäre es in Zukunft vorteilhaft, eine dauerhafte Möglichkeit zur Reinigung der Gitteroberflächen im Kompressorsystem zu integrieren. Ablagerungen auf den Reflexionsgittern könnten schnell beseitigt werden, so dass immer maximale Transmission gegeben ist.

Eine Optimierung der Strahleigenschaften kann durch den Einsatz adaptiver Optiken erzielt werden. Diese ermöglicht die Korrektur von Strahlfehlern in der Wellenfront der Laserpulse und verbessert die Fokussierbarkeit. Ein kontinuierlich deformierbarer Spiegel, ein *Shack-Hartmann*-Wellenfrontsensor sowie die für die Berechnung und Ansteuerung notwendige Software sind bereits vorhanden.

Des Weiteren kann die zeitliche Halbwertsbreite der generierten Laserpulse weiter verkürzt werden. Das durch die spektralen Eigenschaften der Laserpulse gegebene Potential ist noch nicht ausgeschöpft und ermöglicht Pulsdauern unter 10 fs. Dafür sind aber spezielle Autokorrelatoren notwendig, die quantitative Informationen über die spektrale Phase und die verblie-

bende Restdispersion liefern. In Verbindung mit dem *Dazzler* kann dadurch eine Reduktion der Pulsdauer zuverlässig vorgenommen werden.

Der Aufbau einer zweiten optisch parametrischen Verstärkerlinie kann analog zu der in dieser Arbeit beschriebenen erfolgen und würde die Energie der Laserpulse um eine weitere Größenordnung erhöhen, ohne die Pulsdauern durch spektrale Einschnürung zu verlängern. Der zu diesem Zweck notwendige Pumplaser ist auch schon vorhanden. Es handelt sich dabei um einen frequenzverdoppelten Neodym:YAG-Laser, der Pulse mit einer Wiederholrate von 10 Hz und Energien von 1,2 J emittiert.

Der Kontrast der Laserpulse wurde bisher nicht quantifiziert und muss zukünftig bestimmt werden. Möglichkeiten zur Verbesserung bestehen in der Technik der XPW (*cross-polarized wave generation*) [96] oder durch den Einsatz eines Plasmaspiegels [97, 98].

Zusammenfassend wurde in dieser Arbeit ein Hochintensitätslasersystem aufgebaut und vervollständigt, welches unter Verwendung der Technik der optisch parametrischen gechirpten Pulsverstärkung mit einer Repetitionsrate von 10 Hz Laserpulse mit Pulsdauern unter 20 fs und Pulsenergien über 25 mJ liefert. Diese Pulseigenschaften ermöglichen Experimente bei relativistischen Intensitäten und die Untersuchung einer Vielzahl von Effekten der Laser-Plasma-Dynamik.

Anhang A

Strahlqualität

In diesem Kapitel werden Methoden zur Bewahrung und Optimierung der Strahlqualität vorgestellt. Innerhalb dieser Arbeit wurde mehrfach auf die abbildenden Eigenschaften von Teleskopen hingewiesen, welche einen bedeutenden Anteil zum Erhalt der Strahlprofile betragen. Des Weiteren wird die Technik eines Raumfilters zur Strahlsäuberung erklärt. Außerdem wird die Funktionsweise einer adaptive Optik erläutert, die bereits vorhanden ist und zukünftig eingesetzt wird.

A.1 Teleskopabbildungen

In dieser Arbeit wurden drei Typen von Teleskopen verwendet:

- *Galilei*-Linsenteleskop
- *Kepler*-Linsenteleskop
- Schiefspieglerteleskop

Alle diese optischen Teleskope dienen erstens der Einstellung des Strahlquerschnitts und zweitens der Abbildung der Strahlprofile der Laserpulse. Vorhandene Aberrationen wirken sich auf die Strahlprofile aus, wenn die Laserpulse effektiv weit genug propagieren. Durch gezielte Abbildungen werden diese Auswirkungen verzögert und das anfangs gute Strahlprofil durch das Lasersystem weitergereicht. Auf diese Weise kann ein gutes Strahlprofil im gesamten Lasersystem durch-abgebildet werden und die vorhandene Strahlqualität näherungsweise erhalten bleiben.

Die Abbildungsgleichung der geometrischen Optik ist gegeben aus der Relation zwischen Brennweite f , Gegenstandsweite g und Bildweite b

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b} \quad (\text{A.1})$$

Beim Aufbau eines Teleskops durch Einsatz einer weiteren Linse ergibt sich aus geometrischen Überlegungen ein Zusammenhang zwischen der abzubildenden Ebene in der Gegenstandsweite g_1 und dem abgebildeten Ort an Position der Bildweite b_2 :

$$b_2 = \frac{f_1^2 f_2 + f_1 f_2^2 - f_2^2 g_1}{f_1^2} \quad (\text{A.2})$$

Mit dieser Gleichung kann bei bekannter Gegenstandsweite berechnet werden, in welcher Entfernung zur zweiten Linse das Strahlprofil der Laserpulse abgebildet wird.

Galilei-Linsenteleskop

Ein *Galilei-Linsenteleskop* besteht mindestens aus einer Sammellinse und einer Zerstreuungslinse. Es bildet keinen Fokus zwischen den Optiken, so dass im Fall eines verkleinernden Linsenteleskops, die Laserstrahlen die konkave Zerstreuungslinse durchlaufen bevor sie den Brennpunkt der konvexen Sammellinse erreichen (s. Abbildung A.1). In diesem Fall wer-

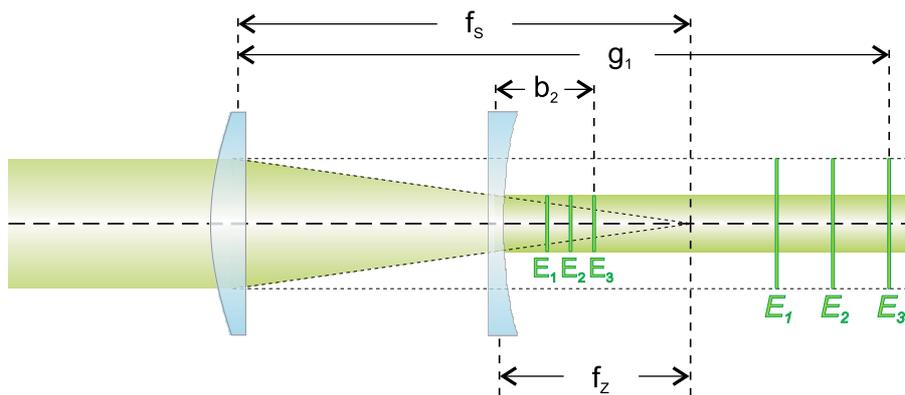


Abb. A.1: Strahlengang in einem Galilei-Linsenteleskop. Virtuelle Ebenen (kursiv) in weiterer Entfernung werden näher am Teleskopausgang abgebildet, so dass diese Art von Teleskop kontraproduktiv für den Erhalt eines guten Strahlprofils ist.

den die Strahlprofile der Laserpulse durch die Sammellinse in den Bereich zwischen der Zerstreuungslinse und ihrem Fokus abgebildet. Dieses Zwischenbild wird wiederum durch die Zerstreuungslinse virtuell abgebildet, so dass weiter entfernte Ebenen des Eingangsstrahls entsprechend der Gleichung (A.2) näher herangeholt werden. Das Strahlprofil bleibt in seiner Orientierung erhalten und die eingeführte Winkelvergrößerung verursacht in Abhängigkeit von den verwendeten Brennweiten eine entsprechende Vergrößerung der vorhandenen Strahl-
aberrationen um den Faktor f_s/f_z .

Ein *Galilei*-Teleskop kann aufgrund des nicht vorhandenen Zwischenfokus kompakt aufgebaut werden und bietet sich an Positionen im Lasersystem an, an denen der Strahl aufgeweitet werden muss und kein Platz für ein *Kepler*-Teleskop gegeben ist.

Kepler-Linsenteleskop

Ein *Kepler*-Teleskop wird aus fokussierenden Optiken aufgebaut und enthält einen Zwischenfokus. Die Abbildung einer Ebene auf der Gegenstandsseite erfolgt reell zur Bildseite und verlagert so die Strahlprofile der Laserpulse von „vorne“ nach „hinten“. Die Orientierung des Strahlprofils wird dabei umgekehrt (vgl. Abbildung A.2).

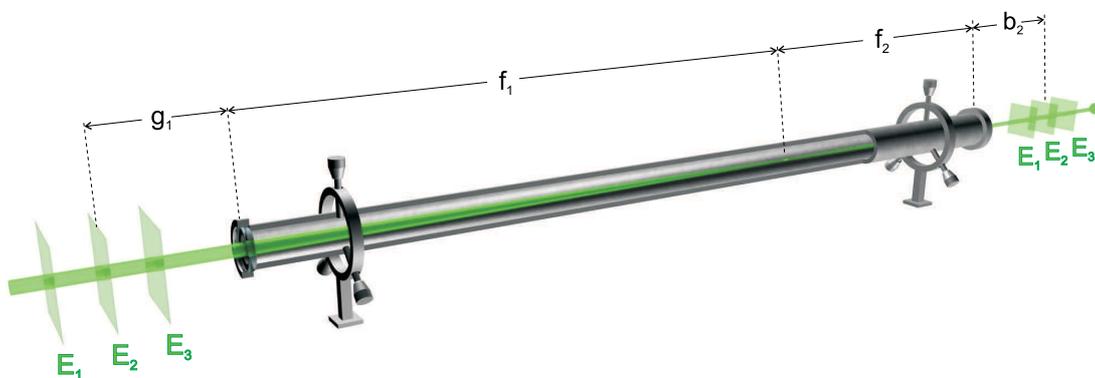


Abb. A.2: Aufbau eines evakuierten *Kepler*-Linsenteleskops. Diese Variante eines optischen Teleskops gewährleistet den Erhalt des Strahlprofils und bildet eine Ebene vor dem Teleskop im Abstand g_1 hinter das Teleskop in einer Entfernung b_2 ab. Die beiden Sammellinsen bilden den Ein- und Ausgang des Vakuumsrohrs.

Die Ti:Sa-Laserpulse durchlaufen beispielsweise ein *Kepler*-Linsenteleskop zwischen dem *Öffner*-Strecker und der optisch parametrischen Verstärkerlinie. Die erste breitbandbeschichtete Quarzlinse befindet sich hinter der Pockelszelle nach Durchgang durch das Streckersystem. Diese plankonvexe Sammellinse hat eine Brennweite von 100 cm und einen Abstand von 158 cm zum Reflexionsgitter im Strecker. Die zweite kollimierende Sammellinse besitzt eine Brennweite von 50 cm, ist entsprechend in einem Abstand von 150 cm zur ersten Fokussierlinse platziert und hat eine Entfernung von 35,5 cm zum ersten BBO-Kristall. Diese Distanz ist die nach (A.2) berechnete Bildweite und infolgedessen wird die Ebene der Laserpulse am Reflexionsgitter im *Öffner*-Strecker in den ersten BBO-Kristall abgebildet. Eine Fotografie dieses Teleskops wird in Abbildung A.3 gezeigt.

Vor diesem Hintergrund ist das *Kepler*-Teleskop für den Erhalt der Strahleigenschaften geeignet. Es bildet ein Strahlprofil (samt Form der Wellenfront) vor dem Teleskop hinter das

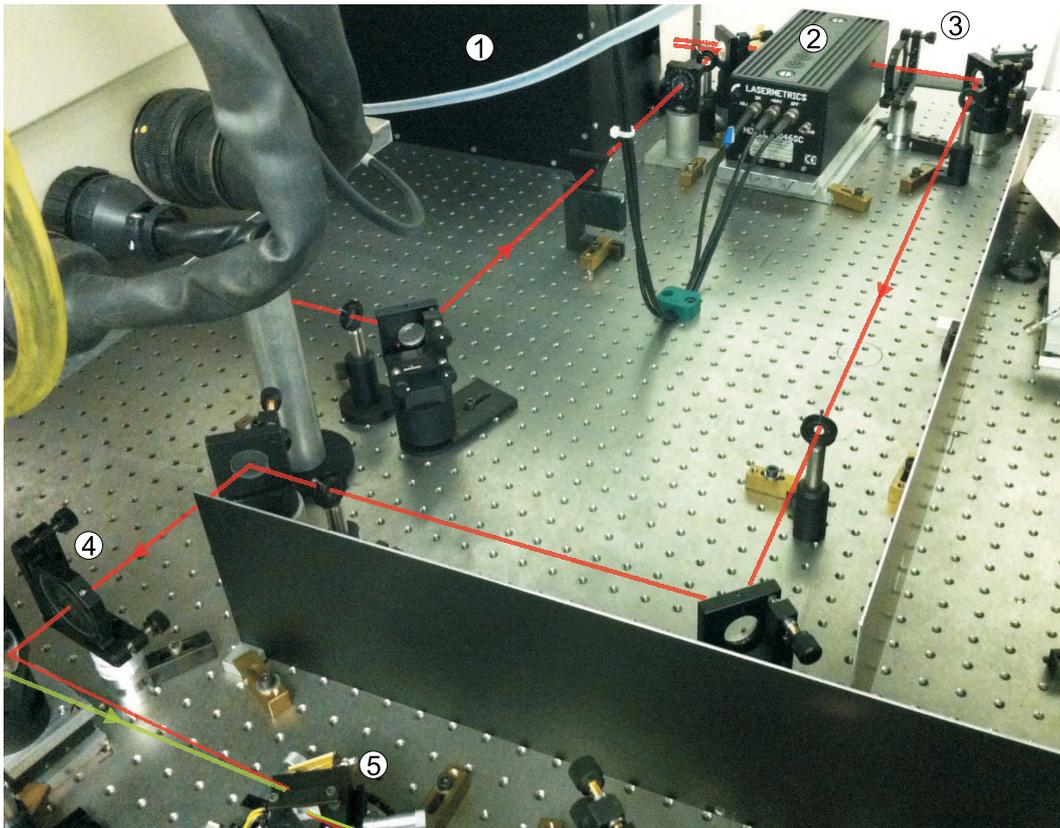


Abb. A.3: Fotografie eines *Kepler*-Linsenteleskops mit nachgezeichnetem Strahlengang. Der Strahldurchmesser der aus dem *Öffner*-Strecker austretenden Laserpulse wird beim Durchgang durch dieses Teleskop verkleinert und zusätzlich wird die Ebene des Reflektionsgitters im Streckersystem an die Position des ersten BBO-Kristalls abgebildet: 1. *Öffner*-Strecker, 2. Pockelszelle, 3. erste plankonvex Linse, 4. zweite plankonvex Linse, 5. erster BBO-Kristall.

Teleskop ab und trägt somit zum Erhalt der vorhandenen räumlichen Intensitätsverteilung im Strahlprofil bei. Ein Nachteil dieser Teleskopvariante ist der entstehende Fokus zwischen den Sammellinsen. Bei hohen Intensitäten führt die Fokussierung der Laserpulse zur Zündung eines Luftplasmas, welches aufgrund des hohen Brechungsindex das Licht streut. In diesem Fall muss das Teleskop evakuiert werden, was den Aufbau und Einsatz verkompliziert.

Abbildungssysteme der Titan:Saphir-Laserpulse

In Abbildung A.4 sind schematisch die Positionen eingetragen, die durch die bestehenden Teleskopsysteme abgebildet werden. Chronologisch durchlaufen die Titan:Saphir-Laserpulse nach Austritt aus der Glaskapillare ein 2:1-*Galilei*-Linsenteleskop, bei dem eine Ebene in

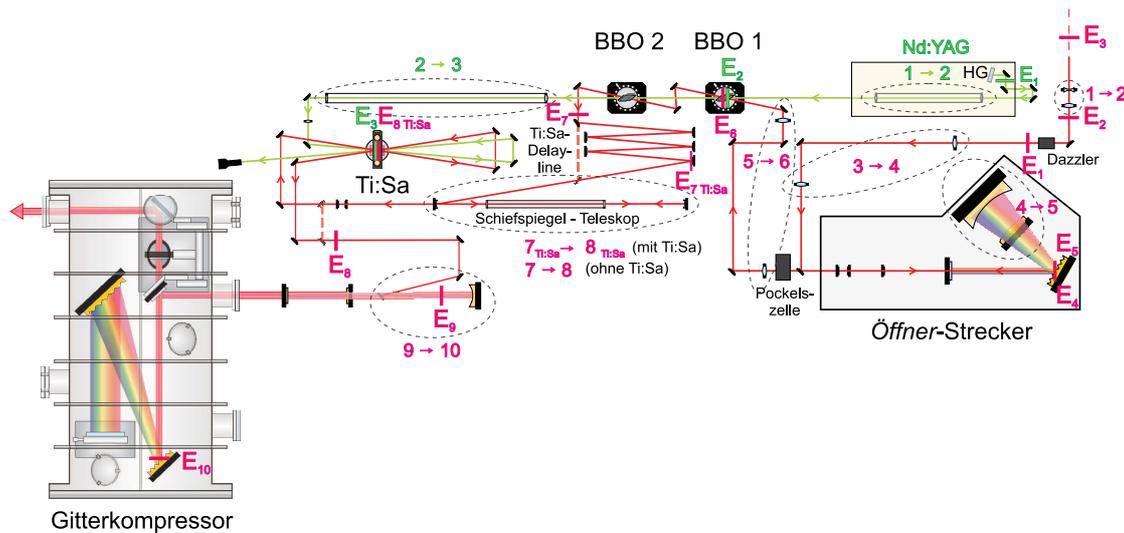


Abb. A.4: Schematische Darstellung der im Lasersystem durch-abgebildeten Strahlprofile der Ti:Sa-Laserpulse (rot) und Pumplaserpulse (grün). Die eingezeichneten Positionen der abgebildeten Ebenen sollen das Weiterreichen der Strahlprofile andeuten, diese sind fortlaufend nummeriert.

100 cm Entfernung (E_1) auf 12,5 cm herangeholt wird (E_2). Eine nachfolgende 1:1-Abbildung durch ein *Kepler*-Linsenteleskop bildet eine Ebene in einer Gegenstandsweite von etwa 200 cm (E_3) auf das Reflexionsgitter im Streckersystem ab (E_4). Das im *Öffner*-Streckersystem platzierte 1:1 abbildende Spiegelteleskop bildet das Strahlprofil an der Position des Gitters (E_4) wieder auf dieses ab (E_5). Nach Austritt aus dem Streckersystem erfolgt eine 2:1-Abbildung durch ein *Kepler*-Linsenteleskop zur Vorbereitung auf die optisch parametrische Verstärkung. Durch dieses Abbildungssystem wird die Ebene des Reflexionsgitters im Streckersystem (E_5) an die Position des ersten BBO-Kristalls weitergereicht (E_6). Als nächstes passieren die Signallaserpulse eine näherungsweise 1:2-Abbildung durch ein evakuiertes *Kepler*-Spiegelteleskop zur Strahlanpassung für den Ti:Sa-Nachverstärker. In diesem Fall wird das Strahlprofil am Ende der Verzögerungsstrecke ($E_{7\text{Ti:Sa}}$) in den Ti:Sa-Kristall abgebildet ($E_{8\text{Ti:Sa}}$). Ohne den Nachverstärker durchlaufen die Signallaserpulse auch nicht die Verzögerungsstrecke und gelangen sofort zu dem Spiegelteleskop, so dass dann eine Ebene hinter dem zweiten BBO-Kristall (E_7) vor das nachfolgende Teleskop abgebildet wird (E_8). Dieses letzte Teleskop im Strahlengang der Signallaserpulse ist ein 1:5-*Galilei*-Spiegelteleskop zur Aufweitung der verstärkten Laserpulse für die Kompression im Gitterkompressor. Durch dieses vergrößernde Teleskop wird ein Strahlprofil innerhalb des Teleskops (E_9) in etwa an die Position des ersten Reflexionsgitters im Kompressorsystem abgebildet (E_{10}).

Die zwei zuletzt angesprochenen Teleskope sind Schiefspiegler-Teleskope. Anstelle von Linsen werden sphärische Metallspiegel benutzt, die keine chromatischen Aberrationen verursachen. Entsprechende achromatische Linsen sind im einfachsten Fall eine Kombination aus einer Sammel- und Zerstreulinse und besitzen als Verbindung meist ein speziellen Kitt, der den hohen Energiedichten nach der optisch parametrischen Verstärkung nicht stand hält. Standard-Quarzlinsen würden bei dem breiten Spektrum nicht vertretbare Farbfehler produzieren. Allerdings führt ein von null abweichender Einfallswinkel auf sphärische Spiegel Astigmatismus ein, dieser muss beim Austritt aus dem Schiefspiegler-Teleskop durch einen genau eingestellten Ausfallswinkel wieder beseitigt werden. Die Brennweiten f eines sphärischen Spiegels und des wieder kollimierenden Spiegels sind abhängig vom Krümmungsradius R und Einfallswinkel α und sind gegeben durch:

$$f = \frac{R}{2} \cdot \cos^{-1} \alpha \quad \text{und} \quad f = \frac{R}{2} \cdot \cos \alpha$$

Aus diesen Bedingungen lassen sich die notwendigen Einfalls- und Austrittswinkel berechnen, um einen eingeführten Astigmatismus wieder zu kompensieren. Beispielsweise bedingt ein horizontaler Einfallswinkel von 8° einen vertikalen Austrittswinkel von ungefähr $2,4^\circ$.

Abbildungssysteme der Pumplaserpulse

Die Abbildungen und Kontrolle der Strahlgeometrie Nd:YAG-Pumplaserpulse erfolgen durch zwei evakuierte *Kepler*-Linsenteleskope. In beiden Fällen bilden die Sammellinsen die Ein- und Ausgänge der Vakuumrohre. Die kurzbrennweitigen Linsen sind zur optisch parametrischen Verstärkung hin gerichtet und sind aufgrund zu hoher Intensitäten der Pumplaserpulse nicht Anti-Reflex beschichtet. Abbildung A.5 zeigt eine Fotografie des ersten abbildenden Teleskops.

Durch das erste Teleskop wird eine Ebene hinter dem HG-Kristall (E_1) mit einer Entfernung von knapp einem Meter zu der ersten Sammellinse an die Position des ersten BBO-Kristalls (E_2) abgebildet (vgl. Abbildung A.4). Dieses Strahlprofil (E_2) wird mit einer Gegenstandsweite von gut 55 cm durch das zweite Linsenteleskop an den Ort des Ti:Sa-Kristalls (E_3) mit einer Bildweite von etwa 40 cm weiter abgebildet.

Der Einbau dieser beschriebenen Teleskopserien war entscheidend dafür, dass die Komponenten der Verstärkerlinie wie geplant funktionieren, weil sich sonst vorhandene Strahl aberrationen auf dem langen Laufweg auf die räumliche Intensitätsverteilung der Laserpulse auswirken und zu einem Zerfransen des Strahlprofils führen.

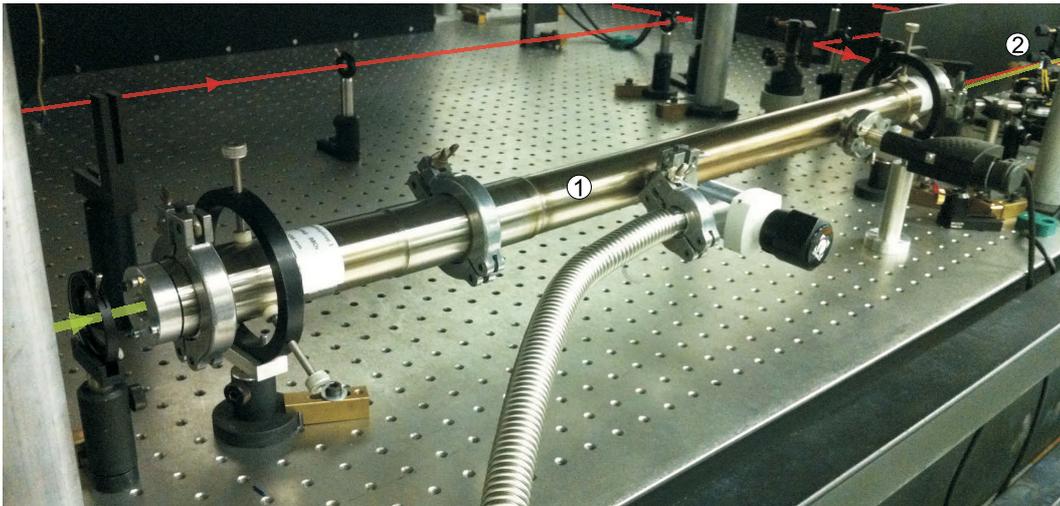


Abb. A.5: Fotografie des ersten abbildenden *Kepler*-Teleskops für die frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laserpulse. Aufgrund der hohen Leistung der Pumplaserpulse beinhaltet dieses Teleskop einen intensiven Zwischenfokus und muss deswegen evakuiert sein. Bei gleichzeitiger Verkleinerung des Strahlquerschnitts wird die Ebene des Verdopplerkristalls an die Position des ersten BBO-Kristalls abgebildet. Ein- und Ausgang des Teleskops bilden zwei plankonvexe Linsen: 1. evakuiertes *Kepler*-Teleskop, 2. erster BBO-Kristall.

A.2 Adaptive Optik

Durch den Einsatz einer adaptiven Optik ist es möglich, optische Fehler in Echtzeit zu korrigieren und die Strahlqualität der Laserpulse zu verbessern. Vorhandene Phasenstörungen in der Wellenfront werden durch diese Technik behoben, was zu einer besseren Fokussierbarkeit der Laserpulse bis nahe an das theoretische Limit führt und dadurch die erreichbare Spitzenintensität erhöht.

Entwickelt wurde die adaptive Optik im militärischen Bereich, bevor sie in der Astronomie eingesetzt wurde [99]. Prinzipiell benötigt diese Technik drei Komponenten: ein deformierbaren Spiegel, ein Wellenfrontsensor und eine computergestützte Rekonstruktion der Wellenfront und die daraus berechnete Ansteuerung des deformierbaren Spiegels. Durch diese Technik konnten die atmosphärischen Turbulenzen bei der Aufnahme von astronomischen Objekten durch erdgebundene Weltraumteleskope kompensiert werden, was das Auflösungsvermögen deutlich erhöhte. Auch in der Hochleistungslaserphysik findet vermehrt der Einsatz adaptiver Optik statt. In Abbildung A.6 ist der Aufbau und die Funktionsweise eines adaptiven Spiegel dargestellt.

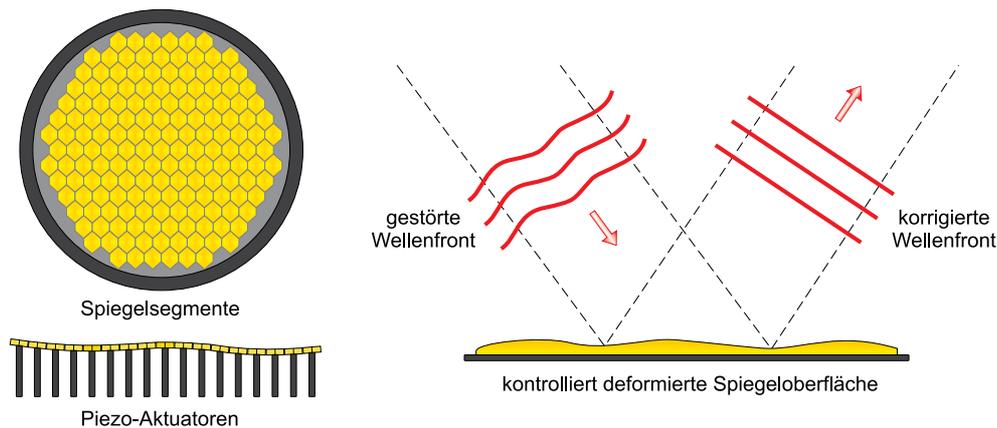


Abb. A.6: Schematischer Aufbau und Funktionsweise eines adaptiven Spiegels. Die Zellen des Spiegels können durch Piezo-Aktuatoren in bestimmten Maße unabhängig voneinander angesteuert werden. Phasenstörungen in der Wellenfront werden auf diese Weise behoben.

Die Oberfläche eines adaptiven Spiegels ist strukturell in viele Segmente aufgeteilt und kann durch Piezo-Aktuatoren deformiert werden. Diese wirken wie Stempel an der Unterseite der Spiegeloberfläche und können im Bereich von einigen Mikrometern in der Höhe variiert werden. Zusätzlich sind zweidimensionale Neigungen möglich. Die Anzahl der Zellen ist abhängig vom Wellenlängenbereich, in dem die adaptive Optik eingesetzt werden soll. In der Regel sind adaptive Optiken für den infraroten Spektralbereich einfacher zu realisieren als für das sichtbare Spektrum [100].

Shack-Hartmann-Sensor

Ein *Shack-Hartmann*-Sensor ist ein Wellenfrontsensor und liefert als Bestandteil einer adaptiven Optik die für die Ansteuerung des deformierbaren Spiegels benötigten Informationen der eingehenden Wellenfront [101]. Er besteht aus einem zweidimensionalen Mikrolinsen-Array und einem dahinter geschalteten CCD-Chip, der sich in der Brennweite der Linsen befindet (s. Abbildung A.7). Die Linsen in solch einem Array haben in der Regel Durchmesser unter einem Millimeter.

Trifft eine ebene Wellenfront auf den Sensor, so ergeben sich zentrierte Foki. Bei vorhandenen Phasenstörungen ergibt sich eine gekrümmte Wellenfront, die fokussierten Teilstrahlen treffen auf andere Positionen des CCD-Chips. Aus diesen Abweichungen kann die lokale Wellenfrontneigung berechnet und anschließend die gesamte Wellenfront der Laserpulse rekonstruiert werden. Entsprechend dieser Rekonstruktion werden die Piezo-Aktuatoren angesteuert und die Oberfläche des adaptiven Spiegels gezielt deformiert.

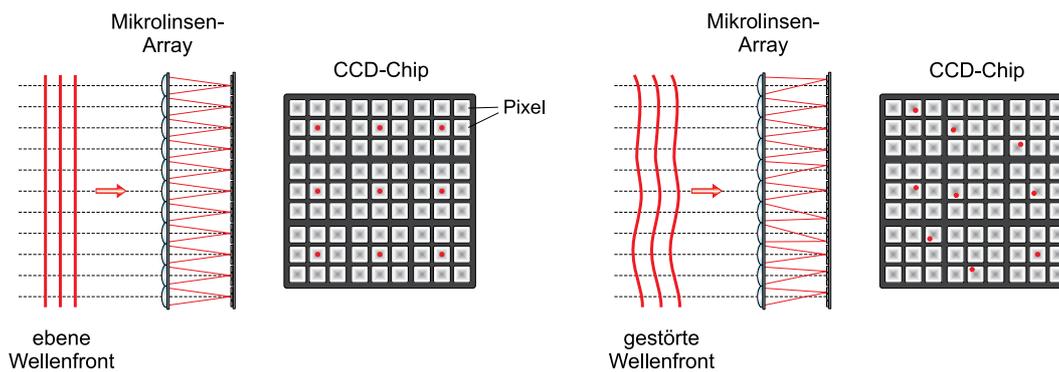


Abb. A.7: Prinzip eines *Shack-Hartmann*-Sensors. Durch ein zweidimensionales Mikrolinsen-Array werden einfallende Wellenfronten in Teilstrahlen auf einen CCD-Chip fokussiert. Aus den Abweichungen der Fokalpositionen vom Idealfall ebener Wellenfronten werden die Aberrationen berechnet und die Wellenfront rekonstruiert.

A.3 Raumfilter

Durch den Einsatz eines Raumfilters können Störungen im Strahlprofil von Laserstrahlen beseitigt werden. Es dient der „Strahlsäuberung“ und bewirkt eine Glättung des Intensitäts- und Phasenprofils. Dies wirkt sich entsprechend positiv auf die weitere Propagation und Fokussierbarkeit der Laserpulse aus. Ursachen für Unebenheiten im Strahlprofil sind z. B. Inhomogenitäten des Pumplichts in Verstärkern, Inhomogenitäten innerhalb der Verstärkermedien oder schlechte Qualität optischer Komponenten. Außerdem führt sogenanntes räumliches Rauschen durch Streuung an Luftpartikeln zu Fehlern im Strahlprofil.

Die Modulationen im Intensitätsprofil führen bei Fokussierung zu hohen Frequenzen im Raum (räumliche Fouriertransformation) [59]. Im Bezug auf fokussierte Laserstrahlen werden die Störungen in einem Ring um die Ausbreitungsrichtung der Laserpulse abgebildet. Die Idee eines Raumfilters besteht nun darin, diese hohen Raumfrequenzen an ihrer weiteren Propagation zu hindern. Dies erfolgt durch den Einsatz harter Blenden in der Brennebene fokussierender Optiken. Ist die Laserintensität hoch genug, um ein Luftplasma zu zünden, muss die räumliche Filterung im Vakuum erfolgen. In Abbildung A.8 ist das Prinzip eines Raumfilters dargestellt.

In Abhängigkeit von der Wellenlänge λ und der Fokussierung f ergibt sich nach [102] ein optimaler Durchmesser der Blenden zu

$$D_{\text{opt}} = \frac{2}{\pi} \frac{f \lambda}{w} \quad ,$$

w bezeichnet entsprechend der *Gauß*-Breite den Strahlradius der einfallenden Laserpulse. Für Licht der Wellenlänge 800 nm und einer Brennweite von 200 mm ergibt sich für einen Strahl-

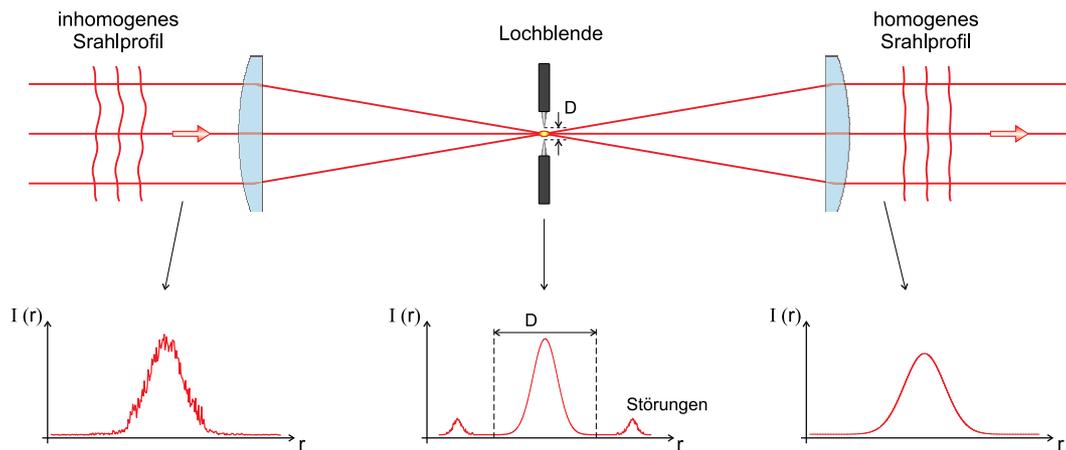


Abb. A.8: Prinzip eines Raumfilters zur Glättung des räumlichen Strahlprofils. Werden Laserstrahlen fokussiert, befinden sich vorhandene Störungen innerhalb der Intensitätsverteilung im Fokus weiter außen. Durch Blenden werden die hohen Raumfrequenzen unterdrückt, die Modenblende wirkt wie ein räumlicher Tiefpassfilter.

durchmesser von 5 mm die Öffnung einer Lochblende zu $40\ \mu\text{m}$. Innerhalb dieses Durchmessers transmittieren 99 % der Anfangsleistung durch den Raumfilter. Dabei ist die Leistung der aus dem Raumfilter austretenden Laserpulse gegeben durch

$$P(D) = P_0 \cdot \left[1 - \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\pi w D}{f \lambda} \right)^2 \right) \right]$$

mit der Leistung P_0 der Laserpulse vor der Modenblende. Lochblenden verursachen eine harte Absorption der unerwünschten Raumfrequenzen und führen durch das abgetragene Material eher zu einer Verunreinigung des Vakuums. Außerdem ist ein häufigerer Wechsel dieser Blenden notwendig.

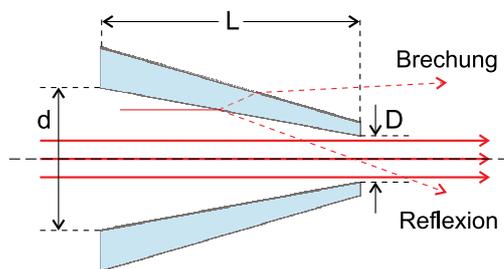


Abb. A.9: Form und Strahlverlauf konischer Blenden

An Stelle einer Lochblende können auch konische Quarzröhrchen verwendet werden [103]. Durch Brechung und Reflexion an der Innenseite dieser Blenden werden die hohen Raumfrequenzen umgelenkt und propagieren in andere Richtungen weiter (s. Abbildung A.9). Durch diese Blendenform wird die Wechselwirkungsfläche erhöht und weniger Strahlung absorbiert. Der Einsatz eines Raumfrequenzfilters wurde nach der optisch parametrischen Verstärkung geplant, um vorhandene Inhomogenitäten im Intensitätsprofil zu beseitigen und die Signallaserpulse auf die Titan:Saphir-Nachverstärkung vorzubereiten. Eine weitere Möglichkeit wäre

ein Aufbau vor dem Kompressorsystem. In beiden Fällen müsste ein weiteres *Kepler*-Linsenteleskop aufgebaut werden bzw. das vorhandene *Galilei*-Spiegelteleskop vor dem Gitterkompressor durch ein solches ersetzt werden. Alle benötigten Komponenten wie z. B. manuelle Verfahrtsche sowie Drehdurchführungen wurden bereits organisiert und ein exakter technischer Aufbau wurde angefertigt. Aber aufgrund der guten Ergebnisse der Strahlprofile im gesamten Lasersystem wurde der Aufbau eines Raumfrequenzfilters als nicht notwendig erachtet. Die genauen Abbildungen durch die vorhandenen Teleskope tragen anscheinend ausreichend zum Erhalt der Strahlqualität bei. Im Fall weiterer Propagation der Laserpulse und zukünftiger optisch parametrischer Verstärker ist der Einsatz einer Modenblende eventuell empfehlenswert.

Anhang B

SolidWorks

Ein Großteil der vorliegenden Arbeit bestand darin, neben optischen Baugruppen auch mechanische Baukomponenten zu entwickeln und aufzubauen. Damit die Zusammenarbeit mit der physikalischen Zentralwerkstatt fehlerfrei und leistungsoptimiert funktioniert, wurde der Umgang mit dem technischen Konstruktionsprogramm *SolidWorks* erlernt. Hierbei handelt es sich um ein 3D-CAD-Programm (*computer-aided design*) der Firma *Dassault Systemes SolidWorks Corp.*. Diese technische Entwicklungssoftware findet vorwiegend Einsatz im Maschinenbau, im Schiffsbau und in der Medizintechnik. Es ermöglicht die schnelle Konstruktion

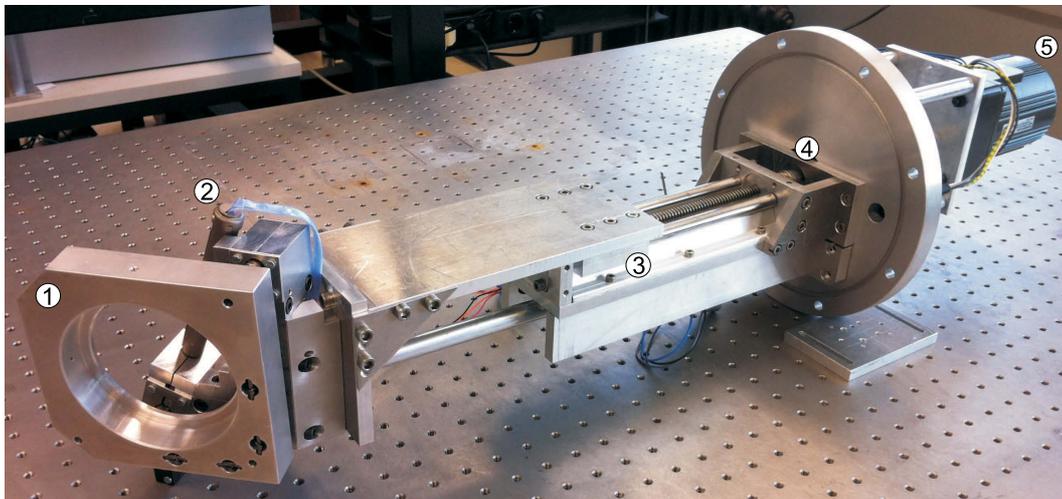


Abb. B.1: Fotografie der vakuumtauglichen Spiegelverföhrung. Diese weist den verstärkten Laserpulsen den Weg zu den Experimentierkammern und wird an einer Stelle der Beamline positioniert, an der sich zwei Strahlwege kreuzen und im eingefahrenen Zustand die Laserpulse aus dem Kompressor mit dispersiven Spiegeln passieren können (vgl. Abb. 2.9 und B.7): 1. 4“-Spiegelhalter, 2. *Thorlabs*-Linearmotoren, 3. Verschiebeschlitten, 4. Vakuum-Drehdurchföhrung, 5. Motor

parametrischer Bauteile und ihre Kombination zu komplexen Baugruppen. Die für die Anfertigung notwendigen technischen Zeichnungen können automatisiert von diesen Modellen abgeleitet werden.

Neben diversen Kleinteil-Konstruktionen wurde mit *SolidWorks* der Aufbau des Kompressorkessels, des Strahlführungssystems und der eingebauten Spiegelhalter und -verfahrengen exakt entwickelt. Die technischen Zeichnungen sind eindeutig und ermöglichen eine schnelle und genaue Arbeit der Werkstatt, so dass weitere Rücksprachen minimiert werden. In Abbildung B.1 wird eine Fotografie einer Spiegelverfahrgung gezeigt, die im evakuierten Strahlfüh-

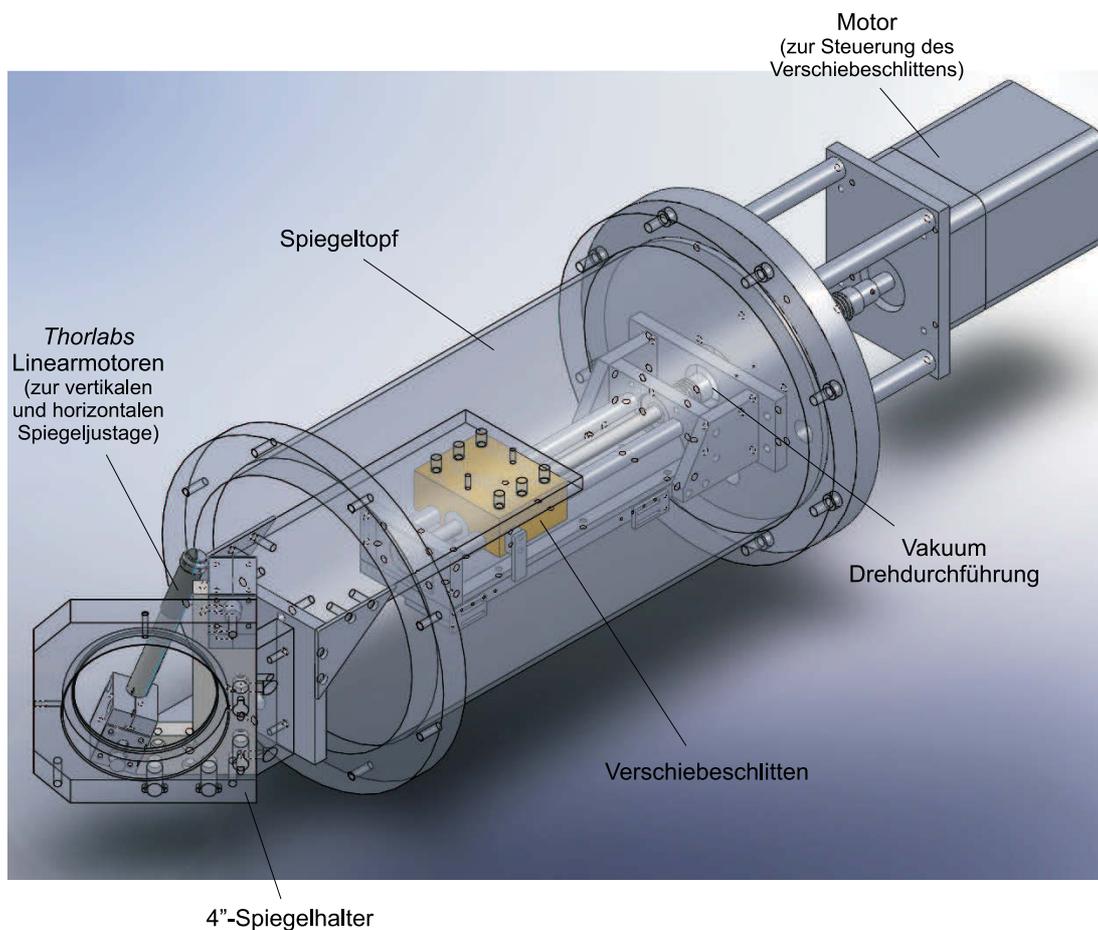


Abb. B.2: Isometrische Ansicht einer Spiegelverfahrgung innerhalb des Konstruktionsprogramms *SolidWorks*. Diese Baugruppe wird im Strahlführungssystem eingesetzt, um die verstärkten Laserpulse zu den Experimentierkammern zu leiten. Sie muss verfahrbar sein, weil sich an der eingebauten Position zwei Strahlwege kreuzen. Im eingefahrenen Zustand können die aus dem dispersiven Spiegelkompressor austretenden Laserpulse propagieren (s. Abb. 2.9 und B.7). Aufgrund vorgegebener Geometrien musste der Spiegelhalter besonders kompakt konstruiert werden.

runssystem eingesetzt wird. Diese und auch weitere mechanische Komponenten wurden mit Hilfe von [104] entwickelt. In der darauf folgenden Abbildung B.2 ist die isometrische Ansicht des dreidimensionalen Modells der Spiegelverfahung dargestellt. Dieses mechanische Bauteil wird an einer Stelle im Strahlführungssystem eingesetzt, an der sich zwei Strahlwege kreuzen und auch die Laserpulse aus dem dispersiven Spiegelkompressor propagieren (vgl. Abbildungen 2.9 und B.7). Sollen diese Laserpulse genutzt werden, so muss der gezeigte Spiegel entsprechend in den Spiegeltopf verfahren werden. Im ausgefahrenen Zustand werden die verstärkten Laserpulse des Titan:Saphir - OPCPA - Hybridlasersystems zu den Experimentierkammern geleitet. Wegen des relativ langen Hebels und der wirkenden Hebelkraft musste die Spiegelverfahung sehr stabil konstruiert und ein entsprechend leistungsstarker Motor eingesetzt werden.

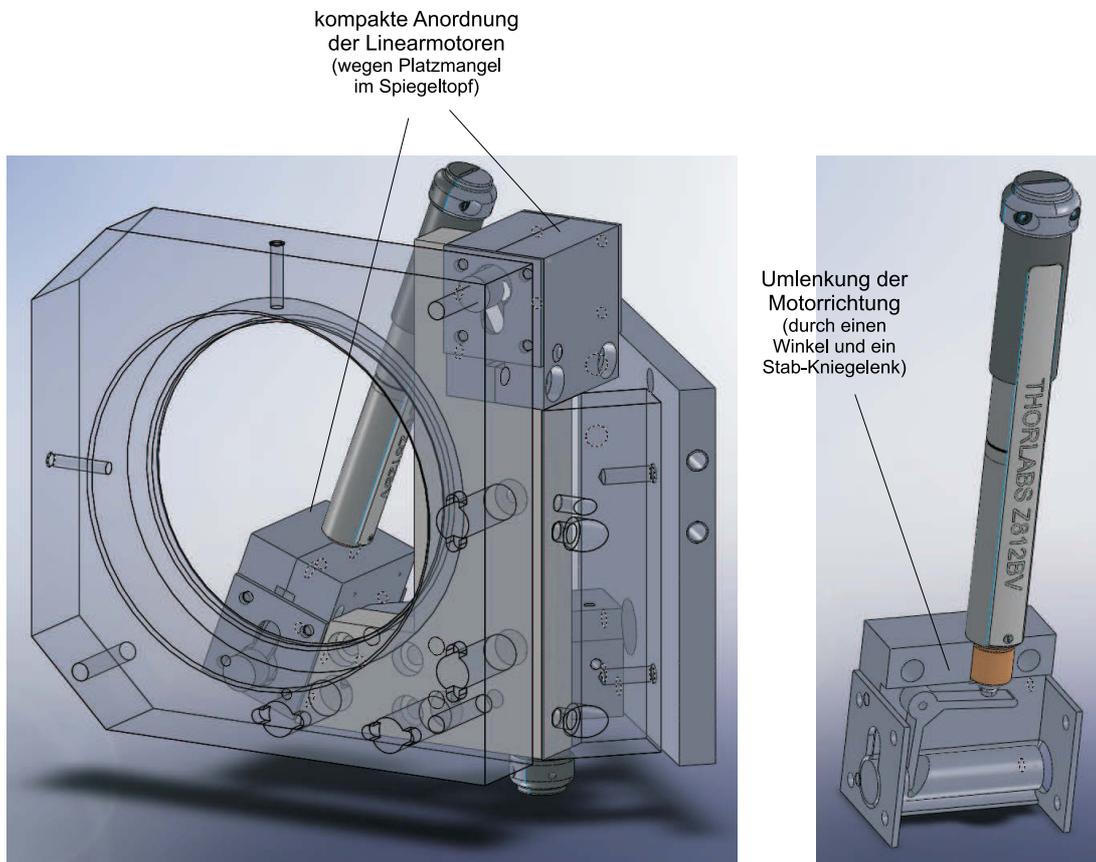


Abb. B.3: 3D-CAD-Modell des Spiegelhalters der Spiegelverfahung. Wegen vorgegebener Abmessungen der Vakuumwürfel und des Spiegeltopfes musste eine äußerst kompakte Konstruktion entwickelt werden (vgl. Abb. B.2 und B.5). Zur Realisierung war eine Umlenkung der treibenden Motorrichtung notwendig.

Besonders der Spiegelhalter dieses Bauelements musste wegen gegebener Geometrien des Spiegeltopfs und des anschließenden Vakuumwürfels sehr kompakt gebaut werden (s. Abbildungen B.2 und B.5). In Verbindung mit den Abmessungen der kommerziellen Linearmotoren war diese Aufgabe sehr komplex. In Abbildung B.3 werden der Spiegelhalter und die für dieses Bauteil entwickelte Motorhalterung gezeigt. Aufgrund der länglichen Form der Linearmotoren konnten diese nicht orthogonal zur Fläche der Spiegelauflage eingebaut werden. Eine Umsetzung der wirkenden Motorrichtung musste konstruiert werden, diese wurde durch ein Winkel und ein Stab-Kniegelenk realisiert. Zusätzlich war es notwendig, wenigstens einen Motor schräg am Spiegelhalter zu positionieren, um beim Verfahren des Spiegels keine Berührungspunkte mit dem fest installierten Spiegeltopf zuzulassen.

In einer weiteren Abbildung B.4 ist das Modell für nicht zu verfahrenen Spiegelhalter dargestellt, des Weiteren wird die technische Zeichnung der Spiegelauflage gezeigt. Die automatisierte Ableitung dieser technischen Zeichnungen vom zuvor konstruierten 3D-Modell ist sehr benutzerfreundlich umgesetzt und liefert die für die Ausarbeitung in der Werkstatt benötigten Informationen. Auch in dieser Konstruktion wurden die Linearmotoren so integriert, dass

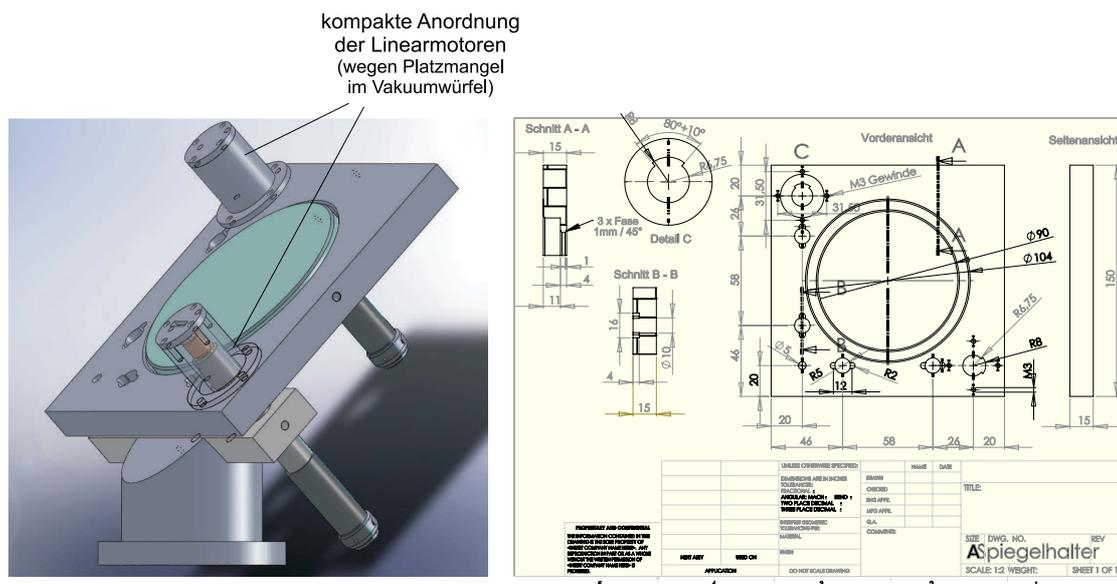


Abb. B.4: 3D-CAD-Modell zur Konstruktion einer Spiegelhalterung. Aufgrund mangelnder Platzverhältnisse wurde ein Modell entwickelt, in dem die Linearmotoren durch die Spiegelauflage treten. Außerdem ist eine beispielhafte technische Zeichnung abgebildet, in diesem Fall, die von der Spiegelauflage.

trotz ihrer Länge von 14 cm keine Berührungspunkte mit dem Innenraum der Vakuumwürfel existieren. Durch die Verlagerung der Motoren durch die Spiegelauflage und entsprechende Zylinder zur Rotationsaufnahme war der Einbau in die Vakuumwürfel möglich.

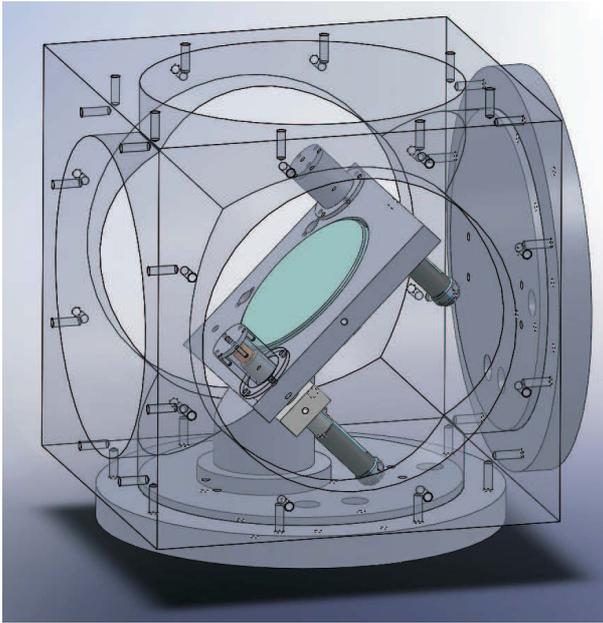


Abb. B.5: 3D-CAD-Modell einer Spiegelhalterung in einem Vakuumwürfel. Wegen der Abmessungen des Innenraums und der Würfeldeckel musste die Montage der Linearmotoren entsprechend verlagert werden. Wegen der notwendigen zentrierten Lage ist aber genügend Raum in diagonaler Richtung vorhanden.

In Abbildung B.5 wird die Positionierung der Spiegelhalter in einem Vakuumwürfel dargestellt. Die Vakuumwürfel haben eine Außenkantenlänge von 25 cm, der Innenraum ist nach zylindrischen Aussparungen mit Durchmessern von etwa 20 cm entsprechend kleiner. Im Falle eines im Raum zentrierten Spiegelmittelpunkts bleibt das halbe Innenraumvolumen des Vakuumwürfels ungenutzt. Durch die gezeigte Anordnung der Linearmotoren kann ihre Länge in diesen Raum verlagert werden, ohne den Strahlengang der Laserpulse zu beeinflussen. Eine Fotografie der Vakuumwürfel und der darin befindlichen Spiegelhalter ist in Abbildung B.6 zu sehen.

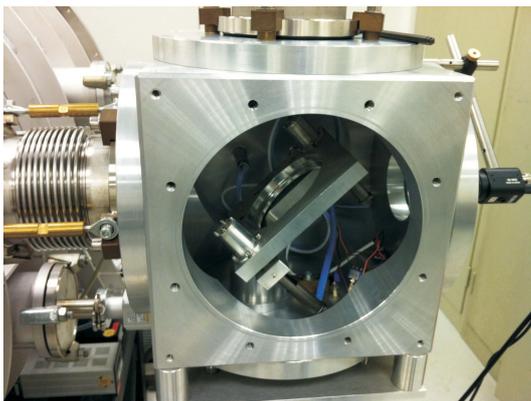


Abb. B.6: Fotografien der Spiegelhalter im Vakuumwürfel. Kanten im Innenraum der Vakuumwürfel und die anschließenden Würfeldeckel begrenzen den verfügbaren Platz zur Montage der Spiegelhalter. Diese mussten entsprechend konstruiert werden, auch weil die Dimensionen der kommerziellen Linearmotoren bevorzugt in einer Richtung viel Raum einnehmen.

In Abbildung B.7 ist eine Fotografie des kompletten Strahlführungssystems inklusive Kompressorkessel zu sehen. Die verstärkten Laserpulse durchlaufen den Gitterkompressor und werden in die Beamline gelenkt. Diese beinhaltet die Vakuumwürfel mit den entsprechenden Spiegelhaltern, eine Kontrolle der Strahlrichtung durch Beobachtung transmittierter Laserpulsanteile und die Spiegelverfahung zur Weiterleitung zu den Experimentierkammern. Im evakuierten Zustand propagieren die Laserpulse bei einem Absolutdruck von 10^{-6} mbar. Für notwendige Belüftungen kann der Kompressorkessel durch ein Hochvakuum-Ventil vom restlichen Strahlführungssystem getrennt werden.

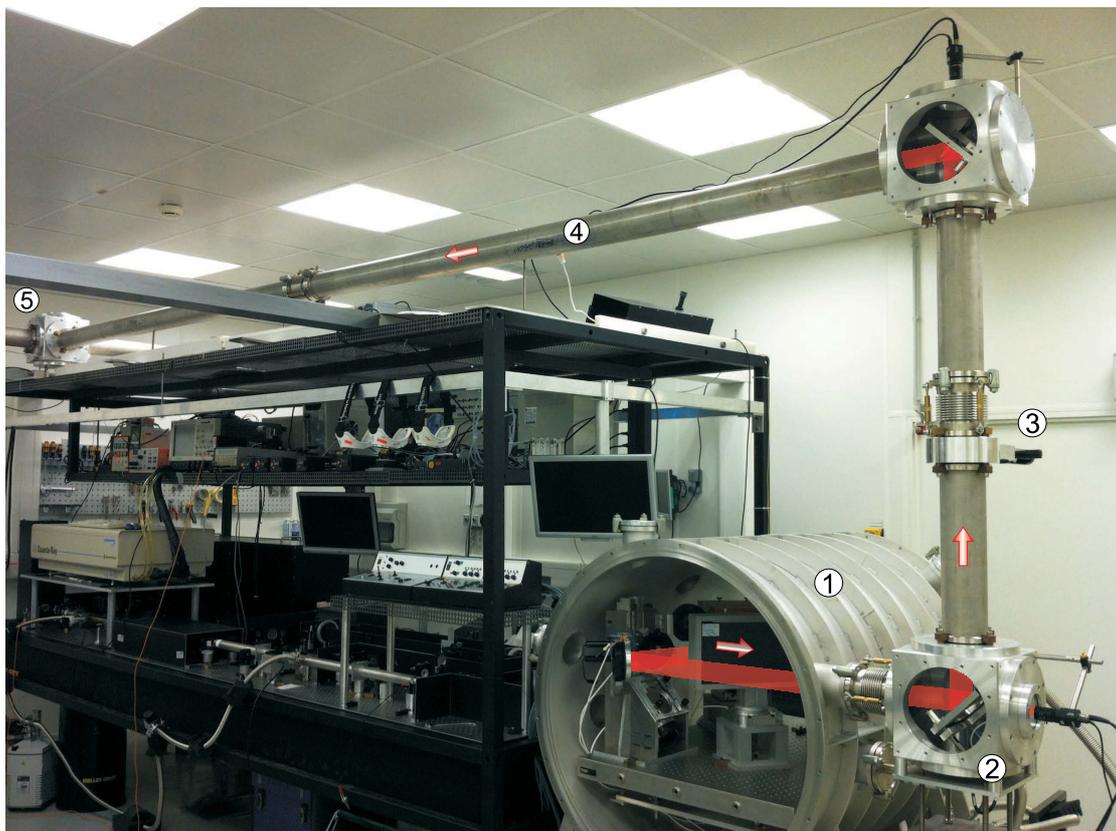


Abb. B.7: Fotografie des Strahlführungssystems und des Gitterkompressors: 1. Zwei-Gitter-Kompressor, 2. Vakuumwürfel mit Spiegelhalter, 3. Hochvakuum-Ventil, 4. Beamline, 5. Spiegelverfahung

Literaturverzeichnis

- [1] Albert Einstein, *Zur Quantentheorie der Strahlung*, Physikalische Zeitung **18** (1917), 121–129.
- [2] A. L. Schawlow and C. H. Townes, *Infrared and Optical Masers*, Phys. Rev. **112** (1958), 1940–1949.
- [3] T. H. Maiman, *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature **187** (1960), 493–494.
- [4] F. J. McClung and R. W. Hellwarth, *Giant Optical Pulsations from Ruby*, Journal of Applied Physics **33** (1962), 828–829.
- [5] A.J. Demaria, D.A. Stetser, and H. Heynau, *Self mode-locking of lasers with saturable absorbers*, Applied Physics Letters **8** (1966), no. 7, 174–176.
- [6] D. Strickland and G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Optics Communications **56** (1985), no. 3, 219–221.
- [7] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser*, Opt. Lett. **16** (1991), no. 1, 42–44.
- [8] C. Spielmann, P.F. Curley, T. Brabec, and F. Krausz, *Ultrabroadband femtosecond lasers*, IEEE Journal of Quantum Electronics **30** (1994), no. 4, 1100–1114.
- [9] A. Baltuska, Z. Wei, M.S. Pshenichnikov, D.A. Wiersma, and Róbert Szipöcs, *All-solid-state cavity-dumped sub-5-fs laser*, Applied Physics B: Lasers and Optics **65** (1997), 175–188.
- [10] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania, and F. Krausz, *Compression of high-energy laser pulses below 5 fs*, Opt. Lett. **22** (1997), no. 8, 522–524.
- [11] B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, S. De Silvestri, and O. Svelto, *Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum*, Opt. Lett. **28** (2003), no. 20, 1987–1989.

- [12] T. Tajima and G. Mourou, *Zettawatt-exawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **5** (2002), 031301.
- [13] Internet - Recherche: Proposal for a European Extreme Light Infrastructure (ELI), <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/pictures/ELI-scientific-case-id17.pdf>.
- [14] C.N. Danson, P.A. Brummitt, R.J. Clarke, J.L. Collier, B. Fell, A.J. Frackiewicz, S. Hancock, S. Hawkes, C. Hernandez-Gomez, P. Holligan, M.H.R. Hutchinson, A. Kidd, W.J. Lester, I.O. Musgrave, D. Neely, D.R. Neville, P.A. Norreys, D.A. Pepler, C.J. Reason, W. Shaikh, T.B. Winstone, R.W.W. Wyatt, and B.E. Wyborn, *Vulcan Petawatt – an ultra-high-intensity interaction facility*, Nuclear Fusion **44** (2004), no. 12, S239.
- [15] M. Pittman, S. Ferré, J.P. Rousseau, L. Notebaert, J.P. Chambaret, and G. Chériaux, *Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system*, Applied Physics B **74** (2002), 529–535.
- [16] C. J. Hooker, J. L. Collier, O. Chekhlov, R. Clarke, E. Divall, K. Ertel, B. Fell, P. Foster, S. Hancock, A. Langley, D. Neely, J. Smith, and B. Wyborn, *The Astra Gemini project A dual-beam petawatt Ti:Sapphire laser system*, Journal de Physique IV **133** (2006), 673–677.
- [17] Daniel Herrmann, Laszlo Veisz, Raphael Tautz, Franz Tavella, Karl Schmid, Vladimir Pervak, and Ferenc Krausz, *Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification*, Opt. Lett. **34** (2009), no. 16, 2459–2461.
- [18] Andreas Pistelok, *Entwicklung eines OPCPA-Systems zur Verstärkung ultrakurzer Pulse bis in den Terawattbereich*, Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2006.
- [19] Ralph Richter, *Entwurf und Aufbau eines Strecker-Kompressor-Systems für einen Hochleistungslaser*, Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2005.
- [20] Thomas Krüger, *Aufbau und Charakterisierung eines Strecker-Kompressor-Systems für einen Hochleistungslaser*, Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2006.
- [21] Michael Soueid, *Design und Aufbau eines Verstärkers für einen Hochleistungslaser*, Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2006.
- [22] Andreas Schmidt, *Aufbau eines Gerätes zur Messung der Pulsfrontschiefe bei Hochleistungslasern*, Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2005.

- [23] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, Ch. Spielmann, and P. Tournois, *Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping*, Opt. Lett. **25** (2000), no. 8, 575–577.
- [24] R. L. Fork, O. E. Martinez, and J. P. Gordon, *Negative dispersion using pairs of prisms*, Opt. Lett. **9** (1984), no. 5, 150–152.
- [25] C. Le Blanc, P. Curley, and F. Salin, *Gain-narrowing and gain-shifting of ultra-short pulses in Ti: sapphire amplifiers*, Optics Communications **131** (1996), no. 4-6, 391–398.
- [26] C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, and S. De Silvestri, *Optimal spectral broadening in hollow-fiber compressor systems*, Applied Physics B: Lasers and Optics **80** (2005), 285–289.
- [27] Gadi Fibich and Alexander L. Gaeta, *Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides*, Opt. Lett. **25** (2000), no. 5, 335–337.
- [28] Carsten Winterfeldt, Christian Spielmann, and Gustav Gerber, *Colloquium: Optimal control of high-harmonic generation*, Rev. Mod. Phys. **80** (2008), 117–140.
- [29] D. Hemmers and G. Pretzler, *Multi-color XUV interferometry using high-order harmonics*, Applied Physics B: Lasers and Optics **95** (2009), 667–674.
- [30] G. Tempea, F. Krausz, C. Spielmann, and K. Ferencz, *Dispersion control over 150 THz with chirped dielectric mirrors*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **4** (1998), no. 2, 193–196.
- [31] G. Cheriaux, P. Rousseau, F. Salin, J. P. Chambaret, Barry Walker, and L. F. Dimauro, *Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification*, Opt. Lett. **21** (1996), no. 6, 414–416.
- [32] Georg Pretzler, *Hochleistungs-Kurzpulslaser*, Skriptum zur Vorlesung, 2000.
- [33] Schott, Internet - Recherche: *Sellmeier-Koeffizienten*, <http://www.schott.com/english/index.html>.
- [34] Valentin G. Dmitriev, Gagik G. Gurzadyan, and David N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, Springer-Verlag, 1997.
- [35] C. Iaconis and I.A. Walmsley, *Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses*, Opt. Lett. **23** (1998), no. 10, 792–794.

- [36] Ludwig Bergmann and Clemens Schaefer, *Lehrbuch der Experimentalphysik: Optik*, Walter de Gruyter, Band3, 1993.
- [37] Robert Szipöcs, Kárpát Ferencz, Christian Spielmann, and Ferenc Krausz, *Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers*, Opt. Lett. **19** (1994), no. 3, 201–203.
- [38] E. Treacy, *Optical pulse compression with diffraction gratings*, IEEE Journal of Quantum Electronics **5** (1969), no. 9, 454 – 458.
- [39] G. Pretzler, A. Kasper, and K. J. Witte, *Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers*, Appl. Phys. B **70** (2000), 1–9.
- [40] S. Akhmanov, A. Chirkin, K. Drabovich, A. Kovrigin, R. Khokhlov, and A. Sukhorukov, *Nonstationary nonlinear optical effects and ultrashort light pulse formation*, IEEE Journal of Quantum Electronics **4** (1968), no. 10, 598 – 605.
- [41] D. N. Nikogosyan, *Beta barium borate (BBO)*, Applied Physics A: Materials Science & Processing **52** (1991), 359–368.
- [42] A. Dubietis, G. Jonusauskas, and A. Piskarskas, *Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal*, Optics Communications **88** (1992), no. 4-6, 437–440.
- [43] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, *Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric*, Phys. Rev. **127** (1962), 1918–1939.
- [44] Robert W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, 2008.
- [45] D. A. Kleinman, *Nonlinear Dielectric Polarization in Optical Media*, Phys. Rev. **126** (1962), 1977–1979.
- [46] J E Midwinter and 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 **16** (1965), no. 8, 1135.
- [47] Ian N. Ross, Pavel Matousek, Geoffrey H. C. New, and Karoly Osvay, *Analysis and optimization of optical parametric chirped pulse amplification*, J. Opt. Soc. Am. B **19** (2002), no. 12, 2945–2956.
- [48] F Tavella, A Marcinkevicius, and F Krausz, *Investigation of the superfluorescence and signal amplification in an ultrabroadband multiterawatt optical parametric chirped pulse amplifier system*, New Journal of Physics **8** (2006), no. 10, 219.

- [49] S. Witte, R.T. Zinkstok, W. Hogervorst, and K.S.E. Eikema, *Numerical simulations for performance optimization of a few-cycle terawatt NOPCPA system*, Applied Physics B: Lasers and Optics **87** (2007), 677–684.
- [50] I. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. Langley, and J. Collier, *The prospects for ultrashort pulse duration and high intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers*, Optics Communications **144** (1997), 125–133.
- [51] B. F. Bareika, I. A. Begishev, S. A. Burdulis, A. A. Gulamov, and E. A. Erofeev, *High-efficiency parametric generation under pumping by high-power subnanosecond pulses*, Pis'ma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki **12** (1986), 186–189.
- [52] M.V. Hobden and J. Warner, *The temperature dependence of the refractive indices of pure lithium niobate*, Physics Letters **22** (1966), no. 3, 243 – 244.
- [53] J. E. Geusic, H. M. Marcos, and L. G. van Uitert, *Laser Oscillations in Nd-DOPED Yttrium Aluminum, Yttrium Gallium and Gadolinium Garnets*, Applied Physics Letters **4** (1964), 182–184.
- [54] Jürgen Eichler and Hans-Joachim Eichler, *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendung*, Springer-Verlag, 2003.
- [55] Walter Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Springer-Verlag, 2009.
- [56] S. E. Harris, M. K. Oshman, and R. L. Byer, *Observation of Tunable Optical Parametric Fluorescence*, Phys. Rev. Lett. **18** (1967), 732–734.
- [57] D. A. Kleinman, *Theory of Optical Parametric Noise*, Phys. Rev. **174** (1968), 1027–1041.
- [58] R. L. Byer and S. E. Harris, *Power and Bandwidth of Spontaneous Parametric Emission*, Phys. Rev. **168** (1968), 1064–1068.
- [59] Joseph W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Roberts and Company Publishers, 2005.
- [60] Thomas Metzger, Alexander Schwarz, Catherine Yuriko Teisset, Dirk Sutter, Alexander Killi, Reinhard Kienberger, and Ferenc Krausz, *High-repetition-rate picosecond pump laser based on a Yb:YAG disk amplifier for optical parametric amplification*, Opt. Lett. **34** (2009), no. 14, 2123–2125.

- [61] J A Fülöp, Zs Major, A Henig, S Kruber, R Weingartner, T Clausnitzer, E-B Kley, A Tünnermann, V Pervak, A Apolonski, J Osterhoff, R Hörlein, F Krausz, and S Karsch, *Short-pulse optical parametric chirped-pulse amplification for the generation of high-power few-cycle pulses*, New Journal of Physics **9** (2007), no. 12, 438.
- [62] H. Hellwig, J. Liebertz, and L. Bohaty, *Linear optical properties of the monoclinic bismuth borate BiB_3O_6* , Journal of Applied Physics **88** (2000), no. 1, 240–244.
- [63] H. Hellwig, J. Liebertz, and L. Bohatý, *Exceptional large nonlinear optical coefficients in the monoclinic bismuth borate BiB_3O_6 (BIBO)*, Solid State Communications **109** (1998), no. 4, 249 – 251.
- [64] S. K. Gayen, W. B. Wang, V. PetriCevic, K. M. Yoo, and R. R. Alfano, *Picosecond excite-and-probe absorption measurement of the intra- $^2E_g E_{3/2}$ -state vibrational relaxation time in $Ti^{3+} : Al_2O_3$* , Applied Physics Letters **50** (1987), no. 21, 1494–1496.
- [65] G.F. Albrecht, J.M. Eggleston, and J.J. Ewing, *Measurements of $Ti^{3+} : Al_2O_3$ as a lasing material*, Optics Communications **52** (1985), no. 6, 401 – 404.
- [66] R. L. Aggarwal, A. Sanchez, R. E. Fahey, and A. J. Strauss, *Magnetic and optical measurements on $Ti : Al_2O_3$ crystals for laser applications: Concentration and absorption cross section of Ti^{3+} ions*, Applied Physics Letters **48** (1986), no. 20, 1345–1347.
- [67] P. F. Moulton, *Spectroscopic and laser characteristics of $Ti : Al_2O_3$* , J. Opt. Soc. Am. B **3** (1986), no. 1, 125–133.
- [68] Ci-Ling Pan, Chin-Der Hwang, Jahn-Chung Kuo, Jia-Min Shieh, and Kaung-Hsiung Wu, *Birefringence-induced spectral features in continuous-wave and passively mode-locked $Ti:sapphire$ lasers*, Opt. Lett. **17** (1992), no. 21, 1547–1549.
- [69] L. M. Frantz and J.S. Nodvig, *Theory of pulse propagation in a laser amplifier*, J. Appl. Phys. **34** (1963), 2346.
- [70] L. G. DeShazer, J. M. Eggleston, and K. W. Kangas, *Saturation of green absorption in titanium-doped sapphire laser crystals*, Opt. Lett. **13** (1988), no. 5, 363–368.
- [71] Jeff Squier, François Salin, Scott Coe, Philippe Bado, and Gerard Mourou, *Characteristics of an actively mode-locked 2-psec $Ti:sapphire$ laser operating in the 1- μm wavelength regime*, Opt. Lett. **16** (1991), no. 2, 85–87.
- [72] O. E. Martinez, *3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: application to fiber compensation in 1.3-1.6 region*, IEEE Journal of Quantum Electronics **23** (1987).

- [73] T. Oksenhendler, S. Coudreau, N. Forget, V. Crozatier, S. Grabielle, R. Herzog, O. Gobert, and D. Kaplan, *Self-referenced spectral interferometry*, Applied Physics B: Lasers and Optics **99** (2010), 7–12.
- [74] T. Oksenhendler, *Self-referenced spectral interferometry theory*, <http://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1204/1204.4949.pdf>.
- [75] D.J. Kane and R. Trebino, *Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating*, IEEE Journal of Quantum Electronics **29** (1993), no. 2, 571–579.
- [76] Rick Trebino, Kenneth W. DeLong, David N. Fittinghoff, John N. Sweetser, Marco A. Krumbugel, Bruce A. Richman, and Daniel J. Kane, *Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating*, Review of Scientific Instruments **68** (1997), no. 9, 3277–3295.
- [77] Charlotte Ariane Pipahl, *Simultane Untersuchung von ultrakurzen Laserpulsen und laserbeschleunigten Elektronen*, Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2010.
- [78] L. Lepetit, G. Chériaux, and M. Joffre, *Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy*, J. Opt. Soc. Am. B **12** (1995), no. 12, 2467–2474.
- [79] Christophe Dorrer and Manuel Joffre, *Characterization of the spectral phase of ultrashort light pulses*, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IV - Physics **2** (2001), no. 10, 1415 – 1426.
- [80] K. Varju, A.P. Kovacs, G. Kurdi, and K. Osvay, *High-precision measurement of angular dispersion in a CPA laser*, Applied Physics B: Lasers and Optics **74** (2002), 259–263.
- [81] D. Umstadter, *Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers*, Physics of Plasmas **8** (2001), 1774–1785.
- [82] G. Mourou, T. Tajima, and S. Bulanov, *Optics in the relativistic regime*, Rev. Mod. Phys. **78** (2006), 309–371.
- [83] S. Mangles, C. Murphy, Z. Najmudin, A. Thomas, J. Collier, A. Dangor, E. Divall, P. Foster, J. Gallacher, C. Hooker, D. Jaroszynski, A. Langley, W. Mori, P. Norreys, F. Tsung, R. Viskup, B. Walton, and K. Krushelnick, *Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions*, Nature **431** (2004), 535–538.

- [84] B. Hidding, K.-U. Amthor, B. Liesfeld, H. Schwöerer, S. Karsch, M. Geissler, L. Veisz, K. Schmid, J. Gallacher, S. Jamison, D. Jaroszynski, G. Pretzler, and R. Sauerbrey, *Generation of quasi-monoenergetic electron bunches with 80 fs laser pulses*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006), 105004.
- [85] H.-P. Schlenvoigt, K. Haupt, A. Debus, F. Budde, O. Jackel, S. Pfotenhauer, H. Schwöerer, E. Rohwer, J. G. Gallacher, E. Brunetti, R. P. Shanks, S. M. Wiggins, and D. A. Jaroszynski, *A compact synchrotron radiation source driven by a laser-plasma wakefield accelerator*, Nature Physics **4** (2008), 130–133.
- [86] R. W. Schoenlein, W. P. Leemans, A. H. Chin, P. Volfbeyn, T. E. Glover, P. Balling, M. Zolotarev, K.-J. Kim, S. Chattopadhyay, and C. V. Shank, *Femtosecond X-ray Pulses at 0.4 Å Generated by 90° Thomson Scattering: A Tool for Probing the Structural Dynamics of Materials*, Science **274** (1996), no. 5285, 236–238.
- [87] S. Gordienko and A. Pukhov, *Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons*, Physics of Plasmas **12** (2005), no. 4, 043109.
- [88] T. P. Rowlands-Rees, C. Kamperidis, S. Kneip, A. J. Gonsalves, S. P. D. Mangles, J. G. Gallacher, E. Brunetti, T. Ibbotson, C. D. Murphy, P. S. Foster, M. J. V. Streeter, F. Budde, P. A. Norreys, D. A. Jaroszynski, K. Krushelnick, Z. Najmudin, and S. M. Hooker, *Laser-Driven Acceleration of Electrons in a Partially Ionized Plasma Channel*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008), 105005.
- [89] W. Leemans, B. Nagler, Gonsalves, A. Toth, K. Nakamura, C. Geddes, E. Esarey, C. Schroeder, and S. Hooker, *GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator*, Nature Physics **2** (2006), 696–699.
- [90] S. Kohlweyer, G.D. Tsakiris, C.-G. Wahlström, C. Tillman, and I. Mercer, *Harmonic generation from solid-vacuum interface irradiated at high laser intensities*, Optics Communications **117** (1995), no. 5-6, 431–438.
- [91] U. Teubner, G. Pretzler, Th. Schlegel, K. Eidmann, E. Förster, and K. Witte, *Anomalies in high-order harmonic generation at relativistic intensities*, Phys. Rev. A **67** (2003), 013816.
- [92] Ferenc Krausz and Misha Ivanov, *Attosecond physics*, Rev. Mod. Phys. **81** (2009), 163–234.
- [93] Y. Nomura, R. Hörlein, P. Tzallas, B. Dromey, S. Rykovanov, Zs. Major, J. Osterhoff, S. Karsch, L. Veisz, M. Zepf, D. Charalambidis, F. Krausz, and G. D. Tsakiris, *Attose-*

- cond phase locking of harmonics emitted from laser-produced plasmas*, Nature Physics **5** (2009), 124–128.
- [94] M. Behmke, D. an der Brügge, C. Rödel, M. Cerchez, D. Hemmers, M. Heyer, O. Jäckel, M. Kübel, G. G. Paulus, G. Pretzler, A. Pukhov, M. Toncian, T. Toncian, and O. Willi, *Controlling the Spacing of Attosecond Pulse Trains from Relativistic Surface Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **106** (2011), 185002.
- [95] M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, M. Uiberacker, V. Yakovlev, A. Scrinzi, Th. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, and F. Krausz, *Time-resolved atomic inner-shell spectroscopy*, Nature **419** (2002), 803–807.
- [96] Aurélie Jullien, Olivier Albert, Frédéric Burgy, Guy Hamoniaux, Jean-Philippe Rousseau, Jean-Paul Chambaret, Frédérique Augé-Rochereau, Gilles Chériaux, Jean Etchepare, Nikolay Minkovski, and Solomon M. Saltiel, 10^{-10} temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation, Opt. Lett. **30** (2005), no. 8, 920–922.
- [97] G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, Ph. Martin, P. Audebert, J. C. Gauthier, J.-P. Geindre, and T. Wittmann, *Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses*, Phys. Rev. E **69** (2004), 026402.
- [98] C. Thaury, F. Quéré, J.-P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Réau, P. d'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, and Ph. Martin, *Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics*, Nature Physics **3** (2007), 424–429.
- [99] J. M. Beckers, *Adaptive optics for astronomy - Principles, performance, and applications*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics **31** (1993), 13–62.
- [100] Robert Tyson, *Principles of Adaptive Optics*, CRC Press, 2010.
- [101] B. C. Platt and R. Shack, *History and principles of shack-hartmann wavefront sensing*, Journal of Refractive Surgery **17(5)** (2001), 573–577.
- [102] Newport Corporation, Internet - Recherche: Spatial Filters, <http://www.newport.com/Spatial-Filters/144910/1033/content.aspx>.
- [103] Volker Ulrich, *Analyse und Verbesserungen der räumlichen Strahleigenschaften eines TW-Laserpulses*, Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2001.
- [104] Stefan Manderla and Christian Stelzmann, SolidWorks - private Mitteilungen.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während der Durchführung meiner Doktorarbeit am Institut für Laser- und Plasmaphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf unterstützt haben.

Besonderer Dank gilt Prof. Dr. Georg Pretzler für die Betreuung dieser Arbeit und die Möglichkeit an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf zu promovieren.

Ich bedanke mich bei Prof. Dr. Stephan Schiller für die bereitwillige Übernahme des Korreferats.

Des Weiteren danke Dr. Dirk Hemmers für die Einweisung in das bestehende Lasersystem und die Hilfe bei fachlichen Fragen, Christian Stelzmann für die Hilfe bei Fragen rund um den Computer und Stefan Manderla für die Unterstützung bei technischen Fragen.

Ich danke Claudia Dingle und Katherina Vogt für die Bewältigung von Verwaltungsangelegenheiten.

Außerdem möchte ich Michael Behmke, Thomas Königstein und Johannes Bockelmann danken für die Diskussionen innerhalb und außerhalb der Physik.

Zuletzt danke ich allen weiteren Mitarbeitern des ILPP und der Zentralwerkstatt Physik.

Erklärung

Ich versichere an Eides Statt, dass die Dissertation von mir selbstständig und ohne unzulässige fremde Hilfe unter Beachtung der „Grundsätze zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf“ erstellt worden ist. Die Dissertation wurde in der vorgelegten oder in ähnlicher Form noch bei keiner anderen Institution eingereicht. Ich habe bisher keine erfolglosen Promotionsversuche unternommen.

Düsseldorf,