

Entwicklung eines OPCPA-Systems zur Verstärkung ultrakurzer Pulse bis in den Terawattbereich

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung des Doktorgrades der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf



vorgelegt von

Andreas Pistelok

aus Lichtenstein / Sachsen

Dezember 2006

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

Koreferent: Prof. Dr. Stephan Schiller

Tag der mündlichen Prüfung: 02.02.2007

Для Ольги

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurden experimentelle und theoretische Arbeiten zur Entwicklung eines Terawattlasers durchgeführt. Die Arbeit fand im Rahmen des Teilprojektes C2 (Development and optimization of OPCPA-type TW-lasers with sub-10-fs pulse duration) des universitätsübergreifenden Sonderforschungsbereiches TR18 (Relativistische Laser-Plasma-Dynamik) statt und hatte zum Ziel, ultrakurze Pulse mit Pulsenergien in der Größenordnung einiger zehn Millijoule zu erzeugen, die später auf Pulsdauern um 10 fs komprimiert werden sollen, um Spitzenleistungen in der Größenordnung einiger Terawatt zu erzielen. In dieser Arbeit wurde das gesamte System aufgebaut und in weiten Teilen selbst entwickelt.

Im Fokus stehen Untersuchungen des Verstärkungsprozesses auf der Grundlage eines neuartigen Konzepts, der nichtkollinearen optisch parametrischen Verstärkung mit gestreckten Pulsen (engl.: Optic Parametric Chirped Pulse Amplification – OPCPA). Die Photonen eines Signalasers werden unter Generierung von Photonen mit der Differenzfrequenz mit Photonen eines Pumplasers nichtkollinear in einen nichtlinearen Kristall eingestrahlt und dabei verstärkt. Im Rahmen der Arbeit wurde eine analytische Lösung für die dem Prozeß zugrundeliegenden Differentialgleichungen entwickelt und die Lösungen an die realen Parameter des Systems angepaßt und untersucht. Experimente mit dem entwickelten System zeigen, daß die Lösungen den Verstärkungsprozeß gut wiedergeben. Die in der Dissertation vorgestellte Konfiguration erlaubt Pulsenergien bis hin zu etwa $E = 20$ mJ.

Ein weiterer Schwerpunkt der Arbeit liegt in der Entwicklung und Untersuchung eines Strecker-Kompressor-Systems, das die durch einen selbstgebauten Titan-Saphir-Laser erzeugten ultrakurzen Pulse für effektive Verstärkung von zunächst ca. 12 fs (im Fourierlimit) zeitlich auf einige hundert Picosekunden streckt und nach der Verstärkung rekomprimiert. Für die Bestimmung der Pulsdauer der rekomprimierten Pulse war aufgrund unterschiedlicher Betriebsarten (ganzer Pulszug oder Einzelschuß) die Konstruktion verschiedener Autokorrelatoren notwendig. Da das Strecker-Kompressor-System bei imperfekter Justage chromatischen und räumlichen Aberrationen unterworfen ist, mußten Geräte zur Quantifizierung der Aberrationen entwickelt werden, mit deren Hilfe die Korrektur oder Minimierung der Fehler, zum Beispiel der Winkeldispersion ermöglicht wurde.

Die durch die Verstärkung erhaltenen Pulse werden in Zukunft für verschiedene Experimente genutzt werden. So sollen sie zum Beispiel über verschiedene Mechanismen zur Erzeugung hochenergetischer Teilchen bis ins relativistische Regime verwendet werden. Ermöglicht werden desweiteren nichtlineare Effekte, so zum Beispiel die Generierung höherer Oberflächenharmonischer bis hin in den Bereich weicher Röntgenstrahlung, die auf kürzeren Zeitskalen als der erzeugende Puls abgestrahlt wird. Es kann aber auch über einen anderen Effekt effektiv charakteristische harte Röntgenstrahlung mit Pulsdauern in der Größenordnung von 100 fs generiert werden.

Abstract

Within this dissertation experimental and theoretical work on the development and set-up of a terawatt laser system with ultrashort pulse duration was accomplished. The work was performed within the sub-project C2 (Development and optimization of OPCPA-type TW-lasers with sub-10-fs pulse duration) of the Collaborative Research Centre on relativistic laser plasma dynamics (TR18). The goal was to produce ultrashort pulses with durations of approximately ten femtoseconds in the multi-ten millijoule energy regime, equivalent to peak pulse powers of several terawatts. Within this work the whole system was established and many parts were developed.

The amplification process is based on the new concept of Optical Parametric Chirped Pulse Amplification (OPCPA). Hereby photons of a signal laser interact with photons of a pump laser in non-collinear geometry in a nonlinear crystal by producing the difference frequency. During the process, the signal intensity is amplified. An analytical solution for the differential equation system that describes the interaction was developed. Great care was taken to adapt the analysis to parameters which are important for practical laser operation. In the experimental part of this work it was clearly shown that the calculated solutions well describe the amplification process. The configuration used in this dissertation allowed to amplify the pulse energy up to $E = 20 \text{ mJ}$.

In order to implement CPA, a stretcher-compressor-system was developed and characterized. Therefore, ultrashort pulses of a home-built Titan-Sapphire-Laser with a pulse duration down to 12 fs (Fourier limit) were stretched to several hundred picoseconds, subsequently amplified and re-compressed. Furthermore several autocorrelation techniques were applied to determine the pulse duration (for high repetition rate and single-shot, respectively). In addition, correction tools and schemes were developed which allow to correct intrinsic chromatic and spatial aberrations (i.e. angular chirp) of the stretcher-compressor-system.

High intensity, ultra-short laser pulses produced by this system are of great interest for the application in future laser-plasma experiments. In particular, high energy particles will be accelerated into the relativistic regime. Furthermore, generation of higher harmonics in the soft X-ray regime may produce pulses with sub-femtosecond duration. Moreover effective creation of characteristic hard X-rays with pulse durations in the order of 100 fs will be possible.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	15
2	Charakterisierung und Messung ultrakurzer Pulse	20
2.1	Solitonpulse - eine kurze mathematische Beschreibung	20
2.2	Autokorrelatoren	25
2.2.1	Feldautokorrelation	25
2.2.2	Nichtlineare Prozesse zur Autokorrelation	26
2.2.2.1	Degenerierte Summenfrequenzbildung	26
2.2.2.2	Summenfrequenzbildung aus Fundamentaler und entarteter Summenfrequenz	28
2.2.2.3	Zweiphotonenabsorption	31
2.2.3	Interferometrische Autokorrelation	32
2.2.4	Intensitätsautokorrelation	34
2.2.4.1	Untergrundfreie Intensitätsautokorrelation	34
2.2.4.2	Dispersionsfreie Intensitätsautokorrelation	35
2.2.5	Überlegungen zu einem Autokorrelator dritter Ordnung	38
2.2.6	Einzelschußautokorrelator	39
2.2.7	FROG	41
2.3	Autokorrelationsmessungen des CPA-Systems	42
2.3.1	Integrierende Autokorrelation unmittelbar nach dem Signallaser	43
2.3.2	Integrierende Autokorrelation nach dem Strecker-Kompressor-System .	44
2.3.3	Erste Einzelschußautokorrelationsmessungen der verstärkten und re- komprimierten Pulse	46
2.3.3.1	Feldautokorrelationen	46
2.3.3.2	Interferometrische Einzelschußautokorrelation	49
2.3.3.3	Einzelschußintensitätsautokorrelation	50
2.4	Analyse und Korrektur chromatischer Aberrationen	50
2.4.1	Radiale chromatische Aberrationen	51
2.4.2	Kartesische chromatische Aberrationen - Winkeldispersion	52
2.4.2.1	Winkelauflösender Spektrograph	53

2.4.2.2	Invertierender Feldautokorrelator - IFA	53
2.4.2.3	SRI (Spektral aufgelöste invertierende Interferometrie)	56
2.5	Wellenfrontanalyse	58
2.5.1	Analytische Betrachtung - Zernike-Polynome	58
2.5.2	Mach-Zehnder-Interferometer mit unterschiedlichen Armlängen als Wellenfrontsensor	59
2.5.3	Shack-Hartmann-Sensor	59
2.5.4	Prä- und Postfokalebenenmethode	60
2.5.5	Fresnelsche Zonenplatte als Wellenfrontsensor	63
2.5.6	Der Zweilinsen-Wellenfrontsensor	65
3	Aufbau des Lasersystems	68
3.1	Signallaser	68
3.1.1	Funktionsweise des Titan-Saphir-Lasers	68
3.1.2	Aufbau des Lasers	71
3.2	Pumplaser	72
3.2.1	Aufbau, Funktionsweise und Parameter	73
3.2.2	Propagation des Pumpstrahls und räumliche Strahlprofile	74
3.3	Streckung - Kompression	78
3.3.1	Kompressor	78
3.3.2	Strecker	80
3.3.2.1	Prinzip und Laboraufbau	81
3.3.2.2	Gaußmatrizen des Strecker-Systems	83
3.3.3	Messung der chromatischen Aberrationen - Bestimmung der Winkeldispersion	87
3.3.4	Korrektur der Winkeldispersion	90
3.3.4.1	Gekrümmter Spiegel	91
3.3.4.2	Korrekturplatte	93
3.4	Elektro- und akustooptische Komponenten	94
3.4.1	Vierquadranten-Photodioden und Piezospiegel für die Strahlregelung .	94
3.4.2	Pockelszelle	95
3.4.3	Triggerlogik	96
3.5	OPCPA-Kette	97
3.6	Titan-Saphir-Nachverstärker	98
3.7	Gesamtsystem	98

4	N-OPCPA - Theorie, Simulationen und Messungen	100
4.1	Nichtlineare Effekte	100
4.2	Differenzfrequenzerzeugung als Verstärkungsprinzip	101
4.2.1	Prinzip der Differenzfrequenzerzeugung	101
4.2.2	Optimierung der Phasenfehlانpassung	102
4.3	Verstärkermaterialien	104
4.3.1	BBO (β -Ba ₂ B ₂ O ₄ oder Beta-Bariumborat)	104
4.3.2	LBO (LiB ₃ O ₅ oder Lithiumtriborat)	105
4.3.3	KDP (KH ₂ PO ₄ oder Kaliumdihydrogenphosphat)	107
4.3.4	Lösungen der gekoppelten Wellengleichungen für DFG	108
4.4	Zusammenhänge	116
4.4.1	Standardparameter	116
4.4.1.1	Pumplaser	116
4.4.1.2	Signallaser	117
4.4.1.3	BBO-Kristall	117
4.4.2	Evolution der Signalverstärkung im Verstärkungsmedium	119
4.4.3	Winkelabhängigkeit der Verstärkung	124
4.4.3.1	Simulation mit SPONGEBOB (θ - φ -Option)	124
4.4.3.2	Variation des Nichtkollinearitätswinkels φ - Messungen	128
4.4.4	Mehrstufige Verstärkung	132
4.4.4.1	Kleinsignalverstärkung – Messung und Simulation	132
4.4.4.2	Mehrstufige Verstärkung - Messungen	133
4.4.4.3	Simulation der mehrstufigen Verstärkung mit SPONGEBOB	136
4.4.4.4	Ergebnisse der Verstärkungsmessungen	138
4.4.4.5	Konzept: Einbau eines Vorverstärkers	139
4.4.4.6	Konzept: Rechnerische Optimierung der Verstärkungskette	139
5	Zusammenfassung und Ausblick	141
5.1	Zukünftige Erweiterungen des Lasersystems	142
5.2	Geplante Experimente	144
5.2.1	Experimente mit unterkritischen Plasmadichten	144
5.2.2	Experimente mit überkritischen Plasmadichten	146
A	Standardgeräte	148
A.1	Spektrometer	148
A.2	Avalanche-Photodiode und Neutralfilter	149
A.3	CCD-Kamera	150
A.4	Leistungsmeßkopf	151

B Kostenbauder-Matrizen, ABCD-Formalismus und Gaußsche Strahlen	152
B.1 ABCD-Formalismus der geometrischen Optik	152
B.2 Übergang zum Gaußformalismus für gaußsche Strahlen	154
B.3 Erweiterung des ABCD-Formalismus für ultrakurze Pulse	155
B.4 Erweiterung des Kostenbauder-Formalismus auf verallgemeinerte Gaußpulse .	158
 C Brechung und Fresnelsche Formeln	 161
C.1 Fresnelsche Formeln	161
C.2 Abhängigkeit des Phasenanzußwinkels vom Einfallswinkel	162
 D SPONGEBOB2	 165
Literatur	170

Kapitel 1

Einleitung

Das Glasperlenspiel

*Musik des Weltalls und Musik der Meister
Sind wir bereit in Ehrfurcht anzuhören,
Zu reiner Feier die verehrten Geister
Begnadeter Zeiten zu beschwören.*

*Wir lassen vom Geheimnis uns erheben
Der magischen Formelschrift, in deren Bann
Das Uferlose, Stürmende, das Leben,
Zu klaren Gleichnissen gerann.*

*Sternbildern gleich ertönen sie kristallen,
In ihrem Dienst ward unserm Leben Sinn,
Und keiner kann aus ihren Kreisen fallen,
Als nach der heiligen Mitte hin.*

Hermann Hesse

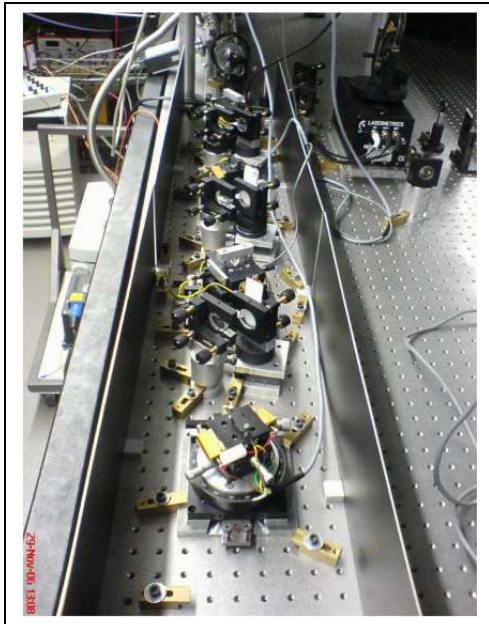


Abbildung 1.1: *Abbildung einer OPCPA-Verstärkerkette.*

Wenn man die wie zu einer Perlenschnur angeordneten Verstärkerkristalle in Abbildung 1.1 betrachtet, dann möchte man zuweilen an das „Glasperlenspiel“ von Hermann Hesse denken. Auf ihr wird das Lied der Differenzfrequenz, welche man auch ohne weiteres auf dem Klavier erzeugen kann, gespielt. In der hier vorgestellten Konfiguration verhält sich die Zentralfrequenz des Signalasers zur erzeugten Differenzfrequenz wie die Oktave, das Verhältnis $f_{\text{Signal}}/f_{\text{Diff}}$ beträgt ca. zwei, was einer reinen Oktave entspricht. Das Verhältnis zwischen der Pumpfrequenz und der Signalfrequenz hingegen beträgt $f_{\text{Pumpe}}/f_{\text{Signal}}=1.5$, einer reinen Quinte. Folglich könnte man die Differenzfrequenzbildung in unserem Experiment einfach mit einem Klavier nachbilden, indem man die Taste für g' und c' anschlägt, nachdem man ohne Anschlag die Taste c gedrückt hat. Wenn man dann die beiden erstgenannten Tasten losläßt und die c -Taste gedrückt hält, ist genau dieser Ton zu hören, ein c . Die Differenzfrequenz wird kann zum Stimmen von Musikinstrumenten genutzt werden. Umgekehrt funktioniert der Effekt genauso. Die Oktave erzeugt dann die obere Quinte - es liegt Summenfrequenzmischung vor.¹ Das entsprechende Notenbild zur Verstärkung würde also wie in Abb. 1.2 aussehen, und in der Tat ist das Notenbild eine einfache, aber adäquate Darstellung, weil die Notenschreibweise in der wohltemperierten Stimmung eine logarithmische Darstellung des Zeitverlaufes (Abszisse) der Frequenzen mit der Basis 2, die sich in der Oktave bemerkbar macht, ist. Viele Komponisten machten sich Frequenzmischungen zunutze, um gewisse Effekte zu erzielen, so zum Beispiel Maurice Ravel mit seinem Bolero, in dem er mit minimalistischer Kompositionskunst, aber raffiniert eingesetzten Ober-tonmischungen ein weltbekanntes Meisterwerk geschaffen hat.

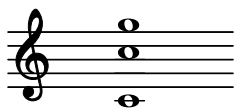


Abbildung 1.2: *Erzeugung der Differenzfrequenz im Notenraum.*

Aber nicht nur große Meister der Musik haben sich mit nichtlinearen Effekten beschäftigt, sondern auch die der Physik. Zur Nutzbarmachung dieser Effekte in der Optik war ein entscheidender Schritt notwendig: die Entwicklung des Lasers. Die Idee der stimulierten Emission, die das Grundprinzip des Lasers darstellen, stammt von Einstein aus dem Jahre 1917. Er postulierte damals aus einer Betrachtung der nach ihm benannten Einsteinkoeffizienten der Schwarzkörperstrahlung ein Verstärkersystem (Ein17). 1928 gelang es das erste mal durch R. Ladenburg et al., stimulierte Emission in Gasentladungen nachzuweisen. 1954/55 konnten Townes et al. (GZT54),(GZT55) einen Maser demonstrieren, der einen Übergang in Ammoniak verwendete. Dazu wurde ein Resonator für die Rückkopplung der Strahlung verwendet. Das Wort Maser ist ein Kunstwort und bedeutet soviel wie „Mikrowellenverstärkung durch stimulierte Emission“ (engl.: *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*). Schawlow und Townes führten 1958 Berechnungen für einen

¹Da wir uns heutzutage nicht mehr in der reinen Sphärenmusik nach Pythagoras, sondern in der etwas demokratischeren wohltemperierten Stimmung nach Werkmeister bewegen, in der durch die Einführung der logarithmisch gleichverteilten Zwölftonreihe jede Tonart gleichberechtigt „schief“ klingt, erzeugt das Intervall der reinen Quinte aber in der Differenzfrequenz keine Oktave mehr, sondern es entsteht eine kleine Diskrepanz. Dies führt zu einer etwas schlechteren Kopplung, als es dies zu Pythagoras' Zeiten vielleicht noch möglich gewesen wäre, wenn es damals ein Klavier gegeben hätte.

hypothetischen Laser im Sichtbaren durch, dessen Namensgebung in Anlehnung an den Maser entstand. Das Patent für den Laser wurde 1959 durch Gould eingereicht. Im Jahre 1960 wurde durch Maiman (Mai60) der erste Laser auf der Basis von Rubin in Betrieb genommen.

Seitdem ging die Entwicklung des Lasers stetig vorwärts. Die Fülle der Anwendungen scheint schier unbegrenzt. Der folgende historische Überblick wird sich daher auf die Entwicklungen hin zu immer höheren Lichtleistungen bzw. -intensitäten beschränken. In den fünf Jahren nach der ersten Realisierung des Lasers wurden eine Reihe neuer Table-Top-Systeme (Lasersysteme, die in ein mittelgroßes Labor passen) entwickelt, und die Leistung konnte durch Gütemodulation (Q-Switching) bis auf 10^9W erhöht werden. Mit diesen hohen Leistungen war es möglich, nichtlineare optische Effekte zu messen und für Laseranwendungen zu nutzen. Aus dieser Zeit stammt das Prinzip von Lasersystemen wie dem gütemodulierten Nd:YAG-Laser, den wir in unserem Lasersystem als Pumplaser nutzen. Diese Technik erlaubte Pulsdauern bis in den Nanosekundenbereich. Weitere Leistungssteigerungen konnten nur durch höhere Pulsenergie realisiert werden, so daß immer größere Systeme notwendig waren, die auch ganze Versuchshallen füllen konnten. Mit Hilfe der passiven Modenkopplung (z.B. mit sättigbaren Absorbern) war es möglich, Pulsdauern bis unterhalb von 1 ps zu generieren (MSH66), jedoch stellte es sich als schwierig heraus, Materialien mit wesentlich Schaltzeiten als einer Picosekunde zu finden.

Im Jahre 1985, als mit (SM85) das Prinzip der sogenannten *Chirped Pulse Amplification* - CPA, also der Verstärkung mit gestreckten Pulsen und nachfolgender Rekomprimierung gefunden wurde, war es möglich, zu höheren Pulsintensitäten überzugehen, da die Limitierungen durch zu hohe Nichtlinearitäten in den Verstärkern, die die Verstärkung begrenzten oder sogar die Verstärker zerstörten, überwunden waren. Einen weiteren großen Durchbruch brachte eine zufällige Entdeckung. In einem eigentlich für kontinuierlichen Betrieb ausgelegten Titan-Saphir-Laser mit Prismen zur Farbselektion wurde das Spektrum schlagartig breitbandig, wenn eine Störung ins System eingebracht wurde. Spence et al. (SKS91) interpretierten ihre Entdeckung als Modenkopplung (damals „*Magic Mode-locking*“ genannt). Es wurden erstmals Lichtpulse mit einer zeitlichen Halbwertsbreite kleiner als 100 fs gemessen (45 fs).

Ein großer Zweig der Laserphysik beschäftigt sich damit, Laser mit immer kürzerer Pulsdauer und gleichzeitig immer höheren Pulsenergien über das Prinzip der CPA zu erzeugen. Durch die Kürze der Pulse werden dabei automatisch höchste Spitzenleistungen und -intensitäten zur Verfügung gestellt. Seitdem ging die Entwicklung immer größerer Lasersysteme mit immer kürzeren Pulsdauern und immer höheren Intensitäten unaufhaltsam weiter. So ist es möglich, optische Pulse mit Pulsdauern 3.8 fs zu erzeugen (SBK⁺03). Im Bereich bis zu 30 fs ist es möglich, mit großen Verstärkersystemen Lichtpulse bis in den Petawattbereich hinein zu erzeugen.

Das im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte System demonstriert, daß auch für Table-Top-Systeme durch extrem breitbandige Pulsverstärkungen bis in den Terawattbereich möglich sind. Dabei handelt es sich um ein OPCPA-System in nichtkollinearer Konfiguration. OPCPA ist eine Abkürzung und steht für „*Optical Parametric Chirped Pulse Amplification*“, zu deutsch „Optisch parametrische Verstärkung mit gestreckten Pulsen“. Mit dem System wurden Pulsenergien bis hin zu 20 mJ erzielt. Die breitbandigen Spektren erlauben dabei Pulsdauern bis zu 12 fs. Das führt bei perfekter Rekompression zu Spitzenleistungen im Terawattbereich. Am Institut für Quantenoptik in München (Mitglied des TR18) wurde gezeigt, daß sich mit einem OPCPA-Laser ultrakurze Pulse mit einer Pulsenergie von 6 mJ auf eine zeitliche Halbwertsbreite von 10 fs komprimieren lassen (ITY⁺05). Um den Aufbau des Lasers, die Untersuchung und Optimierung seiner Eigenschaften und Parameter wird es in dieser Arbeit gehen.

Im ersten Teil, Kapitel 2, werden ultrakurze Pulse mathematisch charakterisiert und die verfügbare Meßtechnik zur Untersuchung vorgestellt. Für die Pulsbreitenbestimmung werden in

Abschn. 2.2 Autokorrelatoren und in Abschn. 2.3 erste Autokorrelationsmessungen vorgestellt. Es wurden mit verschiedenen Techniken Autokorrelationsmessungen unmittelbar nach dem Signallaser und nach Passage des Strecker-Kompressor-Systems sowie der passiven und aktiven Verstärkerlinie durchgeführt. Aufgrund der Breitbandigkeit des Systems spielen Aberrationen und deren Korrektur eine große Rolle. Deshalb werden Möglichkeiten zur Messung und Korrektur der Winkeldispersion vorgestellt. Abschließend werden verschiedene Möglichkeiten der Wellenfrontanalyse vorgestellt, da aufgrund der Winkelabhängigkeit der Verstärkung darauf geachtet werden muß, daß räumliche Aberrationen verschwinden. Aberrationen sorgen aber auch für einen vergrößerten Fokus und damit zu kleineren Intensitäten. Dies wird für geplante Experimente eine große Rolle spielen.

In Kapitel 3 werden die einzelnen Module des Terawattlasers näher betrachtet. Es wird ein eigens für die vorliegende Promotion entwickelter prismenkomprimierter und modengekoppelter Titan-Saphir-Laser (Abschnitt 3.1), der die Quelle der ultrakurzen Pulse bei einer Zentralwellenlänge von 800 nm ist und eine Pulsdauer von 12 fs im Fourierlimit aufweist, vorgestellt. Ein weiterer Laser mit einer kleineren Wellenlänge, der für die Verstärkung ebenfalls notwendig ist, nämlich ein gütemodulierter frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser (Abschnitt 3.2) mit einem Seed-Laser zum Einmodenbetrieb, erzeugt kurze Pulse einer Halbwertsbreite von 2.8 ns und einer Energie von 0.6 J bei einer Wellenlänge von 532 nm.

Die Pulslängen werden in Abschnitt 3.3 mit dem bereits angesprochenen CPA-Verfahren angepaßt. Dazu dient ein sogenannter Öffnerstrecker (Abschn. 3.3.2). Zur Rekompensation dient der Gitterkompressor aus Abschn. 3.3.1. Mit dem Aufbau und der Optimierung dieses Systems beschäftigten sich zwei Diplomarbeiten, (Kri06) und (Ric05), die vom Autor mitbetreut wurden. Besondere Aufmerksamkeit wird der Untersuchung der von Öffnerstrecker und Gitterkompressor erzeugten Winkeldispersion gewidmet. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen der Diplomarbeit (Sch05) ein Gerät zur Messung der Winkeldispersion entwickelt, mit dessen Hilfe eine Optimierung der chromatischen Aberrationen möglich war .

Im Abschnitt 3.4 werden die verwendeten elektrisch angesteuerten Apparaturen näher betrachtet, so zum Beispiel eine Pockelszelle zur Pulselektion sowie die Triggerlogik, um zeitliche Prozesse im System präzise steuern zu können. Das Kapitel wird durch die Betrachtung der OPCPA-Verstärkerkette, einen optionalen Titan-Saphir-Verstärker, der später noch in das System integriert werden soll, sowie eine Übersicht über das gesamte System abgeschlossen.

Das wichtigste Kapitel der Arbeit, Kapitel 4, beschäftigt sich mit der Verstärkung der Pulse. Die gestreckten Pulse des Signallasers werden in den Kristallen über Differenzfrequenzerzeugung zur Wechselwirkung mit den Pumpspulsen gebracht. In Abschnitt 4.1 wird der Effekt der Differenzfrequenzerzeugung in eine Reihe anderer Effekte eingeordnet und in Abschnitt 4.2 die zugehörigen gekoppelten Wellengleichungen gelöst, die die optisch parametrische Verstärkung beschreiben. Da anders als üblich eine nichtkollineare Geometrie verwendet wird, um möglichst breitbandige Verstärkung zu gewährleisten, wird in Abschnitt 4.2.2 die optimale Winkelkonfiguration berechnet. Abschnitt 4.3 begründet, warum BBO als Verstärkermaterial ausgewählt wurde. Es folgen sowohl Berechnungen als auch experimentelle Befunde der Verstärkung in Abschn. 4.4. Schließlich werden alle Parameter zusammengefaßt, Berechnungen und Messungen für Kleinsignalverstärkung und mehrstufige Verstärkung bis in den Sättigungsbereich vorgeführt.

In der Zusammenfassung in Kapitel 5 werden zunächst die Systemparameter zusammengestellt. Es werden mögliche Erweiterungen (Abschn. 5.1) vorgestellt, die die Performance des Lasersystems verbessern sollen. Einige dieser Erweiterungen sind bereits in Planung, wie zum Beispiel eine adaptive Optik, die die Aberrationen des Systems korrigieren soll. Auch ein akustooptischer Modulator soll in das System integriert werden, der kürzere verstärkte Pulse und damit höhere Intensitäten erlauben wird. Eine zweite Verstärkerlinie wird die Intensität

voraussichtlich um eine weitere Größenordnung anheben. Abschließend werden in Abschn. 5.2 Experimente gezeigt, die erst mit diesem Lasersystem möglich sein werden.

Kapitel 2

Charakterisierung und Messung ultrakurzer Pulse

Schwerpunkt der vorliegenden Dissertation ist die Verstärkung ultrakurzer Pulse. In 2.1 werden Zusammenhänge verschiedener Größen wie zum Beispiel der elektrischen Feldstärke, der elektrischen Leistung sowie der Intensität für verschiedene Pulsformen aufgezeigt. Da sich ultrakurze Pulse in Ermangelung eines noch kürzeren zeitlichen Prozesses der Möglichkeit einer direkten Messung der Pulsform entziehen, behandelt 2.2 verschiedene Geräte zur Pulsbreitenbestimmung. In Abschnitt 2.3 folgen Autokorrelationsmessungen der rekomprimierten Pulse einerseits mit passiver und andererseits mit aktiver Verstärkung. Weiters werden in Abschnitt 2.4 Geräte zur Messung von Aberrationen vorgestellt, die durch die notwendige spektrale Breite ultrakurzer Pulse chromatischer Natur sein können und die Lasereigenschaften negativ beeinflussen. Der letzte Abschnitt (2.5) widmet sich räumlichen Aberrationen sowie deren Messung und Korrektur.

2.1 Solitonpulse - eine kurze mathematische Beschreibung

Normalerweise hat man es bei einem Laser mit einer bezüglich der Wellenlänge extrem schmalbandigen Lichtquelle zu tun, die gerichtet phasengleiches bzw. kohärentes Licht abstrahlt. Das elektrische Feld des Lasers kann in erster Näherung als harmonische ebene Transversalwelle mit der Kreisfrequenz ω_0 und dem Wellenvektor $\vec{k}$ mit der Propagationsrichtung $\hat{e}_{\vec{k}_0} = \hat{e}_z = \vec{k}_0/|\vec{k}_0|$ formuliert werden, also

$$\vec{E}(\vec{z}, t) = \vec{E}_0 \cos(\vec{k}\vec{z} - \omega_0 t + \varphi_0). \quad (2.1)$$

Dabei ändert sich das elektrische Feld, das hier als linear polarisiert angenommen wird, mit dem Ort $\vec{x}$ und der Zeit t . Dann steht die elektrische Feldstärke $\vec{E}_0$ senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung $\hat{e}_z$ und die Vektorpfeile können weggelassen werden. Die Stärke der Oszillationen hängt vom konstanten elektrischen Feld E_0 ab. Der Wellenvektor k_0 wird durch die Wellenlänge λ_0 über den Zusammenhang $k_0 = 2\pi/\lambda$ definiert. Die Anfangsphase φ_0 kann beliebige Werte annehmen. Die Phasengeschwindigkeit läßt sich aus dem Quotienten $v_{\text{Ph}} = \omega_0/k_0$ mit der frequenzabhängigen Wellenzahl $k_0(\omega)$ erhalten und kennzeichnet die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Phase, innerhalb eines Wellenpaketes. Die Gruppengeschwindigkeit ist über die Ableitung des Wellenvektors nach der Kreisfrequenz definiert, also $v_g^{-1} = (\partial k / \partial \omega)|_{\omega=\omega_0}^{-1}$. Im Vakuum gilt $v_{\text{Ph}} = v_g = c_0$. Man erhält also für den ungestörten Wellenvektor $k_0(\omega) = \omega/c_0$. Beim Durchgang durch ein Material mit dem frequenzabhängigen Brechungsindex $n(\omega)$ wird

die Phasengeschwindigkeit auf $v_p = c_0/n(\omega)$ verkleinert, was zu einer Streckung des Wellenvektors $k(\omega) = \omega n(\omega)/c_0$ und im Fall polychromatischen Lichts zur zeitlichen Dispersion führt.

Für eine einfachere Formulierung des elektrischen Feldes kann Gl. 2.1 an einer festen Position $z_0 = 0$ als komplexe skalare Größe

$$E(t) = \frac{1}{2} (E_0 e^{i\omega_0 t} + c.c.) \quad (2.2)$$

ausgedrückt werden.

Im Fall eines ultrakurzen Pulses addieren sich viele verschiedene Lasermodes, die miteinander in einer festen Phasenbeziehung stehen, derart, daß ein ultrakurzer Puls entsteht. Daraus resultiert eine zeitliche Änderung des in einem Dauerstrichlaser als konstant angenommenen Vorfaktors $E_0 = A(t)$. Dabei ist $A(t)$ in dieser Darstellung die komplexe Amplitude des elektrischen Feldes, die auch langsame Änderungen der Phase beinhaltet. Strenggenommen gilt die Annahme eines derartigen Vorfaktors nur, wenn die Änderung der Einhüllenden langsam bezüglich der schnellen Oszillationen mit $\cos(\omega_0 t)$ erfolgt.

Ein Beispiel für die Einhüllende eines ultrakurzen Pulses ist durch das sogenannte Soliton gegeben. Der Verlauf des elektrischen Feldes folgt dann einer sech-Funktion (Sekans Hyperbolicus), so daß das elektrische Feld über

$$E(t) = \frac{A_0}{2} \operatorname{sech} \left(\frac{t}{\tau} \right) e^{i\omega_0 t} + c.c. \quad (2.3)$$

und die Einhüllende über

$$A(t) = A_0 \operatorname{sech} \left(\frac{t}{\tau} \right) \quad (2.4)$$

beschrieben wird. Dabei ist A_0 eine reelle konstante elektrische Feldstärke und τ eine Zeitkonstante, die die Breite des Pulses definiert. Die Einhüllende der Intensität des elektrischen Feldes hängt vom Quadrat der Einhüllenden $A(t)$ und dem Brechungsindex n ab, sie wird als

$$I(t) = \frac{\epsilon_0 c_0 n}{2} |A(t)|^2 \quad (2.5)$$

definiert, so daß sich im speziellen Fall

$$I(t) = I_0 \operatorname{sech}^2 \left(\frac{t}{\tau} \right) = \frac{\epsilon_0 c_0 n}{2} A_0^2 \operatorname{sech}^2 \left(\frac{t}{\tau} \right) \quad (2.6)$$

ergibt. Unter der Annahme eines gaußförmigen Strahlprofils mit dem charakteristischen Durchmesser r ergibt sich über räumliche Integration die Leistung $P(t)$ mit

$$P(t) = P_0 \operatorname{sech}^2 \left(\frac{t}{\tau} \right) = \frac{\pi r^2 \epsilon_0 c_0 n}{2} A_0^2 \operatorname{sech}^2 \left(\frac{t}{\tau} \right). \quad (2.7)$$

Aus dem Integral über die Zeit erhält man mit

$$\int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{sech}^2(x) dx = 2 \quad (2.8)$$

die Pulsenergie

$$\mathbf{E} = A_0^2 \tau \pi r^2 \epsilon_0 c_0 n = 2\tau P_0. \quad (2.9)$$

Ist hingegen die Pulsenergie $\mathbf{E}$ bekannt, zum Beispiel über eine Messung der Durchschnittsleistung $\bar{P}$ bei bekannter Repetitionsrate R mit $\mathbf{E} = \bar{P}/R$, so kann damit auf die Intensität $I(t)$ und den Leistungsverlauf $P(t)$ mit $P_0 = \bar{P}/(2\tau R)$ und $I_0 = \bar{P}/(2\tau\pi r^2 R)$ geschlossen werden. Die Halbwertsbreite des Intensitäts- und Leistungsverlaufs bezeichnet man auch als Pulsdauer und kann in unserem Fall mit $\Delta t_{1/2} = 2 \operatorname{arsech}(\sqrt{2}/2)\tau$ berechnet werden. Wenn mit $\mathbf{A} = \pi r^2$ die Fläche mit dem Radius r bezeichnet wird, erhält man für die Maximalintensität den Zusammenhang $I_0 = \mathbf{E}/(\mathbf{A}\tau)$.

Um möglichst kurze Pulsdauern zu erreichen, müssen in Ultrakurzpulslasern möglichst viele Longitudinalmoden miteinander koppeln. Deshalb haben ultrakurze Pulse ein breites Spektrum, das aus der Fouriertransformation erhalten werden kann. Das Spektrum eines Solitonpulses läßt sich demnach durch den Zusammenhang

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt = \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau}\right) (e^{i\omega_0 t} + e^{-i\omega_0 t}) e^{i\omega t} dt \quad (2.10)$$

formulieren, woraus man das transformierte elektrische Feld

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{A_0 \tau \sqrt{\pi}}{\sqrt{2}} \left[\operatorname{sech}\left(\frac{\pi\tau(\omega + \omega_0)}{2}\right) + \operatorname{sech}\left(\frac{\pi\tau(\omega - \omega_0)}{2}\right) \right]. \quad (2.11)$$

erhält. Wenn man allerdings nur positive Spektraltermen berücksichtigt, bekommt man

$$\tilde{E}_+(\omega) = \frac{A_0 \tau \sqrt{\pi}}{\sqrt{2}} \left[\operatorname{sech}\left(\frac{\pi\tau(\omega - \omega_0)}{2}\right) \right]. \quad (2.12)$$

Das Intensitätsspektrum $\tilde{I}$ eines Solitonspektrums kann durch Quadratur von $\tilde{E}_+(\omega)$ erhalten werden. Der Vorfaktor $\tilde{I}_0$ richtet sich in der Realität nach der Dispersion, die das Spektrum in der Realität definiert, so daß man für die spektrale Intensität

$$\tilde{I}(\omega) = \tilde{I}_0 \operatorname{sech}^2\left(\frac{\pi\tau(\omega - \omega_0)}{2}\right) \quad (2.13)$$

schreiben kann. Aus den zeitlichen und spektralen Intensitäten (Gln. 2.6 und 2.13) können die Halbwertsbreiten mit $\Delta\omega_{1/2} = 4 \cdot \operatorname{arsech}(\sqrt{1/2})/(\pi\tau)$ und $\Delta t_{1/2} = 2\tau \cdot \operatorname{arsech}(\sqrt{1/2})$ bestimmt werden. Für das sogenannte Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt ergibt sich dann die Konstante p , die charakteristisch für die Pulsform eines Solitons ist, mit

$$p = \Delta t_{1/2} \cdot \Delta\omega_{1/2} = \frac{2}{\pi} \operatorname{arsech}^2 \sqrt{2}^{-1} \approx 1.978. \quad (2.14)$$

Ein Puls mit Solitonspektrum kann ohne Dispersion niemals kürzer werden, als es das Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt vorgibt, so daß bei einer Änderung der Pulsdauer immer $p' = \Delta t'_{1/2} \cdot \Delta\omega_{1/2} \geq 1.978$ gilt. Pulse können also bei Konstanz der spektralen Halbwertsbreite immer nur verlängert werden. Andersherum führt aber eine Verbreiterung des Spektrums zu kürzeren möglichen Pulsen, die Konstanz von p vorausgesetzt.

Im Falle einer spektralen Dispersion, bei der die Wellenzahl k eine kompliziertere als die lineare Abhängigkeit von ω besitzt, muß in der Spektraldarstellung der Pulse noch ein (komplexer) Phasenterm einkalkuliert werden. Die Fouriertransformierte des elektrischen Feldes ändert sich folglich zu

$$\tilde{E}'(\omega) = \tilde{E}(\omega) e^{-i\varphi(\omega)}. \quad (2.15)$$

Da die Spektral- und die Zeitdarstellung vollständige und äquivalente Beschreibungen von

Lichtpulsen sind, kann die Pulsform aus der inversen Fouriertransformation

$$E'(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}'(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.16)$$

erhalten werden. Es werden zunächst wieder nur die positiven Terme berücksichtigt, so daß schreiben

$$E'(t) = \frac{A_0 \tau}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{sech}\left(\frac{\pi \tau (\omega - \omega_0)}{2}\right) e^{i(\omega t - \varphi(\omega))} d\omega \quad (2.17)$$

geschrieben werden kann. Die Zunahme der spektralen Phase bei der Propagation ergibt sich aus dem Produkt der Wellenzahl k und der Propagationslänge z . Dann gilt

$$\varphi(\omega) = k(\omega)z = \frac{z}{c} \omega n(\omega), \quad (2.18)$$

und $\varphi(\omega)$ läßt sich in eine Taylorreihe entwickeln, also

$$\varphi(\omega) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\omega - \omega_0)^m}{m!} \left(\frac{\partial^m \varphi(\omega)}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}. \quad (2.19)$$

Die Taylorentwicklung bis $m = 1$ liefert die Pulspropagation in einem Medium. Nach der inversen Fouriertransformation ergibt sich das elektrische Feld in der Zeitdarstellung zu

$$E'_z(t) = \frac{A_0}{2} \operatorname{sech}\left(\frac{1}{\tau} \left(t - \frac{z}{v_g}\right)\right) \cos\left(\omega_0 \left(t - \frac{z}{v_{\text{Ph}}}\right)\right), \quad (2.20)$$

dessen Phase mit der Phasengeschwindigkeit v_{Ph} propagiert, sowie die Propagation der Einhüllenden mit der Gruppengeschwindigkeit v_g . Diese sind in der Regel unterschiedlich (abgesehen vom Vakuum).

Folgt der Verlauf der Phase einem quadratischen Gesetz ($m = 2$), werden die Verhältnisse etwas schwieriger. Der Verlauf des Solitons einem gaußschen Verlauf so angenähert, daß die Halbwertsbreiten übereinstimmen, also mit dem Zeitparameter des Solitons τ und dem des Gaußpulses τ_g , der über das Gesetz

$$A_g(t) = A_0 \cdot e^{-\left(\frac{t}{\tau_g}\right)^2} \quad (2.21)$$

ausgedrückt wird. Dann erhält man den Zusammenhang

$$\tau_g = \tau \frac{2 \cdot \operatorname{ar} \operatorname{sech} \sqrt{2^{-1}}}{\sqrt{2 \ln 2}} \approx 1.497 \tau \approx \frac{3\tau}{2}. \quad (2.22)$$

Für die Halbwertsbreite eines linear dispergierten Pulses $m = 2$ folgt nach (Pre00) mit der Dispersion zweiter Ordnung $D_2 = \partial^2 \varphi / \partial \omega^2$ und der ungestreckten Halbwertsbreite

$$\Delta t_{1/2}(D_2) = \Delta t_{1/2}^0 \sqrt{1 + \left(4 \ln 2 \frac{D_2}{(\Delta t_{1/2}^0)^2}\right)^2}. \quad (2.23)$$

Aber auch Dispersionsterme höherer Ordnung führen zu einer Streckung der Pulse sowie zu

Pulsdeformationen. Für stark linear dispergierte Pulse geht Gl. 2.23 in die Abhängigkeit

$$\Delta t_{1/2}(D_2) \approx \frac{4 \ln 2 D_2}{\Delta t_{1/2}^0}, \quad (2.24)$$

so daß der Streckungsfaktor ξ linear von der Dispersion zweiter Ordnung und invers quadratisch von der Anfangshalbwertsbreite abhängt, also

$$\xi = \frac{\Delta t_{1/2}(D_2)}{\Delta t_{1/2}^0} = \frac{4 \ln 2 D_2}{\left(\Delta t_{1/2}^0\right)^2}. \quad (2.25)$$

Unter der Annahme, daß für einen derart linear dispergierten Solitonpuls wie beim Gaußpuls ein linearer Zusammenhang zwischen Kreisfrequenz und Zeit vorliegt (Pre00), also mit der Proportionalitätskonstante η (Streckungsparameter)

$$\omega(t) = \omega_0 + \eta t \quad (2.26)$$

gilt. Räumliche und zeitliche Integration liefert die Pulsenergie, also

$$\mathbf{E} = \tilde{I}_0 \iiint_{\mathbf{A} \quad \mathbf{T}} dx \, dy \, dt \, \text{sech}^2 \left(\frac{\pi \tau (\omega(t) - \omega_0)}{2} \right). \quad (2.27)$$

Die räumliche Integration ergibt eine Multiplikation mit der Fläche $\mathbf{A} = \pi r^2$ und die zeitliche Integration ($\mathbf{T}$ bedeutet hier ein uneigentliches Integral für die Zeit) den Faktor $4/(\pi \eta \tau)$, so daß die zeitliche Entwicklung der Intensität $I_{\text{chirp}}(t)$ des gestreckten Pulses als

$$I_{\text{chirp}}(t) = \frac{\mathbf{E} \pi \tau \eta}{4 \mathbf{A}} \text{sech}^2 \left(\frac{\pi \tau \eta t}{2} \right) = \frac{\mathbf{E} \pi \tau \eta}{4 \mathbf{A}} \text{sech}^2 \left(\frac{t}{\xi \tau} \right) \quad (2.28)$$

ausgedrückt werden darf. Daraus wird der Streckungsparameter $\eta = 2/(\pi \xi \tau^2)$ ermittelt. An dieser Stelle wird die Photonenflußdichte mit $F(t) = I(t)/(\hbar \omega)$ definiert, die für die Lösung der gekoppelten Wellengleichungen 4.39 in Kapitel 4 benötigt wird, so daß für die rein zeitabhängige Photonenflußdichte des gestreckten Pulses

$$F_{\text{chirp}}(t) = \frac{\mathbf{E}}{2 \xi \tau \pi r^2 \hbar (\omega_0 + \eta t)} \text{sech}^2 \left(\frac{t}{\xi \tau} \right) \quad (2.29)$$

erhalten werden kann. Für ungestreckte Pulse entfällt der Korrekturfaktor ξ und es ergibt sich die Schwierigkeit, daß kein linearer Zusammenhang zwischen Zeit und Kreisfrequenz existiert. Demnach kann nur eine mittlere Photonenflußdichte angegeben werden, indem die mittlere Photonenenergie mit $\hbar \omega \approx \hbar \omega_0$ abgeschätzt wird, so daß sich für ungestreckte Pulse

$$F(t) = \frac{\mathbf{E}}{2 \tau \pi r^2 \hbar \omega_0} \text{sech}^2 \left(\frac{t}{\tau} \right) \quad (2.30)$$

ergibt. Im Falle von ungestreckten Gaußpulsen, wie sie zum Beispiel (annähernd) im Pumpplaser (Abschn. 3.2) erzeugt werden, ergibt sich für die zeitliche Intensität über Integration die Energie, so daß man daraus $I_g(t)$ mit

$$I_g(t) = \frac{\mathbf{E}_g \sqrt{2}}{\sqrt{\pi} \mathbf{A}_g \tau_g} e^{-\left(\frac{\sqrt{2}t}{\tau_g}\right)^2}, \quad (2.31)$$

erhält. Damit kann der zeitliche Verlauf der Photonenflußdichte $F_g(t)$ eines Gaußpulses mit

$$F_g(t) = \frac{I_g(t)}{\hbar\omega_g} = \frac{\mathbf{E}_g\sqrt{2}}{\hbar\omega_g\pi^{\frac{3}{2}}r_g^2\tau_g} e^{-\left(\frac{\sqrt{2}t}{\tau_g}\right)^2} \quad (2.32)$$

bestimmt werden.

2.2 Autokorrelatoren

Um kurze Vorgänge messen zu können, benötigt man normalerweise noch kürzere Referenzen. Es gibt aber keine kürzeren Prozesse, die als Vergleich für ultrakurze Vorgänge herangezogen werden könnten. Deshalb müssen für eine Bestimmung der Pulsdauer die Pulse selbst als Referenz dienen. Mit den Methoden der Autokorrelation, die nichts anderes als ein Vergleich der Lichtpulse mit sich selbst sind, kann mit gewissen Einschränkungen auf die tatsächliche Pulsform zurückgeschlossen werden. In den folgenden Abschnitten wird dieses Thema intensiv behandelt. Es werden verschiedene Methoden der Autokorrelationen vorgestellt, insbesondere die Autokorrelatoren, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit konzipiert oder verwendet wurden. Abschließend werden Messungen gezeigt, die die Komprimierbarkeit der erzeugten Lichtpulse zu demonstrieren.

2.2.1 Feldautokorrelation

Die einfachste Methode der Autokorrelation ist die Feldautokorrelation. Mit einem Interferometer wird ein Strahl in zwei Teile aufgespalten und unter einem kleinen Winkel δ zur Interferenz gebracht, so daß die Lichtlaufzeit τ linear mit dem Ort x und der Lichtgeschwindigkeit c_0 über $\tau = x\delta/c_0$ zusammenhängt. Es zeigen sich ortsfeste Interferenzstrukturen, und das detektierte Signal $S(t)$ kann über seine Proportionalität zum Integral des Betragsquadrates der Summe der Einzelfeldstärken $E(t)$ und $E(t + \tau)$

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} dt |E(t) + E(t + \tau)|^2 \quad (2.33)$$

ausgedrückt werden. Dann ist

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} dt \{ |E(t)|^2 + |E(t + \tau)|^2 + E(t)E^*(t + \tau) + E^*(t)E(t + \tau) \}, \quad (2.34)$$

das sich aus dem statischen Anteil $S_E(0)$ und dem dynamischen Anteil $S_E(\tau)$ mit

$$\begin{aligned} S_E(\tau) &\propto \int_{-\infty}^{\infty} dt [E(t)E^*(t + \tau) + E^*(t)E(t + \tau)] \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau |\tilde{E}(\omega)|^2 \exp(i\omega\tau), \end{aligned} \quad (2.35)$$

zusammensetzt. Das sich ergebende Signal hängt mit der Fouriertransformierten der Einhüllenden der Intensität zusammen. Folglich kann aus diesen Informationen nichts über den

wahren zeitlichen Verlauf ausgesagt werden, das Interferenzbild zeigt lediglich die Kohärenzlänge z_c an, die über das Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt $\Delta\omega\Delta t \geq p$ mit $z_c = c_0 p / \Delta\omega$ berechnet und über die Interferenzfähigkeit definiert wird. Damit können die kürzestmöglichen Pulsdauern $\Delta t_{\min} = p / \Delta\omega$ bestimmt werden.

2.2.2 Nichtlineare Prozesse zur Autokorrelation

Es konnte gezeigt werden, daß zur Abschätzung der tatsächlichen Zeitverläufe Feldautokorrelationen nicht ausreichend sind, da diese nur die Interferenzfähigkeit der elektrischen Felder wiedergeben. Um Aussagen über die wahren Intensitätsverläufe zu machen, benötigt man auch Autokorrelationen der Intensitäten der elektrischen Felder, also im weitesten Sinne Integrale der Form $\int I(t)I(t+\tau)dt$, wobei mit I die Intensitäten gemeint sind. Es werden also nichtlineare Effekte benötigt, deren Signal abhängig zum Intensitätsquadrat der eingestrahlten Leistung ist. Dazu wird im folgenden Abschnitt die Summenfrequenzbildung betrachtet, die im Fall monochromatischer Lichtpulse zur Frequenzverdopplung entartet, und die Zweiphotonenabsorption.

2.2.2.1 Degenerierte Summenfrequenzbildung

Ein fundamentales Problem bei der Frequenzverdopplung in nichtlinearen Kristallen ist die Verkleinerung der Bandbreite der Messung und Modulationen im frequenzverdoppelten Spektrum, wenn der Kristall zu dick ist. Für monochromatisches Licht läßt sich die Bandbreite der Frequenzverdopplung über die Gleichung für die Konversionsrate

$$\frac{P_S(2\omega_F)}{P_F(\omega_F)} = \frac{2\pi^2 d_{\text{eff}}^2 L^2 P_F(\omega_F)}{\epsilon_0 c_0 n_F^2 n_S \lambda_2^2 A} \frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2} \quad (2.36)$$

nach (DGN97) berechnen.

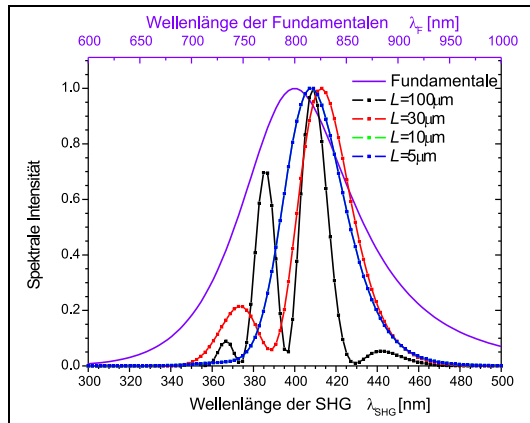


Abbildung 2.1: Das Fundamental- und Summenfrequenzspektrum für die Kristalllängen $L = 100\mu\text{m}$, $30\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ und $5\mu\text{m}$. Zwischen $5\mu\text{m}$ und $10\mu\text{m}$ besteht praktisch kein Unterschied mehr, $(10-20)\mu\text{m}$ sind ausreichend für eine Autokorrelation, da eine höhere Bandbreite auch mit kürzerer Kristalldicke nicht erreichbar ist.

Dabei werden die Lichtleistungen mit P_F für die Fundamentale und P_S für die zweite Harmonische bezeichnet, d_{eff} ist die effektive Nichtlinearität, L die Kristalllänge, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante und c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Die Querschnittsfläche der Strahlen wird mit A bezeichnet. λ_S ist die Wellenlänge der zweiten Harmonischen. Die Brechungsindizes sind n_S und n_F für die Frequenzverdoppelte bzw. die Fundamentale. Ein weiterer wichtiger Parameter ist die Phasenfehlanpassung Δk , die über Gleichung 2.41 definiert wird. Man erhält daraus den Verlauf der zweiten Harmonischen, die mit der sinc-Funktion (letzter Faktor in Gleichung 2.36) moduliert und gewissermaßen aus dem Quadrat der Fundamentalen entsteht. Gl. 2.36 ist nur unter der Voraussetzung gültig, daß für die Kreisfrequenzen $\omega_S = 2\omega_F$ gilt. Das Licht ist monochromatisch, es sind jeweils lediglich zwei Frequenzen an der Wechselwirkung beteiligt. Daher kann man auch nur in diesem Fall von Frequenzverdopplung sprechen.

Interessiert man sich aber für eine korrekte Leistung $P_S(\omega_S)$ der zweiten Harmonischen, muß man jedoch

$$P_S(\omega_S) \approx \frac{C}{4\gamma} \left| \int_{\omega_S/2}^{\infty} g(\omega_F - \omega_0) g(\omega_S - \omega_F - \omega_0) (1 - \gamma e^{i\Delta k L}) d\omega_F \right|^2 \quad (2.37)$$

aus (JK70) verwenden. Dabei ist

$$C = \frac{256 P_F^2(\omega_0) d_{\text{eff}}^2 B R}{\epsilon_0 c \pi w_0^2} \frac{n_S(n_F + n_S)}{[n_F^2 - n_S^2]^2 [(n_S + 1) \cdot (n_F + 1)]^3}, \quad (2.38)$$

$$\gamma = \frac{2n_S(n_F + 1)}{(n_S + n_F)(n_S + 1)} \approx 1, \quad (2.39)$$

was zu einem Vorfaktor

$$V = \frac{C}{4\gamma} = \frac{32 P_F^2(\omega_0) d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 c_0 \pi w_0^2} \cdot \frac{1}{(n_F - n_S)^2 (n_F + 1)^4 (n_S + 1)^2} \quad (2.40)$$

führt, und die Phasenfehlانpassung wird über

$$\Delta k = \frac{\omega_S n(\omega_S)}{c} - \frac{\omega_F n(\omega_F)}{c} - \frac{(\omega_S - \omega_F) n(\omega_S - \omega_F)}{c} \quad (2.41)$$

formuliert. Die jeweiligen Brechungsindizes für die Frequenzverdoppelte S und die Fundamentale F heißen dann n , $g(\omega)$ ist die Fouriertransformierte der Einhüllenden des elektrischen Feldes der normierten Leistungsfunktion des ultrakurzen Pulses, L die Länge des Kristalls, w_0 der Strahlradius, und d_{eff} ist die effektive Nichtlinearität des nichtlinearen Mediums. B und R sind Korrekturterme, die Reflexionen und Verformungen des Strahlprofils durch Brechung berücksichtigen. Sie werden in (JK70) genauer beschrieben. In guter Näherung gilt für die vorliegende Konfiguration $B \approx 1$ und $R \approx 1$.

Faßt man all dies zusammen, so erhält man für die Spektralform von S im Wesentlichen

$$g_S(\omega_S) \propto \frac{1}{(n_F - n_S)(n_F + 1)^2(n_S + 1)} \cdot \int_{-\omega_S/2}^{\infty} g_F(\omega_F) g_F(\omega'_S - \omega_F) \left(1 - e^{i\Delta k z}\right) d\omega'_S, \quad (2.42)$$

welche die komplexe Einhüllende der Fouriertransformierten des elektrischen Feldes darstellt.

Mit Gl. 2.42 und den gegebenen Parametern des Systems lassen sich die Spektren von S für ein gegebenes Fundamentalspektrum für verschiedene Kristalldicken berechnen. Beispiele für die oben genannten Parameter findet man in Abb. 2.1. Es zeigt sich, daß die Modulationen der Spektralform mit der Wellenlänge für $L < 10 \mu\text{m}$ verschwinden, da sich der modulationserzeugende Exponentialterm und der Pol im Vorfaktor bei verschwindender Phasenfehlانpassung im Limes $\Delta k L \rightarrow 0$ über große Spektralbereiche kürzen lassen. Für $\omega_S \approx 2\omega_F$ ergibt sich für Phasenanpassung $n_S \approx n_F$ und damit

$$\left(\frac{1 - e^{i\Delta k L}}{n_F - n_S} \right)_{\Delta k L \rightarrow 0} \approx \frac{-i\Delta k L}{n_F - n_S} \approx \frac{2i\omega_F L}{c_0}. \quad (2.43)$$

Dann kann man das Integral 2.37 mit

$$P_S(\omega_S) \approx |g_S(\omega_S)|^2 = \frac{128 P_F^2(\omega_0) d_{\text{eff}}^2 \omega_F^2 L^2}{\epsilon_0 c_0^3 \pi w_0^2 (n_F + 1)^6} \left| \int_{-\omega_S/2}^{\infty} g_F(\omega_F) g_F(\omega'_S - \omega_F) d\omega'_S \right|^2 \quad (2.44)$$

zusammenfassen und so das Leistungsspektrum der zweiten Harmonischen abschätzen. Wie man sieht, sind noch kürzere Kristalle nicht sinnvoll, da die Konversionseffizienz auch im polychromatischen Fall quadratisch mit der Länge geht. Gleichzeitig hat eine steigende Kristalllänge eine pulsverlängernde Wirkung durch Dispersion. Die Bildung des Absolutquadrates von $g_S(\omega_S)$ führt zu einem Wert proportional zur Leistung. Wie auch bei monochromatischen Licht ist die Konversionseffizienz proportional zur Leistung der eingestrahnten Fundamentale.

2.2.2.2 Summenfrequenzbildung aus Fundamentaler und entarteter Summenfrequenz

Im folgenden soll es um die Berechnung der spektralen Verteilung gehen, wenn die Fundamentale und die sogenannte zweite Harmonische, deren spektrale Verteilung durch die degenerierte Summenfrequenzmischung aus Gl. 2.37 in Abschnitt 2.2.2.1 gegeben ist, zusammen über Summenfrequenzbildung wechselwirken. Da Gleichung 2.37 auch für diese Art von Wechselwirkung angewendet werden kann und die Phasenfehlanpassung Δk der entscheidende Parameter für das resultierende Spektrum ist, wird diese im folgenden Abschnitt in einer nichtkollinearen Konfiguration genauer betrachtet, und zwar für BBO (Kristalleigenschaften siehe Abschnitt 4.3.1).

Aufgrund der Energieerhaltung muß für die einzelnen Kreisfrequenzen $\omega_T = \omega_F + \omega_S$ gelten. Dabei bezieht sich der Index F auf die Fundamentale, S auf die sogenannte zweite und T auf die dritte Harmonische, die die Summe aus Fundamentaler und zweiter Harmonischer darstellt. Es gilt desweiteren der Impulserhaltungssatz, der im Allgemeinen nicht für alle Kombinationen von ω erfüllt werden kann. Es bleibt wiederum die Phasenfehlanpassung $\Delta \vec{k}$ übrig. Da die Impulsbeiträge von $\vec{k}_S$ und $\vec{k}_F$ definiert werden, zeigt die Phasenfehlanpassung in Richtung von $\vec{k}_T$ (sie wird kleinstmöglich), der Impuls wird an das Kristallgitter abgegeben. Die Anordnung der Wellenvektoren ist in Abbildung 2.2 zu finden.

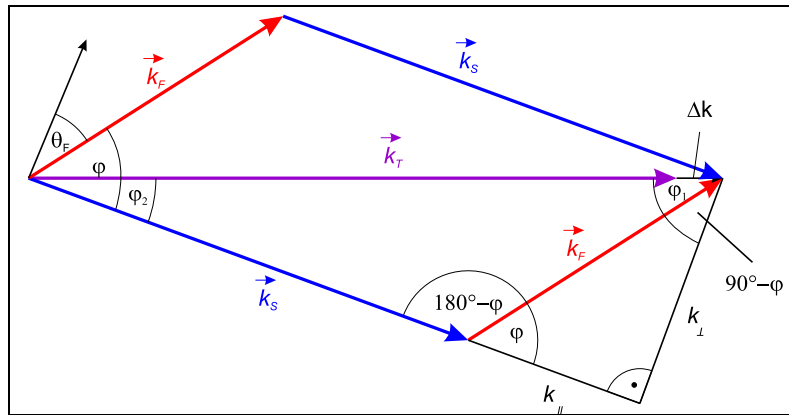


Abbildung 2.2: Vektorielle Konfiguration bei der Summenfrequenzmischung von Fundamentaler und zweiter Harmonischer.

Mit $|\vec{k}_x| = k_x$, Δk und $\Delta \vec{k} = \Delta k \cdot \hat{e}_T$ erhält man $k_F^2 = k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2$ mit $k_{\perp} = k_F \sin \varphi$ und $k_{\parallel} = k_F \cos \varphi$. Desweiteren haben wir mit $\varphi_2 = \arctan k_{\perp} / (k_S + k_{\parallel})$ eine Formel zur Berechnung von

$\varphi_2(\omega_F, \omega_S)$. Der zweite Teilwinkel ergibt sich dann einfach aus $\varphi_1(\omega_F, \omega_S) = \varphi - \varphi_2(\omega_F, \omega_S)$. In der Skizze sieht man noch einen weiteren Zusammenhang für ein rechtwinkliges Dreieck, nämlich

$$(k_S + k_{\parallel})^2 + k_{\perp}^2 = (k_T + \Delta k)^2, \quad (2.45)$$

in welches die Beziehungen für $k_{\perp}$ und $k_{\parallel}$ eingesetzt werden, also

$$(k_S + k_F \sin \varphi)^2 + k_F^2 (1 - \sin^2 \varphi) = (k_T + \Delta k)^2. \quad (2.46)$$

Daraus ergibt sich ein einfacher Zusammenhang für Δk , nämlich

$$\Delta k = \sqrt{k_S^2 + 2k_S k_F \sin \varphi + k_F^2} - k_T. \quad (2.47)$$

Die Wellenzahlen k sind keine Konstanten, sondern sie hängen in Abhängigkeit von der Polarisation von den Brechzahlen n_o und n_e und den verschiedenen jeweiligen Kreisfrequenzen ω_F , ω_S und ω_T ab. Da der außerordentliche Brechungsindex winkelabhängig (Winkel der Fundamentalen bezüglich Kristallachse θ_F und Nichtkollinearitätswinkel φ) ist, sind es die Wellenzahlen auch. Es gilt also

$$k_S = \frac{\omega_S n_o(\omega_S)}{c_0} \quad (2.48)$$

$$k_F = \frac{\omega_F n_e(\theta_F, \omega_F)}{c_0} \quad (2.49)$$

$$k_T = \frac{(\omega_F + \omega_S) \cdot n_e(\theta_F + \varphi - \varphi_2(\omega_F, \omega_S), \omega_F + \omega_S)}{c_0}. \quad (2.50)$$

Damit ist die Phasenfehlانpassung keine Konstante, sondern sie hängt explizit von vier Variablen ab, also $\Delta k = \Delta k(\theta_F, \varphi, \omega_F, \omega_S)$. Auch wenn die Wellenlängen der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen bekannt sind, hängt die Funktion noch immer von zwei Variablen ab. Die Lösungen für $\Delta k = 0$, also die Stellen, an denen die Phasenfehlانpassung verschwindet, liegen dann in der Regel auf Ellipsen, wie Abbildung 2.3(a) zeigt.

Einer der beiden Winkel ist frei wählbar, der andere richtet sich nach diesem. Breitbandig ist das System dann, wenn die einzelnen Ableitungen der Phasenfehlانpassungen nach den Kreisfrequenzen verschwinden und das bestenfalls an den Positionen, wo auch die Phasenfehlانpassung selbst verschwindet. Es wird also

$$\left(\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega} \right) \Big|_{\omega=\omega_S} \stackrel{!}{=} \left(\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega} \right) \Big|_{\omega=\omega_F} \stackrel{!}{=} 0 \quad (2.51)$$

gefordert, und es ergeben sich die Gleichungen

$$\left(\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega} \right) \Big|_{\omega=\omega_S} = \frac{\left(\frac{\partial k_T}{\partial \omega} \right) \Big|_{\omega=\omega_S} (k_S + k_F \sin \varphi)}{\Delta k + k_T} - \left(\frac{\partial k_T}{\partial \omega} \right) \Big|_{\omega=\omega_S} = 0 \quad (2.52)$$

$$\left(\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega} \right) \Big|_{\omega=\omega_F} = \frac{\left(\frac{\partial k_T}{\partial \omega} \right) \Big|_{\omega=\omega_F} (k_F + k_S \sin \varphi)}{\Delta k + k_T} - \left(\frac{\partial k_T}{\partial \omega} \right) \Big|_{\omega=\omega_F} = 0. \quad (2.53)$$

Da k_T kompliziert von φ abhängt, kann hier keine explizite Bestimmungsgleichung gefunden werden. Daher wird der Graph für $\Delta k'(\theta_F, \varphi) = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega} \right) \Big|_{\omega=\omega_S}^2 + \left(\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega} \right) \Big|_{\omega=\omega_F}^2}$ graphisch dargestellt, um die Lösbarkeit zu studieren.

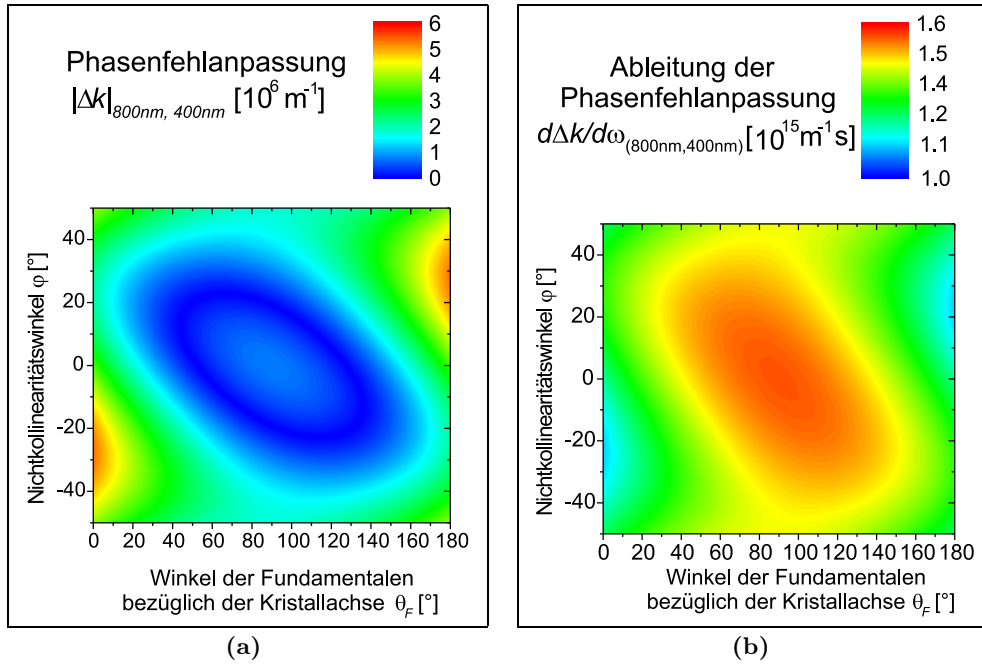


Abbildung 2.3: (a) Abhängigkeit der Phasengefehlanpassung von den Winkeln θ_F und φ bei konstanten Wellenlängen $\lambda_F = 800 \text{ nm}$ und $\lambda_S = 400 \text{ nm}$. Die Lösungskurve (blau) für verschwindende Phasengefehlanpassung beschreibt eine Ellipse. (b) Ableitungsfunktion $k'(\theta, \varphi) = d\Delta k/d\omega$ bei konstanten Wellenlängen $\lambda_F = 800 \text{ nm}$ und $\lambda_S = 400 \text{ nm}$. Die Funktion wird nicht extremal.

Offensichtlich zeigt der Graph in Abb. 2.3(b) keine Lösung, die Phasengefehlanpassung wird an keiner Stelle extremal. Es bleibt aber die Möglichkeit der numerischen Optimierung. Aus dem Graphen 2.3(a) kann ein Ausschnitt aus $\theta_F(\varphi)$ gewonnen werden, welcher in Abbildung 2.4(a) dargestellt ist.

Mit dem Winkelpaar $\varphi = 5^\circ$ und $\theta_F = 51.53^\circ$ erhält man eine zweidimensionale Abhängigkeit der Phasengefehlanpassung, also $\Delta k = \Delta k(\omega_S, \omega_F)$ bzw. $\Delta k = \Delta k(\lambda_S, \lambda_F)$. Es zeigt sich (siehe Abb. 2.4(b)), daß aus der Forderung einer verschwindenden Phasengefehlanpassung folgt, daß λ_S und λ_F einander eindeutig zugeordnet werden können. Wellenlängenpaare (λ_F, λ_S) , die nicht dieser Zuordnungsvorschrift folgen, tragen nur unwesentlich zur Frequenzmischung bei.

Daraus folgt, daß in erster Näherung monochromatisch gerechnet werden darf und desweiteren, daß die Phasengefehlanpassung verschwindet, solange $\lambda_S(\lambda_F)$ verwendet wird. Die Bandbreite des Spektrums dritter Ordnung hängt also bei der richtigen Wahl des Nichtkollinearitätswinkels (beide Spektralbereiche werden gleichzeitig abgedeckt) im Wesentlichen nur noch von der Spektralverteilung der Ausgangspulse ab. Dies gilt, wenn der Kristall relativ lang ist.

Das Spektrum der dritten Ordnung $g_T(\omega_T)$ läßt sich ähnlich Gleichung 2.37 berechnen. Es sind das Spektrum der Fundamentalen $g_F(\omega_F)$, das Spektrum der zweiten Harmonischen $g_S(\omega_S)$ aus Gleichung 2.37 und der Kopplungsfaktor $f(\omega_S, \omega_F) = (1 - e^{-i\Delta k z})$ gegeben. Diese drei führen zum Spektrum $g_T(\omega_T)$. Es gilt $\omega_T = \omega_S + \omega_F$. In Analogie zu Gleichung 2.37 wird ein spezielles ω_F gewählt, was zu einem speziellen Spektrum $g_F(\omega_T) = g_F(\omega_F)g_S(\omega_T - \omega_F)f(\omega_F, \omega_T - \omega_F)$ führt. Nach Integration und Betragsquadratbildung ergibt sich das Spektrum der Summenfrequenz als

$$g_T(\omega_T) \propto \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_F g_F(\omega_F) g_S(\omega_T - \omega_F) \left(1 - e^{-i\Delta k L}\right). \quad (2.54)$$

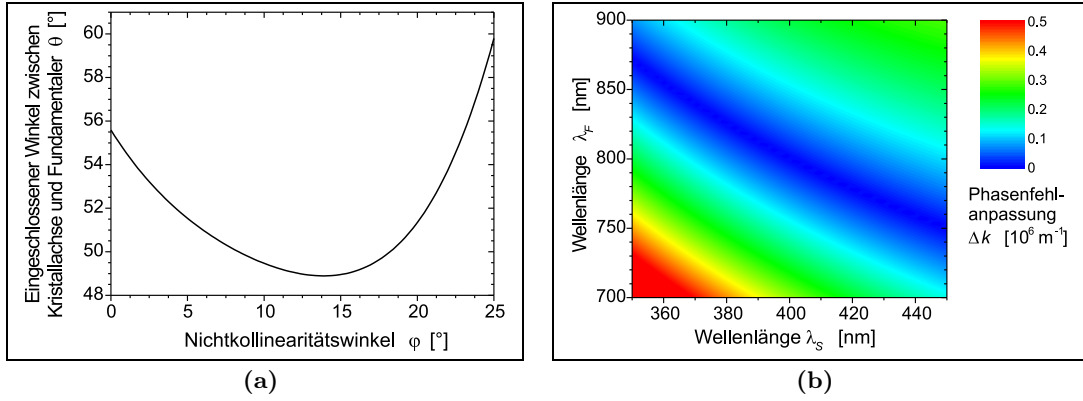


Abbildung 2.4: (a): Numerisch gefundene Teillösung $\theta_F(\varphi)$. Diese Lösungsfunktion ist ein Ausschnitt aus Abbildung 2.3(a). (b): Abhängigkeit der Phasenfehl-anpassung von den Wellenlängen für $\varphi = 5^\circ$ und $\theta_F = 51.53^\circ$.

Einsetzen der exakten Gleichung 2.42 in Gl. 2.54 ergibt dann

$$g_T(\omega_T) \propto \int_{-\infty}^{\infty} g_F(\omega_F) \left(1 - e^{-i\Delta k_T L}\right) \left[\int_{\frac{\omega_T - \omega_F}{2}}^{\infty} g_F(\omega'_F) g_F(\omega_T - 2\omega'_F) \left(1 - e^{-i\Delta k_S L}\right) d\omega'_F \right] d\omega_F. \quad (2.55)$$

Der Unterschied in den Integrationsgrenzen der beiden verschachtelten Integrale läßt sich dadurch erklären, daß es bei der Summenfrequenzbildung der beiden Fundamentalen g_F nicht zulässig ist, Frequenzen doppelt in die Summation einfließen zu lassen.

Auf eine explizite Berechnung der Spektralform, die einer numerischen Herangehensweise bedarf, wurde aus Zeitgründen verzichtet. Es sei jedoch bemerkt, daß aufgrund der Analogie der Gleichungen 2.37 und 2.54 die Kristalllänge relativ klein sein muß, weil andernfalls mit spektralen Modulationen oder einer Einschnürung des Spektrums gerechnet werden muß. L sollte wieder in der Größenordnung von etwa $10 \mu\text{m}$ liegen. Dann allerdings benötigt man relativ viel Intensität, um Licht effizient genug in die dritte Harmonische zu konvertieren.

2.2.2.3 Zweiphotonenabsorption

Die Zweiphotonenabsorption ist als nichtlinearer Prozeß für die Autokorrelation geeignet, weil es nach (GM31) eine endliche Wahrscheinlichkeit für einen Übergang zwischen verschiedenen Zuständen gleicher Parität gibt, z.B. zwischen dem Valenz- und Leitungsband einer Photodiode, bei dem auch zwei oder sogar mehrere Photonen beteiligt sind. In diesem Fall muß das Lambert-Beer'sche Gesetz für die Absorption der Intensität I angepaßt werden. Die rechte Seite von Gleichung 2.56 enthält nichtlineare Terme und kann in eine Taylorreihe am Ort $z_0 = 0$ entwickelt werden.

$$\frac{dI}{dz} = -f(I) \approx \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_n I^n}{n!} \quad (2.56)$$

Für reine Zweiphotonenabsorption lautet die Gleichung 2.56 dann

$$\frac{dI}{dz} = -\beta I^2, \quad (2.57)$$

und mit Entwicklung der Lösung dieser Differentialgleichung (über Trennung der Variablen) für kleine Absorptionen $\beta z I \ll 1$ ergibt sich der Zusammenhang

$$I(z) = I_0 - I_0^2 \beta z. \quad (2.58)$$

Die absorbierte Intensität verhält sich also tatsächlich proportional zu I_0^2 und kommt als Prozeß für die Autokorrelation in Frage. Die Zahl β ist eine Stoffkonstante und wird über Gleichung 2.57 definiert.

2.2.3 Interferometrische Autokorrelation

In Abschnitt 2.2.1 wurde gezeigt, daß eine Autokorrelation, die auf einer linearen Intensitätsabhängigkeit beruht, nicht sinnvoll für die Reproduktion eines Zeitverlaufes eines ultrakurzen Pulses ist. In den weiteren Ausführungen wird die Überlagerung von Pulsen unter Ausnutzung der quadratischen Abhängigkeit von der Intensität der Fundamentalen, wie dies Frequenzverdopplung und der Zwei-Photonen-Absorption der Fall ist, betrachtet.

Dann kann mit den elektrischen Feldern der Teilwellen $E_1(t) = E_{01}(t) \exp[i\omega t]$ und $E_2(t+\tau) = E_{02}(t+\tau) \exp[i\omega(t+\tau)]$ für das detektierte Signal $S(\tau)$ das Integral

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} dt |E_1(t) + E_2(t+\tau)|^4 \quad (2.59)$$

aufgeschrieben werden. Mit der Proportionalität der Intensität zur Stärke der elektrischen Felder $I \propto |E|^2$ und der Formel für die Betragsquadratbildung einer komplexen Zahl aus dem Produkt der Zahl und ihrer Konjugierten $|a|^2 = a \cdot a^*$ ist die rein reelle Signalintensität

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} dt [I_1(t) + I_2(t+\tau) + 2E_{01}(t)E_{02}(t+\tau) \cos \omega\tau]^2, \quad (2.60)$$

und dieses Integral wird letztlich zu

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} dt \underbrace{[I_1^2(t) + I_2^2(t+\tau)]}_2 + \underbrace{2I_1(t)I_2(t+\tau) \cdot (1 + 2\cos^2 \omega\tau)}_4 + \underbrace{4E_{01}(t)E_{02}(t+\tau)(I_1(t) + I_2(t+\tau)) \cos \omega\tau}_0. \quad (2.61)$$

Formel 2.61 beschreibt ein interferometrisches Autokorrelationssignal. Ein Teil moduliert aufgrund des Quadrates mit 2ω , der andere mit ω . Die Zahlen unter den Klammern ergeben sich, wenn man für die Intensitätsautokorrelation im nächsten Abschnitt über eine Periode mittelt. Dann entfallen die Modulationen. Durch die Vorfaktoren begründet gehen die Modulationen der zwei Frequenzen, ω und 2ω zu gleichen Teilen ein, folglich schwankt die Funktion mit $\cos(\omega\tau) + \cos^2(\omega\tau)$, ist also ω -periodisch. An der Stelle $\tau = 0$ ist die Autokorrelationsfunktion maximal, und es ergibt sich unter dem Integral in Gl 2.61 für die Gesamtintensität $16I_0^2$. Für den Grenzwert $\tau \rightarrow \infty$ entfallen die Mischterme, und es bleibt der Untergrund $I_1^2 + I_2^2 = 2I_0^2$ übrig. Das ergibt ein Verhältnis des Signals zum Untergrund von 1:8.

In der Praxis besteht der Grundkörper eines Autokorrelators aus einem Michelson-Interferometer. Ein Arm ist mit einem Spiegel versehen, der mit einer Sägezahnfunktion parallel zur Strahlrichtung verschoben wird. Dies erfolgt über einen Lautsprecher oder ein Piezoelement, je nach benötigtem Maximalverschiebeweg. Über den Lichtweg lässt sich die entsprechende Autokorrelationszeit berechnen. Beide Signale werden nun auf einen nichtlinearen Kristall, z.B. BBO fokussiert, und dort entsteht durch Summenfrequenzbildung das Autokorrelationssignal, welches nach Durchgang durch ein Filter, das die Fundamentale blockiert, mit einer Photodiode detektiert wird. Einen systematischen Fehler bei der Pulslängenbestimmung bekommt man durch die Dispersion der verwendeten Strahlteilerplatte. Der Verdopplerkristall verursacht ebenfalls durch Dispersion eine Pulslängenverbreiterung.

In Abbildung 2.6 ist ein Spektrum eines Pulses dargestellt, das für eine interferometrische Autokorrelation verwendet wurde. Das Spektrum wurde invers fouriertransformiert und mit Gleichung 2.61 die erwartete Autokorrelation zusammen mit einem gemessenen Verlauf in Abbildung 2.7(a) dargestellt. Da der Verlauf in etwa dem berechneten entspricht, ist der Puls gut komprimiert. Die Vor- und Nachpulse fallen allerdings stärker aus als mit dem Spektrum berechnet. Daraus ist zu schließen, daß eine Restdispersion im Puls verblieben ist.

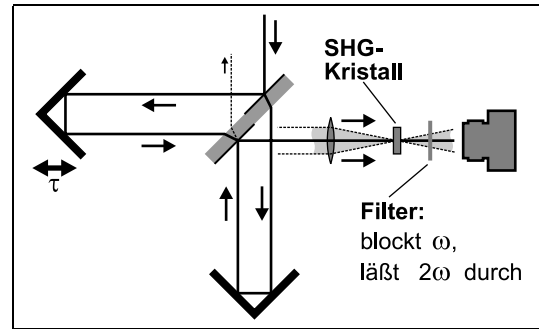


Abbildung 2.5: Prinzip der interferometrischen Autokorrelation. (Pre00)

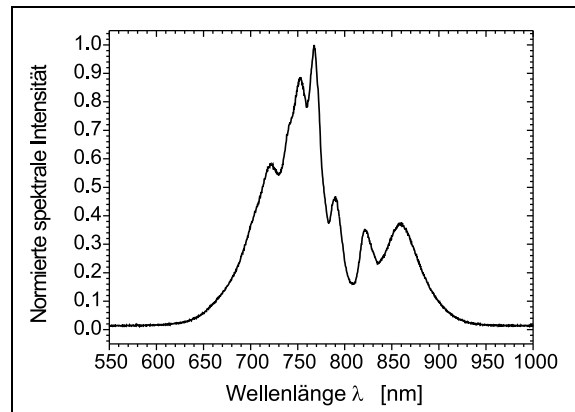


Abbildung 2.6: Das Spektrum eines Pulses aus einem Femtopower Pro (Fa. Femtolasers GmbH) nach zusätzlichem Durchgang durch eine mit einem Edelgas gefüllten Hohlaser zur spektralen Verbreiterung (Hem06).

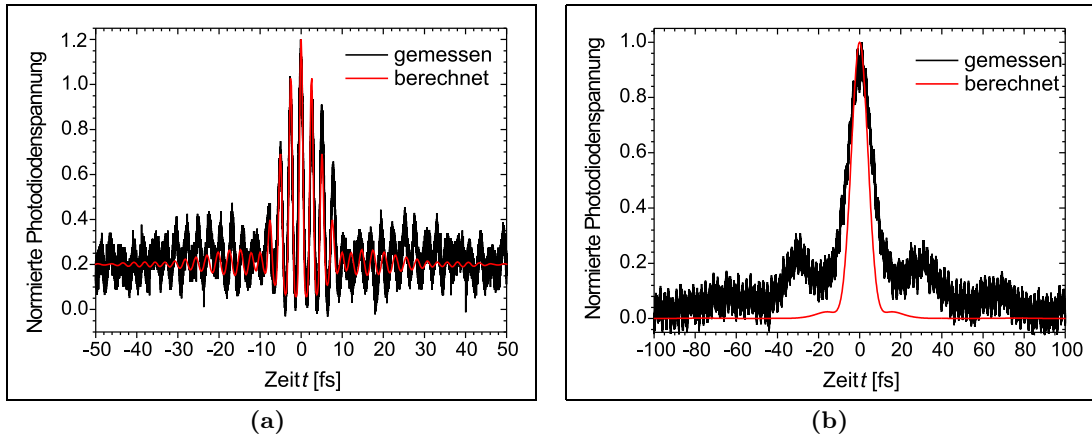


Abbildung 2.7: (a): Interferometrische Autokorrelation eines bandbreitenbegrenzten Pulses, die aus dem Spektrum in Abb. 2.6 berechnet wurde sowie entsprechende Messung. (b): Untergrundfreie Autokorrelation von Abb. 2.6, Messung (schwarz) und Berechnung aus dem Spektrum (rot). Die Diskrepanzen zwischen Messung und Berechnung entstehen durch verbleibende Dispersion in den Pulsen und ungenügende räumliche Filterung (Hem06)

2.2.4 Intensitätsautokorrelation

Im Unterschied zur interferometrischen Autokorrelation in Abschnitt 2.2.3 zeigt eine Intensitätsautokorrelation keine oder nur schwache Interferenzen. In den folgenden zwei Abschnitten werden zwei Verfahren vorgestellt, die diese Art der Autokorrelation messen können.

2.2.4.1 Untergrundfreie Intensitätsautokorrelation

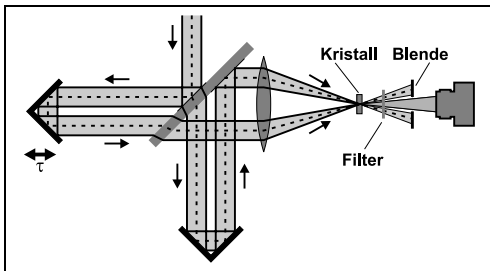


Abbildung 2.8: Untergrundfreier Autokorrektor. Die Teilstrahlen werden räumlich versetzt und mithilfe einer Blende zur räumlichen Filterung wird der Untergrund und somit auch die Modulationen entfernt.

Der in Abschnitt 2.2.3 beschriebene Autokorrektor kann mit einfachen Mitteln zu einem untergrundfreien Autokorrektor umfunktioniert werden. Dafür ist es nur notwendig, beide erzeugten Strahlen gegeneinander zu versetzen, wie es in Abbildung 2.8 dargestellt ist. Eine Blende eliminiert die interferenzerzeugenden Teilstrahlen, und aufgrund der Impulserhaltung wird ein Signal ungefähr in Richtung der Winkelhalbierenden der beiden erzeugten Teilstrahlen mit einer Photodiode detektiert. Um Streulicht der Fundamentalen zu vermeiden, benötigt man ein entsprechendes Farbfiler. Alle interferierenden Terme aus Gl. 2.61 sowie der Untergrund entfallen, so daß ein Autokorrelationssignal $S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} I_1(t)I_2(t + \tau)dt$ übrigbleibt.

Mit dem Spektrum aus Abschnitt 2.2.3 wurde erneut eine diesmal untergrundfreie Autokorrelationsfunktion simuliert und mit den Modifikationen aus Abbildung 2.8 die Autokorrelationsfunktion gemessen, welche zusammen mit dem berechneten Verlauf in Abb. 2.7(b) zu sehen ist. Die Autokorrelation zeigt noch leichte Modulationen, die auf eine nicht perfekte räumliche Filterung schließen lassen. Da der simulierte Verlauf wesentlich schmäler als der gemessene Verlauf ist, muß der Puls spektrale Dispersion aufweisen. Die verbleibenden Modulationen

sprechen für eine ungenügende Filterung des untergrundfreien Signals. Dennoch sind sie zur Kalibrierung des Autokorrelators nützlich.

2.2.4.2 Dispersionsfreie Intensitätsautokorrelation

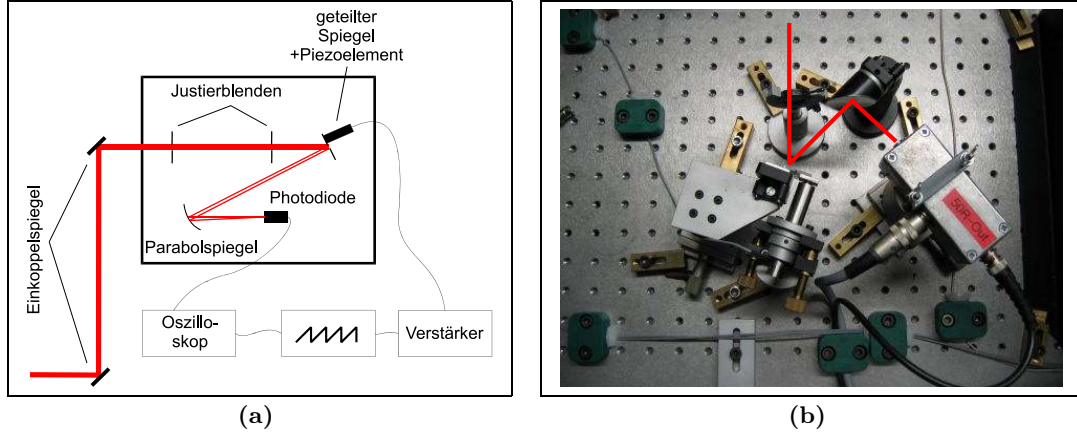


Abbildung 2.9: (a) TPA - engl.: Two-Photon-Autocorrelator mit zwei geteilten Spiegeln. (b) TPA – technische Realisierung.

In Abb. 2.9(a) wird das Prinzip eines dispersionsfreien Autokorrelators verdeutlicht und in Abb. 2.9(b) ein Foto des Aufbaus gezeigt. Die Geometrie dieses Autokorrelators ist einfach, da diverse optische Elemente entfallen und die Photodiode selbst den nichtlinearen Prozeß liefert. Ein Teil des eingekoppelten Strahles wird von einem einfachen Goldspiegel zur Fokussierparabel und schließlich auf die Zweiphotonen-Photodiode (TPD) gelenkt, der andere wird über ein Piezoelement, welches mit einer Sägezahnspannung angesteuert wird, in denselben Punkt auf der Photodiode fokussiert, bei der es sich um den Typ G1962 (Hamamatsu) handelt. Dort wird das Signal über Zweiphotonenabsorption gebildet.

Um mathematisch eine Intensitätsautokorrelation mit einer TPD zu erhalten, müssen die störenden Interferenzterme entfernt werden, die in der Praxis allerdings zur Kalibrierung verwendet werden. Es wird über eine volle Periode τ_P gemittelt und Gleichung 2.61 ändert sich zu

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} [I_1^2(t) + I_2^2(t) + 4I_1(t)I_2(t + \tau)] dt, \quad (2.62)$$

da der letzte Term entfällt und im mittleren Modulationsterm $\cos^2 \omega \tau = 0.5$ ist. Das Signal-Untergrund-Verhältnis beträgt 3:1.

Dies ist nur eine Näherung der tatsächlichen Verhältnisse. Das Prinzip ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Ein Strahl wird über einen räumlichen Strahlteiler auf ein fokussierendes Element, das in der Abbildung vereinfacht als Linse dargestellt wird, gerichtet. Beide Strahlteile haben nach der Teilung eine Breite D und einen Abstand d voneinander, was nach der Fokussierung mit der Brennweite f nach Gleichung B.12 (Anhang B) zu einer Brennfleckgröße von

$$D' = \frac{\lambda f}{\pi D} \quad (2.63)$$

führt. Beide Strahlen S_1 und S_2 nehmen im Fokus einen Winkel α zueinander ein, den man durch die vorausgesetzte Kleinheit des Winkels mit $\alpha = d/f$ nähern kann. Den Abstand a der

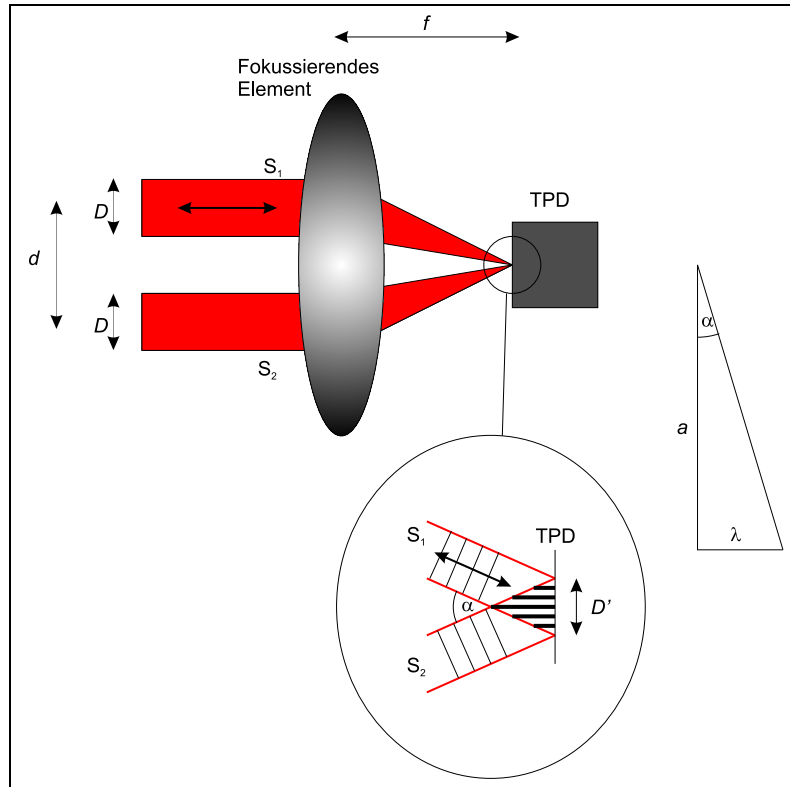


Abbildung 2.10: Prinzip der Intensitätsautokorrelation. Die Wellenfronten der Strahlen verlaufen nicht parallel, sondern sind um den Winkel α gegeneinander verkippt, was zu Interferenzen im Fokus führt.

Interferenzmaxima im Brennfleck kann man näherungsweise über $a = \lambda/\alpha$ berechnen. Dabei ist das Verhältnis $N = D'/a = d/(\pi D)$ ein Maß für die Anzahl der räumlichen Modulationen.

In erster Näherung ist die Intensitätsautokorrelation durch Gl. 2.62 gegeben. Diese moduliert mit $\cos(\omega\tau)$, da N im Allgemeinen nicht ganzzahlig ist. Die Fläche, über die die Photodiode integriert, wird durch den transformierten Strahlradius D' begrenzt. Im Fokus liegen zwei gaußförmiges Strahlprofile vor, also

$$I_0(x) = \exp \left\{ -\frac{2x^2}{D'^2} \right\}. \quad (2.64)$$

Verschiebt man nun einen der beiden Strahlen um eine Zeit τ , so verschieben sich auch die Interferenzstreifen der beiden Strahlen um τ , so daß sich für die Interferenzen

$$I(x) = 2I_0(x)(1 + \cos(\Delta kx)) = 2 \exp \left\{ -\frac{2x^2}{D'^2} \right\} \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi x}{\lambda} + \omega\tau \right) \right) \quad (2.65)$$

ergibt. Die Photodiode integriert diese beiden Anteile über den Ort x , so daß die normierte Korrekturfunktion für Gl. 2.62 mit

$$K(\omega\tau) = 1 + \cos(\omega\tau) \exp \left\{ -\frac{\pi}{2\beta^2} \right\} \quad (2.66)$$

erhalten werden kann. Die Funktion $K(\omega\tau)$ wird an die Funktion 2.62 multipliziert. Die Modulationstiefe von $K(\omega\tau)$ ist vom Fernfeldwinkel $\beta = D/f$ der Strahlen abhängig. Je größer der Winkel β , also das Verhältnis der Strahlbreiten zur Brennweite ist, desto kleiner sind die

zu erwartenden Modulationen.

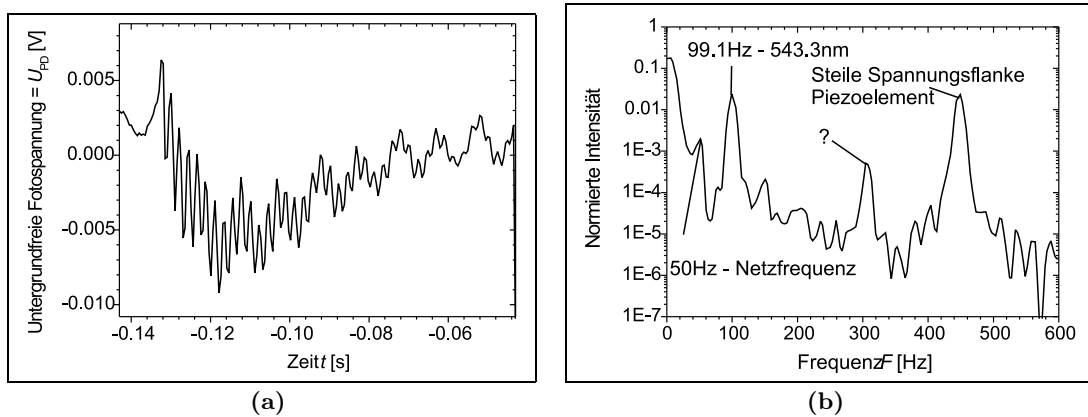


Abbildung 2.11: (a) Kalibrierungsmessung mit einem grünen He-Ne-Laser mit einer Wellenlänge von 543.3 nm bei einer Repetitionsrate der Messung von 15 Hz - eine Feldautokorrelation. (b) FFT der Feldautokorrelation des He-Ne-Lasers zur Erhaltung der Frequenz für die Pulsbreitenbestimmung über dispersionsfreie Intensitätsautokorrelation.

Dieser Autokorrelator ist praktisch für alle möglichen Repetitionsraten geeignet, vorausgesetzt man benutzt ein geeignetes Tiefpaßfilter (hier ein Butterworthfilter 5. Ordnung). Noch besser ist eine Synchronisation mit dem Pulszug des zu vermessenden Lasers, wenn die Repetitionsrate zu niedrig wird.

Für die Kalibrierung des Autokorrelators muß kohärentes Licht verwendet werden, das eine Wellenlänge innerhalb der spektralen Empfindlichkeit der Photodiode besitzt. Möglich ist es auch, den zu vermessenden Laser selbst im cw-Modus zu verwenden und die Zweiphotonenabsorption zu nutzen. Dabei ist die Empfindlichkeit aber viel geringer, da ein Zweiphotonenübergang sehr viel unwahrscheinlicher ist als der eines einzelnen Photons. Für die vorliegende Konfiguration wurde deshalb ein grüner HeNe-Laser verwendet ($\lambda = 543.3$ nm), um die Lichtwegdifferenzen über Feldautokorrelation direkt messen zu können. Ein typisches Bild der sich daraus ergebenden Modulationen ist in Abb. 2.11(a) dargestellt.

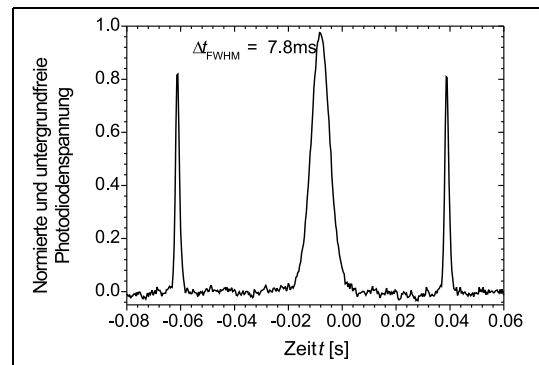


Abbildung 2.12: Autokorrelationsfunktion eines Titan-Saphir-Lasers des Typs Femtopower scientific (Femtolasers) aufgenommen mit dem TPA aus Abbildung 2.9(b). Die breiten Pulse sind die eigentlichen Autokorrelationen. Die steilen Flanken rühren vom Rücksprung des Piezoelements entsprechend der steilen Sägezahnspannungsflanke her, sind demnach auch Autokorrelationen, die als Zeitreferenz benutzt werden können.

Man erhält eine Feldautokorrelation des kontinuierlichen Lasers, die umso gleichmäßiger ausgedehnt ist, je kleiner die Bandbreite des verwendeten Lasers ist. Wenn man eine FFT (schnelle Fouriertransformation) durchführt, erhält man eine scharfe Spitze bei der inversen Periodendauer, die sich nach der Repetitionsfrequenz der Messung richtet. Das Bild der FFT von Abb. 2.11(a) ist in Abb. 2.11(b) zu sehen. Neben einigen Artefakten wie zum Beispiel der Netzfrequenz, der Frequenz der Feldautokorrelation des Piezorücksprungs ist auch deutlich die Frequenz ausgeprägt, die der Wellenlänge des He-Ne-Lasers, also $\lambda = 543.3$ nm entspricht, nämlich $F = 99.1$ Hz. Daraus wurde unter Berücksichtigung eines idealisierten Autokorrelationsfaktors für Solitonpulse nach (DR96) von

$a \approx 1.859$ die sich aus der in Abbildung 2.2.4.2 mit $\Delta t_{\text{FWHM}}^* = 7.8 \text{ ms}$ ergebende Pulsbreite mit

$$\Delta t_{\text{FWHM}} = \Delta t_{\text{FWHM}}^* \frac{\lambda F F_{\text{cal}}}{a c_0 F_{\text{auto}}} \quad (2.67)$$

abgeschätzt. Die Pulsdauer wurde im konkreten Fall mit $\Delta t_{\text{FWHM}} \approx 11.3 \text{ fs}$ bestimmt. Dazu muß erwähnt werden, daß die Messung der Kalibrierungsfeldautokorrelation bei einer Repe-titionsrate von $F_{\text{cal}} = 15 \text{ Hz}$ erfolgte und die von der eigentlichen Autokorrelationsmessung bei $F_{\text{auto}} = 10 \text{ Hz}$. Deshalb ist Gl. 2.67 mit dem entsprechenden Faktor versehen. Später wird dieses Verfahren in einer ähnlichen Form verwendet. Die Autokorrelationsmessung zeigt immer Modulationen mit der Zentralfrequenz F_0 , deren Inverse die Periodendauer ist. Für eine genauere Bestimmung der zeitlichen Halbwertsbreite ist die genaue Kenntnis des Auto-korrelationsfaktors unerlässlich. Berechnete Autokorrelationsfunktionen finden sich in Abbil-dung 2.14(a)- (c) am Ende des Abschnitts 2.2.5.

2.2.5 Überlegungen zu einem Autokorrelator dritter Ordnung

Alle quadratischen Autokorrelationsfunktionen haben einen entscheidenden Mangel. Sie sind aufgrund der Symmetrie der Autokorrelationsfunktion, die auf einer Abhängigkeit zum In-tensitätsquadrat beruhen, nicht eindeutig, so daß zum Beispiel nicht erkennbar ist, welche Pulsanteile zeitlich früher und welche später ankommen. Abhilfe schafft hier ein verändertes Meßprinzip, nämlich ein Autokorrelator dritter Ordnung. Dafür wird die Summenfrequenz der zweiten Harmonischen und der Fundamentalen aus Abschnitt 2.2.2.2 gebildet.

In vorgestellten Aufbau soll der Autokorrelator dritter Ordnung dazu verwendet werden, den gesamten Pulsverlauf in einer Größenordnung von mehreren Nanosekunden zu charakterisie-ren. Die zugehörigen Lichtwege lassen sich dann nicht über eine Verkippung erzeugen (Ein-zelschußautokorrelator). Notwendigerweise muß der Lichtweg über eine Delayline verfahren werden.

In Abbildung 2.13 ist eine mögliche Anordnung zur Realisierung eines derartigen Autokor-relators abgebildet. Der zu vermessende Strahl wird in das Gerät eingekoppelt und mittels Strahlteiler (ST) aufgeteilt. Ein Teil wird auf einen nichtlinearen Kristall zur Frequenzmischung fokussiert, in dem die zweite Harmonische gebildet wird. Über drei Verzögerungslinien (DL_1 und DL_2 sind variabel, DL_3 ist fest) ist es möglich, die Pulse beliebig gegeneinander zu verschieben (beliebiges positives bzw. negatives Delay).

Für die Summenfrequenzbildung im ersten Kristall wird die Typ-I-Phasenfehlانpassung ge-wählt, es liegt also die sogenannte *ooe*-Kopplung vor, d.h. die mischenden Strahlen sind or-dentlich bezüglich der Kristallachse polarisiert, die zweite Harmonische außerordentlich, also senkrecht bezüglich der ordentlichen Strahlen. Ohne zusätzliche $\lambda/2$ -Platte in der erzeugten zweiten Harmonischen folgt, daß im zweiten Kristall Typ-II-Phasenadaptation vorherrscht. Die Fundamentale ist ordentlich (außerordentlich) und die zweite Harmonische außerordentlich (ordentlich) polarisiert. Das erzeugte Signal hingegen ist in jedem Fall außerordentlich polarisiert.

Beide Strahlen treffen parallelverschoben auf eine Linse, welche die Strahlen erneut auf einen nichtlinearen Kristall fokussiert, in dem die Summenfrequenz beider Strahlen generiert wird (dritte Ordnung). Aufgrund der Impulserhaltung ($\sum_i \hbar k_i = \text{konst.}$) bildet sich zwischen den beiden inzidenten Strahlen die Summenfrequenz heraus, so daß die beiden erzeugenden Strah-len effektiv abgeblockt und das Signal mit einer geeigneten Photodiode detektiert werden kann.

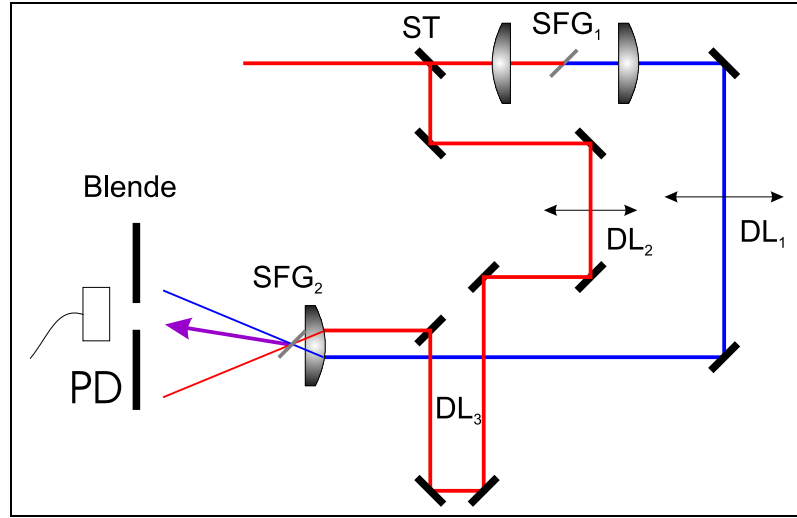


Abbildung 2.13: Klassischer THG-Autokorrelator mit zwei Kristallen zur Summenfrequenzbildung.

In Kristall SHG₂ wird ein Summenfrequenzsignal erzeugt, ein Signal, dessen Maximalintensität proportional zum Produkt der beiden Erzeugenden ist. Damit ist die Autokorrelationsfunktion aufgrund der Summenfrequenzbildung mit

$$a(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} I_S(t) I_F(t + \tau) dt. \quad (2.68)$$

näherungsweise gegeben. Die Funktion spiegelt aufgrund der unterschiedlichen Symmetrie der entarteten Summenfrequenz I_S und der Fundamentalen I_F deren Asymmetrie wider. Wie bei der quadratischen Autokorrelation entstehen bei n Eingangspulsen in der Autokorrelation $2n - 1$ Autokorrelationspulse (können auch entartet sein), was die Interpretation besonders schwierig macht. Die Abbildungen 2.14(a)-(c) zeigen Beispiele für die manchmal verwirrenden Möglichkeiten. Da die Vor- und Nachpulse oftmals weitaus kleiner sind als der eigentliche Hauptpuls, stellt dieses Verfahren in erster Linie eine gute Möglichkeit dar, das Verhalten des Lasers auf großen Zeitskalen zu beschreiben.

Um das Verfahren noch weiter zu verbessern, kann wie in Abschnitt 2.2.4.2 verfahren werden. Der letzte Kristall zur Summenfrequenzbildung kann durch eine Photodiode ersetzt werden, deren Bandlücke $E_{\text{gap}} = \hbar(\omega_S^0 + \omega_F^0)$ entspricht und sehr breitbandig absorbiert. Das entspricht bei einer Wellenlänge von $\lambda_F^0 = 800 \text{ nm}$ für die Fundamentale einer Wellenlänge von $\lambda_T^0 \approx 267 \text{ nm}$, und somit wird eine Photodiode mit einer Bandlückenenergie von $E_{\text{gap}} \approx 5.4 \text{ eV}$ benötigt. Diamant ist ein Isolator und hat daher die passende Bandlückenenergie von 5.5 eV angegeben. Es existieren auch Entwicklungen hin zu UV-emittierenden und -absorbierenden Materialien (YTM⁺98). Dort wird Platin als Layer-Material verwendet und ein Bor-dotierter Diamantfilm aufgebracht. Es resultiert ein relativ schmalbandiges Spektrum um 248 nm , das für die Autokorrelation dritter Ordnung auf der Grundlage der Zweiphotonenabsorption genutzt werden kann.

2.2.6 Einzelschußautokorrelator

In den letzten Unterkapiteln wurden hochfrequente Pulszüge behandelt, die sich innerhalb praktikabler Integrationszeiten über Autokorrelation vermessen lassen. Im Fall von Repetitionsraten unter 100 Hz ist eine solche Herangehensweise nicht mehr praktikabel, wenn genü-

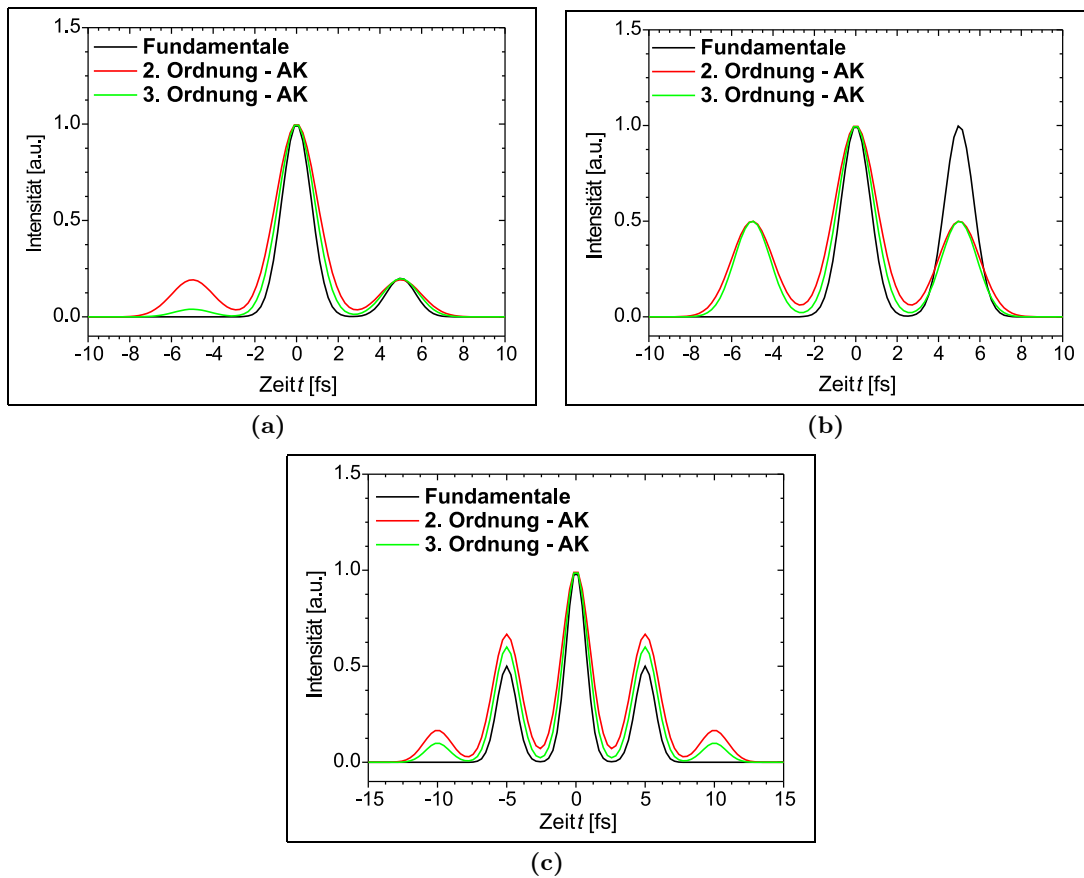


Abbildung 2.14: Vergleich der Intensitätsautokorrelationen zweiter und dritter Ordnung. (a) Die ursprüngliche Funktion sind zwei Gaußpulse, die verschiedene Maxima haben (1 und 0.2) und um 5 gegeneinander verschoben sind. Die Autokorrelation zweiter Ordnung zeigt einen Vor- und einen Nachpuls, die Autokorrelation dritter Ordnung berücksichtigt die Asymmetrie, so daß der Vorpuls deutlich kleiner ausfällt. (b) Doppelpuls. Beide Autokorrelationen zeigen ein symmetrisches Bild mit einem Vor- und einem Nachpuls. (c) Ein Hauptpuls mit zwei jeweils gleich weit entfernten Pulssatelliten. Aufgrund der Symmetrie sind auch die Autokorrelationen wieder nahezu identisch und zeigen zwei zusätzliche Satelliten.

gend Leistung zur Verfügung steht, da kleine Repetitionsraten zu großen Integrationszeiten führen, wenn die Abtastrate hinreichend hoch sein soll. Dann ist es nicht mehr möglich und notwendig, den Laser auf das nichtlineare optische Element zu fokussieren. Stattdessen wird ein räumlich ausgedehnter Strahl mit ebenen Wellenfronten zur Messung verwendet.

Der verwendete Aufbau ist schematisch in Abbildung 2.15 dargestellt. Der Strahl wird durch einen räumlichen Strahlteiler ST in zwei Hälften geteilt, um schließlich nichtkollinear auf einen nichtlinearen Kristall zur Summenfrequenzbildung zu treffen. Im BBO-Kristall werden drei Strahlen erzeugt, zwei kollinear zu den Fundamentalen und ein dritter aufgrund der Impulserhaltung etwa am Ort der Winkelhalbierenden. Die störenden Fundamentale werden herausgefiltert (Filter F). Eine Linse L wird zur 4f-Abbildung genutzt, damit Beugungseffekte minimiert werden. In den Fokus dieser Linse wird optional eine Blende B gebracht, denn dort sind die Strahlen infolge der unterschiedlichen Winkel (in der Fourierebene werden Winkel in Orte „übersetzt“) räumlich am besten getrennt. Filtert man nun den Mittelstrahl heraus, erhält man eine reine Feldautokorrelation des erzeugten Lichtes der zweiten Harmonischen (oder der Fundamentale, wenn man das Filter F entfernt). Läßt man hingegen alle drei Strahlen durch, erhält man das genaue Abbild der zweiten Harmonischen im Kristall, also eine interfe-

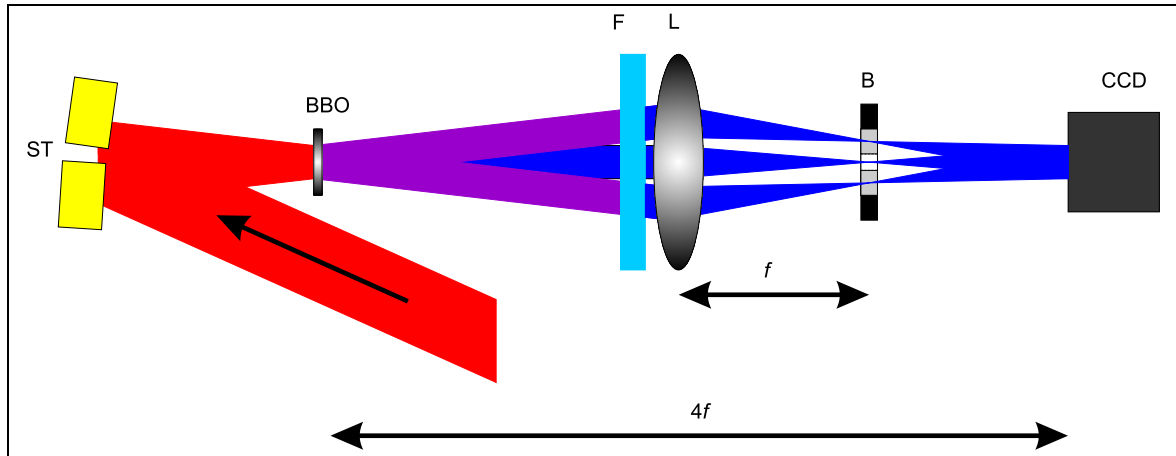


Abbildung 2.15: Single-Shot-Autokorrelator mit räumlicher Strahlaufteilung (schematisch). Der Aufbau ist nicht maßstabsgerecht gezeichnet.

rometrische Autokorrelation. Will man eine reine untergrundfreie Intensitätsautokorrelation erhalten, muß man die beiden äußeren Strahlen ausblenden. So erhält man ein Autokorrelationssignal, da der Nichtkollinearitätswinkel φ einen räumlich abhängigen Laufzeitunterschied definiert, es gilt

$$\tau = \frac{x}{c_0} \sin \varphi, \quad (2.69)$$

wobei x die aktuelle Position auf dem Chip ist und τ den aktuellen Autokorrelationszeitpunkt bezeichnet.

Eine Möglichkeit zum Weglassen des dispersiven Elementes sowie der Abbildungsoptik könnte sich dadurch ergeben, daß die getrennten Strahlen direkt auf einem Photodiodenarray (Photodioden wie in Abschnitt 2.2.2.3) mit einer maximalen Empfindlichkeit bei einer wellenlänge von 400 nm vereint werden und so den nichtlinearen Prozeß direkt auf der Kamera erzeugen. Der Einzelschußautokorrelator wäre dispersionsfrei. Aber auch die Abbildungsoptik selbst verursacht Fehler durch Aberrationen, und es treten Streu- und Beugungseffekte auf, die vermieden werden könnten, wenn das nichtlineare Element sowie ein Filter für die Fundamentale unmittelbar auf dem CCD-Chip untergebracht wären. Mit den genannten Verbesserungsvorschlägen ließe sich nicht nur eine größere Genauigkeit erreichen, das Gerät könnte auch sehr kompakt konstruiert werden. Es hätte allerdings den Nachteil, daß keine Möglichkeit der räumlichen Filterung bestünde, was zwangsläufig zu einer interferometrischen Autokorrelation führt.

2.2.7 FROG

Um eine frequenz aufgelöste Autokorrelation, also FROG (*engl.: Frequency Resolved Optical Gating*) mit dem System aus Abschnitt 2.2.6 zu erhalten, bedarf es nur einer geringfügigen Änderung (Sou06). In Abbildung 2.16 sind diese Modifikationen dargestellt. Um den Strahl zunächst zu kollimieren, bringt man an die Stelle, an der im Einzelschußaufbau aus Abbildung 2.15 die CCD-Kamera stand, eine Linse L_2 mit derselben Brennweite wie L_1 . Es wird eine Kombination aus einem Transmissionsgitter G und einer Zylinderlinse ZL eingefügt, um den Strahl senkrecht zur Zeitrichtung, die durch die Verkipfung der Strahlteilerspiegel definiert wird, spektral aufzuspalten. Das Signal $S = S(\lambda, \tau)$ ist sowohl von der Wellenlänge als auch von der Autokorrelationszeit abhängig.

Nach (Pre00) ist das Signal, welches man dabei erhält, symmetrisch um die Zeitachse ver-

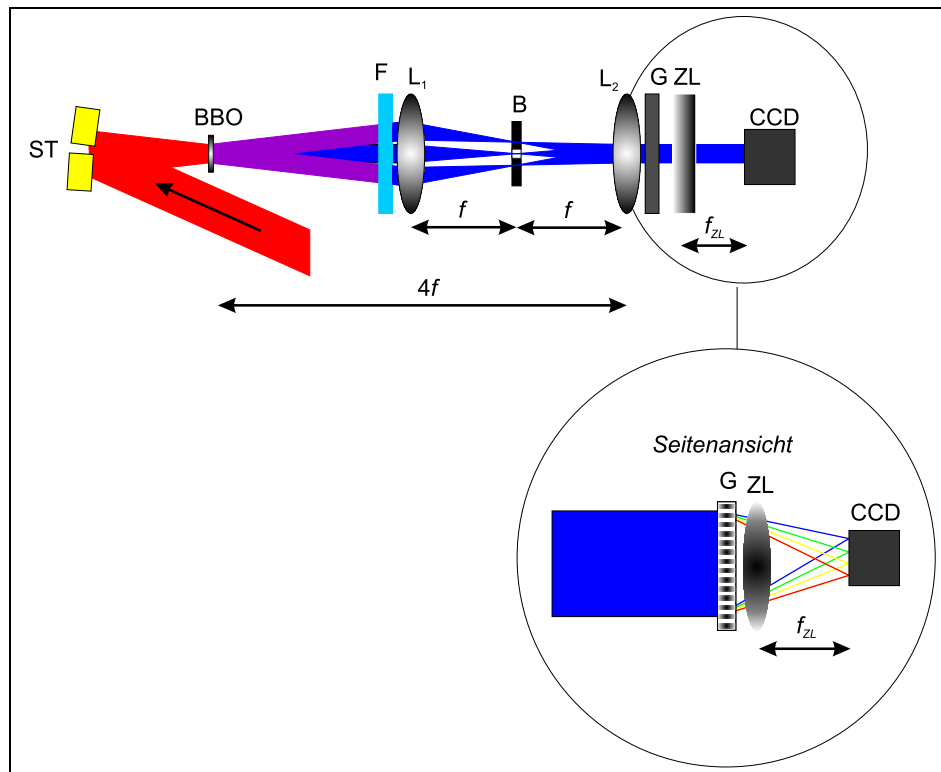


Abbildung 2.16: SHG-FROG als Erweiterung des in Abb. 2.15 vorgestellten Single-Shot-Autokorrektors.

teilt, da das Meßsignal proportional zu $E(t)E(t - \tau)$ ist. Etwas ausführlicher ist das Prinzip in (TK93) dargestellt. Durch die Axialsymmetrie begründet enthält das Signal nur gerade Entwicklungsterme der Dispersion. Um auch die ungeraden Terme der spektralen Phase zu erhalten, könnte ein FROG auf der Basis der Bildung der Summenfrequenz zwischen Fundamentaler und entarteter Summenfrequenz der Fundamentalen entwickelt werden, die in Abschnitt 2.2.2.2 näher betrachtet wird. Ein weiteres Verfahren, das die Phase explizit reproduziert, ist das sogenannte SPIDER-Verfahren (*engl.: Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction*) nach (IW99), auf das hier nicht näher eingegangen werden soll.

2.3 Autokorrelationsmessungen des CPA-Systems

Um zu zeigen, daß sich auch Lichtpulse, die durch den Aufbau aus Öffnerstrecker und Gitterkompressor (Abschn. 3.3) dispersiert werden, rekomprimieren lassen, sind Autokorrelationsmessungen erforderlich. Experimentell wurden zwei Methoden durchgeführt. Zum einen wurden Messungen unmittelbar nach dem Signallaser durchgeführt (Abschnitt 2.3.1), die beweisen, daß die Pulse prinzipiell komprimierbar sind. Zum anderen wurden diese Pulszüge auch genutzt, um zu zeigen, daß die Pulse beim Durchgang durch das Strecker-Kompressor-System rekomprimierbar sind. All diese Messungen wurden mit der passiven Verstärkerkette im Strahlengang durchgeführt. Zur Charakterisierung der verstärkten Einzelpulse war wegen der niedrigen Wiederholrate (10 Hz) und der starken Fluktuationen die Konstruktion eines Einzelschußautokorrektors erforderlich. Erste Messungen mit einem derartigen Autokorrektor werden am Ende dieses Abschnitts vorgestellt.

2.3.1 Integrierende Autokorrelation unmittelbar nach dem Signallaser

In diesem Abschnitt wird das Prinzip der dispersionsfreien Autokorrelation auf die mit dem Signallaser aus Abschn. 3.1 erzeugten Pulse angewendet. Im Signallaser erfolgt die Kompensation dispersiven Materials mit einem Prismenpaar, das in erster Linie die Dispersion des Titan-Saphir-Kristalls (siehe Abschnitt 3.1.2) korrigiert. Im Strahlengang befindet sich zwangsläufig das Material des Auskopplungsspiegels und der Keilplatte zur Kompensation der Winkeldispersion des Auskopplungsspiegels. Die dadurch entstehende spektrale Dispersion muß von einem externen System kompensiert werden. Dafür wurde ein weiteres Prismenpaar verwendet, dessen Abstand mit dem Autokorrelator hinsichtlich kürzester Pulse optimiert wurde.

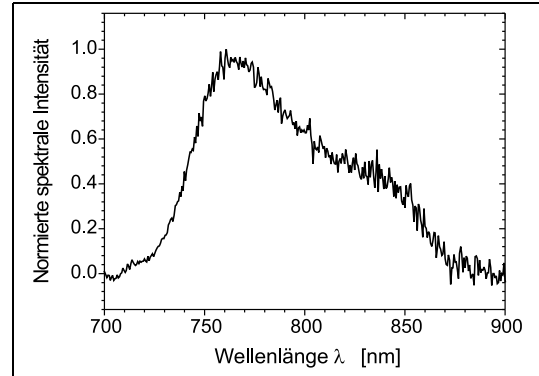


Abbildung 2.17: Spektrale Verteilung der Intensität des Signallasers.

Das Pulsspektrum, dessen Achse von einer λ - in eine ω -Einteilung transformiert werden muß, um auf die inverse Fouriertransformierte schließen zu können, ist in Abbildung 2.17 dargestellt. Das ω -Spektrum wurde durch Addition zweier Gaußfunktionen gefittet und die so erhaltenen Funktionen analytisch invers fouriertransformiert. Die so erhaltene Pulsform wurde erneut durch die Addition dreier Gaußfunktionen gefittet. Die Autokorrelationsfunktion wurde analytisch ermittelt und in Abb 2.18(b) geplottet.

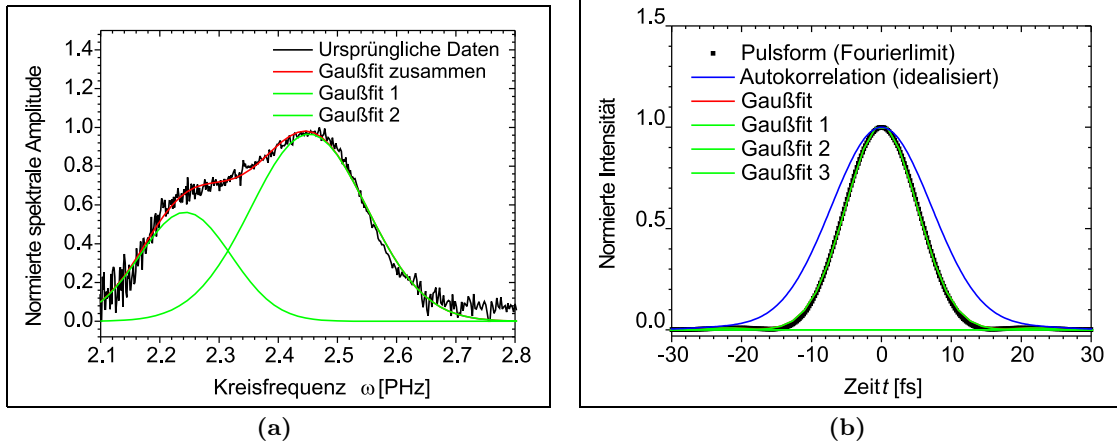


Abbildung 2.18: (a): Radizierte Intensitätsverteilung mit Kreisfrequenz als Abszissenachse. (b): Intensitätsverteilung der invers fouriertransformierten Spektralverteilung.

Aus dem Spektrum und der Pulsform konnte das Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt für die Pulse ermittelt werden. Es ergibt sich zu

$$\Delta\omega_{\text{FWHM}} \cdot \Delta t_{\text{FWHM}} = 12.26 \text{ fs} \cdot 0.252 \text{ fs}^{-1} \geq 3.091. \quad (2.70)$$

Der Autokorrelationsfaktor ist durch

$$a = \frac{\Delta t_{\text{FWHM}}^*}{\Delta t_{\text{FWHM}}} = \frac{16.95 \text{ fs}}{12.26 \text{ fs}} = 1.38 \quad (2.71)$$

gegeben.

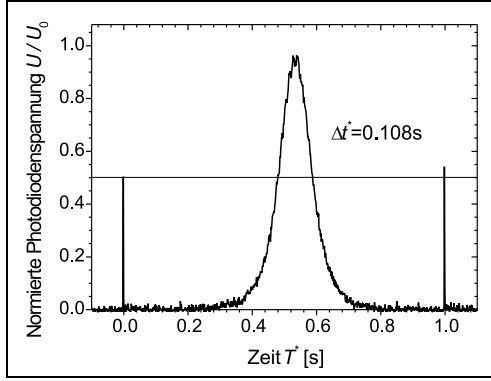


Abbildung 2.19: Gemessene Autokorrelation mit unveränderter Zeitachse. Der Untergrund wurde abgezogen und der Verlauf normiert.

Um die tatsächliche Pulsdauer ermitteln zu können, wird wie in Abschnitt 2.2.4.2 verfahren, jedoch werden jetzt die Modulationen des Autokorrelationssignals selbst zur Kalibrierung verwendet. Auf dem interessanten Gebiet mit den Modulationen wird eine FFT durchgeführt und so ein schwach ausgeprägter Peak bei der Modulationsfrequenz $F^* = 1/T^*$ erhalten. Mit der entsprechenden äquivalenten Zeit T der (abgeschätzten) Zentralwellenlänge $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ erhält man mit dem oben definierten Autokorrelationsfaktor a für die wirkliche Halbwertsbreite Δt_{FWHM} den Zusammenhang mit der Autokorrelationshalbwertsbreite Δt_{FWHM}^* aus Abb 2.19

$$\begin{aligned}
 \Delta t_{\text{FWHM}} &= \Delta t_{\text{FWHM}}^* \cdot \frac{T}{aT^*} \\
 &= \Delta t_{\text{FWHM}}^* \cdot \frac{TF^*}{a} \\
 &= \Delta t_{\text{FWHM}}^* \cdot \frac{\lambda_0 F^*}{ac_0} \\
 &= \Delta t_{\text{FWHM}}^* \cdot \frac{800 \text{ nm} \cdot 76.73 \text{ Hz}}{2.99 \cdot 10^{-8} \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot 1.38} \\
 &= \Delta t_{\text{FWHM}}^* \cdot 149 \text{ fs/s}.
 \end{aligned} \tag{2.72}$$

Für die zeitliche Halbwertsbreite ist $\Delta t_{\text{FWHM}} = 16.5 \text{ fs}$, die Pulse sind abgesehen von einer Restdispersion komprimierbar. Um diese zu beseitigen, müßten noch höhere Komponenten der Dispersion entfernt werden, zum Beispiel durch einen akustooptischen Modulator (oder kurz Dazzler (VLC⁺00)).

2.3.2 Integrierende Autokorrelation nach dem Strecker-Kompressor-System

Mit dem Autokorrelator aus Abschnitt 2.2.4.2 wurde der optimale Abstand der Gitter im Gitterkompressor über die Bestimmung der minimalen Pulsdauer nach Durchquerung des Gesamtsystems ermittelt. Zum Zeitpunkt der Messung war das System in seiner vollen Komplexität aufgebaut, sämtliche Verstärkerstufen (passiv), mehrere Beamsampler zur Strahlstabilisierung, die Pockelszelle, und der Öffnerstrecker sowie der Gitterkompressor waren in das System integriert. Der Gitterstrecker lief noch in der Konfiguration mit einem Dachspiegel für den horizontalen Strahlversatz. Deshalb hatte der Strahl einen starken quadratischen Winkelchirp. Dadurch und durch das Material im Strahlengang verblieb eine nicht zu vernachlässigende spektrale Dispersion höherer Ordnung nach dem Durchgang durch den Gitterkompressor in den Pulsen. Die Pulse konnten auch ohne aktiven Dazzler (VLC⁺00) zur Dispersionskontrolle und ohne Winkelchirpkorrektur rekomprimiert werden, allerdings noch nicht perfekt.

Die Messung des Abstands der Gitter wurde über eine Lichtlaufzeitmessung mit einer schnellen Fotodiode APD aus Anhang A.2 durchgeführt. Mit dem Einfallswinkel $\alpha = 57^\circ$ erhält man nach der Gittergleichung mit einer Gitterliniendichte von $N = 1.48 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ einen Beugungswinkel von $\beta = 20.20^\circ$, wenn die Zentralwellenlänge $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ beträgt. Für den zusätzlichen Lichtweg ΔL bei einer Verschiebung um eine Weglänge Δz bekommt man dann

aus geometrischen Überlegungen

$$\Delta L = 2\Delta z \frac{1 + \cos(\alpha - \beta)}{\cos \beta}, \quad (2.73)$$

woraus über die Lichtlaufzeit Δt , die mit einem Oszilloskop aus der Differenz der 50%FS-Position (FS - *engl.: Full Scale*) der ansteigenden Flanke des komprimierten Signalpulses verglichen mit der 50%FS-Position eines unbeeinflussten Referenzpulses bestimmt wurde, der Gitterabstand

$$\Delta z = \frac{c_0}{3.83} \Delta t = 7.79 \cdot 10^7 \text{ ms}^{-1} \Delta t \quad (2.74)$$

ermittelt wurde.

Es wurde für jeden einzelnen in Abbildung 2.20(a) aufgeführten Meßpunkt eine Autokorrelationsspur aufgenommen und von dieser die Halbwertsbreite bestimmt. Die Kalibrierung wurde wie in 2.3.1 durchgeführt. In Abbildung 2.20(a) ist deutlich ein Minimum zu sehen, einhergehend mit einem Spannungsmaximum bei der Messung der Maximalspannung (Abb. 2.20(b)), die an der TP-Photodiode anliegt. Somit beträgt die minimale Halbwertsbreite der Pulse nach dieser Messung $\Delta t_{\text{FWHM}} = 32 \text{ fs}$. Diese Ergebnisse sind im Detail in der Diplomarbeit (Krü06) beschrieben, die vom Autor mitbetreut wurde. Neben der bereits erwähnten verbleibenden Dispersion höherer Ordnung gibt es einen weiteren meßtechnisch pulsverlängernden Effekt, nämlich die Spektralaufspaltung aufgrund der nicht korrigierten Winkeldispersion. Diese führt dazu, daß nach einer hier gezwungenermaßen großen Propagationslänge auf den zwei Spiegelhälften des Autokorrelators unterschiedliche Spektralanteile ankommen, die bei Mischung in der Photodiode ein verlängertes Autokorrelationssignal erzeugen. Desweiteren erzeugt die Winkeldispersion einen räumlich-spektral dispergierten Fokus, der ebenfalls aufgrund eines verschlechterten Überlapps der Strahlanteile zu einer Verlängerung des Autokorrelationssignals beisteuert. Das effektive Spektrum erlaubt nach dem Fit in Abb. 2.20(a) fourierlimitierte Pulsdauern von ca. 30 fs. Für einen größeren Gitterabstand folgen die roten Meßwerte (Punkte) nicht mehr dem durchgezeichneten Verlauf der roten Fitlinie, da die Autokorrelationssignale den Meßbereich des Autokorrelators überschreiten. Das hat zur Folge, daß kürzere Pulsbreiten (in der Größenordnung (80-100) fs) gemessen werden, als sie tatsächlich vorliegen.

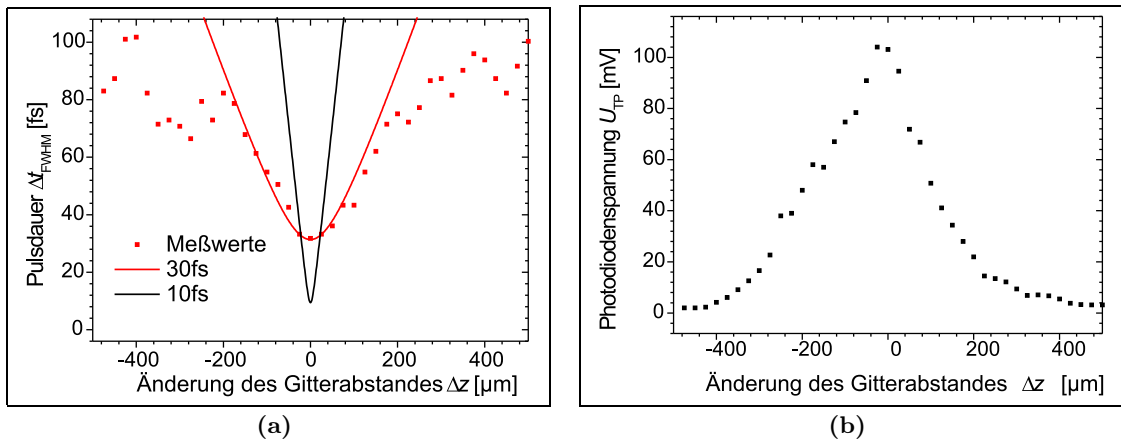


Abbildung 2.20: (a): Zeitliche Halbwertsbreite bei Variation des Gitterabstands. Die Punkte stellen einzelne Autokorrelationsmessungen dar. Die durchgezogenen Linien (Pre06) repräsentieren Rechnungen für verschiedene Bandbreiten, die im Fourierlimit Halbwertsbreiten von 30 fs (rot) und 10 fs (schwarz) entsprechen. (b): Variation der Maximalspannung der TP-Photodiode (Photodiode, die das Autokorrelationssignal mißt). Der Untergrund wurde abgezogen.

Da die Autokorrelationsmessung ohne dispersive Elemente einen deutlich kleineren Wert (16.5 fs - siehe 2.3.1) ergeben hatte und die Pulse im Fourierlimit nach 2.3.1 eine Halbwertsbreite von 12.26 fs hätten, läuft das System hinsichtlich spektraler und Winkeldispersion noch suboptimal. Durch den Einbau eines Dazzlers (VLC⁺00) und eine Optimierung der Winkeldispersion könnte man wesentlich kürzere Pulse erreichen.

2.3.3 Erste Einzelschußautokorrelationsmessungen der verstärkten und re-komprimierten Pulse

In den letzten Abschnitten wurde gezeigt, daß sich die unverstärkten Pulse nach den passiven Verstärkerkristallen komprimieren lassen, wenn auch noch nicht optimal. Dieser Abschnitt wird sich nun mit der Komprimierung verstärkter Pulse beschäftigen. Dazu wurde die Einzelschußautokorrelationsmessung verwendet (siehe Abschnitt 2.2.6 und insbesondere Abb. 2.15).

Für eine erfolgreiche Messung einer Einzelschußautokorrelation müssen mehrere Schwierigkeiten überwunden werden. Nach den Ausführungen in Abschnitt 2.2.6 müssen für eine saubere Messung ebene Phasenfronten verwendet werden. Eine Verzerrung der Wellenfronten hat zur Folge, daß das Autokorrelationssignal mit systematischen Fehlern behaftet dargestellt wird. Chromatische Abberationen wie zum Beispiel eine Winkeldispersion weisen eine wellenlängenabhängige Verkrümmung der Wellenfronten auf und führen wie in Abschnitt 2.3.2 zu einer lokalen Verschmälerung des Spektrums und damit zu einer kleineren fourierlimitierten Pulsdauer. Fluktuationen der räumlichen Phase und Intensität erzeugen verrauschte Bilder. Aber auch die noch nicht korrigierte Dispersion höherer Ordnung sorgt dafür, daß die Pulse nicht perfekt re-komprimiert werden können. Da der Frequenzverdopplungskristall für die Einzelschußautokorrelation relativ kurz gehalten werden muß, muß die Intensität des Lasers sehr hoch sein, um ein hinreichend starkes Autokorrelationssignal zu erzeugen. Erst in der Nähe des optimalen Gitterabstandes wird die Frequenzverdopplung effektiv genug.

Die Suche nach der optimalen Gitterposition erfolgt in mehreren Schritten. Da sich die Konversionsrate bei der Frequenzverdopplung nach Gl. 2.44 quadratisch zur Intensität der einestrahlten Fundamentalen ändert, wird zunächst ein Frequenzverdopplungskristall (in unserem Fall einer der kurzen Verstärkerkristalle, ein BBO mit $L = 4$ mm) mit für Frequenzverdopplung passendem Winkel bezüglich der Strahlachse des zu messenden Signalstrahls in den Strahlengang gestellt. Mit der Helligkeit der SHG wird der optimale Gitterabstand visuell ermittelt.

2.3.3.1 Feldautokorrelationen

Um beurteilen zu können, ob es sich bei den später gemessenen Verläufen um Autokorrelationen und insbesondere interferometrische Autokorrelationen und nicht um Feldautokorrelationen handelt, muß zuerst gezeigt werden, daß diese Verläufe mit der Kreisfrequenz der Fundamentalen $\omega_s^0 \tau$ modulieren. Deshalb werden zunächst die Feldautokorrelationen der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen betrachtet, da diese mit den zwei auftretenden Frequenzen modulieren, also der einfachen und der doppelten Zentralfrequenz.

Abbildung 2.21(a) zeigt die Aufnahme der Feldautokorrelation eines ganzen Pulszuges der Fundamentalen mit der in Abschnitt A.3 vorgestellten Kamera. Das Bild der Autokorrelation wurde über die Horizontale integriert und durch den Wert des Maximums dividiert (Abbildung 2.21(b)). Abbildung 2.21(c) zeigt die FFT der Feldautokorrelation, das dem Verlauf des Spektrums des Lasers stark ähnelt. Auf der Abszisse wurde die räumliche Frequenz aufgetragen, die über die Laufzeit in eine zeitliche Frequenz überführt werden kann. Aus dem Maximum wurde die Raumfrequenz des Maximums mit $F_F^* = 35.8 \text{ mm}^{-1}$ ermittelt.

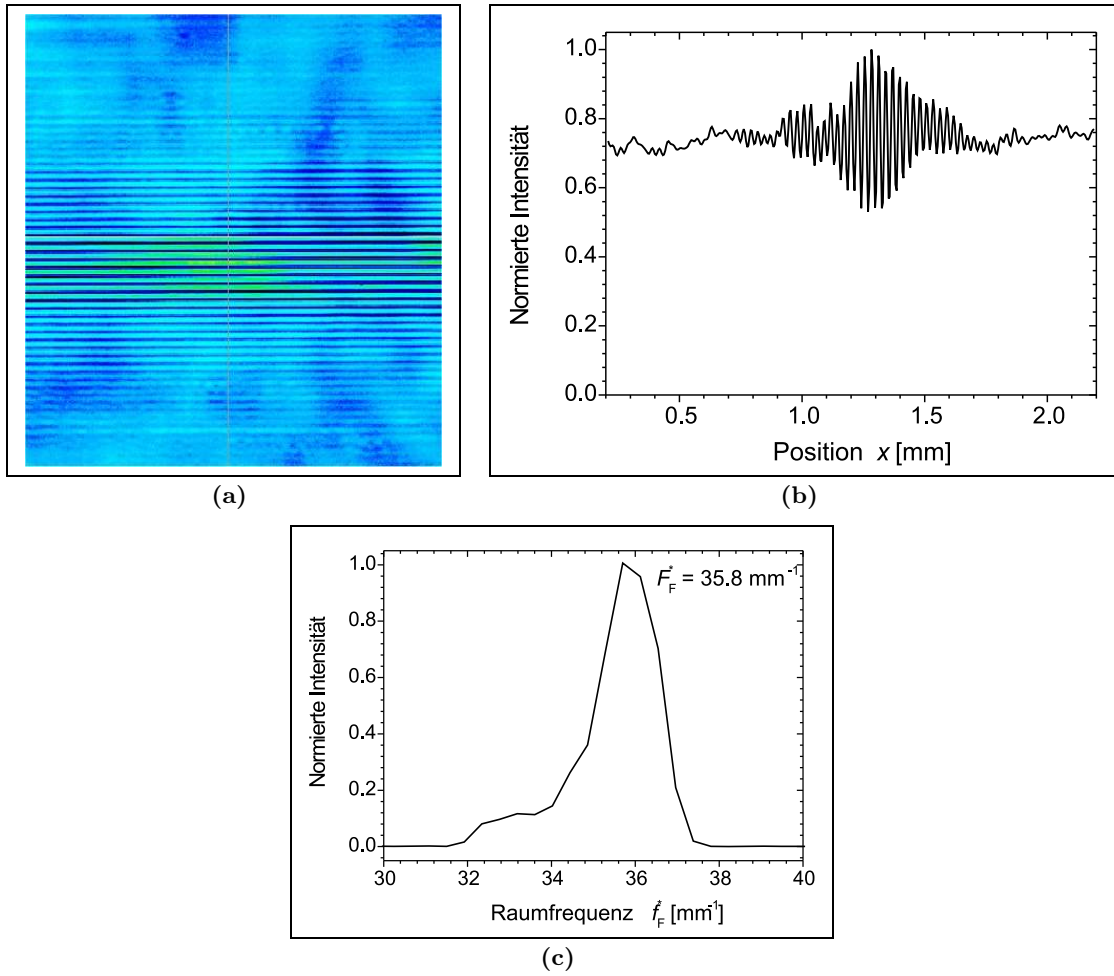


Abbildung 2.21: (a) Aufgenommenes Bild der Feldautokorrelation der Pulszüge der Fundamentalen (Multishot-Aufnahme). (b) Über die Horizontale integriertes Bild - gemittelte Autokorrelation aus (a). (c) FFT und Bestimmung der zum Maximum zugehörigen Raumfrequenz.

Dieselbe Messung wird noch einmal für einen Einzelschuß durchgeführt, um zu zeigen, daß diese Messung nach der Verstärkung ähnliche Resultate bringt. Die Feldautokorrelationsspur ist in Abb. 2.22(a) dargestellt. Die Messung wurde mit einer Signalpulsenergie von $E_{\text{Signal}} = 12 \text{ mJ}$ (nach der dritten Verstärkerstufe) durchgeführt, da diese Konfiguration die breitesten und stabilsten Spektren lieferte. Aus Abbildung 2.22(b) wurde die Raumfrequenz des spektralen Maximums mit $F_F^* = 35.3 \text{ mm}^{-1}$ ermittelt. Der Aufbau wurde nach der Vorjustage mit langen Pulszügen später an die Wellenlänge der zweiten Harmonischen (ca. 400 nm) angepaßt. Da es sich bei der Abbildungslinse um eine einfache Quarzlinse handelt (der Kit in einem Achromat würde den hohen Bestrahlungsstärken nicht standhalten), ist die Abbildung mit chromatischen Aberrationen behaftet, was zu einer leichten Ausschmierung der Interferenzstrukturen der Fundamentalen führt. Der Kontrast ist in Bezug zur ersten Messung verschlechtert. Das effektive Spektrum erscheint in Bezug zur ersten Feldautokorrelationsmessung verdreht. Die Anteile kleinerer Raumfrequenzen sind bezüglich der Hauptfrequenz stärker ausgeprägt.

In Abbildung 2.23(a) ist die Feldautokorrelation der frequenzverdoppelten Einzelpulse zu erkennen. Das Bild ist stark verrauscht. Zudem sind Modulationen zu sehen, die auf Beugungseffekte zurückzuführen sind, und der Untergrund tritt relativ stark hervor. Die zentrale Raumfrequenz ergibt sich aus Abbildung 2.23(b) zu $F_{\text{SHG}}^* = 67.7 \text{ mm}^{-1}$ und ist wie erwar-

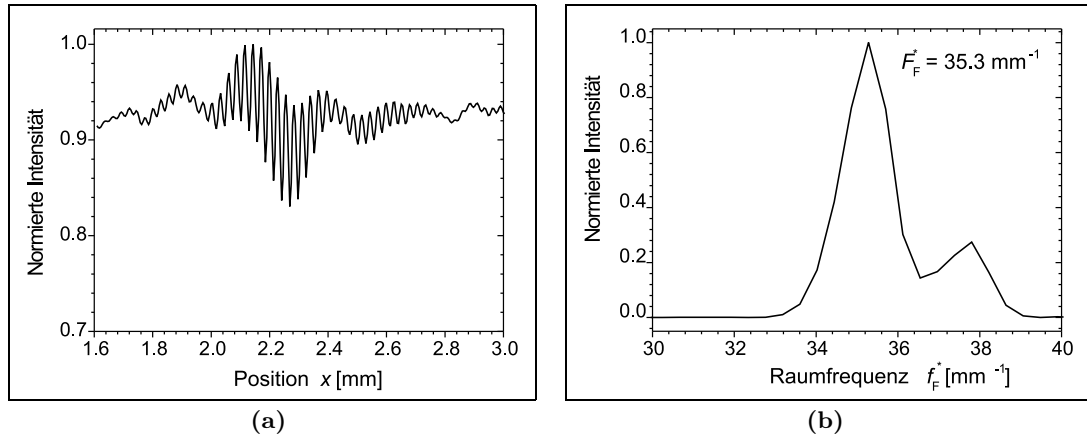


Abbildung 2.22: (a) *Feldautokorrelation eines Einzelschusses der verstärkten Fundamentalen.* (b) *FFT zur Bestimmung der Maximalen Raumfrequenz.*

tet doppelt so groß wie die der Fundamentalen. Die FFT aus diesem Bild zeigt bei einer zur Fundamentalen äquivalenten Skalierung, daß die Bandbreite massiv eingeschränkt wurde. Darum ist es möglich, daß nicht alle spektralen Anteile der Fundamentalen gleichberechtigt zum Autokorrelationssignal beitragen können, so daß die gemessene Pulsdauer viel zu groß sein wird. Die Ursache der Verkleinerung der Bandbreite ist vermutlich in der unkorrigierten Winkeldispersion und den damit räumlich-spektral dispersierten Pulsen zu suchen.

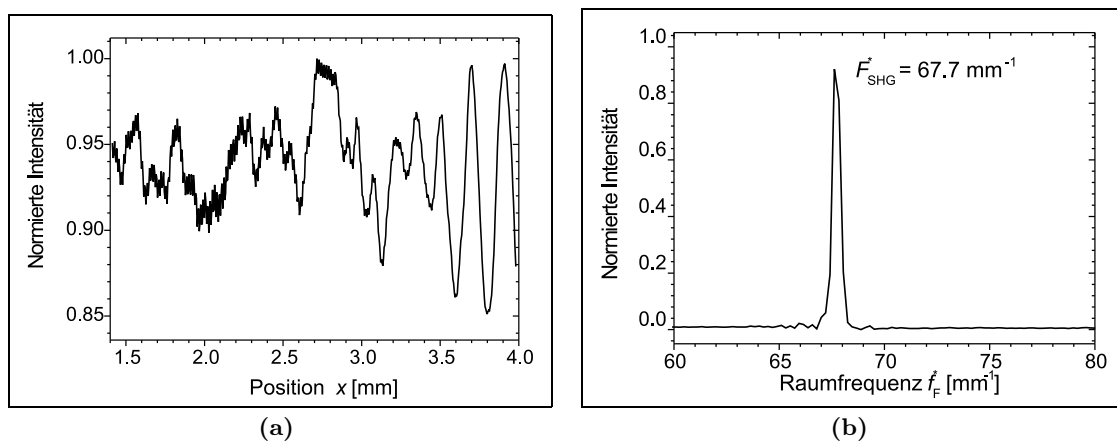


Abbildung 2.23: (a) *Aufgenommenes Bild der Feldautokorrelation eines Einzelschusses der zweiten Harmonischen des verstärkten Lasers.* Die interessanten Modulationen der Feld-AK sind nur sehr schwach gegenüber der niederfrequent modulierenden Beugung ausgeprägt. (b) *FFT zur Bestimmung der maximalen Raumfrequenz.*

2.3.3.2 Interferometrische Einzelschußautokorrelation

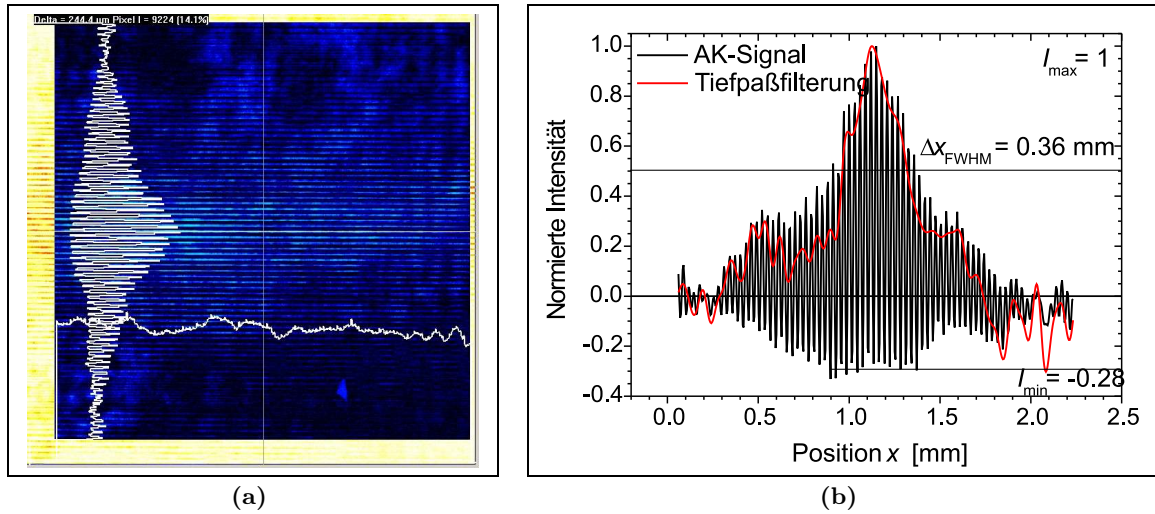


Abbildung 2.24: (a) Aufnahme des Bildes der Autokorrelation mit der WincamD. (b) Interferometrische Einzelschußautokorrelation mit eingezeichneter Intensitätsautokorrelation (Tiefpaßfilterung).

Für den optimalen Gitterabstand wurde in Abb. 2.24(a) eine interferometrische Autokorrelation aufgenommen, die in Abb. 2.24(b) in horizontaler Richtung gemittelt wurde. Abb. 2.25 zeigt drei scharfe Spitzen: eine für die Intensitätsautokorrelation bei $f^* = 0$, eine dominante Raumfrequenz $F_F^* = 33.7 \text{ mm}^{-1}$, die nach Abschn. 2.3.3.1 als Raumfrequenz der Fundamentalen identifiziert werden konnte und eine etwas schwächer ausgeprägte Spitze $F_{\text{SHG}}^* = 66.4 \text{ mm}^{-1}$, die die Frequenz der zweiten Harmonischen trägt. Deshalb handelt es sich bei Abb. 2.24(b) nicht um eine Feldautokorrelation der zweiten Harmonischen. Unter dem verhältnismäßig kurzen Puls, der eine Halbwertsbreite von $\Delta x_{\text{FWHM}}^{\text{Puls}} = 0.36 \text{ mm}$ hat, liegt ein mindestens dreimal so langer Sockel. Aus der Gleichung 2.67 wurde die Pulsdauer mit $\Delta t_{\text{FWHM}}^{\text{Puls}} = 23.5 \text{ fs}$ bestimmt. Dabei wurde anstelle der Autokorrelationszeit Δt die Ortsdifferenz Δx und anstelle der Frequenz F die Raumfrequenz f^* verwendet.

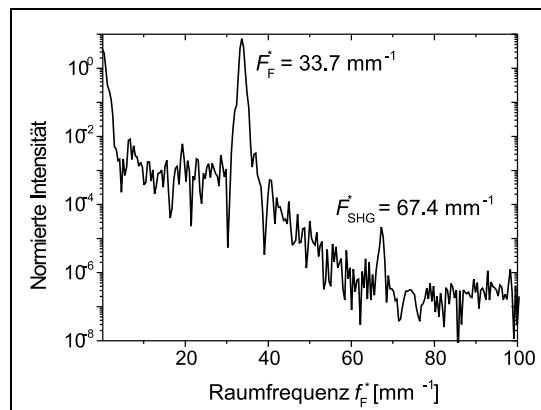


Abbildung 2.25: FFT von 2.24(b). Die Frequenz der Fundamentalen dominiert, also liegt keine Feldautokorrelation der zweiten Harmonischen vor.

Über das darunterliegende lange Pedestal kann bisher noch nichts genaues ausgesagt werden, da dessen Pulsdauer viel zu groß ist, um es mit diesem Aufbau messen zu können. Über dessen Pulsdauer sowie die Vor- und Nachpulscharakteristik muß ein Autokorrelator dritter Ordnung

aus Abschn. 2.2.5 Aufschluß geben. Da es aus der Superfluoreszenz entsteht, die durch ungeseedete Verstärkung entsteht, sollte seine Dauer in der Größenordnung der Pumpimpulsdauer liegen, also in etwa bei 3 ns.

2.3.3.3 Einzelschußintensitätsautokorrelation

In Abschn. 2.3.3.2 wurde eine FFT durchgeführt, um eine Intensitätsautokorrelation aus der interferometrischen Autokorrelation zu erhalten. Diese Tiefpaßfilterung erfolgt in diesem Abschnitt optisch, das heißt durch Einführung einer Blende in der Fourierebene der Abbildungslinse, so daß die Randstrahlen ausgeblendet werden. Die Interpretation der Autokorrelationsbilder erweist sich als schwierig, da die Bilder von Schuß zu Schuß stark fluktuieren und auch die Bilder selbst großen lokalen nichtstatischen Intensitätsschwankungen der zweiten Harmonischen aufgrund des stark ausgeprägten Untergrundes unterworfen sind. Ein typisches Bild der Intensitätsautokorrelation für den optimierten Gitterabstand im Gitterkompressor ist in Abbildung 2.26(a) dargestellt. Es wurde integriert und so ein Graph für die Intensitätsautokorrelation (Abb. 2.26(b)) erhalten.

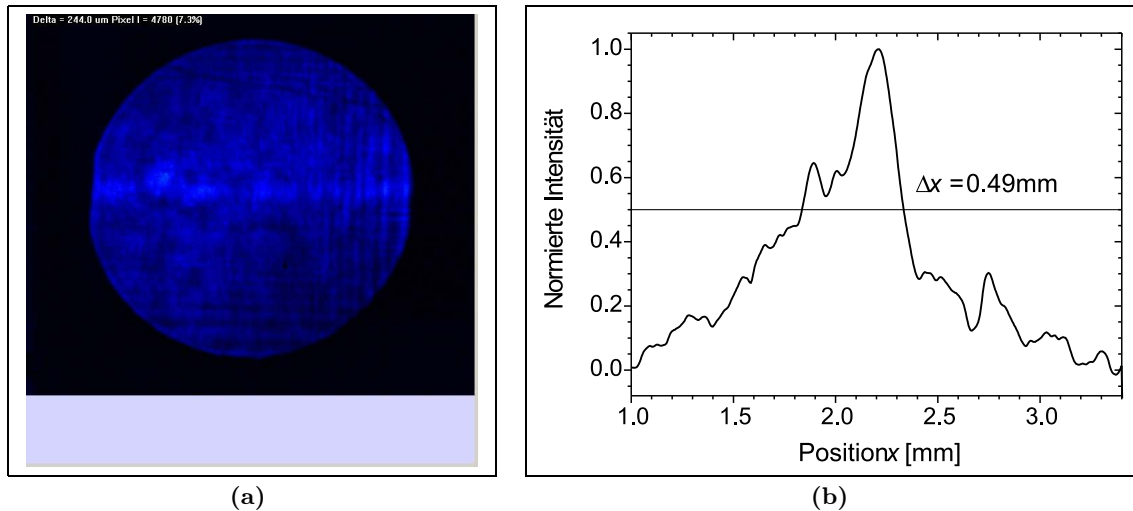


Abbildung 2.26: Untergrundfreie Einzelschußintensitätsautokorrelation. (a) Aufnahme des Bildes mit einer CCD-Kamera. Der etwas hellere waagerechte Streifen in der Mitte des Bildes ist die Autokorrelation. (b) Extrahierte Autokorrelationskurve nach Integration über einen Fensterbereich in x -Richtung.

Für die Halbwertsbreite der Pulse ergab sich aus Abb. 2.26(b) $\Delta t_{\text{FWHM}}^{\text{Puls}} = 32 \text{ fs}$. Wie auch bei der interferometrischen Autokorrelation können über den genauen Verlauf und die Größe des Pedestals noch keine Aussagen gemacht werden, da es mit diesem Aufbau nicht meßbar ist.

Wird das Delay, also einer der beiden Spiegel, die die Strahlen unter einem kleinen eingeschlossenen Winkel reflektieren, entlang seiner Oberflächennormale bewegt, „wandert“ das Autokorrelationssignal in der durch die Verkipfung der Spiegel vorgegebenen Richtung über den Schirm (Abbildung 2.27). Dies beweist eindeutig, daß die gemessenen Signale Autokorrelationen sind und nicht etwa Rauschen oder Untergrundfluktuationen.

2.4 Analyse und Korrektur chromatischer Aberrationen

Ein herkömmlicher Laser weist ein schmales Spektrum auf. Daher ist es dort nicht vonnöten, die verwendeten Optiken auf Farbfehler zu untersuchen und diese gegebenenfalls zu vermei-

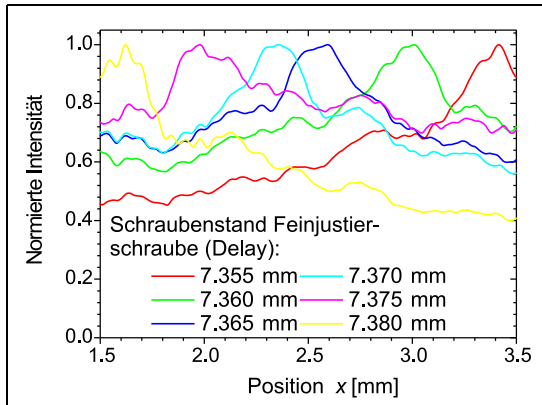


Abbildung 2.27: Autokorrelation in Abhängigkeit vom Delay der beiden Autokorrelatorspiegel gegeneinander. Daraus ergibt sich eine statistische Schwankung der Pulsbreiten um ca. 5%. Aus der Variation ergibt sich ein Winkel der Lichtstrahlen von ca. 1.6° . Mit einem abgeschätzten Strahlabstand von ca. 1cm und einem Abstand des BBO-Kristalls vom Strahlteiler von 40cm ergibt sich ein Winkel von ca. 1.4° , was mit dem vorher ermittelten Wert in etwa übereinstimmt.

den oder zu korrigieren. Bei der Arbeit mit ultrakurzen Pulsen hat man es hingegen mit sehr breiten Spektren zu tun. Deshalb spielen chromatische Aberrationen nicht nur infolge räumlicher Deformation der Strahlen eine große Rolle, sondern auch, weil eine Farbaufspaltung eine Rückwirkung auf zeitliche Pulsverläufe haben kann, die schlechtenfalls räumlich variieren kann.

2.4.1 Radiale chromatische Aberrationen

Aus der Abbildungsoptik sind Farblängs- und Farbquerfehler wohlbekannt. So variiert die Fokusslänge aufgrund der verschiedenen Brechungsindizes für unterschiedliche Wellenlängen bei einer Plankonvex(konkav)linse. Die Berechnung der Brennweite (Schnittweitengleichung) erfolgt über $f(\lambda) = r/(n(\lambda)-1)$ mit dem Radius r und der Brechzahl $n(\lambda)$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ . Dann lassen sich die chromatischen Längsfehler einfach über die Ableitung nach der Wellenlänge nähern, also $\Delta f = \Delta \lambda (df/d\lambda)|_{\lambda=\lambda_0}$.

Allgemein läßt sich der Farbquerfehler über den ABCD-Formalismus der geometrischen Optik nach (KL66) erhalten. Dabei setzt sich die Gaußmatrix $\mathbf{G}$ aus den Gaußmatrizen der einzelnen Flächen und Strecken zusammen. Ein Eintrittsvektor $\vec{v}_0 = (x_0, \theta_0)$ wird an die Matrix $\mathbf{G}$ multipliziert, und man erhält den Austrittsvektor $\vec{v}_1 = (x_1, \theta_1)$, also $\vec{v}_1 = \mathbf{G}\vec{v}_0$. Der Farbquerfehler einer Plankonvex(konkav)linse bei einer speziellen Wellenlänge λ_0 wird zum Beispiel über die Formel

$$\Delta x = \Delta \lambda \left. \frac{dx_1}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} = \frac{\rho x_0}{n^2} (d + zn^2) \left. \Delta \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0}, \quad (2.75)$$

also die Ableitung der x -Komponente des Austrittsvektors berechnet. Dabei ist ρ der inverse Krümmungsradius der Linse, d ist der Abstand zwischen planer und konvexer (konkaver) Fläche. Die Gaußmatrix wurde mit

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{(n-1)\rho d}{n} - (n-1)\rho z & (n-1)\rho \\ -\frac{d}{n} - z & 1 \end{pmatrix} \quad (2.76)$$

angesetzt, wenn man berücksichtigt, daß der Strahl noch um eine Distanz z von der letzten Ebene aus propagiert (Beobachtungsebene). Dann erhält man desweiteren die Ableitung des Austrittswinkels nach der Wellenlänge mit

$$\left. \frac{d\theta}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} = \frac{d_1 x_0 n'}{n^2}, \quad (2.77)$$

und die Ableitung der Brechkraft des Systems ist einfach $d\varphi/d\lambda = \rho (dn/d\lambda)|_{\lambda=\lambda_0}$. Setzt man die Brennweite $f = 1/\varphi$, so bekommt man für die Ableitung der Brennweite nach der

Wellenlänge einfach $df/d\lambda = r/(n-1)^2 \, dn/d\lambda|_{\lambda=\lambda_0}$. Daraus läßt sich dann relativ komfortabel die Längsaberration berechnen.

Für einfache Linsen ist die Berechnung leicht aus der Schnittweitengleichung möglich. Hat man allerdings sehr kompliziert aufgebaute optische Systeme, ist die Berechnung der Systemmatrizen am besten über Matrixmultiplikation mit einem Computeralgebrasystem durchzuführen. Die Matrizen werden dann schnell unübersichtlich, was aber unproblematisch ist, da nur die Winkelkomponente θ_{out} des Austrittsvektors zur Ableitung herangezogen wird, die zwar auch in der Regel kompliziert zusammengesetzt ist, sich aber einfach durch Taylorentwicklung nähern läßt.

Zur Korrektur in erster Näherung werden Achromate, also Doppellinsensysteme verwendet. Die Brechkräfte der Linsen werden so gewählt, daß ihre Farblängsfehler für zwei bestimmte Wellenlängen (meistens spezielle Fraunhoferlinien im Sonnenspektrum) genau gleich, aber mit unterschiedlichem Vorzeichen behaftet sind. Als Folge dessen muß die Ableitung der Brennweite nach der Wellenlänge zwischen diesen beiden Punkten verschwinden, so daß der Farblängsfehler auf diese Art und Weise korrigiert wird. Im System ausschließlich Kepler-Teleskope verwendet, die aus Achromaten bestehen.

2.4.2 Kartesische chromatische Aberrationen - Winkeldispersion

Für die Dispersionskontrolle, insbesondere in CPA-Systemen, sind dispersive Elemente erforderlich, zum Beispiel Kombinationen aus Gittern oder Prismen. Stehen diese nicht genau parallel, führt dies unweigerlich zu einer nichtperfekten Kompensation der Winkeldispersion und damit zu einer Pulsfrontverkipfung. Wie dies genau geschieht, wird in den folgenden Abschnitten erläutert. Um die Berechnung grundlegend zu vereinfachen, verwenden wir einen erweiterten ABCD-Matrixformalismus, die sogenannten Kostenbauder-Matrizen. Dieser wird in Anhang B behandelt.

Winkeldispersion wird nach (Tre01), (Kos90) (siehe Anhang B) und (PKW00) als Ableitung des Winkels nach der Farbe, also entweder die Ableitung des Winkels θ nach der Eingangsfrequenz f_{in} in (Kos90)

$$\mathbf{F} = \left(\frac{\partial \theta_{\text{out}}}{\partial f_{\text{in}}} \right) \bigg|_{f=f_0} \quad (2.78)$$

oder aber auch nach der Wellenlänge λ wie in (PKW00), also

$$C = \frac{\partial \theta}{\partial \lambda} \bigg|_{\lambda=\lambda_0} \quad (2.79)$$

definiert. Im Kostenbauder-Formalismus ist diese Ableitung nichts anderes als das Matrixelement $\mathbf{F}$, wohingegen die Pulsfrontenverkipfung das Matrixelement $\mathbf{G}$ ist. Diese Ableitung macht sich vor allem in großer Entfernung, also im Fernfeld in Form räumlich-spektraler Dispersion bemerkbar, aber auch, wenn man mit einer Linse oder einem Parabolspiegel aus dem Unendlichen abbildet.

2.4.2.1 Winkelauflösender Spektrograph

Die Winkeldispersion kann mit einem Spektrographen verhältnismäßig einfach gemessen werden. Eine Dimension zeigt die lineare x-Achse, die andere die Wellenlänge. Das Bild, welches zu sehen ist, gibt die Funktion $\theta(\lambda)$ wieder, wenn die Winkeldispersion in y -Richtung nicht zu groß ist. In Abbildung 2.28 ist eine Beispielmessung dargestellt. Um auf die Ablenkung x des Strahles in einer großen Entfernung l zu kommen, berechnet man nach Gl. 2.79 die Verhältnisse (allerdings ohne Betrag) für einen hinreichend kleinen Strahldurchmesser und eine beliebige Funktionen $C(\lambda)$. Dann erhält man durch Integration die Abhängigkeit

$$\theta(\lambda) = \theta_0 + \int_{\lambda_0}^{\lambda} d\lambda' C(\lambda'). \quad (2.80)$$

Für den Spektrographen kann der Winkel $\theta_0 = 0$ als Referenz definiert werden. Für hinreichend kleine Winkel θ gilt $x = l \tan \theta \approx l\theta$. Damit kann der Zusammenhang zwischen Ort und Wellenlänge mit

$$x(\lambda) = l \int_{\lambda_0}^{\lambda} d\lambda' C(\lambda') \quad (2.81)$$

bestimmt werden.

Für einen sogenannten linearen Winkelchirp ist $C(\lambda) = \text{konst.}$, so daß man einen linearen Zusammenhang zwischen Ort x und Wellenlänge λ erhält, also $x(\lambda) = lC(\lambda - \lambda_0)$. Wenn der Winkelchirp linear abhängig von λ ist, ist der Zusammenhang gemäß $x(\lambda) = lC_2(\lambda - \lambda_0)^2/2$ quadratisch. Man spricht von einem quadratischen Winkelchirp C_2 . Ebenso kann man auch die höheren Ordnungen des Winkelchirps behandeln.

2.4.2.2 Invertierender Feldautokorrektor - IFA

Im Labor ist es nur schwer möglich, ausreichend große Abstände zu realisieren. Deshalb wird ein kompaktes Gerät zur Bestimmung der Winkeldispersion benötigt. In Abschnitt 2.2 wurde ein sogenannter Feldautokorrektor vorgestellt. Mit einem solchen Feldautokorrektor ist es möglich, über eine inverse Fouriertransformation (siehe Abschnitt 2.2 und 2.3) Pulsspektren zu ermitteln. Durch Einfügen eines weiteren Spiegels in einen der beiden Arme wird einer der beiden Lichtstrahlen rechts-links-invertiert. Mit diesem invertierten Feldautokorrektor (Abbildung 2.29) ist es möglich, die Winkeldispersion zu ermitteln.

Es soll kurz erläutert werden, warum die Inversion notwendig ist. Nach Gl. 2.79 lautet die Definition der Winkeldispersion

$$C = \left. \frac{\partial \theta}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0}. \quad (2.82)$$

In einem nichtinvertierenden Interferometer werden die beiden Wellenfronten überlagert. Beide tragen denselben Winkelchirp in derselben Orientierung, und wenn die optischen Weglängen

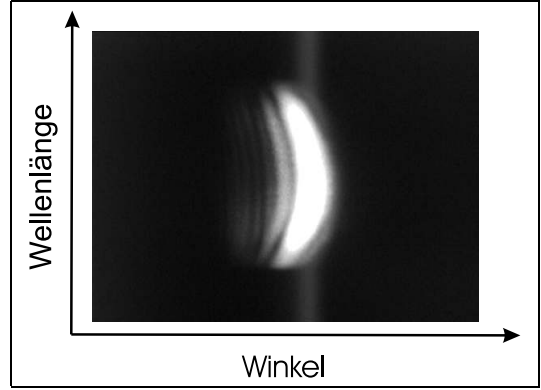


Abbildung 2.28: Winkelauflösendes Spektrogramm eines Titan-Saphir-Laserstrahls. Der Winkel zeigt eine quadratische Abhängigkeit von der Wellenlänge, die von den Aberrationen des verwendeten Öffnerstreckers stammt.

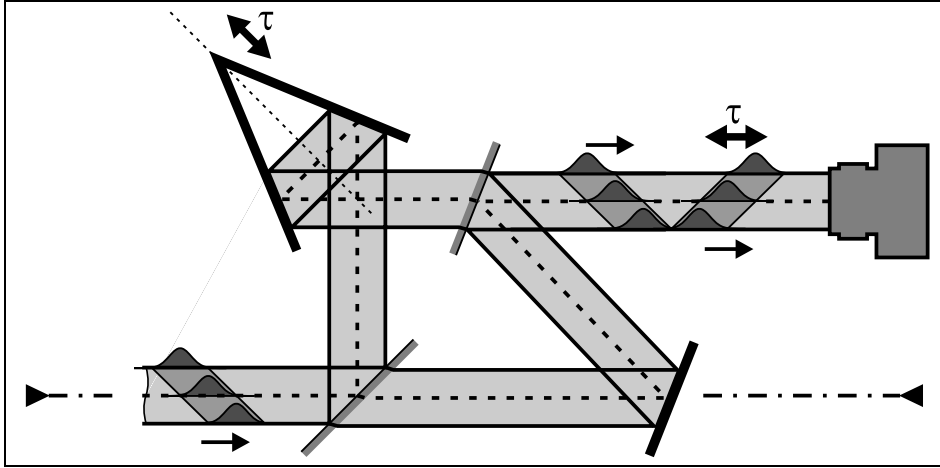


Abbildung 2.29: Aufbau eines invertierenden Autokorrelators. (Pre00)

übereinstimmen, was für eine erfolgreiche Interferenz bei ultrakurzen Pulsen mit einer sehr geringen Kohärenzlänge der Fall sein muß, haben sie dieselben Abweichungen von einer ebenen Wellenfront. Die ortsabhängigen Phasendifferenzen sind an jedem Ort gleich, so daß man ein perfektes Interferogramm sieht, dessen Modulationstiefe von der Kohärenzlänge bestimmt wird, weil sich die Winkeldispersionen gegenseitig aufheben. Bei räumlicher Inversion eines der beiden Strahlen hingegen wird auch die Orientierung der Winkeldispersion invertiert, so daß die Wirkung der Winkeldispersion nicht mehr aufgehoben, sondern verdoppelt wird.

Die Änderung der ortsabhängigen Phasendifferenz $\Delta\varphi'$ bezüglich einer Referenzfläche senkrecht zur Strahlausbreitungsrichtung ergibt sich nach (PKW00) zu

$$\Delta\varphi'(\lambda, x) = \frac{2\pi}{\lambda}\theta(\lambda)(x - x_0), \quad (2.83)$$

wobei der Winkel erneut durch Integration definiert werden kann, also durch das Integral

$$\theta(\lambda) = \int_{\lambda_0}^{\lambda} C(\lambda')d\lambda' + \theta_0. \quad (2.84)$$

Nach der Invertierung ergibt sich aber nach Subtraktion der Phasendifferenzen der Ausdruck

$$\Delta\varphi(\lambda, x) = \frac{4\pi}{\lambda}(\theta(\lambda) + \theta_0)(x - x_0). \quad (2.85)$$

Die Verschiebung der Wellenfronten entlang der Strahlachse um z führt zu einer Verschiebung der zeitlichen Position der Pulse um $\tau = z/c_0$ und damit zu einer Verschiebung der Interferenzstreifenreferenz $x_0 = z/\theta_0$.

Für einen linearen Winkelchirp ergibt sich für die Differenzen der Wellenfronten

$$\Delta\varphi(\lambda, x) = \frac{4\pi}{\lambda}(C(\lambda - \lambda_0) + \theta_0)(x - x_0). \quad (2.86)$$

Die Kurven gleicher Beträge der Phasendifferenzen $|\Delta\varphi|$ sind dann Hyperbeln. Für einen verschwindenden Winkelchirp erhält man dieselbe Formel wie für ein nichtinvertiertes Interferogramm. In diesem Fall hängt die Modulationstiefe nur von der Kohärenzlänge z_c ab. Die Interferenzen verschwinden für $z \notin [-z_c/2, +z_c/2]$.

Wenn die beiden Strahlen miteinander interferieren, kann die Intensität bis auf einen Proportionalitätsfaktor durch

$$\tilde{I}(\lambda, x) \propto |E_1|^2 + |E_2|^2 + 2|E_1||E_2| \cos \Delta\varphi(\lambda, x) \quad (2.87)$$

ausgedrückt werden. Die Beträge der Feldstärken können im Wesentlichen durch

$$|E_1| = |E_2| \propto \sqrt{I(\lambda)} \quad (2.88)$$

beschrieben werden, wenn der Strahl hinreichend homogen im betrachteten Gebiet ist. Dann kann die Interferenzintensität als

$$\tilde{I}(\lambda, x) = I(\lambda)(1 + \cos \Delta\varphi(\lambda, x)) \quad (2.89)$$

geschrieben werden. Damit ist ein Zusammenhang für die Intensität der Interferenzen gegeben, welche in Abhängigkeit von λ und x entstehen. Beim IFA sieht man ein über alle Wellenlängen integriertes Bild. Deshalb muß diese Intensität über alle Kreisfrequenzen gemittelt werden. Es wird demnach integriert, wenn vorher die Wellenlängen in Kreisfrequenzen umgewandelt werden:

$$M(x) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega')(1 + \cos \Delta\varphi(\omega', x)) d\omega'. \quad (2.90)$$

Die spektrale Intensität habe dabei die Form

$$I(\omega') = I_0 e^{-\left(\frac{\omega'}{\Delta\omega}\right)^2}, \quad (2.91)$$

nachdem $\omega - \omega_0 = \omega'$ substituiert wurde. Für ein derartiges Spektrum ist $\Delta\omega$ ein Maß für die Bandbreite.

Die halbierte Phasendifferenz $\Delta\varphi'$ lautet

$$\Delta\varphi' = -\omega' \left(\frac{\theta_0 x}{c_0} - \frac{2\pi C x}{\omega_0} \right) + \frac{\omega_0 \theta_0 x}{c_0}. \quad (2.92)$$

Es werden η und ξ substituiert, so daß sich

$$\Delta\varphi' = \eta\omega' + \xi \quad (2.93)$$

ergibt. Mit dem Additionstheorem für doppelte Argumente ist

$$M(x) = \frac{2I_0}{\eta} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{\Delta\varphi' - \xi}{\eta\Delta\omega}\right)^2} \sin^2 \Delta\varphi' d\Delta\varphi'. \quad (2.94)$$

Dieses Integral ist analytisch lösbar, es ist durch

$$M(x) = I_0 \sqrt{\pi} \Delta\omega \left(\cos(2\xi) e^{-(\Delta\omega\eta)^2} + 1 \right) \quad (2.95)$$

gegeben. Der Modulationsterm wird noch einmal vollständig formuliert und nach den Rücksubstitutionen $\tilde{I}_0 = I_0 \sqrt{\pi} \Delta\omega$, $M(x) = I_{\text{mod}}(x)$ ergibt sich

$$I_{\text{mod}}(x) = \tilde{I}_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2(x - x_0)\theta_0\omega_0}{c_0} \right) \exp \left\{ -\frac{\Delta\omega^2}{c_0^2} (x - x_0)^2 (\theta_0 - C\lambda_0)^2 \right\} \right). \quad (2.96)$$

Um das Verhältnis der effektiven Modulationsbreiten ΔQ zu berechnen, wird zuerst der Winkelchirp $C = 0$ gesetzt und die ungestörte Halbwertsbreite als

$$\Delta Q_0 = \frac{c_0}{\theta_0 \Delta \omega} \quad (2.97)$$

definiert. Für die mit einem linearen Winkelchirp gestörte Breite erhält man

$$\Delta Q = \frac{1}{\Delta \omega |\theta - C \lambda_0|}. \quad (2.98)$$

Das Verhältnis der Breiten v ergibt sich dann zu

$$v = \frac{\Delta Q}{\Delta Q_0} = \frac{\theta_0}{|\theta_0 - C \lambda_0|} \approx 1 + \left| \frac{C \lambda_0}{\theta_0} \right|. \quad (2.99)$$

Dieses Verhältnis nähert sich immer mehr eins an, je kleiner der Betrag des Winkelchirps wird. Wenn der Winkelchirp sehr groß wird, modulieren die Interferenzen nur in einem sehr kleinem Bereich. Aber nicht nur die lineare Winkeldispersion C führt zu einer Änderung der Modulationsbreiten, sondern auch eine Änderung des Kippwinkels θ_0 und der Zentralwellenlänge λ_0 . Für $\theta_0 = C \lambda_0$ verschwindet die Wirkung der Winkeldispersion im IFA, das Interferenzmuster moduliert voll durch.

2.4.2.3 SRI (Spektral aufgelöste invertierende Interferometrie)

Ausgehend vom IFA kann man das Verfahren erweitern. Beim IFA hat man das Problem, daß man über alle Wellenlängen integriert mißt und demzufolge über die Funktion $C(\lambda)$ keine Aussagen treffen kann, sondern nur über deren Mittelwert. Dieses Problem kann man lösen, indem man das erhaltene Interferenzbild fouriertransformiert. Diese Transformation kann in Form einer Linse kombiniert mit einem Beugungsgitter erfolgen. Man erhält dann ein spektral aufgelöstes invertiertes Interferogramm, kurz SRI (*engl.: Spectral Resolved Interferometry*). Dabei kann durch die Aufspaltung in ein Spektrum in der einen Dimension und die Verkipfung in der anderen Dimension die Phasendifferenzfunktion $\Delta \varphi(\lambda, x)$ bis auf das Vorzeichen bestimmt werden.

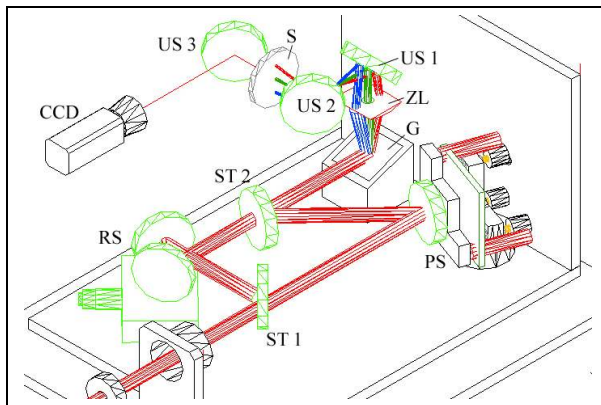


Abbildung 2.30: Schematischer Aufbau eines SRI. (Sch05)

Der Bau eines solchen Gerätes war wesentlicher Bestandteil einer Diplomarbeit (Sch05), die vom Autor mitbetreut wurde. Abbildung 2.30 zeigt den schematischen Aufbau eines solchen Gerätes. Das Gerät ist drehbar um die Eintrittsstrahlachse, so daß Messungen in x - und y -Richtung möglich sind. Der Strahl wird durch den Strahlteiler ST1 aufgeteilt. Eine Hälfte gelangt auf einen Retroreflektorspiegel RS, der den Strahl um 90° reflektiert und in Richtung der Winkelhalbierenden verschiebbar ist, ohne daß es zu einem Strahlversatz kommt. Damit kann der Pol der Hyperbeln aus Gl. 2.86 entlang der Wellenlängenachse verschoben werden, da τ mit dem Retroreflek-

tor variiert wird.

Der andere Strahl gelangt auf den sogenannten Piezospiegel PS, der präzise über Piezoaktuatoren verkippt werden kann. Schließlich werden die Strahlen auf dem Strahlteiler ST2 wieder vereint, gelangen auf das Reflexionsgitter G und werden mit einer Zylinderlinse auf den Schirm S fokussiert, nachdem sie über zwei Umlenkspiegel US1 und US2 gegangen sind. Das Bild des Schirms S (eine Streuscheibe) wird mit einem Objektiv auf die CCD-Kamera CCD abgebildet.

Im Fall linearer Winkeldispersion sieht man dann die im letzten Abschnitt beschriebenen Interferenzhyperbeln, d.h. im Wesentlichen durch die Gleichung

$$\cos \Delta\varphi(\lambda, x) = \cos \left\{ \frac{4\pi}{\lambda} (C(\lambda - \lambda_0) + \theta_0)(x - x_0) \right\} \quad (2.100)$$

ausgedrückt werden können. Dementsprechend wurde auch das Auswerteverfahren angepaßt.

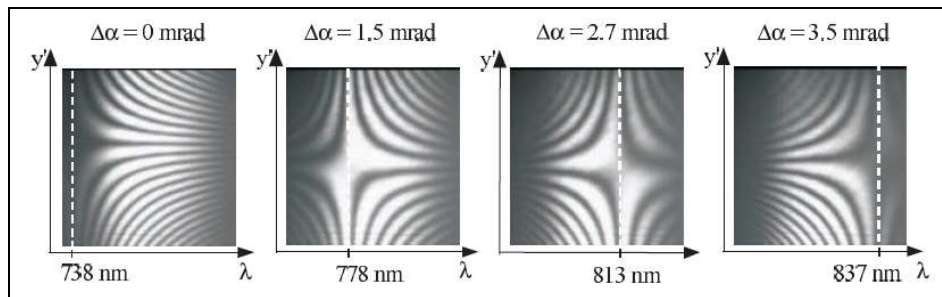


Abbildung 2.31: Phasenflächenhyperbeln mit starkem Winkelchirp. (VKKO02)

In (VKKO02) werden erstmals diese Hyperbeln gezeigt, die hier als Beispiel in Abb. 2.31 gezeigt werden. Über die Retroreflektorposition z wird τ variiert, was nach (PKW00) zu einem Pulsfrontwinkel $\Delta\alpha$ führt. Dann kann über die Verschiebung der Pole der Hyperbeln auf die Winkeldispersion geschlossen werden. Dieses Verfahren versagt allerdings, wenn die Winkeldispersion klein wird. Dann nämlich bestehen die Hyperbeln nur noch aus maximal zwei bis drei Streifen, und die Position des Pols kann nur noch vage wahrgenommen werden. Für eine grobe Optimierung genügt allerdings schon die visuelle Beurteilung des Bildes. Wenn der Strahl nicht mehr moduliert, bzw. der Streifenabstand über das ganze Bild konstant bleibt, ist das System (zum Beispiel Öffnerstrecker-Gitterkompressor) gut genug vorjustiert.

Will man allerdings den Winkelchirp noch weiter optimieren, muß man das Verfahren präzisieren. Wie in der Interferometrie üblich wählt man einen optimalen Streifenabstand und nimmt ein Bild auf. Der Streifenwinkel und Abstand läßt sich aus einer Kombination der Änderung des Delays τ über die Position des Retroreflektor R und den Kippwinkel des Piezospiegels PS ändern. Man stellt am besten einen Streifenwinkel von 45° bezüglich der Bildkanten ein, um später Artefakte zu vermeiden. In der Auswertung sollte man dann zur Minimierung des Rauschens eine FFT durchführen, und nur die Streifen, die in der FFT eindeutig als Punkte in 45° -Richtung identifizierbar sind, herauszufiltern. Das Bild wird zurücktransformiert, der Arkustangens gebildet, um auf die Phasendifferenz zu schließen und über ein Unwrapverfahren die Sprünge eliminiert, alle Ebenen aneinandergesetzt. Das so erhaltene Bild entspricht dann bis auf eine Unsicherheit des Vorzeichens der Phasendifferenzfunktion.

Die Anstiege in x -Richtung entsprechen dem Verkipfungswinkel bei der entsprechenden Wellenlänge λ . Diese Anstiege kann man dann in einem Diagramm über der Wellenlänge auftragen, und der jeweilige Fit liefert dann direkt die entsprechenden Parameter der Winkeldispersion. Diese müssen nicht zwangsläufig ausschließlich linear sein, es können je nach Konfiguration beliebige Ordnungen auftauchen. In Abschnitt 3.3 werden Messungen der Aberrationen im verwendeten Strecker-Kompressor-System vorgestellt.

2.5 Wellenfrontanalyse

Im Laserbetrieb ist es oftmals notwendig, Strahlen zu parallelisieren oder Aussagen über die Wellenfrontaberrationen zu treffen, die entscheidenden Einfluß auf die Strahlprofile haben, welche, wie in Kapitel 4 gezeigt wird, von entscheidender Bedeutung für die Verstärkung sind. Infolge der Winkelabhängigkeit der Verstärkung ist die aber auch die Ebenheit der Wellenfronten selbst von entscheidender Bedeutung für die Verstärkung. Für hohe Fokusintensitäten muß der Fokusedurchmesser möglichst klein sein, was ebenfalls nur durch Wellenfrontebenenheit realisiert werden kann. Nicht zuletzt sind auch für hinreichend genaue Einzelschußautokorrelationsmessungen (Abschn 2.3.3.3) korrigierte Wellenfronten erforderlich. Deshalb wird im folgenden Abschnitt das Zustandekommen räumlicher Aberrationen sowie Möglichkeiten zur meßtechnischen Erfassung und Korrektur behandelt.

2.5.1 Analytische Betrachtung - Zernike-Polynome

Eine Wellenfront ist als Fläche gleicher Phase im Laserstrahl zu verstehen. Da die Propagation an jeder Stelle im Strahl normal bezüglich der lokalen Phasenflächen (Tangentialebenen der Phasenflächen) erfolgt, führen gestörte Wellenfronten im Fernfeld zu Abweichungen vom ursprünglichen Strahlprofil, was zur Folge hat, daß auch in der Brennebene des Strahles eine gestörte Intensitätsverteilung vorliegt. Die Wellenfronten können über die sogenannten Zernike-Polynome dargestellt werden, die orthogonal und somit linear unabhängig sind. Es stellt sich heraus, daß viele dieser Polynome eindeutig bestimmte Fehler beschreiben. Eine Übersicht ist in Tab. 2.5.1 zu finden.

C_i	$Z_i(x, y)$	Trivialnamen
C_1	x	Verkipfung in X-Richtung
C_2	y	Verkipfung in Y-Richtung
C_3	$2xy$	Astigmatismus in $\pm 45^\circ$
C_4	$-1 + 2y^2 + 2x^2$	Defokus
C_5	$y^2 - x^2$	Astigmatismus 0° oder 90°
C_6	$3xy^2 - x^3$	
C_7	$-2x + 3xy^2 + 3x^3$	Koma in X-Richtung
C_8	$-2y + 3y^3 + 3x^2y$	Koma in Y-Richtung
C_9	$y^3 - 3x^2y$	
C_{10}	$4y^3x - 4x^3y$	
C_{11}	$-6xy + 8y^3x + 8x^3y$	
C_{12}	$1 - 6y^2 - 6x^2 + 6y^4 + 12x^2y^2 + 6x^4$	Sphärische Aberrationen
C_{13}	$-3y^2 + 3x^2 + 4y^4 - 4x^4$	
C_{14}	$y^4 - 6x^2y^2 + x^4$	

Tabelle 2.1: Zernike-Koeffizienten, -Polynome und ihre Bedeutung. x und y sind dimensionslose Größen.

Die Wellenfronten setzen sich folgendermaßen zusammen:

$$\varphi_\lambda(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \sum_{i=1}^n C_i \cdot Z_i(x, y). \quad (2.101)$$

$\varphi_\lambda(x, y)$ ist dabei die Wellenfrontfunktion, C_i sind die Zernike-Koeffizienten, $Z_i(x, y)$ die Zernike-Polynome und λ die entsprechende Wellenlänge .

2.5.2 Mach-Zehnder-Interferometer mit unterschiedlichen Armlängen als Wellenfrontsensor

Eine Analyse der Wellenfronten zur Erzeugung eines sauberen Parallelstrahls kann über verschiedene Verfahren erfolgen. Handelt es sich um Laserlicht mit hoher Kohärenzlänge, ist es möglich, interferometrische Verfahren zu benutzen. Am besten eignet sich dafür ein Mach-Zehnder-Interferometer, da kein Licht in die Lichtquelle zurückreflektiert wird und somit keinen störenden Einfluß auf den Laser ausüben kann. Der Aufbau ist in Abb. 2.32 dargestellt.

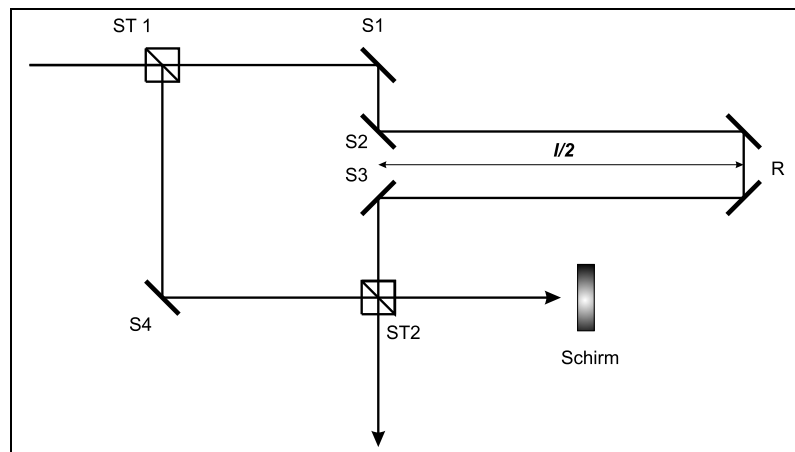


Abbildung 2.32: Mach-Zehnder-Interferometer mit stark unterschiedlichen Armlängen. Die Anzahl der Reflexionen muß in beiden Armen gleichzeitig entweder gerad- oder ungeradzahlig sein.

Laserlicht wird durch den Strahlteiler ST_1 in zwei Teile aufgespalten. Ein Teil geht direkt über den Spiegel S_4 und einen weiteren Strahlteiler ST_2 auf einen Beobachtungsschirm. Der andere Strahlanteil läuft über einen Verlängerungsarm und wird schließlich durch ST_2 ebenfalls auf den Schirm reflektiert. Beide Strahlen laufen dort kollinear. Aus den entstehenden Interferenzen kann auf die Wellenfrontdeformation geschlossen werden. Sind die Wellenfronten exakt eben, so entsteht eine homogene Interferenz. Falls die Wellenfronten der beiden Teilstrahlen nicht parallel verlaufen, sind im Interferenzbild konzentrische Ringe zu sehen, die abhängig von den weiteren Aberrationen mehr oder weniger gestört sind.

Möglich ist es auch, das Interferometer über eine Verschiebung der Teilstrahlen senkrecht zur Strahlachse auf parallele Streifen zu stellen, dann sieht man bei gleichen Armlängen eine „Ableitung“ der Wellenfronten nach der Normalen zur Streifenorientierung. Sind die Streifen verzerrt, so kann man daraus die Wellenfrontdeformation bestimmen. Alternativ dazu kann auch eine dicke planparallele Glasplatte benutzt werden. In Abhängigkeit vom Kippwinkel erhält man ein analoges Interferenzmuster, das die zugehörige Richtungsableitung der Wellenfronten repräsentiert.

2.5.3 Shack-Hartmann-Sensor

Bei nicht oder wenig kohärenter Strahlung verbietet sich das interferometrische Verfahren. Dies gilt zum Beispiel für ultrakurze Laserpulse mit ihrer Kohärenzlänge von nur einigen Mikrometern. Eine Lösung bildet dann der sogenannte Shack-Hartmann-Sensor. Er besteht aus einem Mikrolinsenarray und einem zugehörigen CCD-Chip, der sich in der Brennweite der einzelnen Linsen befindet. Wie in Abbildung 2.33 dargestellt führt eine ebene Wellenfront zu einer lokalen Fokussierung der einzelnen Elemente derart, daß die Strahl- und Linsenachsen

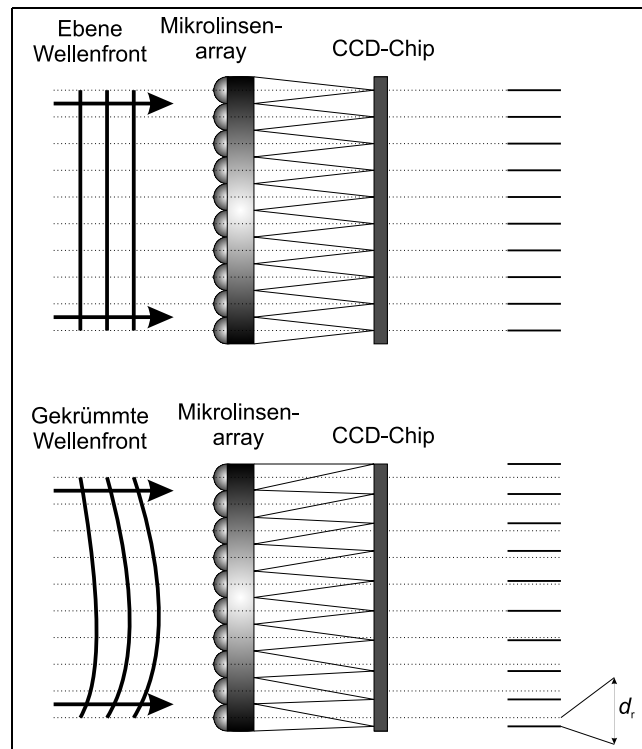


Abbildung 2.33: Prinzip des Shack-Hartmann-Sensors. Ein Mikrolinsenarray fokussiert den Strahl partiell auf ein CCD-Array. Aus den Abweichungen der Foki werden die lokalen Aberrationen bestimmt und damit die gesamte Wellenfront rekonstruiert.

sowie die Brennpunkte auf Verbindungslinien liegen. Ist die Phasenfläche des Strahles jedoch gekrümmt, dann ist die Position des lokalen Brennpunktes entsprechend des Phasenfrontnormalenvektors um einen Abstand d_r verschoben. Mit einer geeigneten Software kann man aus den Verschiebungen der Punkte die ganze Wellenfront interpolieren und die Koeffizienten der Zernike-Polynome ermitteln. Oftmals werden solche Systeme in Verbindung mit einem verformbaren Spiegel angeboten und heißen dann „adaptive Optik“. Im vorgestellten Laser wird dieses System in naher Zukunft zum Einsatz kommen und dann die räumlichen Aberrationen autonom korrigieren.

2.5.4 Prä- und Postfokalebene(n)methode

In diesem Abschnitt soll eine Methode vorgestellt werden, bei der durch Aufnahme zweier Bilder vor und hinter dem Fokus semiquantitative Aussagen über die Wellenfrontqualität möglich sind. Es handelt sich also um eine Betrachtung von Ebenen, die denselben Abstand d von der Fokalebene haben. Entsprechend der Überschrift soll die Methode kurz PPF-Methode genannt werden. Der Abstand muß genügend groß gegen die Rayleighlänge z_r sein, da sonst Beugungseffekte eine wesentliche Rolle spielen und nicht mehr geometrisch gerechnet werden kann.

In Abb. 2.34 ist das Prinzip der PPF-Methode dargestellt. Es ist zunächst von einem Intensitätsprofil $I(x, y)$ und einer räumlichen Wellenfrontfunktion $\varphi(x, y)$ auszugehen. Der Normalenvektor auf den lokalen Tangentialebenen der Wellenfrontfunktion berechnet sich im Allgemeinen wie folgt, d.h. man setzt

$$x = u, y = v, z = \varphi(u, v), \quad (2.102)$$

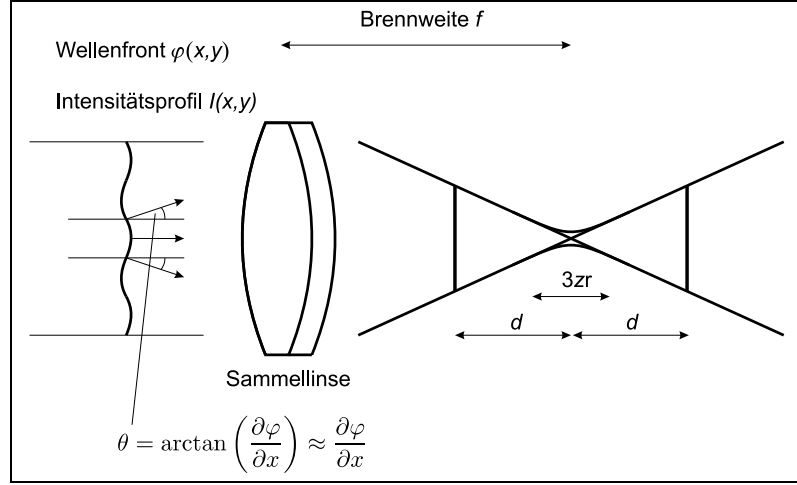


Abbildung 2.34: Schematische Zeichnung des Prinzips der PPF-Methode.

so daß

$$\vec{r}_u = \left(\frac{\partial x}{\partial u}, \frac{\partial y}{\partial u}, \frac{\partial \varphi(x, y)}{\partial u} \right) = \left(1, 0, \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \quad (2.103)$$

und

$$\vec{r}_v = \left(\frac{\partial x}{\partial v}, \frac{\partial y}{\partial v}, \frac{\partial \varphi(x, y)}{\partial v} \right) = \left(0, 1, \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) \quad (2.104)$$

gilt. Der Normalenvektor wird über das Kreuzprodukt der beiden Tangentialvektoren $\vec{r}_u$ und $\vec{r}_v$ berechnet, also

$$\frac{\vec{n}}{|\vec{n}|} = \frac{\vec{r}_u \times \vec{r}_v}{|\vec{r}_u \times \vec{r}_v|} = \frac{(-\partial \varphi / \partial x, -\partial \varphi / \partial y, 1)}{\sqrt{(\partial \varphi / \partial x)^2 + (\partial \varphi / \partial y)^2 + 1}}. \quad (2.105)$$

Da die Orientierung des Winkels des Normalenvektors bezüglich Strahlachse beliebig und der Winkel sehr klein ist, gilt

$$\theta = \arctan \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \approx \frac{\partial \varphi}{\partial x}. \quad (2.106)$$

Im weiteren Verlauf wird nur noch die Abhängigkeit in x -Richtung betrachtet, für die y -Richtung gelten die Berechnungen analog. Im ABCD-Formalismus wird ein Anfangsvektor (x_0, θ_0) durch Matrixmultiplikation in ein neues Winkel-Abstands-Paar überführt. Mit den entsprechenden ABCD-Matrizen für eine perfekte Linse und einen Abstand $\pm d$ von der Hauptebene der Linse der Brennweite f ergibt sich folgende Gleichung:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x \\ \theta \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & (f \pm d) \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} x_0 \cdot (1 - \frac{d \pm f}{f}) + (f \pm d) \cdot \theta_0 \\ -\frac{x_0}{f} + \theta_0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.107)$$

Die Position, die angibt, wie die Intensitätsverteilung $I(x)$ an der Position der Ebene vor bzw. nach der Brennweite $f \pm d$ zu transformieren ist, ergibt sich durch Umstellen nach x_0 , also

$$x_{0,\pm} = \frac{x f}{d} \pm \frac{f^2 \theta_0}{d} + \theta_0 f. \quad (2.108)$$

Dabei ist zudem noch zu beachten, daß am zweiten Beobachtungspunkt (also bei $+d$) ein

inverses Bild zu sehen ist, weshalb x_+ zu invertieren ist (wurde bei der Berechnung bereits berücksichtigt). Setzt man nun diese Formeln für x_0 als Argumente in die Intensitätsfunktion ein, erhält man die transformierte Intensität, d.h. auch die Abweichungen, die sich durch die Wellenfrontdeformation ergeben. Interessant ist nun die Differenz aus beiden Intensitäten

$$\Delta I(x_0) = \frac{I(x_{0,+}) - I(x_{0,-})}{2}. \quad (2.109)$$

Diese Differenz wird im Folgenden für eine Normalverteilung berechnet und genähert. Um die Rechnung übersichtlicher zu gestalten, werden einige Variablen umtransformiert, nämlich

$$v = f/d, \quad x' = vx, \quad t = \theta_0 f. \quad (2.110)$$

Die Intensität sei räumlich gaußverteilt, habe also die Gestalt

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\frac{x^2}{r^2}}. \quad (2.111)$$

Damit sind die beiden Intensitäten mit

$$I_{\pm} = I_0 \exp \left\{ -\frac{(x' \pm t(1 \pm v))^2}{r^2} \right\} \quad (2.112)$$

gegeben und für die Differenz ergibt sich

$$\Delta I(x') = I_0 \exp \left\{ -\frac{x'^2}{r^2} \right\} \cdot \frac{\exp \left\{ -\frac{2x't(1+v)+t^2(1+v)^2}{r^2} \right\} - \exp \left\{ -\frac{2x't(1-v)+t^2(1-v)^2}{r^2} \right\}}{2}. \quad (2.113)$$

Die Argumente der Differenzterme werden zu $2x't \pm 2x'tv + t^2 \pm 2t^2v + t^2v^2$, so daß man die Terme mit "±" und die Terme mit positiven Vorzeichen trennen kann. Es ergibt sich mit der Näherung für kleine Winkel θ_0

$$\Delta I(x') = I(x') \cdot \underbrace{\exp \left\{ -\frac{2x't + t^2 + t^2v^2}{r^2} \right\} \cdot \frac{\exp \left\{ -\frac{2x'tv+2t^2t^2v}{r^2} \right\} - \exp \left\{ \frac{2x'tv+2t^2t^2v}{r^2} \right\}}{2}}_{\approx \frac{2f^3}{r^2d} \theta_0 \left(\frac{x}{d} + \theta_0 \right)} \quad (2.114)$$

Mit $\theta_0 = \partial\varphi/\partial x$ ergibt sich die Intensitätsdifferenz $\Delta I(x)$ zu

$$\Delta I(x) = I_0 \cdot \frac{2f^3}{r^2d} \cdot \exp \left\{ -\left(\frac{fx}{rd} \right)^2 \right\} \cdot \underbrace{\theta_0 \left(\frac{x}{d} + \theta_0 \right)}_{\frac{x}{d} \frac{\partial\varphi}{\partial x} + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} \right)^2}. \quad (2.115)$$

$$\frac{x}{d} \frac{\partial\varphi}{\partial x} + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} \right)^2. \quad (2.116)$$

Mit dieser Formel kann man noch nicht auf die Koeffizienten der Zernike-Polynome zurück-schließen, da in den Zernike-Polynomen dimensionslose Größen verwendet werden. Demnach muß x noch in eine dimensionslose Größe transformiert und Gl. 2.115 entsprechend angepaßt

werden, so daß sich mit $\xi = x/r$

$$\Delta I'(\xi) = \frac{2I_0 f^3}{r^2 d} \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{f\xi}{d} \right)^2 \right\} \cdot \left(\frac{\xi}{d} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right)^2 \right) \quad (2.117)$$

ergibt.

Der Vorfaktor, der bei ebenen Wellenfronten einfach die Intensitätsverteilung reproduziert, kann durch Anfitten einer Gaußverteilung eliminiert werden. Übrig bleibt der Korrekturterm mit den Ableitungen der Wellenfronten nach der reduzierten Position ξ

$$F(\xi) = \frac{\xi}{d} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right)^2 \quad (2.118)$$

Löst man Gl. 2.118 nach $\frac{\partial \varphi}{\partial \xi}$, so erhält man

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = r^2 \left(\pm \sqrt{\frac{\xi^2}{4d} + F^2(\xi)} - \frac{\xi}{2d} \right). \quad (2.119)$$

Integration liefert

$$\varphi(\xi) = r^2 \cdot \left(\pm \int_{\xi_0}^{\xi} d\xi' \sqrt{\frac{\xi'^2}{4d} + F^2(\xi')} - \frac{\xi^2}{4d} + \frac{\xi_0^2}{4d} \right). \quad (2.120)$$

Mit dieser Methode existiert eine Möglichkeit, auf die Wellenfronten und somit auf die Koeffizienten der Zernike-Polynome zurückzuschließen.

Mit den den Lösungen 2.120 ist es nun möglich, verschiedene Methoden zur Wellenfrontanalyse zu entwickeln. In den nächsten zwei Abschnitten werden zwei Verfahren vorgestellt, mit denen es möglich ist, auf die Wellenfronten $\varphi(\xi)$ zu schließen. Es sei bemerkt, daß es sich im Fall von breitbandiger Strahlung um gemittelte Wellenfronten handelt, die noch spektral entfaltet werden müssen.

2.5.5 Fresnelsche Zonenplatte als Wellenfrontsensor

Eine elegante Methode bietet die Messung mittels einer dezentrierten fresnelschen Zonenplatte und einer langbrennweitigen Linse. Die Idee dieser Meßmethode stammt aus (BGR05) und wird auch als PDS bezeichnet (*engl.: Phase-Diversity Sensor*). Die Fresnelsche Zonenplatte hat je nach Beugungsordnung verschiedene Brennweiten. Hier jedoch sind nur die +1. und die -1. Beugungsordnung interessant. Normalerweise besteht eine Zonenplatte aus konzentrischen Ringen. Um eine räumliche Trennung senkrecht zur Propagationsrichtung zu erzielen, leuchtet man mit dem Laser etwas versetzt zum Ringzentrum auf die Platte. Ein Beispiel für eine solche Platte ist in Abb. 2.35 zu finden.

Die Brennweiten einer Fresnelschen Zonenplatte genügen der Gleichung $f_n = r_0^2/n\lambda$ oder für die ± 1 . Ordnung $f_{\pm 1} = \pm r_0^2/\lambda$. Dabei ist r_0 der Radius der ersten Fresnelschen Zone, λ die Wellenlänge und n bezeichnet die Nummer der Ordnung. Stimmen die Hauptebenen der langbrennweitigen Linse und der Fresnelschen Zonenplatte in etwa überein, addieren sich einfach die Brechkkräfte der einzelnen „Linsen“ im Fall der ± 1 . Ordnung zu $1/f_{\text{eff},\pm 1} = 1/f_0 \pm \lambda/r_0^2$, und für die 0. Ordnung geht die zusätzliche Brennweite gegen unendlich, die Brechkraft also gegen Null, so daß die effektive Brennweite und die Brennweite der Linse identisch sind, also $f_{\text{eff}} = f_0$.

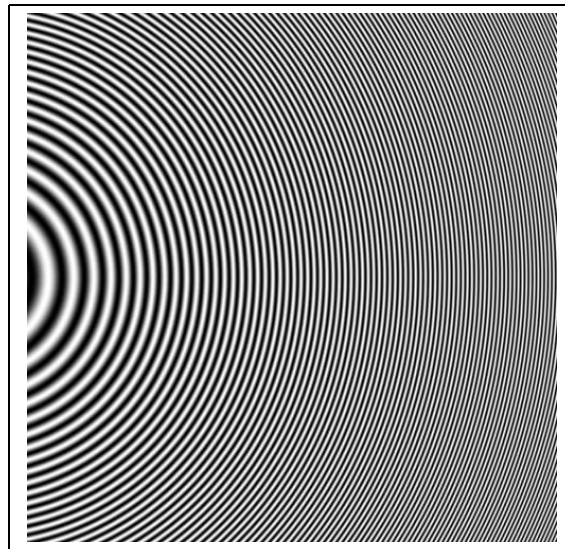


Abbildung 2.35: Beispiel für eine dezentrierte Fresnelsche Zonenplatte.

Die verschiedenen Beugungsordnungen sind räumlich getrennt, so daß man die Möglichkeit hat, auf die verschiedenen Bildebenen gleichzeitig zuzugreifen. Die Justage erfolgt so, daß einfach eine CCD-Kamera in die Fokalebene der 0. Ordnung gebracht wird. Die ± 1 . Beugungsordnung zeigen dann jeweils Bilder der Intensitätsverteilung in einem Abstand von

$$d_{\pm 1} = \pm \frac{r_0^2}{\lambda} \quad (2.121)$$

vom Fokus. Abb. 2.36 veranschaulicht das Gesamtkonzept und Abb. 2.37 zeigt eine Beispielmessung.

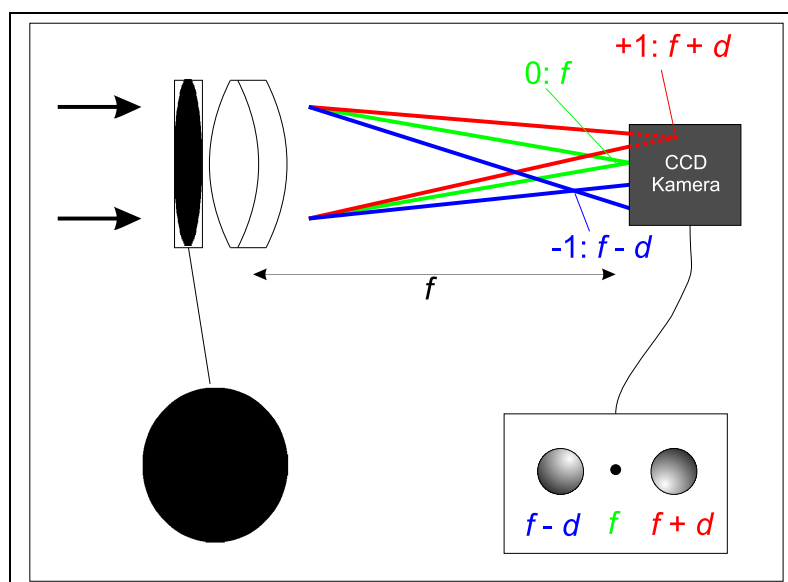


Abbildung 2.36: Schema der Wellenfrontdetektion mittels der Verbindung einer dezentrierten Fresnelschen Zonenplatte und einer langbrennweitigen Linse. Die Linse erzeugt einen Fokus und die dezentrierte fresnelsche Zonenplatte erzeugt zwei weitere Beugungsordnungen (eine vor und eine nach dem Linsenfokus), so daß die PPF-Methode anwendbar ist.

Es stellt sich heraus, daß das Prinzip aufgrund seiner Einfachheit sehr praktisch ist; die Fres-

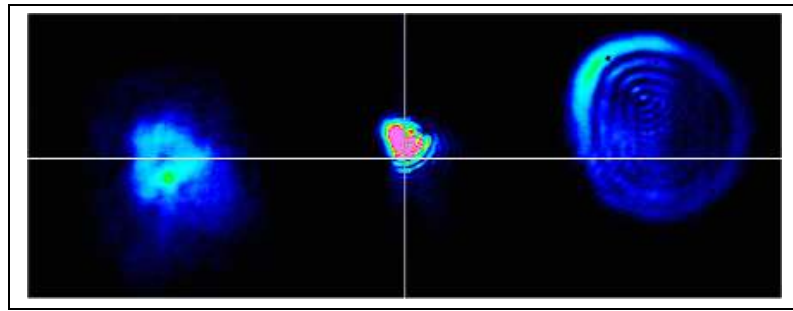


Abbildung 2.37: Beispiel für eine Messung mit dem Sensor mit dem Strahl des Pumplasers aus Abschn. 3.2. Man sieht sehr unterschiedliche Profile, was auf große Wellenfrontdeformationen schließen läßt.

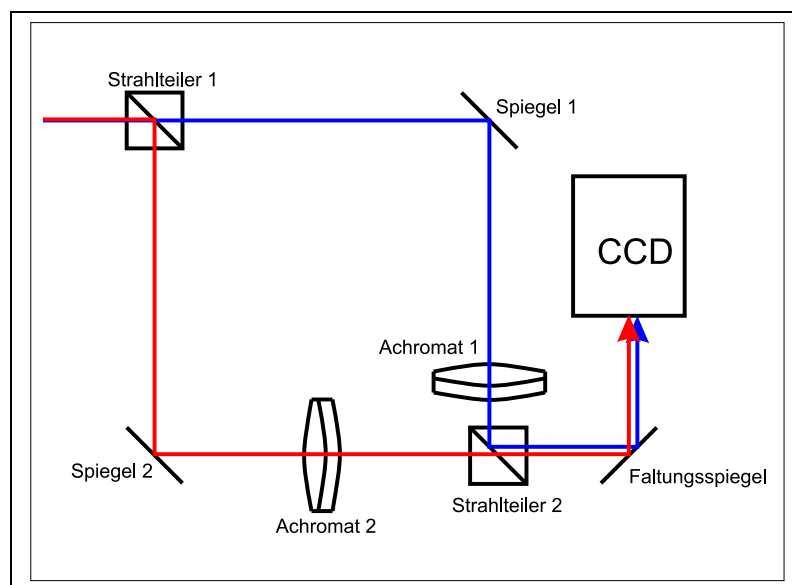


Abbildung 2.38: Aufbau eines Zweilinsen-Wellenfrontsensors. Die Linsen haben einen deutlich unterschiedlichen Abstand voneinander und die CCD muß (mittels eines Parallelstrahls) exakt in die Position gebracht werden, wo beide Bilder den gleichen Abstand zur Brennebene haben.

nelsche Linse wurde durch Abfotografieren eines mit den konzentrischen Ringen bedruckten Papieres selbst hergestellt, und der Aufbau ist durch drei Bezugspunkte bis auf Defokussierung kalibriert. Das Prinzip läßt sich aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit aus Gl. 2.121 nur für monochromatisches Licht anwenden, wenn man an detaillierten Informationen über die Aberrationen interessiert ist. Daher muß bei ultrakurzen Pulsen mit ihrem breiten Spektrum mit spektralen Bandfiltern gearbeitet werden. In unserem Fall wurde dies z.B. mit einer Spaltblende im in Abschnitt 3.3.1 besprochenen Kompressor realisiert.

2.5.6 Der Zweilinsen-Wellenfrontsensor

Um Schwierigkeiten zu umgehen, die die vorher genannten Methoden beinhalten, wurde ein neues Konzept entwickelt. Es handelt sich im Grunde genommen um einen Mach-Zehnder-Aufbau, ohne daß die beiden Teilstrahlen miteinander interferieren. Der Aufbau ist in Abb. 2.38 dargestellt.

Die Kalibrierung des Gerätes erfolgt mit einem perfekten Parallelstrahl. Dabei sollte der Abstand d aus den Ausführungen in Abschnitt 2.5.4 ermittelt werden. Dafür ist die Kenntnis

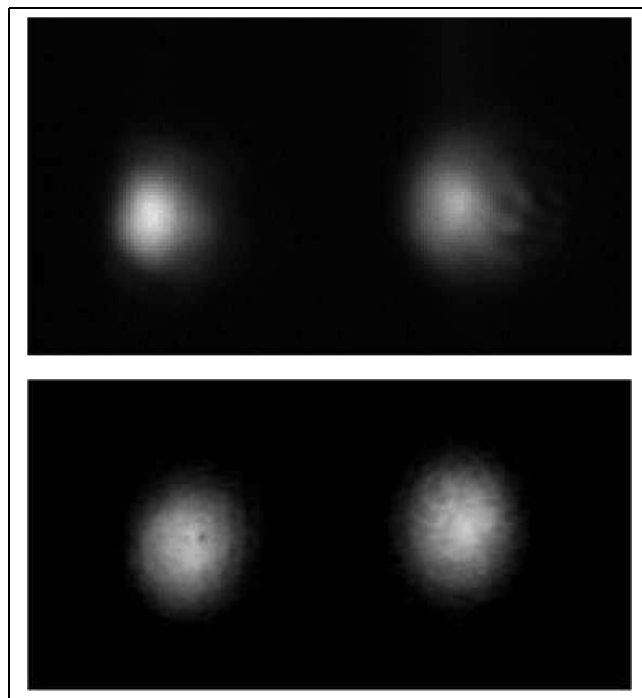


Abbildung 2.39: Zwei typische Messungen mit dem Zweilinsen-Wellenfrontsensor. Es wurde der in Abschn. 3.1 gezeigte Laser an verschiedenen Stellen ausgemessen. Oben: Unterschiedliche Fleckgröße und -gestalt deuten auf Aberrationen hin. Unten: Spots sehen relativ gleich aus – keine oder nur wenig Aberrationen.

des genauen Eingangsstrahlprofils unerlässlich. Über die transformierten Radien (nach der Linse) kann man laut Gleichung 2.115 (Exponentialterm) mit der Brennweite f und dem Abstand d den neuen Radius $r_{\text{trans}} = r_0 d / f$ definieren. Man kann ihn aber auch grob direkt messen, und zwar über die Differenz der Abstände der Achromaten zum Strahlteiler 2. Eine weitere Möglichkeit eröffnet sich durch Abstandsbestimmung zwischen den Positionen gleicher Radien mit dem parallelen Referenzstrahl und den Brennebenen.

Die ausführliche Auswertung der Bilder geht wie folgt vonstatten:

1. Eines der Bilder muß um 180° gedreht werden.
2. Durch beide Bilder werden jeweils Schnitte in x - und y - Richtung gelegt und die sich ergebenden Intensitätsprofile extrahiert.
3. Das Bild der Ebene nach dem Fokus ist meistens ungestörter (Abbildung aus dem Nahfeld), und kann deshalb zunächst verwendet werden, um den Exponentialterm zu eliminieren. Es werden Gaußsche Normalverteilungen angefitet und danach die Intensitäten aller Schnitte (auch die des ersten Profils) durch die gefitteten Intensitäten dividiert.
4. Nunmehr hat man den Verlauf der eigentlich interessanten Terme vorliegen, nämlich $F(x')$. Über Gleichung 2.120 kann nun auf die Wellenfrontfunktion $\varphi(x')$ geschlossen werden, welche wiederum im nächsten Schritt durch die Zernike-Polynome approximiert werden kann. Die Integration erfolgt numerisch.

Zur Einstellung hinsichtlich Parallelstrahlen hat sich die visuelle Beurteilung der Bilder als ausreichend erwiesen. In Abbildung 2.39 werden Messungen mit dem vorgestellten System gezeigt, die am Signallaser aus Abschn. 3.1 an unterschiedlichen Positionen vorgenommen wurden. Der Strahl im oberen Fall ist erstens etwas defokussiert (unterschiedlichen Größe der beiden Spots) und außerdem mit weiteren Aberrationen behaftet (Struktur am rechten,

aber nicht am linken Fleck). Im unteren Bild hingegen sehen die Flecken fast gleich aus, der Laserstrahl hat kaum Aberrationen.

Kapitel 3

Aufbau des Lasersystems

Im folgenden wird der Gesamtaufbau des Lasersystems betrachtet. Beginnend mit dem Signallaser wird dessen prinzipielle Funktionsweise und Aufbau erläutert. Weiterhin wird auf die Eigenschaften des Pumplasers sowie die Propagation und Manipulation des erzeugten Pumpstrahls eingegangen. Danach folgen Ausführungen zum Aufbau des Öffnerstrecker-Gitterkompressor-Systems. Chromatische Aberrationen werden charakterisiert und Möglichkeiten zur Korrektur angeboten. Ein Überblick über die im System vorhandenen und geplanten elektrischen, elektrooptischen und akustooptischen Systeme wird gezeigt. Abschließend wird die OPCPA-Verstärkerkette aufgeführt, die mit einem Titan-Saphir-Verstärker nachverstärkt werden soll. Das Kapitel wird durch eine Übersicht über das gesamte im Rahmen der vorliegenden Dissertation entwickelte Lasersystem abgeschlossen.

3.1 Signallaser

Es wird zunächst die allgemeine Funktionsweise eines Titan-Saphir-Lasers beschrieben, wobei auch auf die passive Modenkopplung eingegangen wird, die der grundlegende Prozeß zur Erzeugung ultrakurzer Pulse ist. Danach erfolgt die Beschreibung des verwendeten Signallasers, der ein Eigenbau nach (KM94) ist.

3.1.1 Funktionsweise des Titan-Saphir-Lasers

Beim Titan-Saphir-Laser handelt es sich um ein Vierniveausystem. Die Absorption ist von der Dotierungsdichte und nach dem Lambert-Beerschen Absorptionsgesetz exponentiell von der Länge abhängig. In der Kristallstruktur des Saphirs (Al_2O_3) ersetzt ein Titan-Atom ein Aluminium-Atom, das im Zentrum eines Oktaeders mit Sauerstoffatomen als Eckpunkten sitzt. Durch das Kristallfeld kommt es zur Aufspaltung des fünffach entarteten Energieniveaus in einen dreifach entarteten Grundzustand $^2\text{T}_2$ und einen zweifach entarteten angeregten Zustand ^2E . Übergänge zwischen diesen beiden Energieniveaus verursachen Absorption und Emission des Kristalls.

In Abbildung 3.1 kann man eine Verschiebung der Energieniveaus erkennen, so daß eine direkte Anregung über die Nullagen nicht möglich ist. Wenn Anregung aus dem Niveau I in das Niveau IV erfolgt, schließt sich daran direkt eine Relaxation in den metastabilen Zustand III über Multiphononenrelaxation an. In diesem Zustand kann ein Photon reemittiert werden, allerdings hat es eine deutlich niedrigere Energie als das anregende Photon. Nach Übergang in das Niveau II erfolgt erneut Multiphononenrelaxation in den Grundzustand. Man erkennt,

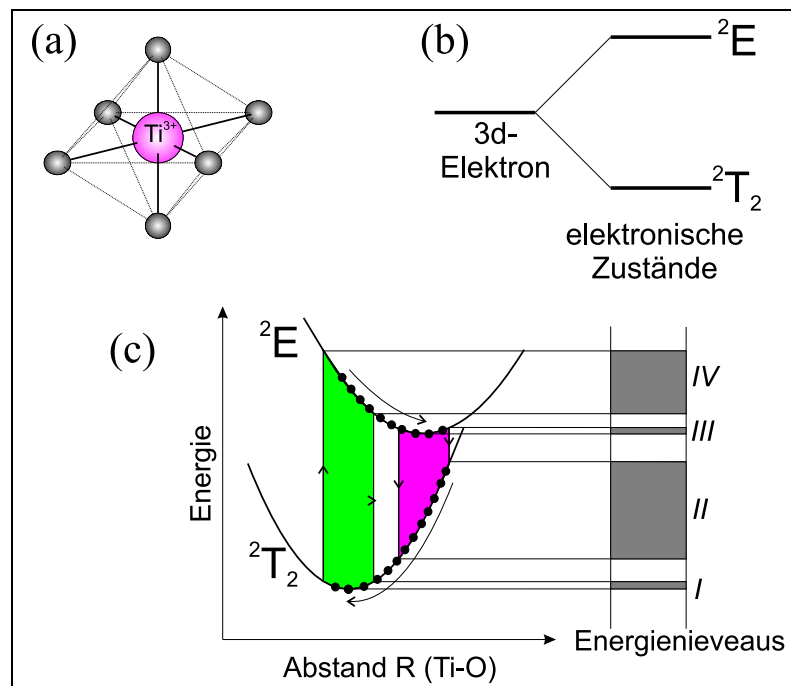


Abbildung 3.1: (a): Raumstruktur der Elementarzelle. (b): Elektronische Zustände. (c): Pumpschema. Die Abbildungen sind nicht maßstabsgerecht und geben nur die prinzipiellen Zusammenhänge wieder. (Koe06)

daß sowohl Niveau II als auch IV extrem breitbandig sind. Dies erklärt die extrem breiten Absorptions- und Emissionsspektren in Abbildung 3.2.

In (AVC92) wird die prinzipielle Funktionsweise und der Aufbau von Titan-Saphir-Lasern im passiv modengekoppelten Fall behandelt. Grundlage der passiven Modenkopplung ist der intensitätsabhängige Brechungsindex, der optische Kerrlinseneffekt (siehe Abschnitt 4.1). Der nichtlineare Anteil am Brechungsindex, der für kleine Lichtintensitäten noch vernachlässigbar klein war, ist es für große Intensitäten nicht mehr. „Große Intensitäten“ in diesem Sinne liegen bei einem gepulsten Titan-Saphir-Laser im Kristall vor. Wenn man von einem Strahlprofil nach Gauß ausgeht, folgt die Brechzahl diesem und weist eine Linsenwirkung auf. Demzufolge wird der Strahl weiter fokussiert. Wenn man den Durchmesser des Pumpstrahles entsprechend anpaßt, erfolgt die Verstärkung für den gepulsten (also fokussierten) Strahl effektiver als für den ungepulsten. Auch wenn der Unterschied nur in der Größenordnung von Bruchteilen der Intensität ist, führt dies zu einer Bevorzugung des modengekoppelten Zustandes.

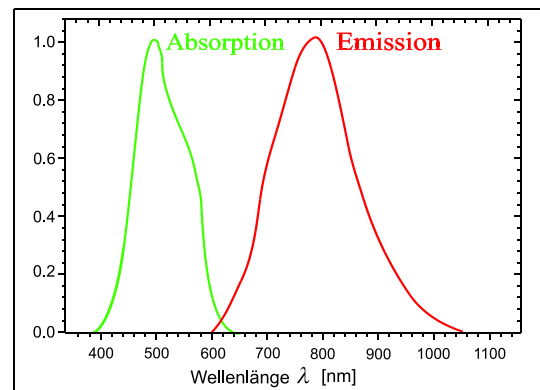


Abbildung 3.2: Absorption und Emission von Titan-Saphir (Kurve entnommen aus dem Manual des Tsunami-Lasersystems der Firma Spectra Physics).

Zur genaueren Beschreibung der Modenkopplung wird vorerst von kontinuierlicher Strahlung im Resonator ausgegangen. Die Verstärkung hält die Strahlung aufrecht. Eine in das System eingebrachte Störung führt zu einer kurzzeitigen Intensitätsüberhöhung. Diese Schwankung wird von den Endspiegeln reflektiert und würde eigentlich mit der Zeit aufgrund der Dispersion

der Materialien zerfließen und keine Auswirkungen zeigen. Im Strahlengang befindet sich jedoch nichtlineares Material, nämlich der Titan-Saphir-Kristall selbst, der die intensiveren kurzen Pulse besser als die kontinuierliche Strahlung verstärkt.

Führt man eine Fouriertransformation der kontinuierlichen Strahlung durch, erhält man im Idealfall eine einzige Mode, eine einzige Frequenz ω_0 , die optimal verstärkt wird. Nach Einbringen der Störung läuft eine Intensitätsschwankung mit der Umlaufzeit $\tau = 2L/c_0$ im Resonator um, was zu einer Repetitionsrate von $f_{\text{Umlauf}} = 1/\tau$ führt (oftmals ca. 80 MHz - Resonatorlänge 2m). Für die Kreisfrequenz des Umlaufes bedeutet das $\Delta\omega_{\text{uml}} = 2\pi f_{\text{Umlauf}}$. Nach der Fouriertransformation der modulierten Strahlung erhält man angekoppelte Seitenbanden im Frequenzabstand $n\Delta\omega = n\omega_{\text{Umlauf}}$. Alle diese Moden sind miteinander so in Phase geschaltet, daß sie im Titan-Saphir-Kristall optimal verstärkt werden. Dies funktioniert aber nur bis zu einer gewissen Maximaldispersion. Wenn die Dispersion zu groß ist, wird die Bandbreite limitiert. Die Verstärkung verschlechtert sich, so daß es zur Ausbildung von parasitären CW-Moden kommt (*engl.: cw - continuous wave*). Deshalb muß die spektrale Dispersion, die vom Titan-Saphir-Kristall erzeugt wird, korrigiert werden. Im vorliegenden Fall wurde dies mit einem Prismenkompressor erreicht, der nach (FMG84) negative Dispersion besitzt.

Es gibt aber noch einen weiteren Einfluß, der beachtet werden muß. Hohe Intensitäten im Kristall führen neben dem schon erwähnten optischen Kerrlinseneffekt zur Selbstphasenmodulation. Dabei werden benachbarte Frequenzen erzeugt, so daß das Spektrum viel breiter wird. Dieser Effekt ist also zur Erzeugung breitbandiger Strahlung sehr nützlich. Wir erhalten stabile Pulszüge, wenn die Gruppengeschwindigkeitsdispersion, die Verstärkung und die Selbstphasenmodulation im Gleichgewicht sind. Die spektrale Bandbreite wird durch das Verstärkungsspektrum, die Systemdispersion und die Bandbreite der Spiegel limitiert.

Will man mit dem vorliegenden System kürzestmögliche Pulse erhalten, muß man zunächst einen stabilen Pulszustand mit einer etwas erhöhten Pumpenergie (bis zu 6W) finden. Die Pulse haben zunächst relativ kleine spektrale Bandbreiten. Über eine Änderung der Eintauchtiefe der Prismen in den Strahl läßt sich die größtmögliche Bandbreite und damit die kürzestmögliche Pulsdauer einstellen. Es kann passieren, daß eine Vergrößerung der Bandbreite zu einer suboptimalen Modenkopplung führt, so daß auch kontinuierlicher Strahlung auftritt. Dies kann durch eine Herabsetzung der Pumpleistung vermieden werden.

Weiterhin treten interessante Effekte auf, wenn im Laserresonator Spiegel verkippt sind. Dann entstehen nicht nur höhere TE-Moden, sondern auch Doppel- oder Mehrfachpulse. Ebenso gibt es stabile Zustände des Oszillators, bei denen die Pulszüge mit einer sehr kleinen Frequenz bezüglich der Wiederholrate modulieren. All diese Erscheinungsformen sind nach (AK86) periodische Lösungen der nichtlinearen Schrödingergleichung, mit der die Erzeugung von Solitonen beschrieben wird. Im Labor müssen derartige Zustände des Lasers durch sorgfältige Justage vermieden werden.

3.1.2 Aufbau des Lasers

Der Aufbau des Signallasers wird in Abbildung 3.3 dargestellt. Zur besseren Anschaulichkeit wurde der schematische Aufbau in Abb. 3.4 wiedergegeben. Beim Pumpplaser handelt sich um einen Laser des Typs Millenia VIs (Spectra Physics), also einen diodengepumpten Festkörperlaser auf der Basis von neodym-dotierten Yttriumvanadat (Nd:YVO_4), der bei einer Wellenlänge von 1064 nm emittiert, nachdem er über Laserdioden (809 nm, 40 W, glasfasergekoppelt) angeregt wurde. Die Ausgangsleistung dieses Laser beträgt dann ca. 20 W. Über einen geheizten LBO-Kristall wird seine Frequenz mit einer Effizienz von ca. 30% verdoppelt. Die Phasenfehlانpassung wird über die Temperatur des Kristalls geregelt. Bei jedem Einschaltprozeß werden die Regelungsparameter neu angepaßt. Die spätere Leistungsregelung des Lasers erfolgt über die Stromzufuhr für das Diodenarray. Am Ende besitzt der Laser eine Ausgangsleistung von maximal 6 W bei 532 nm mit einem sauberen TEM_{00} . Er läuft verglichen mit Gaslasern, zum Beispiel einem Argonionenlaser, wie er in (Pis01) verwendet wurde, extrem stabil (das Rauschen beträgt nur 0.04%rms). Die Wellenlänge von 532 nm ist ideal geeignet zum Pumpen des Titan-Saphir-Kristalls (siehe Abbildung 3.2). All diese Eigenschaften zeichnen diesen Laser aus, er ist prädestiniert für den Einsatz als Pumpplaser eines modengekoppelten Titan-Saphir-Lasers.

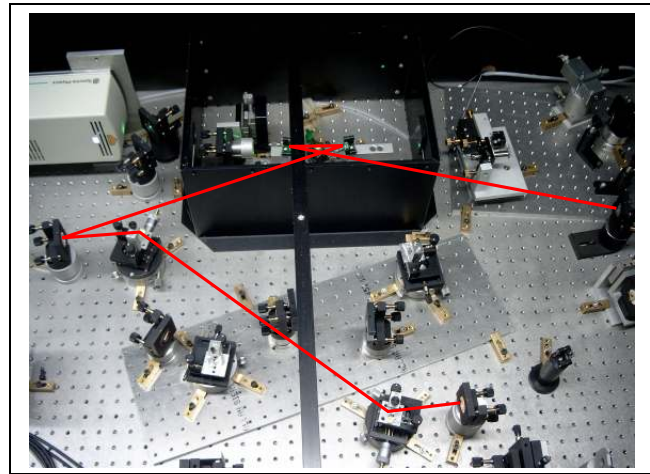


Abbildung 3.3: Foto des verwendeten Titan-Saphir-Lasers. Der Strahlengang wurde rot eingezeichnet.

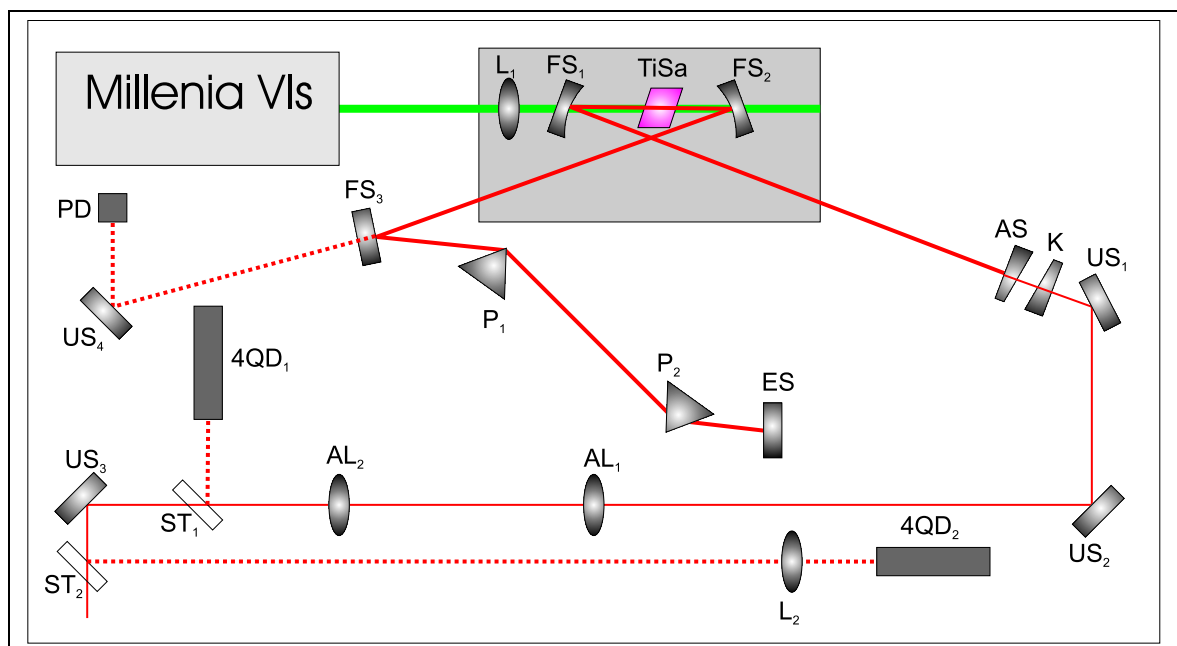


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Signallasers, eines prismenkomprimierten Titan-Saphir-Lasers. Details siehe Text.

Dieser Laserstrahl wird mit der Linse L_1 (Brennweite von $f = 7\text{cm}$) auf den Titan-Saphir-

Kristall TiSa fokussiert. Deshalb durchläuft er den Faltungsspiegel F_1 , einen Plankonkavspiegel für den Titan-Saphir-Laserstrahl. Dadurch ändert sich für den Pumpstrahl die Brennweite und es entsteht Astigmatismus, allerdings in tolerierbaren Rahmen, wie sich gezeigt hat.

Die vom Kristall erzeugte Lumineszenz wird gleichförmig in alle Raumwinkel abgestrahlt. In der Vorzugsrichtung (Richtung des fokussierten Pumpstrahls), wird sie vorn und hinten durch die beiden Faltungsspiegel (FS_1 und FS_2) aufgefangen, welche den Kristall auf die Endspiegel ES und AS (Auskopplungsspiegel) abbilden. Bevor der Strahl noch durch die zwei Prismen P_1 und P_2 läuft, wird er durch einen Spiegel (F_3) gefaltet. Alle Spiegel haben eine dielektrisch beschichtete Oberfläche, die spezifizierte Reflektivität liegt bei $R > 99\%$ bei $\approx 0^\circ$ Einfallswinkel. Die Prismen sind sogenannte Brewsterprismen aus synthetischem Quarz (Fused Silica). Wenn der Einfallswinkel gleich dem Brewsterwinkel ist, ist der Strahlengang durch die Prismen symmetrisch. Die Prismen sind für die Kompensation der dispersiven Elemente im Strahlengang zuständig, in erster Linie kompensieren sie den Einfluß des Titan-Saphir-Kristalls. Sie müssen aber auch ihre eigene Dispersion kompensieren. Ein Prismenabstand von 50 cm hat sich als optimal erwiesen. Prisma P_2 wird zum Starten der Modenkopplung und zur Feineinstellung der Dispersion im Laser über die Betrachtung der spektralen Bandbreite genutzt, da die Pulse infolge ihrer optimalen Kompression zwischen dem Auskopplungsspiegel und dem Titan-Saphirkristall fourierlimitiert sind. Der ausgekoppelte Strahl läuft durch die Kompensatorplatte K, die die Winkeldispersion durch den keilförmigen Auskoppelspiegel eliminiert.

Daran schließt sich ein System zur Strahlstabilisierung an. Dazu gehören die mit Piezoaktuatoren in x - und y -Richtung ausgestatteten Umlenkspiegel US_2 und US_3 . Es handelt sich dabei wiederum um dielektrisch vergütete Spiegel. Über ein Teleskop, das den Strahl 1:1 abbildet und parallelisiert, gelangt der Strahl zuerst auf den Strahlteiler ST_1 , der 4% des Strahls auf eine Vierquadrantenphotodiode $4QD_1$ lenkt. Dann gelangt er über Umlenkspiegel US_3 auf den Strahlteiler ST_2 . Der Hauptteil verläßt die Grundplatte für den Signallaser und wird ins Hauptsystem eingespeist. Der wiederum zu 4% ausgekoppelte Strahlanteil wird von der Sammellinse L_2 auf eine weitere Vierquadrantenphotodiode fokussiert, um dem Winkel, also das Fernfeld zu regeln. Das Regelungssystem ist also nichts anderes als das in der Optik übliche Zwei-Spiegel-Zwei-Blenden-Justierprinzip. Mehr dazu in Abschn. 3.4.1.

3.2 Pumplaser

In diesem Abschnitt geht es um den Pumplaser für die Verstärkung, der nicht zu verwechseln mit dem Pumplaser des modengekoppelten Titan-Saphir-Lasers ist. Der Laser ist vom Typ Quanta Ray Pro 230 (Spectra Physics). Er ist ein frequenzverdoppelter, blitzlampengepumpter Nd:YAG-Laser, der mit einem Seed-Laser stabilisiert wird.

3.2.1 Aufbau, Funktionsweise und Parameter

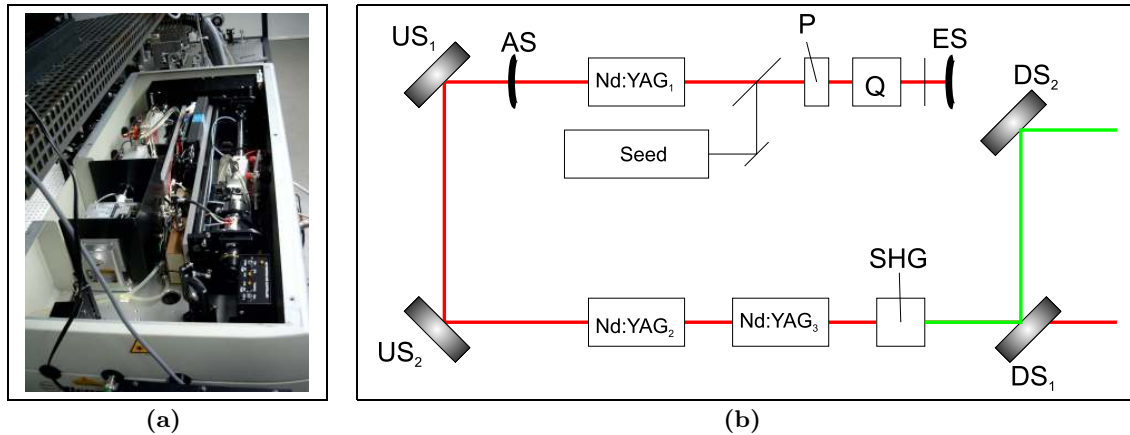


Abbildung 3.5: (a) Foto des Pumplasers. (b) Schematische Darstellung des verwendeten Nd:YAG-Lasers.

Das Layout ist in Abb. 3.5(b) dargestellt. Der Resonator wird durch den Auskopplungsspiegel AS und den Endspiegel ES gebildet. Wie man leicht erkennen kann, handelt es sich aufgrund des Konvexspiegels ES eigentlich um eine instabile Geometrie. Der Resonator wird jedoch durch die sich im Laserbetrieb ausbildenden thermischen Linsen stabilisiert, die dem Intensitätsprofil folgen. Die Verstärkung findet im Block $Nd:YAG_1$ statt. Dieser besteht aus einer Pumpkammer 3.6, in der der Nd:YAG-Stab liegt. Dieser liegt in einer Schutzhülle aus Quarzglas, das mit Kühlwasser umspült wird. Die ganze Kammer wird von zwei im Profil elliptisch ausgeformten diffusen Goldreflektoren begrenzt, in deren Brennstriichen für eine homogene Ausleuchtung des Nd:YAG-Kristalls die Blitzlampen liegen.

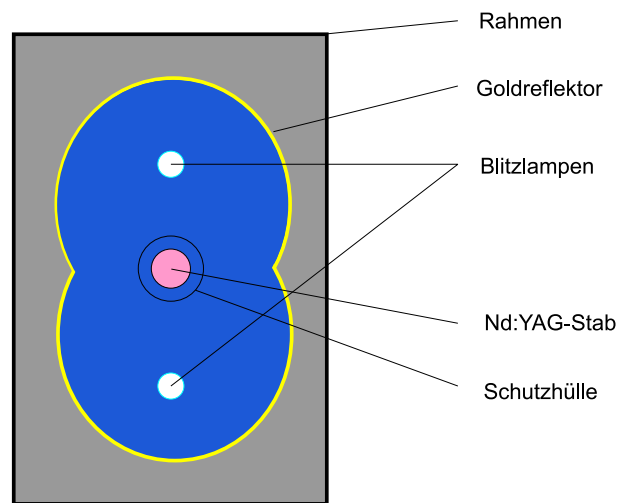


Abbildung 3.6: Querschnitt der Pumpkammer der Oszillator- und Verstärkerkristalle des Nd:YAG-Lasers, schematische Darstellung.

Im Resonator erfolgt eine Gütemodulation durch eine Pockelszelle (siehe auch Abschnitt 3.4.2). Die Polarisation wird gedreht, wenn eine Schaltspannung im kV-Bereich anliegt, und ein Polarisator sorgt dafür, daß nur die so polarisierten Pulse innerhalb des durch die Pockelszelle vorgegebenen Schaltintervalls den Resonator verlassen können, bzw. überhaupt erst optimal verstärkt werden können. Durch eine spezielle Schaltung wird erreicht, daß der Nd:YAG-Laser Pulse mit einer Pulsdauer von 2.8 ns emittiert (üblich sind Pulsdauern von ca. 8 ns), hat aber zur Folge, daß der Hauptpuls zwei Pulssatelliten hat (Abbildung 3.7(b)), die einen beträchtlichen Anteil der Energie tragen. Über Integration ergibt sich der Anteil des Hauptpulses an

der Gesamtenergie zu

$$\kappa = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} P_{\text{Hauptpuls}}(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} P_{\text{Gesamtpuls}}(t) dt}. \quad (3.1)$$

Für den vorliegenden Verlauf wird der Korrekturfaktor aus dem gefalteten Verlauf mit $\kappa \approx 0.45$ abgeschätzt. Die Pulssatelliten tragen also mehr als die Hälfte der Gesamtenergie. Beim Pulsverlauf handelt es sich um eine räumliche Mittelung, da mit der APD das Streulicht detektiert wurde.

Über einen Strahlteiler im Resonator wird Laserstrahlung aus einem monolithischen Nd:YAG-Ringlaser („Seedlaser“) eingekoppelt, der über die Temperatur auf die optimale Wellenlänge abgestimmt wird, wird die Wellenlänge und damit die Longitudinalmode, die etwa eine Wellenlänge von 1064 nm hat, vorgegeben. Da die Resonatorlänge im allgemeinen nicht genau genug an diese Wellenlänge angepaßt ist, wird der Abstand über ein Piezoelement am Endspiegel ES geregelt. Das Signal, das die Regelabweichung vorgibt, wird aus der Differenzzeit zwischen Triggerpuls für das Schalten der Pockelszelle und Laserpuls bestimmt. Dazu detektiert eine Photodiode Licht aus dem Resonator des Lasers. Aufgrund der Pulssatelliten springt diese Regelung in ungünstigen Fällen zwischen verschiedenen Zuständen hin und her, oder es stellt sich eine ungünstige Pulsform ein, zum Beispiel ein Doppelpuls. Dieses Problem läßt sich durch eine optimale Wahl der Verzugszeit zwischen Blitzlampenpuls und Anschaltimpuls des Q-Switches lösen. Durch externe Triggerung (Abschn. 3.4.3) wird die optimale Verzugszeit vorgegeben (ca. 170 μs).

Das Laserlicht wird durch die Umlenkspiegel US_1 und US_2 umgelenkt und durch zwei Verstärkerstufen geführt. Nach diesen zwei Verstärkerstufen hat der Laser eine Pulsenergie von mehr als 1.4 J. Über einen Verdopplerkristall (KDP), wird das Licht mittels Typ-II-Phasenfehlanpassung (eoe) frequenzverdoppelt. Es entsteht grünes Licht mit einer Wellenlänge von 532 nm und einer Pulsenergie von 600 mJ bei einer Repetitionsrate von 10 Hz.

Mit einer Photodiode, wie sie in Abschnitt A.2 beschrieben wurde, wurde das Pulsprofil bestimmt, dessen Hauptpuls eine Pulsdauer von $\Delta t_{\text{FWHM}}^{\text{gemessen}} \approx 3.1 \text{ ns}$ hat. Dieses Pulsprofil ist aber noch gefaltet mit der Antwortfunktion der Photodiode auf einen Dirac-Peak (Abbildung 3.7(a)), deren Pulsbreite ca. 300 ps beträgt. Die Entfaltung wurde durch iteratives Anfitten von Testfunktionen, die mit der Diracantwort gefaltet wurden, durchgeführt. Nach der Entfaltung mit der Antwortfunktion (Abbildung 3.7(b)) beträgt die gemessene Pulsbreite des Hauptpulses $\Delta t_{\text{FWHM}}^{\text{entfaltet}} \approx 2.7 \text{ ns}$. Damit ist die vom Hersteller spezifizierte Pulsbreite von $\Delta t_{\text{FWHM}} \approx 2.9 \text{ ns}$ etwas zu groß.

3.2.2 Propagation des Pumpstrahls und räumliche Strahlprofile

Eine weiterer wichtiger Parameter ist die Form des räumlichen Strahlprofils. Bei der Messung des Strahlprofils mit dem in Abschnitt A.3 vorgestellten CCD-Kamerasystem ergeben sich einige Schwierigkeiten. Zunächst ist der Strahl größer als der CCD-Chip. Laut Spezifikation und aufgrund visueller Beurteilungen sogenannter Burn-Patterns (Strahlformen werden durch Laserbschuß auf geschwärztem Fotopapier erhalten) liegt eine Gaußverteilung mit einem Strahldurchmesser von ca. 10 mm vor.

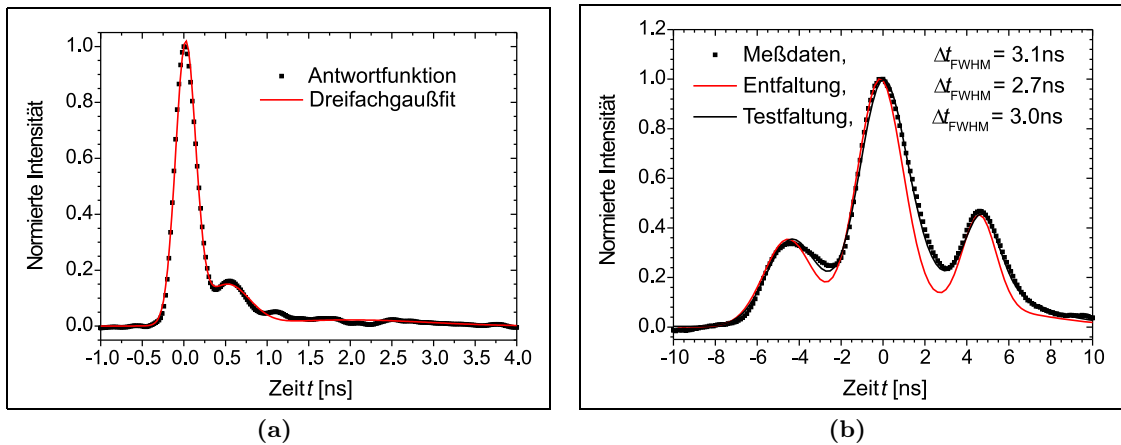


Abbildung 3.7: Zeitliche Struktur der Pulse. (a): Diracantwort oder besser Antwort des Systems Oszilloskop - Avalanche Photodiode auf einen ultrakurzen Puls. (b): Gemessener Pumpverlauf, manuell entfaltetes Pumpverlauf und zurückgefalteter Puls.

Mit einem exakt gaußförmigen Strahlprofil, zutreffenden Zerstörungsschwellen aus (DGN97) und einem aberrationsfreien Laserstrahl wäre eine Strahlverkleinerung auf einen Strahldurchmesser von 2 mm mit einem dreistufigen Galilei-Teleskop (ohne Zwischenfokus, Schema: Aufweitung-Fokussierung-Kollimierung) ohne weiteres möglich. Die Zerstörungsschwelle von Quarz soll nach (DGN97) bei ca. 500 GW/cm^2 liegen. Im Experiment wurde demgegenüber festgestellt, daß die Endlinse aus Quarz zerstört wird, wenn der Strahldurchmesser 2 mm unterschreitet. Desweiteren erhält man sowohl in dieser als auch in jeder anderen Galilei-Konfiguration ohne Zwischenfokus ein inhomogenes Strahlprofil mit einem breiten Untergrund und einer stark ausgeprägten Intensitätsspitze, wie in Abbildung 3.8 zu sehen ist. Die Intensitätsspitze führt zu einer Zerstörung der Quarzlinse, wenn der Strahldurchmesser zu klein ist.

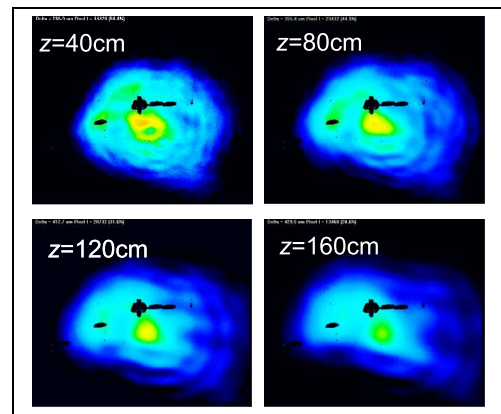


Abbildung 3.8: Strahlprofil in verschiedenen Abständen nach Austritt aus dem Teleskop. Es wurde 1:2 abgebildet. Die schwarzen Flecken in der Mitte sind defekte Pixel auf dem CCD-Chip. Der Profildurchmesser nach 40 cm beträgt ungefähr 4 mm.

Zur Klärung der Ursache der unbrauchbaren Strahlprofile wird ein zweistufiges Verkleinerungsteleskop in der Galileikonfiguration betrachtet (Abbildung 3.9), das aufgrund des Fehlens eines Zwischenfokus ähnlich wie das oben beschriebene Teleskop arbeitet. Mit einer Sammellinse L_1 wird zunächst der Strahl gebündelt und konfokal mit einer entsprechenden Zerstreuungslinse L_2 kollimiert, noch bevor der Strahl die Brennweite der Sammellinse erreicht.

Die Sammellinse L_1 bildet das Strahlprofil virtuell verkleinert und aufrecht in einen Bereich ab, der sich zwischen der Zerstreuungslinse und dem Brennpunkt von L_1 befindet. Die Zerstreuungslinse bildet das Zwischenbild wiederum virtuell, also objektseitig ab. Demzufolge werden Ebenen des ursprünglichen Strahles, die weit entfernt sind, in den Bereich nach der Zerstreuungslinse abgebildet. Die Abstände zwischen den Ebenen werden verringert, und die Winkelvergrößerung führt zu einer dem Brennweitenverhältnis entsprechenden Vergrößerung f_1/f_2 der Aberrationen.

Um ein inhomogenes Strahlprofil auf der Endlinse, aber erst recht auf den ersten Verstärkerstu-

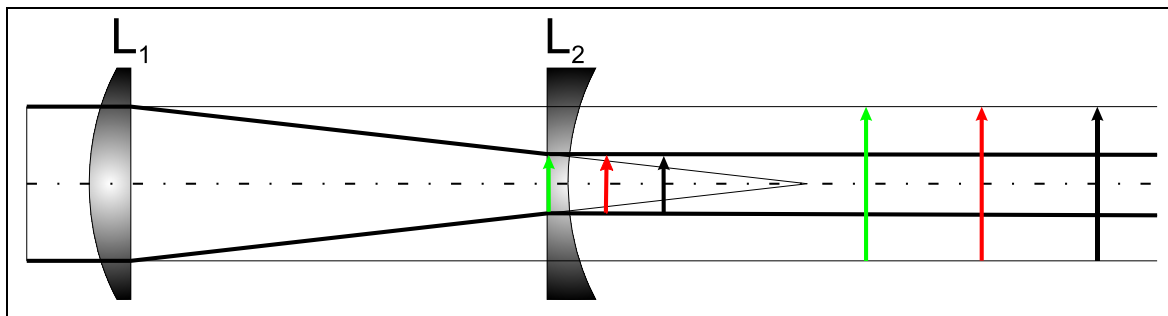


Abbildung 3.9: Galilei-Teleskop zur Strahlverkleinerung. Exemplarisch wurden drei äquivalente Ebenen eingezeichnet (farbige Pfeile)

fen zu vermeiden, ist der Aufbau eines astronomischen oder auch Kepler-Teleskops notwendig. Das Keplerfernrohr hat einen Zwischenfokus und kehrt demzufolge das Strahlprofil um. Es bildet sich ein Zwischenfokus aus, in dem an Luft aufgrund der hohen Intensität ein Plasma zündet. Das Plasma hat einen hohen Brechungsindex und streut das Licht demzufolge sehr stark, weshalb es zu vermeiden ist. Darum wird das Teleskoprohr evakuiert.

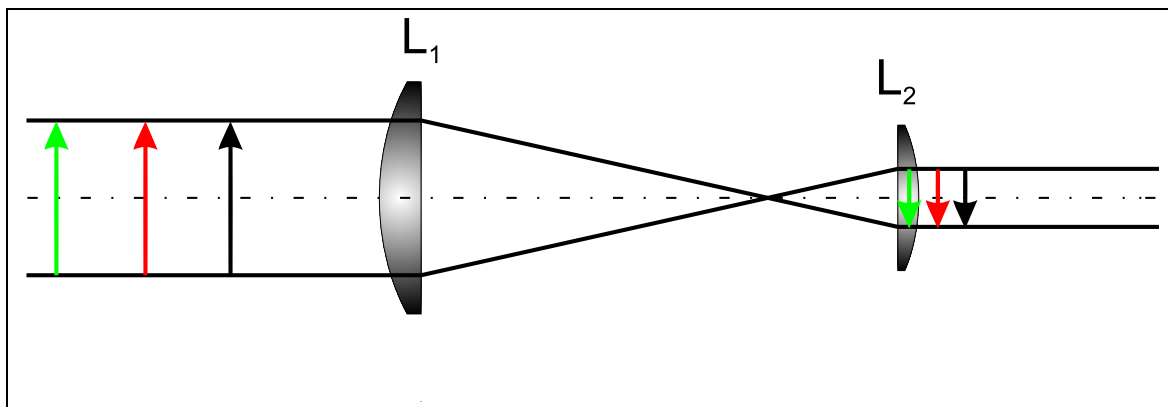


Abbildung 3.10: Kepler-Teleskop zur Strahlverkleinerung. Exemplarisch wurden drei äquivalente Ebenen eingezeichnet (farbige Pfeile).

In Abbildung 3.10 ist zu sehen, daß die Abbildung diesmal nicht virtuell, sondern von der Objektseite zum Bild hin erfolgt. Daraus folgt, daß das Strahlprofil von einer Position aus abgebildet wird, von der aus das Strahlprofil durch die Aberrationen noch nicht so stark deformiert ist, weil der Strahl noch nicht genügend weit propagieren konnte. Aus den Abbildungsgleichungen ergibt sich für den Abstand der abgebildeten Ebenen zur Endlinse b in Abhängigkeit von den Brennweiten f_1 , f_2 sowie dem Abstand der abzubildenden Ebene g

$$b = \frac{f_1^2 f_2 + f_1 f_2^2 - f_2^2 g}{f_1^2}. \quad (3.2)$$

Die Abbildung erscheint dabei invertiert. Der Strahl propagiert wie vor der Abbildung weiter, allerdings erscheinen die Abstände zwischen verschiedenen Ebenen in der Abbildung verkleinert, die Aberrationen werden wie beim Galilei-Teleskop um den Faktor der Winkelvergrößerung f_1/f_2 vergrößert. Da die Strahlprofile unmittelbar hinter dem Pumplaser am homogensten aussehen, weil die Aberrationen erst für große Abstände zu einer Deformation des Strahlprofils führen, sind auch die abgebildeten Strahlprofile hinreichend homogen und somit für die Verstärkung brauchbar.

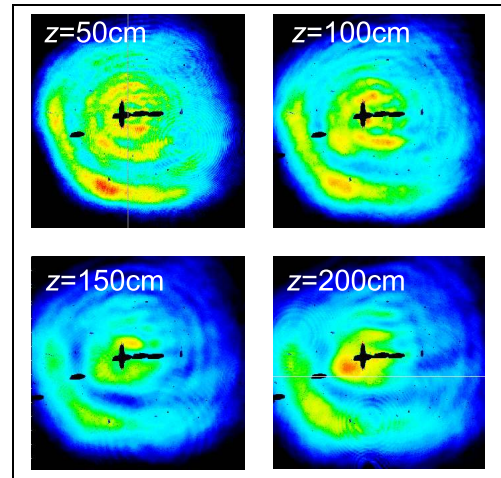


Abbildung 3.11: Strahlprofile in verschiedenen Abständen nach Austritt aus dem Kepler-Teleskop (ohne Abbildung).

In verschiedenen Abständen von der Endlinse wurde das Strahlprofil gemessen. Da Neutralfilter erst nach einer Vorfilterung verwendet werden durften, weil sie sonst zerstört worden wären, mußte eine andere Art der Filterung verwendet werden. Es wurden die planen Seiten zweier unbeschichteter Plankonkavlinen aus Quarz zur Reflexion und damit nach Abschn. C.1 benutzt, um die Intensität des Lasers abzuschwächen. Die Bilder der Strahlquerschnitte sind in Abbildung 3.11 zu sehen.

In einem Abstand von 50 cm sieht das Strahlprofil noch immer homogen aus, wenn man danach geht, wie stark die intensivsten Spitzen im Vergleich zum Untergrund ausgeprägt sind. Nach 150 cm jedoch taucht in der Mitte langsam eine „heiße Nadel“ auf, die immer stärker wird. In dieser Spitze ist mehr als das doppelte der Durchschnittsleistung des Strahls vorhanden. Während der Hauptteil des Profils etwas divergiert, scheint ein anderer Teil des Strahles nach 200 cm Propagation eine Art Fokus zu haben. Dies wird durch ausgeprägte sphärische Aberration verursacht, verschiedene Anteile des Strahles haben verschiedene Fokusslängen. Deshalb sollte man es vermeiden, den Pumplaser für Verstärkungszwecke in einem Abstand >150 cm zu benutzen. Eine zerstörungsfreie Funktion wird mit einem Strahldurchmesser $d \geq 3.6$ mm erreicht. Das heißt für die Zerstörschwelle von Quarz mit den im Aufbau vorliegenden Parametern $I_Z \approx 1 \text{ GW/cm}^{-2}$.

Es hat sich desweiteren herausgestellt, daß es notwendig ist, den Druck im System am besten so niedrig wie möglich zu halten. Vermutet wird, daß einige kohlenwasserstoffhaltige Teile im System ausgasen, und der Gasdruck dieser zu einer vollständigen Bedeckung mit einer dünnen Ölschicht führt. Durch hochintensives Licht auf den Linsen werden Molekülbindungen zerstört. Auf den Linsenoberflächen lagern sich Kohlenstoffatome ab, die in atomarer Form eine viel größere Absorption besitzen und das Linsenmaterial stark aufheizen. Durch das Vakuum im Inneren findet nur noch auf der Außenseite der Linse effektive Luftkühlung statt. Im Laufe der Zeit werden immer mehr Kohlenstoffatome abgelagert, bis es zu einer solch starken Überhitzung des Materials kommt, daß es zerstört wird. Zerstörungen konnten reproduzierbar bei einem Druck $p \geq 0.1$ mbar beobachtet werden. Nach einer ausgiebigen Reinigung mit Aceton und Ausheizung aller Vakuumteile wurde das System wieder zusammengebaut und statt der vorher verwendeten Membranpumpe eine ölfreie Drehschieberpumpe von Leybold benutzt ($p < 0.05$ mbar), so daß seitdem keine Zerstörungen mehr auftraten.

3.3 Streckung - Kompression

Der folgende Abschnitt widmet sich dem Strecker- und Kompressorsystem, welches für die zeitliche Streckung der Pulse mit nachfolgender Verstärkung und Rekompensation konzipiert ist. Dieses Prinzip war Namensgeber des CPA (*engl.: Chirped Pulse Amplification*), welches vor allem durch Strickland und Mourou (SM85) geprägt wurde, die erstmals Verstärkung mit gestreckten Pulsen und anschließender Rekompensation erfolgreich durchführen konnten.

Immer höhere Intensitäten führen zu einer Reihe störender nichtlinearer Effekte, zum Beispiel intensitätsabhängigem Brechungsindex, Selbstphasenmodulation und Kerrlinsenfokussierung, die letztlich auch Selftrapping oder schlimmstenfalls Zerstörung des Verstärkermaterials verursachen können. Diese Faktoren beeinträchtigen jedoch nicht die optisch parametrische Verstärkung. Weil der Signallaser maximal die Photonenflußdichte erreichen kann (Abschnitt 4), kann die Intensität also anders als bei Verstärkern auf der Grundlage von stimulierter Emission die Pumpintensität nicht überschreiten. Das führte dann dazu, daß der Maximalverstärkungsfaktor in der Sättigung um den Faktor der Verhältnisse der Pulsdauern im gestreckten und komprimierten Fall kleiner wäre (hier ca. 50000). Hinzu käme eine schlechtere Abdeckung des gesamten zeitlichen Profils, so daß die Verstärkung sehr ineffizient wäre. Optisch parametrische Verstärkung wird demnach erst durch die CPA-Technik praktikabel für ultrakurze Pulse.

Im Rahmen der Arbeiten zur vorliegenden Dissertation wurden drei Diplomarbeiten angefertigt, die sich näher mit dem Thema der Pulsstreckung und Kompression beschäftigen. Der Autor war an der Betreuung dieser Diplomarbeiten beteiligt. In (Ric05) wird in erster Linie die genaue Planung, Konzeption und Berechnung des Systems vorgenommen. Eine weitere Diplomarbeit (Sch05) befaßte sich mit dem Bau eines SRI (siehe Abschnitt 2.4.2.3) und der Optimierung des Kompressorsystems auf minimale Winkeldispersion. (Krü06) beschäftigte sich mit dem Aufbau und der Analyse des Gesamtsystems sowie der Optimierung auf minimale Gesamtwinkeldispersion und Rekompensation der Signalepulse.

3.3.1 Kompressor

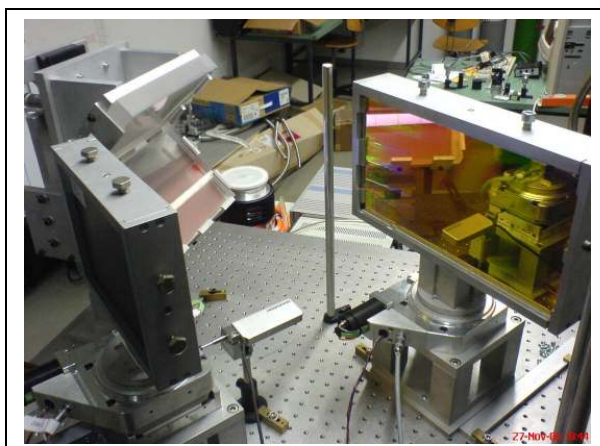


Abbildung 3.12: Foto des Gitterkompressors.

Für ein Kompressorsystem nach (McM79) werden im wesentlichen zwei antiparallel orientierte Gitter und ein Dachspiegel benötigt. Abbildung 3.13 zeigt den Strahlengang im Kompressor exemplarisch für langwellige (rot) und kurzwellige (blau) Anteile, sowie für die Zentralwellenlänge (schwarz). Anders als bei normaler Dispersion verschiebt der Gitterkompressor kurzwellige Anteile zeitlich nach vorn und in Bezug dazu langwellige Anteile nach hinten. Wenn ein ultrakurzer Strahl durch ein Medium läuft und auf diese Art und Weise linear normal dispergiert wird, so kann er beim Durchlaufen einer derartigen Gitterpaaranordnung rekomprimiert werden. Aus

(Pre00) werden einige Zusammenhänge übernommen. Für die Dispersion, die das Gitterpaar verursacht, wird einen Zusammenhang für die spektrale Phase $\Delta\varphi(\omega)$ benötigt. Wenn die

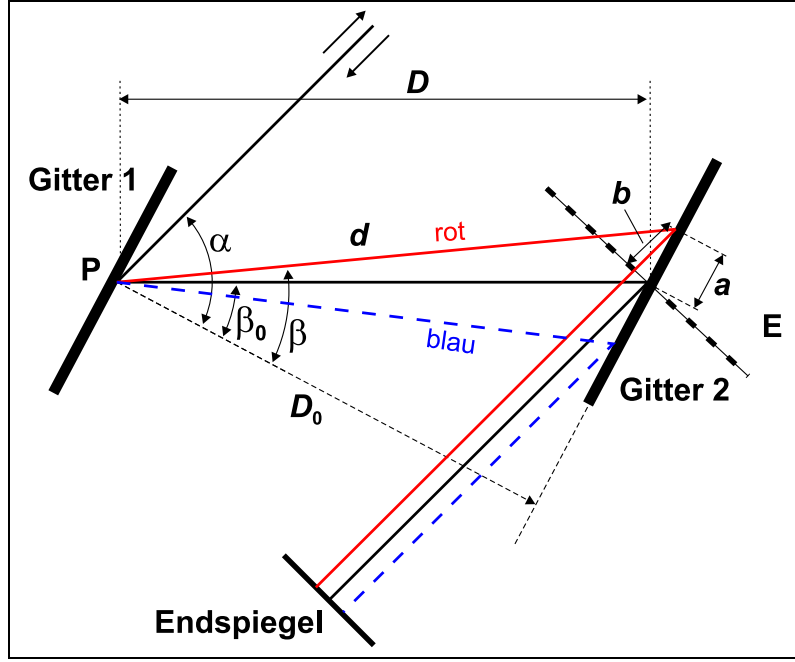


Abbildung 3.13: Prinzip des Gitterkompressors. (Pre00)

erste Beugungsordnung benutzt wird, ist die Gittergleichung mit

$$\sin \alpha + \sin \beta = N\lambda \quad (3.3)$$

gegeben. Daraus lässt sich geometrisch mit der Annahme, daß es am Gitter zu einem Phasensprung $\Delta\varphi = -2\pi aN$ kommt, die Phasenzunahme $\varphi(\lambda)$ zwischen Punkt **P** und **E** berechnen. Dann erhält man insgesamt

$$\varphi(\omega) = \frac{\omega}{c_0} D \cos(\beta_0 - \beta(\omega)). \quad (3.4)$$

Die Dispersionskoeffizienten

$$D_m = \left(\frac{\partial^m}{\partial \omega^m} \varphi(\omega) \right)_{\omega=\omega_0} \quad (3.5)$$

ergeben sich mit

$$\frac{d\beta(\omega)}{d\omega} = -\frac{2\pi c_0 N}{\omega^2 \cos \beta} \quad (3.6)$$

zu

$$D_1 = \frac{2D}{c_0} \quad (3.7)$$

$$D_2 = -D_1 \frac{\lambda}{2\pi c_0} \left(\frac{\lambda N}{\cos \beta_0} \right)^2 \quad (3.8)$$

$$D_3 = -3D_2 \frac{\lambda}{2\pi c_0} \left(1 + \frac{\lambda N \sin \beta_0}{\cos^2 \beta_0} \right) \quad (3.9)$$

$$D_4 = 3D_2 \left(\frac{\lambda}{2\pi c_0} \right)^2 \cdot \left[4 \left(\frac{\lambda N \sin \beta_0}{\cos^2 \beta_0} \right)^2 + \left(\frac{\lambda N}{\cos^2 \beta_0} \right)^2 \right]. \quad (3.10)$$

Die Gruppengeschwindigkeitsdispersion D_2 wird negativ, es handelt sich also um anomale Dispersion. Es folgt eine Auflistung der Parameter des Systems nach (Ric05) in Ta-

belle 3.1. Damit ergibt sich für den Streckungsfaktor mit der fourierlimitierten Pulsdauer

Geometrische Parameter:	
Gitterliniendichte:	$N = 1480 \text{ mm}^{-1}$
Einfallswinkel:	$\alpha = 57.0^\circ$
Beugungswinkel (bei 800nm):	$\beta_{800 \text{ nm}} = 20.2^\circ$
Gitterabstand:	$D = 40 \text{ cm}$
senkrechter Gitterabstand:	$D_0 = 37.5 \text{ cm}$
Dispersionskomponenten (bei 800 nm):	
1. Ordnung:	$D_1 = +2.68 \cdot 10^6 \text{ fs}$
2. Ordnung:	$D_2 = -1.81 \cdot 10^6 \text{ fs}^2$
3. Ordnung:	$D_3 = +3.39 \cdot 10^6 \text{ fs}^3$
4. Ordnung:	$D_4 = -2.62 \cdot 10^6 \text{ fs}^4$

Tabelle 3.1: Parameter des Gitterpaarkompressors.

$\Delta t_{\text{FWHM}} = 10 \text{ fs}$ aus Gl. 2.25 (Abschnitt 2.1) zu $\xi \approx 56000$. Wenn der Puls dagegen (aus der iFFT des Spektrums) eine Halbwertsbreite von $\Delta t_{\text{FWHM}} = 12.26 \text{ fs}$ besitzt, ergibt sich ein Streckungsfaktor von $\xi \approx 46000$.

3.3.2 Strecker



Abbildung 3.14: Foto des Streckers.

In betrachteten System erfolgt die Streckung der Pulse auf der Grundlage normaler Dispersion vor der Verstärkung. Normale und anomale Dispersionsstrecken können aber auch bezüglich der Reihenfolge vertauscht werden, wie am LWS10 (engl.: *Light Wave Synthesizer*) in München (siehe (ITY⁺05)). Für die Streckung auf 50 ps wurde dort ein im vorgestellten Aufbau als Kompressor verwendetes Gitterpaar verwendet, das aufgrund der vor der Verstärkung kleinen Intensitäten aufgrund der nicht notwendigen Strahlaufweitung kleiner als im hier betrachteten System ausfallen durfte. Die Rekompprimierung erfolgt dort über normale Dispersion in Glasblöcken und abschließend durch sogenannte dispersive Spiegel. Hier ist allerdings eine Streckung über dispersive Materialien nicht möglich, da der Streckungsfaktor sehr groß ist. Die Dimensionen des Streckungsmaterials müßten im Meterbereich liegen, um Streckungsfaktoren in der Größenordnung von $\xi = 50000$ zu erreichen. Darum muß ein Gitterstrecker verwendet werden.

3.3.2.1 Prinzip und Laboraufbau

Abbildung 3.15 zeigt, daß ein Gitterstrecker invers zu einem Gitterkompressor aufgebaut sein muß. Unter der Annahme, daß der Gitterkompressor die Dispersion zweiter Ordnung $D_2^{\text{Kompressor}}$ erzeugt und daß die Gesamtdispersion neutral auf den Puls wirken soll, ist die Gruppengeschwindigkeitsdispersion $D_2^{\text{Strecker}} = -D_2^{\text{Kompressor}}$. Das vereinfacht die Analyse des Streckers, da die geometrischen Verhältnisse im Gitterstrecker relativ kompliziert werden (siehe Abschnitt 3.3.2.2).

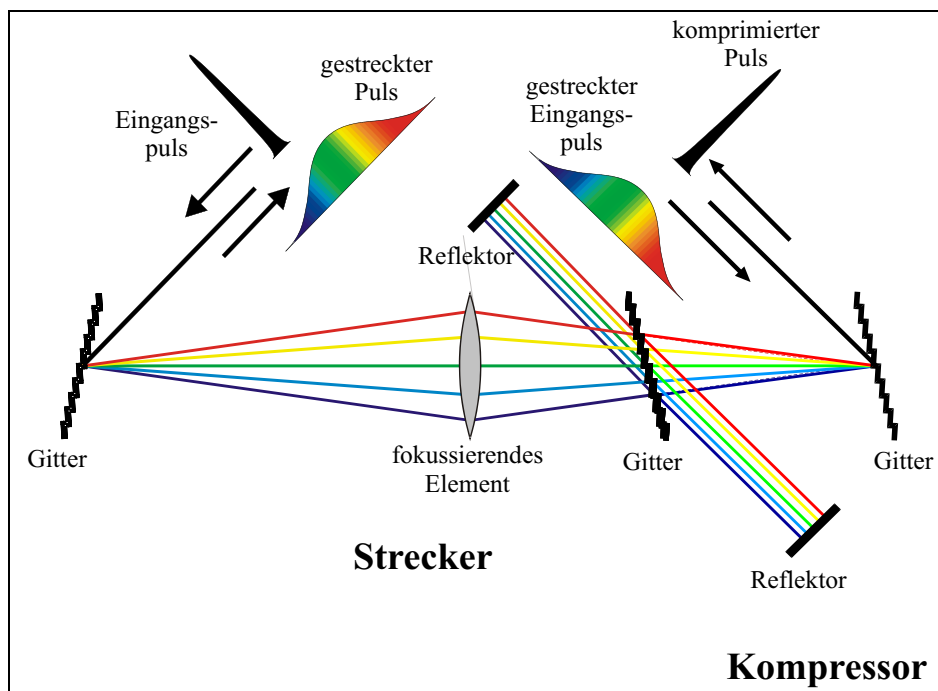


Abbildung 3.15: Dargestellt ist das Streckungs-Kompressions-Schema. Wenn man das Gitter in der Mitte entfernt, ist der Aufbau dispersionsfrei. (Pre00)

Ein System mit einer Linse im Strahlengang (siehe Abbildung 3.15) ist ein geometrisch einfaches System, welches mathematisch noch exakt beschrieben werden kann. Da das fokussierende Material selbst auch ein dispersives Material ist, sind die Brennweiten nicht für jede Wellenlänge gleich. Desweiteren hat eine Linse, unabhängig davon, wie gut sie korrigiert ist (Achromate oder Apochromate) immer sphärische Aberrationen, so daß das System in Abhängigkeit von der Dispersion des Materials und der f-Zahl chromatische Aberrationen aufweist, die nur schwer zu korrigieren sind. Deshalb wurde entschieden, einen Aufbau zu benutzen, in dem nur gekrümmte Spiegel als fokussierende Elemente verwendet werden. Ein Spiegelteleskopsystem, das besonders wenig Aberrationen aufweist, ist das sogenannte Öffner-Teleskop, und das Streckersystem wird folglich auch als Öffner-Strecker bezeichnet. Ein solches System wurde erstmals zur Pulsstreckung in (CRS⁺96) verwendet.

Der Strahlengang im Streckersystem ist in Abbildung 3.16 exemplarisch für die Randwellenlängen eingezeichnet. Der Strahl wird über dem Dachspiegel für vertikalen Versatz eingekoppelt und trifft dann auf das Gitter. Dort wird er spektral aufgefächert und trifft auf den Konkavspiegel, dessen Drehachse 5 cm tiefer als die Strahlhöhe ist. Deshalb wird der Strahl in der Vertikalen auf den Konvexspiegel fokussiert, es entsteht dort ein Brennstrich. Der Konvexspiegel lenkt den Strahl erneut auf den Konkavspiegel, so daß der Strahl schließlich den Teleskopaufbau in beiden Dimensionen kollimiert, aber räumlich spektral aufgespalten verläßt. Von einem Dachspiegel wird der Strahl höhenversetzt (ca. 1 cm) zurückreflektiert, und

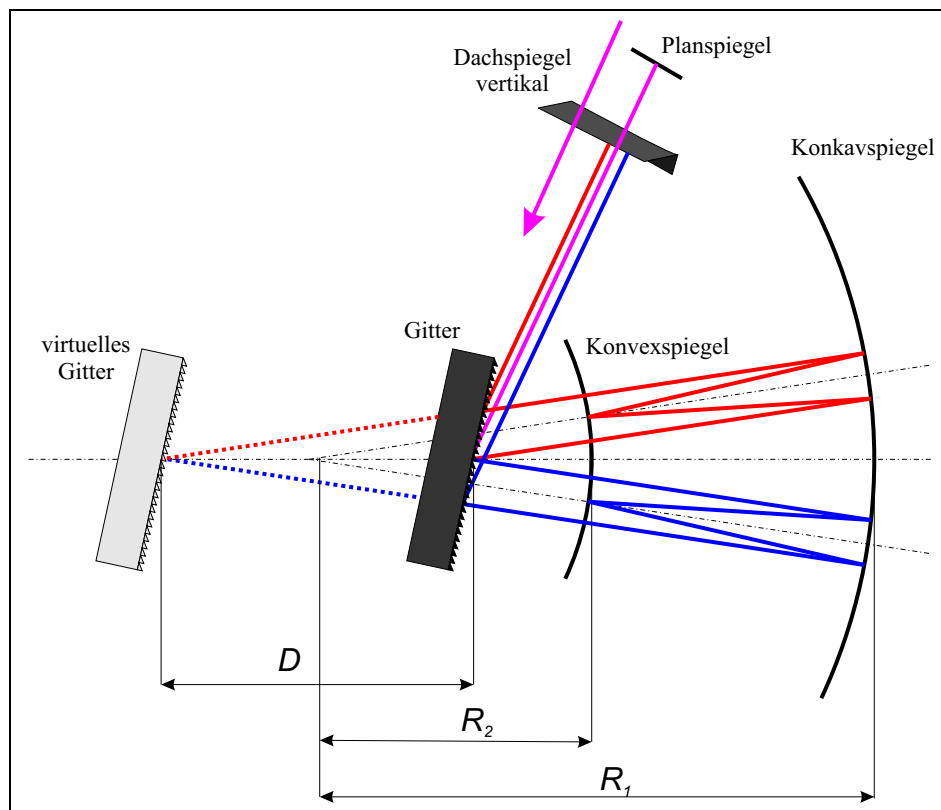


Abbildung 3.16: Der Strahlengang im Öffner-Strecker. Exemplarisch wurden die Randstrahlen eingezeichnet. Der Mittelpunkt der Spiegelradien liegt zwischen dem Gitter und dem virtuellen Gitter (inverse Anordnung zum Kompressor).

verläßt das Teleskop demzufolge auch höhenversetzt. Der Strahl ist nun nicht mehr spektral aufgespalten. Ursprünglich stand an dieser Stelle ein Dachspiegel, jedoch hat sich im Laufe der Optimierung des Öffner-Streckers gezeigt, daß es für die Aberrationen günstiger ist, einen Planspiegel einzusetzen. Der Laser durchläuft dasselbe System noch einmal und erhält dabei dieselbe Dispersion wie beim ersten Durchlauf.

In der Tabelle 3.2 werden die Parameter des Systems nach (Ric05) angegeben. Die Dispersionskomponenten werden bei Aberrationsfreiheit aufgrund der Symmetrie als genau invers zum Kompressor angenommen.

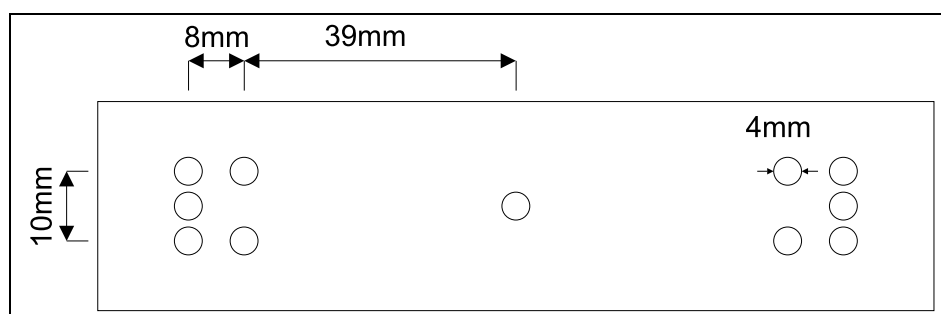


Abbildung 3.17: Konstruktionszeichnung für die Multilochblende zur Streckerjustage.

In groben Zügen kann die Justage, die genauer in (Krü06) erläutert wird, folgendermaßen zusammengefaßt werden. Zunächst wird die optische Achse definiert und mit dem Gitter genau auf die Spiegelmitte des Konvexspiegels ausgerichtet, so daß der Strahl genau in sich selbst

Geometrische Parameter:		
Gitterliniendichte:	N	$= 1480 \text{ mm}^{-1}$
Einfallswinkel:	α	$= 57.0^\circ$
Beugungswinkel (bei 800nm):	$\beta_{800 \text{ nm}}$	$= 20.2^\circ$
Radius Konvexspiegel:	R_x	$= 30 \text{ cm}$
Radius Konkavspiegel:	R_v	$= 60 \text{ cm}$
Höhe der optischen Achse:	H_{optA}	$= 30 \text{ cm}$
Höhe der Einfalls- und Ausfallsebene:	$H_{\text{e,a}}$	$= 37.5 \text{ cm}$
Vertikaler Versatz bzgl. opt. Achse:	V_{ver}	$= 47.5 \text{ mm}$
Vertikaler Versatz bzgl. opt. Achse:	V_{hor}	$= 4 \text{ mm}$
Strahldurchmesser:	R_{Strahl}	$= 4 \text{ mm}$

Tabelle 3.2: Parameter des Öffnerstreckers.

zurückreflektiert wird. In den Strahlengang vor dem Gitter werden zwei speziell angefertigte Justierblenden (siehe Abbildung 3.17) genau lotrecht eingebracht, deren Löcher den vertikalen Strahlversatz definieren. Wenn der erste Gesamtdurchlauf justiert ist, wird anstelle des in (Krü06) verwendeten Dachspiegels ein Planspiegel eingebracht und der Strahl exakt in sich zurückreflektiert. Der Wegfall des Dachspiegels führt auch dazu, daß die Löcher für den horizontalen Versatz nicht mehr notwendig sind. Der Einkopplungsspiegel wird horizontal leicht verkippt, so daß der Strahl, der die Anordnung verläßt, bequem durch einen Auskopplungsspiegel aufgefangen werden kann.

3.3.2.2 Gaußmatrizen des Strecker-Systems

Im folgenden Abschnitt wird der Strecker mithilfe der Gaußmatrizen in paraxialer Näherung untersucht, um dessen Aberrationen zu berechnen. Im System befinden sich zwei sphärische Spiegel. Diese bilden zusammen das Öffner-Teleskop mit einer einfachen Vergrößerung. Da große Winkel verwendet werden, gilt die paraxiale Näherung nicht, weshalb die Spiegelradien entsprechend transformiert werden müssen, nämlich in sagittaler Richtung $R_s = R \cos \theta/2$ und in transversaler Richtung $R_t = R/\cos \theta/2$. Damit ergeben sich die Gaußmatrizen für die Spiegel ($\mathbf{G}_V$ für den Konkavspiegel und $\mathbf{G}_X$ für den Konvexspiegel) zu

$$\mathbf{G}_{\text{trans}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R \cos \theta/2} & 1 \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

und

$$\mathbf{G}_{\text{sag}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2 \cos \theta/2}{R} & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.12)$$

Zwischen den Spiegeln liegt ein Abstand von d_T bzw. der Abstand $d'_T = d_T/\cos \theta = (R_V - R_X)/\cos \theta$ vor, wenn es darum geht, die durch den Winkel θ vergrößerte Strecke zu berücksichtigen. Der Abstand wird so gewählt, das die Radien der Kugelmittelpunkte zusammenfallen (siehe Abbildung 3.18). Es wird also

$$\mathbf{G}'_T = \begin{pmatrix} 1 & d'_T \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

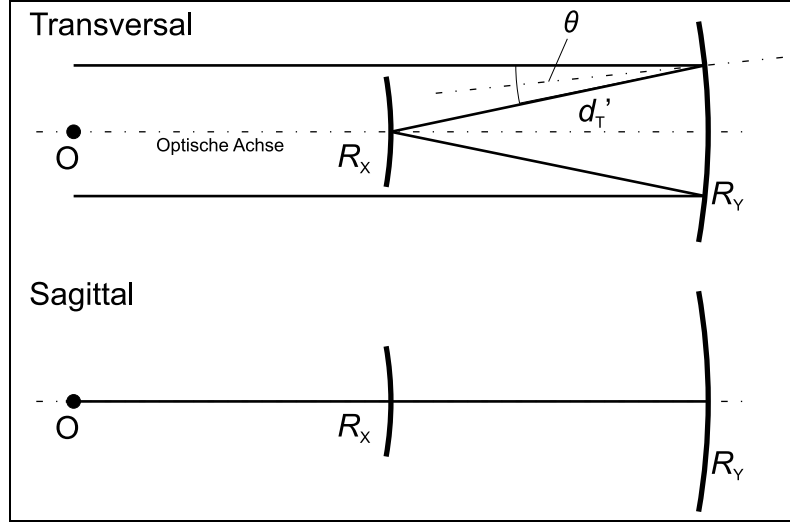


Abbildung 3.18: Strahlengang im Öffner-Teleskop.

bzw. mit dem veränderten Abstand d'_T dann die Gaußmatrix $\mathbf{G}'_T$ geschrieben. Die negative „Brekraft“ wird über $B_{x,\text{sag}} = 2 \cos(\theta)/R_x$ für den Konvex- und $B_{v,\text{sag}} = 2 \cos(\theta/2)/R_v$ für den Konkavspiegel im Fall der sagittalen Orientierung definiert. Für den Konvexspiegel muß aufgrund der Orientierung der volle Winkel θ herangezogen werden. Für die transversale Orientierung erfolgt die Berechnung analog. Die Systemmatrix für das Öffnerteleskop wird aus

$$\mathbf{G}_{\text{Teleskop}} = \mathbf{G}_V \mathbf{G}'_T \mathbf{G}_X \mathbf{G}'_T \mathbf{G}_V \quad (3.14)$$

gebildet. In Abbildung 3.18 werden der Strahlengang und die einzelnen Größen im Öffner-Teleskop anschaulich dargestellt. Zunächst aber noch einmal die Gaußmatrizen für die sagittale Orientierung:

$$\mathbf{G}_{T,\text{sag}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2 \cos(\theta/2)}{R_V} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d'_T \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2 \cos(\theta)}{R_X} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d'_T \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2 \cos(\theta/2)}{R_V} & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.15)$$

Aus diesen Matrizen ergibt sich dann die Gaußmatrix

$$\mathbf{G}_{T,\text{sag}} = \begin{pmatrix} -1 & -\frac{2}{R_X}(2t^2 - t - 1) \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (3.16)$$

wenn der Abstand so gewählt wird, daß die Brechkraft des Gesamtsystems gerade verschwindet und für die Radien $R_V = 2R_X$ gilt, also

$$d'_T = \frac{R_X}{\cos(\theta)} \quad (3.17)$$

ist. Für eine einfachere Schreibweise wurde $\cos(\theta/2)$ durch t ersetzt. Das Teleskop hat die Brennweite $f = \infty$ und eine in nullter Näherung verschwindende Winkelvergrößerung. Das Bild wird invertiert. Um einen etwas einfacheren Ausdruck zu erhalten, werden die Ausdrücke der Matrix über eine Taylorentwicklung genähert, so daß sich

$$\mathbf{G}_{T,\text{sag}} = \begin{pmatrix} -1 & \frac{3}{4} \frac{\theta^2}{R_X} \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

ergibt.

Für die Berechnung der transversalen Systemmatrix wird wiederum der oben definierte Abstand aus Gleichung 3.17 verwendet. Der sich ergebende Ausdruck läßt sich nach kleinen Winkeln θ nähern, so daß man

$$\mathbf{G}_{T,\text{trans}} = \begin{pmatrix} -1 & \frac{5}{4} \frac{\theta^2}{R_X} \\ 2\theta^2 R_X & -1 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

bekommt. Das heißt, daß es nicht nur eine nichtverschwindende Winkelvergrößerung, sondern zudem eine endliche Brennweite gibt. Dieser Fehler verhält sich in guter Näherung quadratisch mit dem Winkel θ . Die Wahl des Abstands zur Optimierung der Brennweite in sagittaler Orientierung ist rein willkürlich, man hätte sich auch für eine Optimierung der Transversalen entscheiden können.

Es handelt sich hier um den verhältnismäßig einfachen Fall der Behandlung der Aberrationen durch den versetzten Einfall in transversaler Richtung, der zu einer Änderung der effektiven Spiegelradien führt. Zusätzlich muß der Fall eines veränderlichen Einfallswinkels in sagittaler Orientierung betrachtet werden.

Ein Gitter spaltet einen Strahl in verschiedene Wellenlängen nach der Gittergleichung 3.3 aus Abschnitt 3.3.1 entsprechend $\beta = \arcsin(N\lambda - \sin \alpha)$ auf, wenn N die Gitterliniendichte, λ die Wellenlänge und α der Einfallswinkel ist. Dann gilt für kleine $N\lambda$ in erster Näherung die Linearisierung

$$\beta(\lambda) \approx \frac{N\lambda}{\cos \alpha} - \alpha. \quad (3.20)$$

Mit der Zentralwellenlänge λ_0 wird eine Referenzrichtung definiert, der ein Winkel von $\theta_{\text{sag},0} = 0^\circ$ zugewiesen wird. Dann läßt sich der sagittale Aufspaltungswinkel mit $\theta_{\text{sag}}(\lambda) = \beta(\lambda) - \beta(\lambda_0)$ berechnen.

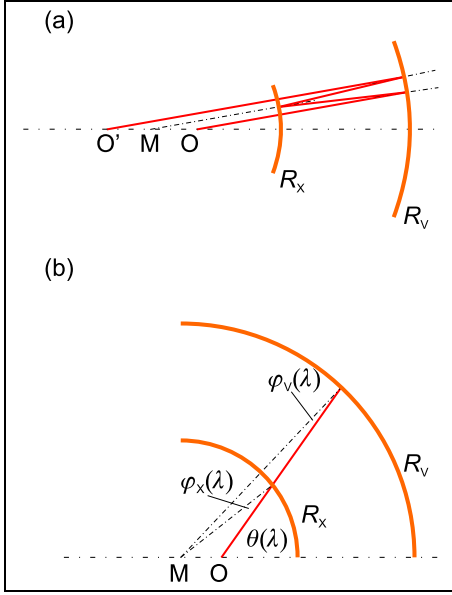


Abbildung 3.19: Strahlengang im Öffner-Teleskop, Ansicht von oben. (a): Genäherter Strahlenverlauf unter der Voraussetzung, daß $h = 0$. Die Optische Achse der Spiegel befindet sich also in der Einfallsebene. (b): Näherung für gleichen Hin- und Rückweg. θ ist normalerweise viel kleiner.

Wenn das Gitter in der Ebene des Krümmungskreismittpunktes steht, ändert sich der effektive Radius des Konkavspiegels nicht, und es ist möglich, mit den oben erhaltenen Matrizen weiterzurechnen. In diesem Fall würde man die kleinsten chromatischen Aberrationen erwarten. Für positive Dispersion ist es erforderlich, das Gitter aus dieser Ebene herauszubewegen und es im Abstand d vom Krümmungskreismittpunkt aufzustellen. Abbildung 3.19 zeigt die genäheren Verläufe der Strahlen in einer Ansicht von oben.

Mit der Näherung aus der unteren Bildhälfte von Abbildung 3.19 ergibt sich für die transversale Orientierung (in den vorherigen Betrachtungen sagittal) zunächst der optimale Abstand der Spiegel, also der Abstand, bei dem die Brechkraft des Gesamtsystems in transversaler Orientierung verschwindet, und zwar bei verschwindendem Einfallswinkel $\theta = 0$.

Mit den tatsächlichen Parametern des Systems, also $R_X = 30\text{cm}$, $R_V = 60\text{cm}$ und $d = 11\text{cm}$ ergibt sich ein effektiver optimaler Spiegelabstand von 32.2cm . Für die Gaußmatrix in transversaler Orientierung haben ist dann

$$\mathbf{G}_{\text{trans}} = \begin{pmatrix} -1 & -0.050\theta^2\text{m} \\ (0.352 + 0.113\theta^2)/\text{m} & -1 \end{pmatrix}, \quad (3.21)$$

und für die sagittale Orientierung ergibt sich

$$\mathbf{G}_{\text{sag}} = \begin{pmatrix} -0.971 - 0.023\theta^2 & (-0.100 + 0.058\theta^2)\text{m} \\ (0.572 - 0.110\theta^2)/\text{m} & -0.971 - 0.023\theta^2 \end{pmatrix}. \quad (3.22)$$

Sowohl horizontal als auch vertikal entstehen erhebliche Aberrationen, die in beiden Fällen vom Quadrat des Winkels des einfallenden Strahles abhängen.

Nun werden die effektiven Spiegelradien in erster Näherung multiplikativ zusammengesetzt. Mit der Höhe h , um welche der Strahl in y -Richtung von der optische Achse versetzt werden soll erhält man schließlich den Winkel, der sich über $\theta_{\text{vertikal}} = \arctan(h/R_X) = 0.165\text{rad}$ ergibt. Damit kann auch der neue effektive Spiegelabstand für eine Optimierung in der horizontalen Orientierung mit $x = 28.3\text{cm}$ erhalten werden.

Im Gesamtsystem tauchen einige Elemente mehrfach auf. Darum ist es sinnvoll, einzelne Baugruppen zu Modulen zusammenzufassen. Das System setzt sich aus einem Gitter $\mathbf{G}$, dem Teleskop $\mathbf{T}$, diversen Abständen $\mathbf{D}_x$, zwei Dachspiegeln $\mathbf{R}_x$ und der Propagationslänge $\mathbf{Z}$ nach dem Streckersystem zusammen. Die Baugruppe Gitter-Teleskop wird als

$$\mathbf{G}' = \mathbf{G}\mathbf{D}_{\text{GT}}\mathbf{T}\mathbf{D}_{\text{GT}}\mathbf{G}^{-1} \quad (3.23)$$

und die beiden Matrizen für die Dachspiegelgruppen als

$$\mathbf{U}_x = \mathbf{D}_{\text{GRx}}\mathbf{D}_x\mathbf{D}_{\text{GRx}} \quad (3.24)$$

definiert. Dann bekommt man für die Gaußmatrix des Gesamtsystems

$$\mathbf{G}_{\text{Gesamtsystem}} = \mathbf{G}'\mathbf{U}_1\mathbf{G}'^{-1}\mathbf{U}_2\mathbf{G}'\mathbf{U}_1\mathbf{G}'^{-1}\mathbf{Z}. \quad (3.25)$$

Aufgrund der Komplexität wird die Berechnung an dieser Stelle abgebrochen. Es konnte gezeigt werden, daß das Teleskop nicht völlig aberrationsfrei ist. Es ergeben sich für die sagittale und die transversale Orientierung unterschiedliche Gaußmatrizen, das System zeigt ausgeprägten Astigmatismus. Beide Matrizen weisen eine quadratische Abhängigkeit vom Winkel auf, der linear mit der Farbaufspaltung geht. Wenn der Strahlengang nicht absolut symmetrisch durch das System zurückgeführt wird, werden die Aberrationen nicht vollständig aufgehoben, weil sich die Matrizen für den Rücklauf dann nicht invers zu denen für den inzidenten Strahl verhalten. Demzufolge verbleibt im System Astigmatismus und quadratischer Winkelchirp, wenn eine horizontale Dachspiegelkonfiguration verwendet wird.

3.3.3 Messung der chromatischen Aberrationen - Bestimmung der Winkeldispersion

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß der Öffnerstrecker quadratische chromatische Aberrationen haben wird und welcher Gestalt sie sind. Durch Messung konnten diese Aberrationen quantitativ bestimmt werden. Experimentell wurde dabei eine überraschende Lösung gefunden, um die Aberrationen sehr klein zu halten. Ein Raytracingprogramm¹ simuliert dann den genauen Strahlengang im Teleskop und berechnet die Winkeldispersion des Systems in der alten Konfiguration. Abschließend wird eine Möglichkeit zur aktiven Korrektur der verbleibenden Aberrationen angeboten.

Um die Winkeldispersion zu messen, die in erster Linie durch Nichtparallelität der Gitter im Gitterpaarkompressor entsteht, wurde ein SRI (Abschnitt 2.4.2.3) verwendet. In Abbildung 3.20 sind die Hyperbeln zu sehen, die nach Gleichung 2.86 durch Winkeldispersion entstehen. Mithilfe der visuellen Beurteilung dieser Interferenzbilder kann die Winkeldispersion qualitativ beurteilt werden.

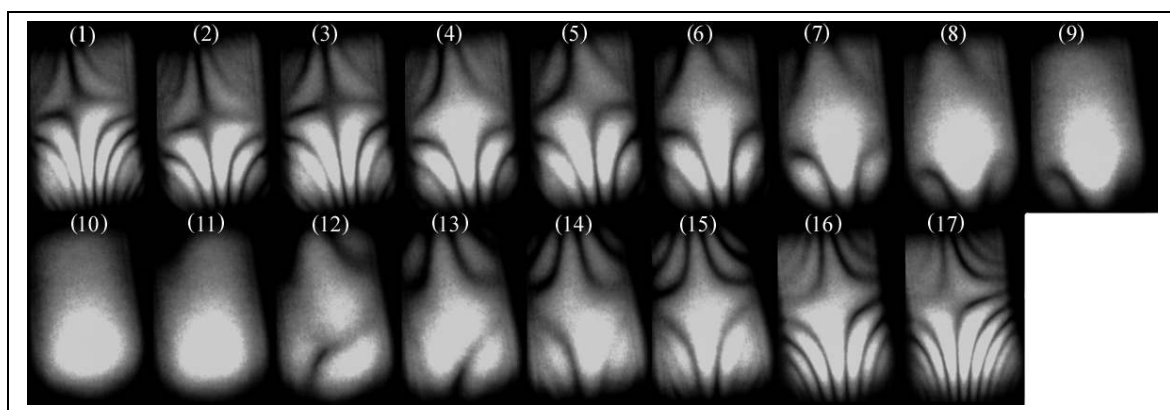


Abbildung 3.20: Meßserie der Verkippung eines Kompressorgitters um eine senkrechte Achse. Bei Messung 10 scheint die Winkeldispersion zu verschwinden, die Gitter stehen dort parallel. (Sch05)

Parallel dazu wurden Interferenzbilder mit vielen Streifen quantitativ ausgewertet. Mit Hilfe des Programms IDEA (*engl.: Interferometrical Data Evaluation Algorithms*) wurde der Auswertalgorithmus aus Abschnitt 2.4.2.3 durchgeführt. Dafür wurde ein spezielles Programm

¹Dieses Programm wurde von Prof. Dr. Georg Pretzler, dem Doktorvater des Autors, entwickelt. Mithilfe dieses Programmes wurde der Strahlengang im Gitterstrecker berechnet.

verwendet (HR99). Das Ergebnis ist in Abbildung 3.21 zu sehen. Offenbar stimmen die Resultate der quantitativen und qualitativen Auswertung gut überein. Es zeigt sich, daß die Winkeldispersion in x -Richtung bezüglich der Gitter empfindlich von der Parallelität der Gitter abhängt.

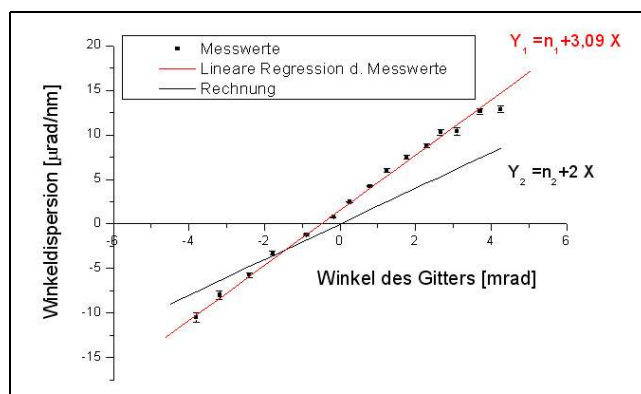


Abbildung 3.21: Quantitative und qualitative Messungen im Vergleich: Meßwert 10 ist bei beiden Messungen derjenige, bei welchem der geringste Betrag der Winkeldispersion gemessen wurde. Zusätzlich wurden die Ergebnisse gefittet und mit dem erwarteten Verlauf bei Gitterdrehung verglichen. (Sch05)

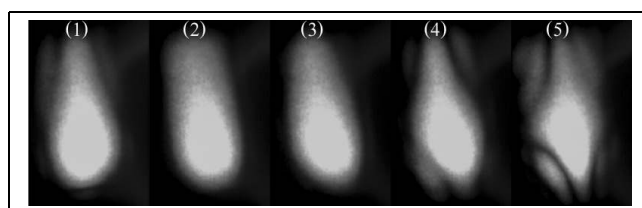


Abbildung 3.22: Die qualitative Messung der Verkipfung um eine horizontale Achse. Es sind kaum Interferenzstrukturen zu sehen. (Sch05)

Das Gitter wurde auch um eine horizontale Achse verkippt. Dabei wurde festgestellt, daß sich die Winkeldispersion kaum ändert, so daß die Gitter bezüglich einer vertikalen Verkipfung nur grob justiert werden müssen (siehe Abbildung 3.22). Der Grund dafür ist die Verwendung eines Dachspiegels, der die Strahlen unabhängig vom Auftreffwinkel in dieselbe vertikale Richtung zurückreflektiert. Damit bekommen die Strahlen denselben Betrag der Winkeldispersion von den Gittern, allerdings mit negativem Vorzeichen. Die Winkeldispersionen heben sich auf.

Das bereits erwähnte Raytracingprogramm simuliert den Strahlengang im Gitterstrecker und berechnet den Verlauf für viele verschiedene Wellenlängen. Es ist möglich, eine sogenannte „Cross-Section“, also einen Strahlquerschnitt zu erhalten. Wählt man einen dünnen Strahl, kann man aus den Winkeln der einzelnen Farben, die in eine Textdatei exportiert werden, die Winkeldispersion bestimmen (siehe Abb. 3.24(a)). Man sieht deutlich den quadratischen Verlauf des Winkelchirps.

Der so entstandene Winkelchirp läßt sich mit einem winkelauflösendem Spektrographen aus Abschn. 2.4.2.1 messen. Dies wurde in der Diplomarbeit von (Krü06) durchgeführt, in der unter anderem experimentell gezeigt wurde, daß der Winkelchirp von der Drehung des Gitters im Strecker um eine senkrechte Achse abhängig ist.

Diese Meßmethode ist nur für eine schnelle Optimierung vor Ort geeignet, wenn der quadratische Winkelchirp zu groß ist. Will man genaueres über den Verlauf der Winkeldispersion erfahren, muß man wie für den Gitterkompressor eine detaillierte Auswertung eines Interfe-

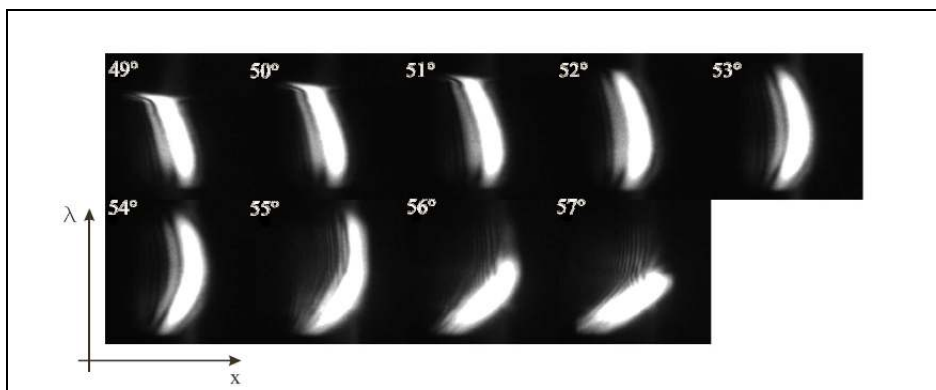


Abbildung 3.23: Aufnahmen mit einem winkelauflösenden Spektrographen bei Drehung des Streckergitters um eine vertikale Achse. Es ist deutlich zu sehen, wie der Winkel quadratisch in Abhängigkeit von der Wellenlänge abweicht. Der Scheitelpunkt wandert mit dem Drehwinkel in Wellenlängenrichtung. (Krü06)

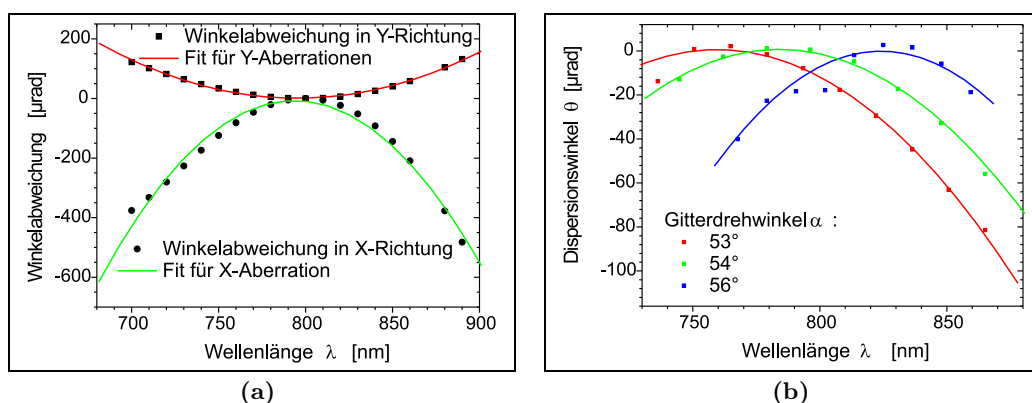


Abbildung 3.24: (a) Berechnete Winkelabweichung in x - und y -Richtung. Die Winkelabweichung ist quadratisch. (b) SRI-Multifringe-Auswertungen bei Drehung des Streckergitters um eine vertikale Achse. Es ist deutlich zu sehen, wie der Winkel quadratisch in Abhängigkeit von der Wellenlänge abweicht. Der Scheitelpunkt wandert auch hier mit dem Drehwinkel in Wellenlängenrichtung. Die Abweichungen von Programm und Messungen sind durch abweichende Parameter im Programm sowie Änderung des Winkeldispersion durch ein Vergrößerungsteleskop im Strahlengang (5:1) zu erklären.

renzbildes mit vielen Streifen durchführen. Dann erhält man die Zusammenhänge aus Abbildung 3.24(b).

Wie man in den Abbildungen 3.23 und 3.24(b) erkennen kann, wandert der Scheitelpunkt der erhaltenen Parabeln mit dem Drehwinkel des Streckergitters. All diese Messungen wurden noch mit einem Dachspiegel für den Strahlversatz in horizontaler Richtung durchgeführt. Intuitiv würde der Dachspiegel Aberrationen ähnlich wie im Aufbau des Kompressors beseitigen. Der Dachspiegel in vertikaler Richtung erfüllt offenbar seinen Zweck, denn es ist keine Winkeldispersion zu erkennen. In horizontaler Richtung ist dies jedoch nicht der Fall. Wenn man den Dachspiegel durch einen Planspiegel ersetzt, werden die Aberrationen deutlich kleiner.

In Abbildung 3.25 erkennt man, was sich beim Ersatz des Dachspiegels durch einen Planspiegel geändert hat. Die quadratischen Abweichungen verschwinden, es bleiben nur kubische Anteile übrig. Die Aberrationen sind deutlich kleiner geworden.

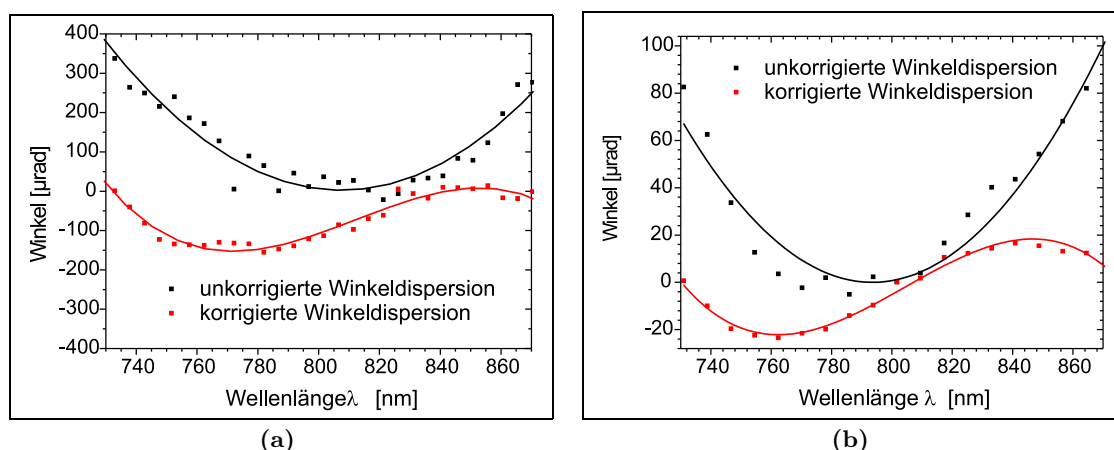


Abbildung 3.25: Vergleich der Winkeldispersion (korrigiert und unkorrigiert) mit zwei Methoden. (a) Ermittelter Dispersionswinkel in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach Abzug der Verkipfung. (b) Die entsprechende SRI-Messung. Beide Diagramme zeigen qualitativ das gleiche Verhalten, allerdings stimmen die Größenordnungen der Messungen nicht überein. Die Diskrepanz kommt durch Vergrößerung der Winkeldispersion durch ein 5:1-Schiefspieglerteleskop im Strahlengang zustande.

3.3.4 Korrektur der Winkeldispersion

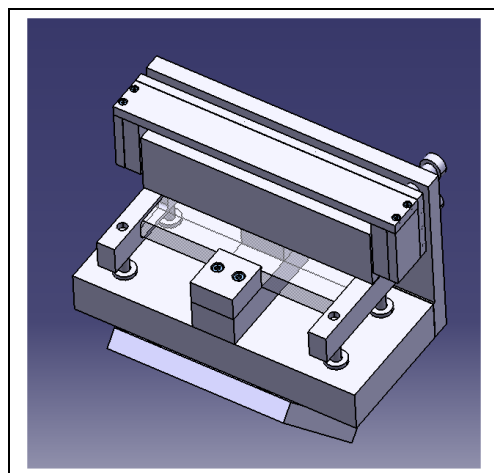


Abbildung 3.26: Apparatur zur Deformation eines Spiegels, um Winkeldispersion bis zur 3. Ordnung zu korrigieren. Der zu deformierende Spiegel liegt unten auf und lässt sich über vier Stellschrauben verspannen. Erklärung siehe Text.

der Mitte liegt der Spiegel auf einer quadratischen Platte auf und wird oben durch vier kleine Kanten angedrückt. Dadurch wird eine bezüglich der Verspannung neutrale Fläche definiert. An den Rändern wird der Spiegel über Stellschrauben nach oben gezogen oder nach unten gedrückt. Damit lassen sich sogar Scherverspannungen erreichen, der Spiegel kann sowohl in x - als auch in y -Richtung deformiert werden.

Für die Korrektur des Winkelchirps wurde ein Gerät entwickelt, mit dem sich ein spektral aufgespaltener Strahl bezüglich der Winkel der einzelnen Wellenlängen korrigieren lässt. Dabei wird ein Spiegel so verspannt, daß die lokale Reflexion so eingestellt werden kann, daß Farbfehler ausgeglichen werden. So werden die Phasenfronten der verschiedenen Wellenlängenanteile parallelisiert. Die Verspannung wurde mit Hilfe eines Michelson-Interferometers (Apertur 4"), das im Laufe der Promotion entwickelt wurde, vermessen. Das Interferogramm sowie die daraus gewonnene Verformung sind in Abbildung 3.28 zu sehen. Man sieht, daß man mit dem Deformationsspiegel die gewünschte kubische Deformation erreichen kann, was nach Abschnitt 3.3.4.1 zu einer quadratischen Ortsabhängigkeit des Reflexionswinkels führt.

Der Grund für die Möglichkeit einer kubischen Verspannung liegt in der Konstruktion des Gerätes, wie man in Abbildung 3.26 erkennen kann. In

Die Apparatur wurde so konzipiert, daß sie mit einem weiteren Planspiegel den Dachspiegel für den vertikalen Strahlversatz im Streckersystem ersetzen sollte, ist also selbst in Form eines Dachspiegels aufgebaut. Beim Einbau und dem Versuch der Optimierung hat sich dann das oben beschriebene Phänomen gezeigt, die Winkeldispersion wurde stark verkleinert. Es wurde entschieden, daß die nunmehr vorhandenen Aberrationen vertretbar sind und der Deformator nicht eingesetzt werden soll.

Man könnte sich aber vorstellen, ihn in einen Nullstrecker (ein Spiegelstrecker mit dem Fokus des Spiegels auf dem Gitter hat keine Dispersion) einzubauen, wie er in (APPM01) und (ZMB⁺99) verwendet wird. Ein Aufbau könnte zum Beispiel wie in Abbildung 3.27 aussehen. Ein entscheidender Vorteil dieses Aufbaus wäre, daß er nicht nur die Winkeldispersion korrigieren würde, sondern auch aufgrund der unterschiedlichen optischen Weglängen die spektrale Dispersion höherer Ordnung. Der Aufbau eines solchen Gerätes könnte Thema einer weiteren Diplomarbeit sein. Von großem Interesse ist auch die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Winkel- und spektraler Dispersion in dispersiven Apparaturen.

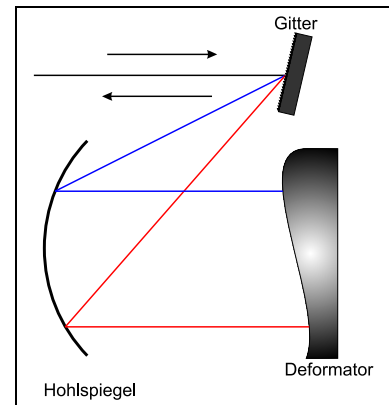


Abbildung 3.27: Korrektur der Winkeldispersion bei gleichzeitiger Korrektur der Dispersion höherer Ordnung, die vom Gitterstrecker erzeugt wird.

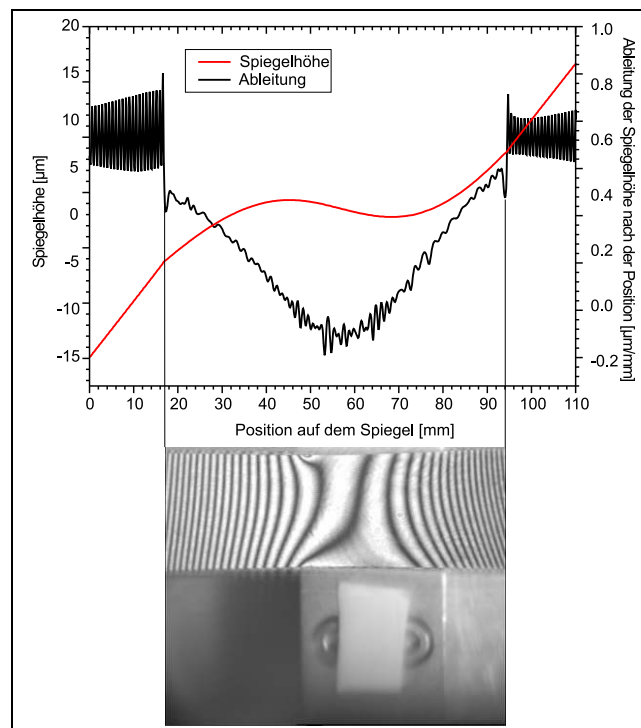


Abbildung 3.28: Interferogramm des Deformatorspiegels bei entsprechender Verspannung. (Krü06)

3.3.4.1 Gekrümmter Spiegel

Es soll herausgearbeitet werden, wie die Spiegeloberfläche aus dem letzten Abschnitt zu deformieren ist, damit alle Wellenvektoren in die Ausbreitungsrichtung zeigen. Die Berechnung erfolgt auf der Grundlage der geometrischen Strahlenoptik, die Aberrationen müssen klein

sein. Die Oberfläche des Spiegels wird mit einer skalaren Funktion $f(x, y)$ definiert. Dann ist der Normalenvektor mit

$$\vec{n}_0 = \frac{\vec{n}}{|\vec{n}|} = \frac{\vec{r}_u \times \vec{r}_v}{|\vec{r}_u \times \vec{r}_v|} = \frac{(-\theta_x, -\theta_y, 1)}{\sqrt{\theta_x^2 + \theta_y^2 + 1}} \quad (3.26)$$

für $\theta_x = \partial f / \partial x$ gegeben (y -Ableitung analog). Der Lichtstrahl hingegen hat die Richtung

$$\vec{v} = \frac{(-v_x, -v_y, 1)}{\sqrt{v_x^2 + v_y^2 + 1}}. \quad (3.27)$$

v_x ist eine Abkürzung für die partielle Ableitung von φ nach x . Für y gilt das analog. Der Kosinus des eingeschlossenen Winkels α ergibt sich aus dem Skalarprodukt der beiden Vektoren $\vec{v}$ und $\vec{n}_0$, also $\cos \alpha = \vec{v} \circ \vec{n}_0$. Wenn $\vec{n}$ geschrieben wird, ist in Wirklichkeit der normierte Vektor $\vec{n}_0$ gemeint. Die Projektion des Vektors $\vec{v}$ auf den Vektor $\vec{n}$ ist dann $\vec{n}' = \vec{n} \cos \alpha$. Damit ergibt sich Aufgrund der Spiegelung des Vektors $\vec{v}$ an $\vec{n}$ der Differenzvektor zu

$$\vec{u} = 2(\vec{n}(\vec{n} \circ \vec{v}) - \vec{v}) \quad (3.28)$$

und damit die Transformationsvorschrift für die Spiegelung zu

$$\vec{v}' = \vec{v} + \vec{u} = 2\vec{n}(\vec{n} \circ \vec{v}) - \vec{v}. \quad (3.29)$$

Für den transformierten Richtungsvektor ergeben sich also drei Gleichungen:

$$v'_x = v_x - \frac{2\theta_x(v_x\theta_x + v_y\theta_y + 1)}{(\theta_x^2 + \theta_y^2 + 1)\sqrt{v_x^2 + v_y^2 + 1}} \quad (3.30)$$

$$v'_y = v_y - \frac{2\theta_y(v_x\theta_x + v_y\theta_y + 1)}{(\theta_x^2 + \theta_y^2 + 1)\sqrt{v_x^2 + v_y^2 + 1}} \quad (3.31)$$

$$v'_z = \frac{2(v_x\theta_x + v_y\theta_y + 1)}{(\theta_x^2 + \theta_y^2 + 1)\sqrt{v_x^2 + v_y^2 + 1}} - 1. \quad (3.32)$$

Die Forderung, daß nach der Reflexion die Aberrationen verschwinden sollen führt dazu, daß die x - und y -Komponenten des Vektors $\vec{v}'$ gleich null werden müssen, die z -Komponente kehrt ihr Vorzeichen um, so daß der gespiegelte Vektor $\vec{v}' = (0, 0, -1)$ sein soll. Dann erhält man aus den ersten beiden Gleichungen $\theta_x = v_x/2$ (y -Komponente analog). Dieses Ergebnis ist intuitiv klar, die Spiegeloberfläche muß doppelt so stark gekrümmt werden wie es die Richtungsvektoren der Aberrationen vorgeben.

Mit den Methoden der Lösung der sogenannten exakten Differentialgleichungen kann die notwendige Form des Spiegels über Integration berechnet werden. Wenn

$$\left. \frac{\partial \theta_x}{\partial x} \right|_{(x,y)=(x_0,y_0)} = \left. \frac{\partial \theta_y}{\partial y} \right|_{(x,y)=(x_0,y_0)} \quad (3.33)$$

gilt, ist das System integrierbar, das heißt, daß die Integrale

$$f(x, y) = \int_{x_0}^x dx' \theta_{x'}(x', y) = \frac{1}{2} \int_{x_0}^x dx' v'_{x'}(x', y) \quad (3.34)$$

und für y analog dieselben Funktionen $f(x, y)$ ergeben. Falls die Bedingung 3.33 nicht erfüllt ist, kann in vielen Fällen ein integrierender Faktor $\mu(x, y) \neq 0$ eingeführt werden, so daß

$$\left. \frac{\partial (\mu \theta_x)}{\partial x} \right|_{(x,y)=(x_0,y_0)} = \left. \frac{\partial (\mu \theta_y)}{\partial y} \right|_{(x,y)=(x_0,y_0)} \quad (3.35)$$

gilt. Die Lösungsfunktion ist dann genau gleich der ohne integrierenden Faktor.

3.3.4.2 Korrekturplatte

Die Korrektur kann aber auch mit einer entsprechend geschliffenen Korrekturplatte durchgeführt werden. Es müssen beide Flächen der Platte berücksichtigt werden. Die Transformation ist eine Drehung des Vektors $\vec{v}$ um einen von der Brechzahl und vom Einfallswinkel abhängigen Winkel um die lokale Plattennormale. Da diese Winkel aber sehr klein sein sollen, kann man das snelliussche Brechungsgesetz mit den Brechungswinkeln α und β bei einem Brechungsindex ν zunächst einfach als $\alpha/\beta = \nu$ schreiben. Dann ist der Drehwinkel $\delta = \alpha(1 - 1/\nu)$. Da die zweite Grenzfläche per Definition parallel der $x - y$ -Ebene verläuft (ungekrümmt), muß der transformierte Vektor v' schon nach der ersten Grenzschicht in z -Richtung verlaufen.

Eine Drehung um eine Achse $\vec{a}$ mit $|\vec{a}| = 1$ um den Winkel ϕ wird durch

$$\vec{d}_{\vec{a},\phi}(\vec{x}) = \cos \phi + (1 - \cos \phi) \vec{x} \vec{a} + \sin \phi \vec{a} \times \vec{x} \quad (3.36)$$

für kleine Winkel $\phi \ll 1$ definiert, also

$$\vec{d}_{\vec{a},\phi}(\vec{x}) = \vec{x} + \phi \vec{a} \times \vec{x}. \quad (3.37)$$

$\vec{a}$ ist dabei der normierte Vektor, der senkrecht auf den Vektoren $\vec{n}$ und $\vec{v}$ steht, also

$$\vec{a} = \frac{\vec{v} \times \vec{n}}{|\vec{v} \times \vec{n}|} = \frac{(v_y - \theta_y, \theta_x - v_x, \theta_x v_y - \theta_y v_x)}{\sqrt{(\theta_y - v_y)^2 + (\theta_x - v_x)^2 + (\theta_x v_y - \theta_y v_x)^2}}. \quad (3.38)$$

Dann ist der transformierte Vektor

$$\vec{v}' = \vec{v} + \delta \frac{(\vec{v} \times \vec{n})}{|\vec{v} \times \vec{n}|} \vec{v}. \quad (3.39)$$

Daraus erhält man

$$\vec{v}' = \vec{v} + \delta \frac{\vec{n} - (\vec{n} \circ \vec{v}) \vec{v}}{|\vec{v} \times \vec{n}|}. \quad (3.40)$$

Für den Betrag des Kreuzproduktes kann aufgrund der Kleinheit des Einfallswinkels

$$|\vec{v} \times \vec{n}| = |\vec{v}| |\vec{n}| \sin \alpha \approx \alpha \quad (3.41)$$

genähert werden und es ergibt sich mit der Definition für δ

$$\vec{v}' = \vec{v} + \left(1 + \frac{1}{\nu}\right) (\vec{n} - \vec{v}). \quad (3.42)$$

Wie im vorhergehenden Abschnitt wird wieder gefordert, daß die Aberrationen verschwinden.

Dann bekommt man die z -Komponente von $\vec{v}'$ mit $v'_z = 1$ und die Gleichungen

$$0 = v_x + (1 - 1/\nu)(v_x - \theta_x) \quad (3.43)$$

$$0 = v_y + (1 - 1/\nu)(v_y - \theta_y). \quad (3.44)$$

Es ergibt sich also letztendlich für die Winkel der Korrekturplattenoberfläche

$$\theta_x = v_x \frac{2\nu - 1}{\nu - 1} \quad (3.45)$$

und für die y -Komponente die analoge Formel. Um die Oberflächenform zu erhalten, wird genau wie in Abschnitt 3.3.4.1 verfahren.

3.4 Elektro- und akustooptische Komponenten

Um das gesamte Lasersystem steuern zu können, sind eine Reihe elektrischer, sowie elektro- und akustooptischer Komponenten erforderlich. So wurde bereits die Strahlstabilisierung mittels Piezoelementen und Vierquadranten-Photodioden angesprochen. Um die verstärkten Pulse untergrundfrei ausmessen zu können (wenn die Verstärkung noch nicht allzu hoch ist), benötigt man ein Pulsselektionsystem, das im Wesentlichen aus einer Pockelszelle und einem Polarisator besteht. Essentiell zur Steuerung aller zeitlichen Signale ist eine ausgefeilte Triggerlogik vonnöten.

3.4.1 Vierquadranten-Photodioden und Piezospiegel für die Strahlregelung

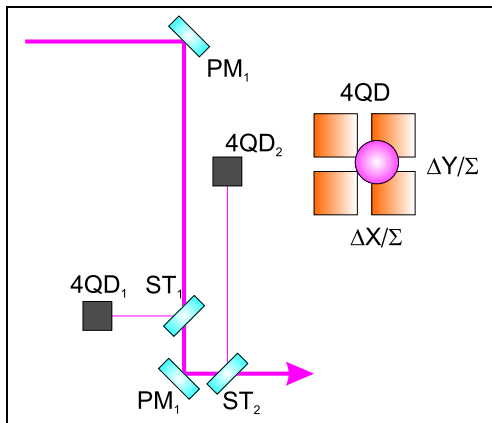


Abbildung 3.29: Prinzip der Strahlstabilisierung mit einer Kombination aus zwei Piezospiegeln und zwei Vierquadrantenphotodioden. Es ist weiterhin die Oberfläche der Vierquadrantenphotodiode dargestellt, mit der die normierten Differenzspannungen der einzelnen Bereiche detektiert werden.

Für das System, das am Institut entwickelt wurde, werden zwei Spiegel benötigt, die sich sowohl von Hand als auch über Piezoelemente der Firma Physical Instruments GmbH (PI), verstellen lassen. Es hat sich gezeigt, daß durch Einbau der Strahlstabilisierung die Drift von Strahlorientierung und -lage minimiert werden, so daß aufwendige Justagen entfallen. Sie kompensiert aber auch schnelle Schwankungen bis 100 Hz.

In Abbildung 3.29 ist das Schema eines Strahlstabilisierungssystems zu sehen. Der Strahl wird über einen Piezospiegel PM_1 reflektiert, und ein Teil wird über einen sogenannten Beamsampler ST_1 (eine einseitig antireflexbeschichtete Quarzscheibe) auf die Vierquadrantenphotodiode $4QD_1$ gelenkt. Dort erfolgt die Umwandlung der Position in normierte Differenzspannungen. Dies ist mit rein analogen Schaltungen möglich. $4QD_1$ ist genau an der Stelle positioniert (virtuell), wo auch der Piezospiegel PS_2 steht. Damit ist die erste Regelung für die Positionsregelung verantwortlich.

Ein zweiter Beamsampler ST_2 lenkt den Strahl durch eine Fokussierlinse auf $4QD_2$, um aus dem Unendlichen abzubilden. Damit ist das zweite $4QD$ -System winkelsensitiv und abhän-

gig von der Regelung des ersten Systems. Konvergenz des ersten Reglersystems führt zur Konvergenz des zweiten.

Die Differenzspannungen werden mit einem typischen PID-Regler über Einstellung der entsprechenden Spannungen der Piezospiegel kompensiert. Die Stärke der einzelnen Anteile kann über Potentiometer auf der Außenseite des Gerätes leicht eingestellt werden. Dabei regelt der Proportionalregler mit einer zur Regelabweichung negativ proportionalen Spannung dagegen. Wird ausschließlich ein Proportionalregler verwendet, verbleibt eine Regelabweichung. Diese wird erst durch einen Integralregler kompensiert. Mit einem Differentialregler lassen sich auch hochfrequente Komponenten, also schnelle Änderungen kompensieren. Der Differentialregler regelt der Ableitung der Regelabweichung entgegen. Eine genaue Anpassung der Regelparameter könnte in Zukunft noch eine Verbesserung der Stabilität bringen, zum Beispiel nach den Methoden von (ZN42) und (CHR52).

3.4.2 Pockelszelle

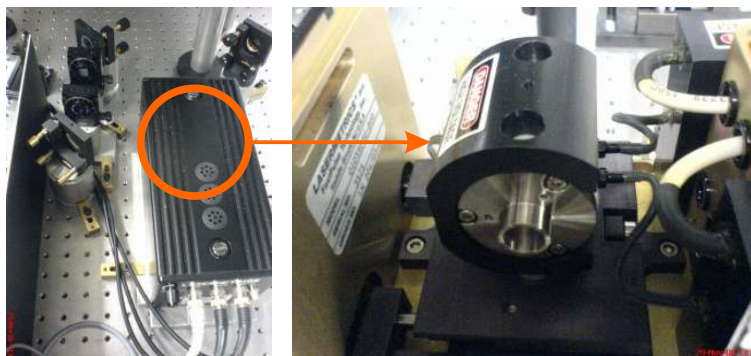


Abbildung 3.30: Links: Pockelszelle (FastPulse), $\lambda/2$ -Platte zur Polarisationsdrehung und Polarisator. Rechts: Blick in das Gerät. Die Pockelszelle mit den Hochspannungszuleitungen.

Mit der verwendeten Pockelszelle und einem zusätzlichen Polarisator ist es möglich, einzelne Pulse aus dem 80 MHz-Pulszug zu selektieren. Das Gerät benötigt zwei Triggerpulse mit TTL-Level, einen, der die Hochspannung anschaltet (einen ON-Puls) und einen, der es wieder abschaltet (den OFF-Puls). Mit einem Potentiometer kann die Hochspannung genau eingestellt werden. Es sind Auslöschungsverhältnisse von bis zu 2300 möglich. Die Anstiegszeit für den Aufbau der Spannung ist typischerweise kleiner als 5ns.

Die Funktionsweise beruht auf dem linearen elektrooptischen Effekt, auch Pockelseffekt genannt. Das verwendete Material der Pockelszelle ist ein nichtlinearer Kristall, DKDP, wobei das „D“ für „deuteriert“ steht. Das heißt, daß anstelle des Wasserstoffs Deuterium verwendet wird, was zu veränderten nichtlinearen Eigenschaften führt. Der Kristall ist mit einer Antireflexbeschichtung für Wellenlängen von (750-850) nm versehen.

Das Prinzip des Pockelseffektes wird in (Eic01) ausführlich behandelt. Licht wird entlang der optischen Achse eingestrahlt. In dieser Richtung liegt auch eine Spannung U_s an, was zu einem elektrischen Feld E_s führt. Bis jetzt sind noch beide Anteile der Polarisation des eingestrahlichten Lichtes in Phase. Jedoch ändert sich die elektrische Suszeptibilität und damit der Brechungsindex proportional zum angelegten elektrischen Feld E_s , und das führt zu einer Phasenverschiebung des außerordentlich polarisierten Lichtes bezüglich dem ordentlich polarisierten. Laut (Eic01) läßt sich diese Phasenverschiebung φ durch

$$\varphi = \frac{k d_{14}^{(0)} E_s z}{n^2} \quad (3.46)$$

ausdrücken. Dabei ist k der Wellenvektor des Lichtes, d_{14} die entsprechende Nichtlinearität von DKDP bei 0° , z die effektive Kristalllänge und n der Brechungsindex. Für unseren Fall ist eine Phasenverschiebung um 180° interessant, also $\varphi = \pi$. Bei dieser Phasenverschiebung nämlich wird die Polarisation um 90° gedreht. Wenn nach der Pockelszelle ein Polarisator aufgebaut wird, kann dieser je nach Orientierung entweder alle Pulse bis auf einen pro gewünschtem Zeitintervall durchlassen oder umgekehrt. Die für eine Drehung um 180° erforderliche Hochspannung kann man über

$$U_{\lambda/2} = \frac{n\lambda_0}{4d_{14}^{(0)}} \quad (3.47)$$

formulieren. Im Lasersystem beträgt die Halbwellenspannung für $\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ laut Herstellerspezifikationen $U_{\lambda/2} = 3.8 \text{ kV}$.

Eine Pockelszelle wird aber nicht nur zur Selektion von Einzelpulsen verwendet, sondern auch im Pumplaser als Gütemodulator. Ein extern eingespeister elektrischer Schaltimpuls sorgt dafür, daß sich die Pockelszelle in diesem System öffnet oder schließt. Darüber kann die Emission von Lichtpulsen in gütemodulierten Lasern präzise gesteuert werden.

3.4.3 Triggerlogik

Über die Triggerung werden alle zeitlichen Prozesse im System gesteuert. Dazu gehören zum Beispiel die Pockelszelle, der Dazzler, die Pumplaser (später wird noch ein weiterer Laser hinzukommen), die Ansteuerung des Oszilloskopes und des Spektrometers.

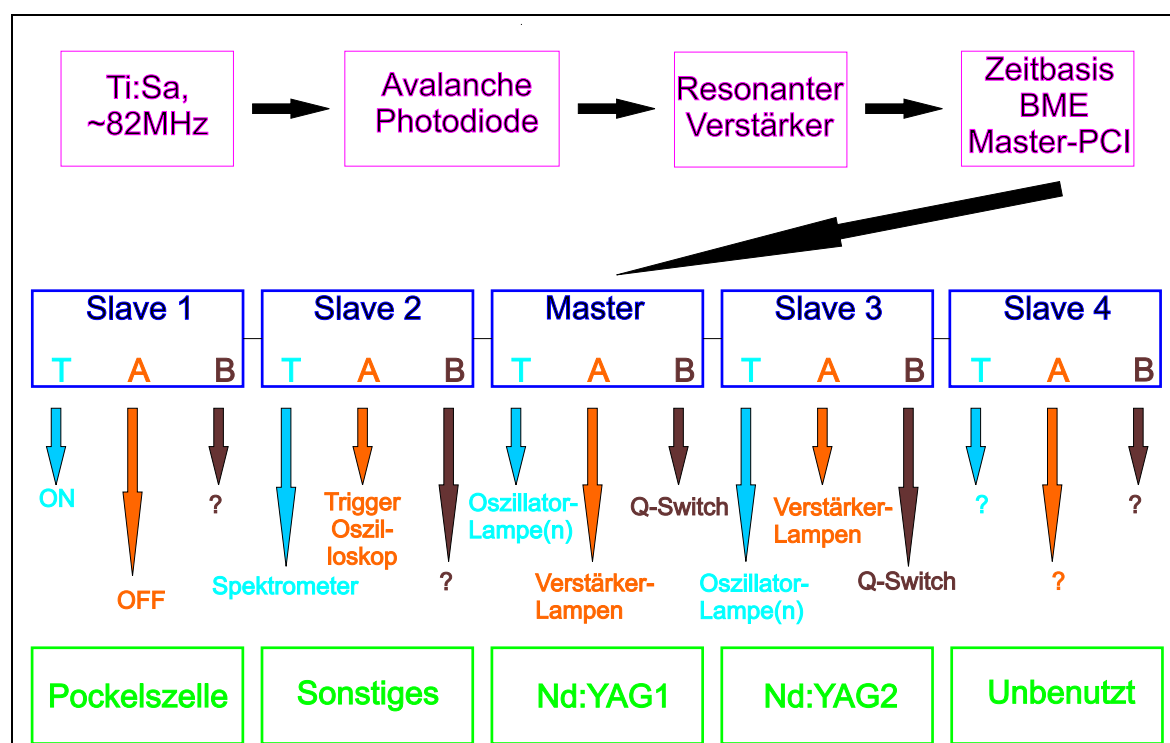


Abbildung 3.31: Triggerschema. Erklärung siehe Text.

In Abbildung 3.31 wird das Triggerschema des Systems gezeigt. Die Basis des Systems sind fünf Triggerkarten (Bergmann Meßgeräte Entwicklung KG). Eine der Triggerkarten ist der Master. Diese wird anstelle des sonst üblichen Schwingquarzes mit dem Titan-Saphir-Laser über einen resonanten Verstärker synchronisiert, der Pulszüge aus der Avalanche Photodiode

(siehe Abbildung 3.4 in Abschnitt 3.1) in ein sauberes Sinussignal der gleichen Frequenz umwandelt. Das Sinussignal ist die Referenz, das den Takt des Systems vorgibt. Wenn sich die Basis ändert, zum Beispiel die Resonatorlänge, dann ändert sich auch der Takt des Systems. Auch für große Verzögerungszeiten (bis zu ± 100 ms) können gute Genauigkeiten bis zu 35 ps (Timing-Jitter) erreicht werden.

Über eine mitgelieferte Software können alle fünf Triggerkarten separat angesteuert werden, d.h. den verschiedenen Kanälen (drei pro Karte) können verschiedene Delayzeiten und Puls-längen zugewiesen werden. Es werden dann Rechteckpulse mit (wahlweise) TTL-Level erzeugt, die die einzelnen Geräte im System ansteuern können. Slave 1 bedient die Pockelszelle, Slave 2 das Spektrometer und das Oszilloskop, der Master selbst steuert den ersten Nd:YAG-Laser, d.h. die Lampen für den Oszillator und den Verstärker sowie dessen Q-Switch. Mit Slave 3 wird der zukünftig in das System zu integrierende zweite Nd:YAG-Laser angesteuert werden. Slave 4 ist noch unbelegt. Fünf weitere freie Kanäle, die später genutzt werden können, um Geräte für den Experimentierbetrieb anzusteuern, sind mit einem Fragezeichen gekennzeichnet. Möglich ist auch der Einbau weiterer Triggerkarten.

3.5 OPCPA-Kette

Die OPCPA-Kette ist der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit. Sie besteht aus vier bis fünf BBO-Kristallen unterschiedlicher Länge. Die Kette wird in Abbildung 3.32 gezeigt. Bei den Verstärkerstufen besteht die Möglichkeit der Variation von drei wichtigen Parametern: Zum einen kann jeder Kristall in zwei Raumrichtungen parallel zur Tischebene bewegt werden. Damit kann der Kristall präzise in den Bereich des optimalen Überlapps von Pump- und Signalstrahl gefahren werden, zum anderen kann aber auch die Position der Strahlen auf dem Kristall festgelegt werden. Mit dem Winkelverstellstisch als Grundlage des Verstärkersockels werden die Kristalle so in die Strahlen gedreht, daß der für die Verstärkung optimale Phasenanpaßwinkel eingestellt werden kann. Im Inneren ist ein kugelgelagerter Zylinder angebracht, der nach außen hin über zwei Gewindebohrungen mit einem Meßarm verbunden werden kann. Damit wurde der Nichtkollinearitätswinkel zwischen den Strahlen eingestellt. Mehr dazu in Kapitel 4.

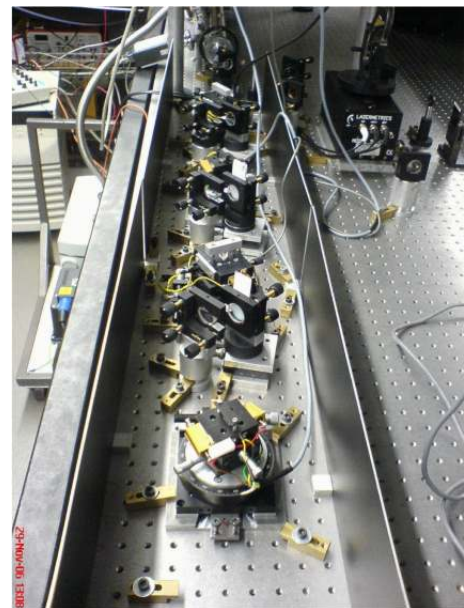


Abbildung 3.32: *Abbildung der aktuellen Verstärkerkonfiguration, die in Kapitel 4 untersucht wird.*

3.6 Titan-Saphir-Nachverstärker

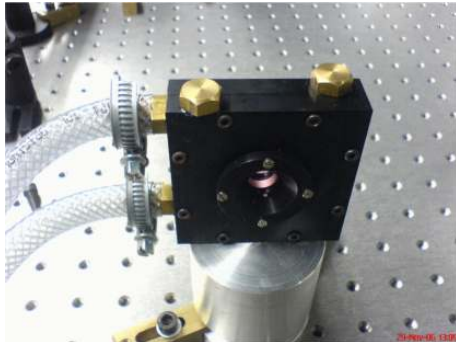


Abbildung 3.33: Foto des Titan-Saphir-Nachverstärkers.

Im Rahmen der Diplomarbeit (Sou06) wurde ein Titan-Saphir-Verstärker konzipiert, der dafür sorgt, den mit BBO-Kristallen vorverstärkten Laser nachzuverstärken. Anders als im BBO-Kristall, dessen Verstärkungsprinzip auf der optisch parametrischen Verstärkung beruht, wird durch die Einstrahlung des Nd:YAG-Laserlichtes bei 532 nm im Kristall durch Absorption und nichtstrahlende Übergänge eine Inversion auf ein metastabiles Niveau aufgebaut. Die Inversion kann dann entweder durch stimulierte oder spontane Emission abgebaut werden. Für stimulierte Emission werden die eingestrahlteten Photonen vervielfältigt. Spontane Emission führt zur sogenannten ASE (*Amplified Spontaneous Emission*), die den Laserpulsen einen nichtkomprimierbaren Untergrund verleiht.

Infolge der nichtstrahlenden Übergänge wird der Kristall stetig erwärmt und muß deshalb gekühlt werden. Um einen Laserprozeß quer zur Einstrahlrichtung zu vermeiden, wird der Kristall so in der Halterung gelagert, daß die Seitenflächen von einer Immersionsflüssigkeit umflossen sind, damit die Seitenflächen nicht reflektieren und so parasitäre Laserstrahlung erzeugen könnten, die Energie aus der Inversion abzieht oder schlechtestenfalls den Kristall zerstört. Die so transmittierte Strahlung wird von den Halterungswänden im Innern absorbiert. In Abbildung 3.33 ist die Kristallhalterung mit dem Verstärkerkristall zu sehen.

Es wurden Testmessungen durchgeführt, die gezeigt haben, daß es möglich ist, mit dem Verstärker um einen Faktor 1.8 (Sou06) zu verstärken, jedoch konnte diese Verstärkung aufgrund starker Schwankungen der räumlichen Strahlprofile (Abschnitt 3.2 und 4.4.4) nur lokal festgestellt werden. Um diese Inhomogenitäten zu beseitigen, müssen noch geeignete Kepler-Teleskope wie in Abschnitt 3.2 für den Pump- und den Signallaser konstruiert werden, bevor der Titan-Saphir-Kristall in das System integriert werden kann.

3.7 Gesamtsystem

Zusammenfassend wird der gesamte Aufbau des Lasersystems (Abbildung 3.34) in der aktuellen Konfiguration betrachtet. Die Strahlhöhe wird im System weitestgehend auf ca. 10 cm gehalten. Der Großteil des Systems ist auf einem $4 \times 1.5 \text{ m}^2$ großen Tisch (Melles Griot) untergebracht. Der Signallaser verläßt den Titan-Saphir-Lasertisch und wird über zwei Spiegel auf den Strecker gelenkt. Der Laser ist an dieser Stelle p-polarisiert. Nach Durchqueren des Streckers, wonach der Strahl nunmehr von ursprünglich ca. 16 fs zeitlicher Halbwertsbreite auf $\approx 500 \text{ ps}$ gestreckt worden ist, wird der Strahl mit einem Spiegel erneut abgegriffen und in Richtung Pump laser Nd:YAG reflektiert. Der Pump laser steht höhenversetzt auf einer Stahlplatte, so daß der Pump laserstrahl über ein Periskop auf das Tischniveau unter Drehung der Polarisation um 90° geleitet wird. Bezüglich einer horizontalen Reflexion auf Tischniveau ist der Pump laser nun p-polarisiert. Er geht durch ein Teleskop T_1 , in dem sein Querschnitt verkleinert wird. Alle Optiken, die vor dem Teleskop standen, wurden so positioniert, daß keiner der vier Rückfoki des Teleskops auf eine Optikoberfläche gelangt, um so Zerstörungen zu vermeiden.

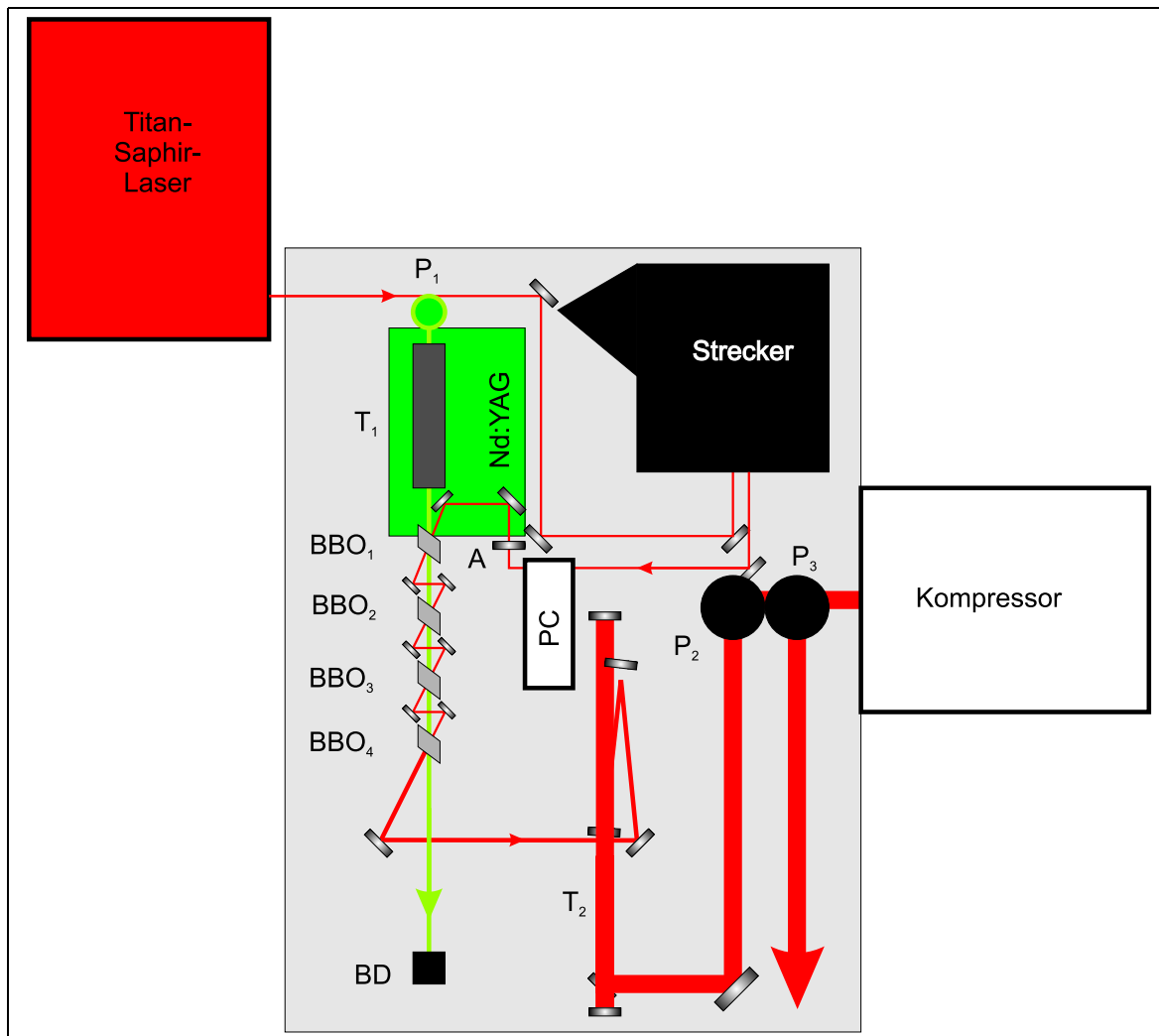


Abbildung 3.34: Schematische Darstellung des gesamten Systems (nicht maßstabsgerecht).

Der Titan-Saphir-Laserstrahl durchquert die Pockelszelle PC, eine $\lambda/2$ -Platte und einen Polarisator A, damit ein einzelner Puls selektiert werden kann. Im ersten BBO-Kristall BBO₁ werden beide Strahlen unter einem bestimmten Winkel eingestrahlt, so daß der Signalstrahl optisch parametrisch verstärkt wird. Dieser Prozeß wiederholt sich in BBO₂₋₄. Am Ende ist der Signalstrahl auf Millijoule-Level, darf also nicht mehr an Luft fokussiert werden. Deshalb wird er mithilfe eines Schiefspieglerteleskops T₂ um den Faktor 5 aufgeweitet. Der Pumpstrahl wird durch einen Strahlsumpf BD (Schaumstoff) geblockt.

In der Konfiguration des Schiefspieglerteleskops ist es notwendig, die Tischebene zu verlassen. Wenn die virtuellen Brennstriche der Einzeloptiken übereinstimmen, hat das Teleskop keinen Astigmatismus mehr. Um auf Kompressorbauhöhe zu kommen, geht der aufgeweitete und verstärkte Strahl nun durch ein weiteres Periskop P₂, welches die Polarisation um 90° dreht, damit die Beugungseffizienz der Gitter des Streckers optimal wird. Im Kompressor werden die Pulse komprimiert. Für eine Minimierung des B-Integrals muß später eine Evakuierung des gesamten Kompressors vorgenommen werden. Diese und die notwendigen Experimentierkammern sowie ein entsprechendes Periskopsystem für den Kompressor sind bereits in Planung. Es ist geplant, die Kompressorkammer mit einem Einzelschußautokorrelator (Abschn. 2.2.6) auszustatten, um die Pulsdauern in-situ bestimmen zu können.

Kapitel 4

N-OPCPA - Theorie, Simulationen und Messungen

Der Kern dieser Arbeit liegt in der Untersuchung der Differenzfrequenzerzeugung (*engl.: difference frequency generation*), kurz DFG und deren Nutzung als Verstärkungsprinzip. Im folgenden wird dieser Effekt in eine Reihe von nichtlinearen Erscheinungen eingeordnet und das Zustandekommen dieser genauer untersucht. Es werden Zusammenhänge der einzelnen Parameter der Verstärkung, wie zum Beispiel die Abhängigkeit von den Winkeln und der Intensitäten, gezeigt. Die Berechnung erfolgt analytisch, und die Lösungen wurden in ein selbstentwickeltes Programm integriert, das den Verstärkungsvorgang modelliert. Berechnungen und Rechnungen werden miteinander verglichen. Schließlich wird das Verhalten hintereinandergeschalteter Verstärkerstufen berechnet und optimiert.

4.1 Nichtlineare Effekte

Wechselwirkt Licht mit einem nichtlinearen Medium, so kommt es bei hohen Intensitäten zur Ausbildung von Nichtlinearitäten der elektrischen Polarisation. Dies führt zu einer Vielzahl von Effekten. Am bekanntesten ist die Erzeugung der höheren Harmonischen, zum Beispiel die Frequenzverdopplung, welche für ultrakurze Pulse mit einem breiten Spektrum nichts anderes als eine degenerierte Summenfrequenzmischung ist. Ein weiterer wichtiger Effekt zweiter Ordnung ist die Differenzfrequenzerzeugung, welche hier ausführlicher behandelt werden soll. Grundlegend für alle nichtlinearen Effekte (und somit auch der Differenzfrequenzbildung) ist die Nichtlinearität der elektrischen Suszeptibilitäten in optischen Medien. Für isotrope, lineare Medien ist die elektrische Suszeptibilität χ eine skalare Größe, und die elektrische Polarisation in einem Material läßt sich über die Formel

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (4.1)$$

ausdrücken. Die Polarisation ist eine Mittelwertbildung über alle mikroskopischen elektrischen (induzierten) Dipolmomente.

Für anisotrope Materialien bleibt die Linearität für kleine elektrische Felder in guter Näherung erhalten. Die elektrische Suszeptibilität muß allerdings mit einem Tensor zweiter Stufe beschrieben werden, also

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_{\text{lin}} \vec{E}. \quad (4.2)$$

Bei höheren Feldstärken treten nichtlineare Rückstellkräfte aufgrund des anharmonischen Potentials auf. Die Integration über alle induzierten Dipolmomente, also die Gesamtpolarisation

$\vec{P}$ wird durch das Produkt aus der feldstärkenabhängigen Suszeptibilität $\chi(\vec{E})$ und der elektrischen Feldstärke $\vec{E}$

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi(\vec{E}) \vec{E} \quad (4.3)$$

beschrieben. Die Suszeptibilität kann in eine Taylorreihe nach den elektrischen Feldstärken

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} \dots \right) \quad (4.4)$$

entwickelt werden, wobei die Produkte von $\vec{E}$ dyadisch sind. Im Fall sehr kleiner elektrischer Feldstärken ist die Kopplung demnach linear. Wird sie größer, ist mit einer Vielzahl von Effekten zu rechnen, die sowohl vom Lichtfeld selbst als auch von externen Feldern abhängen können. Tabelle 4.1 zeigt eine kleine Übersicht über die Effekte bis zur dritten Ordnung.

Effekt	Ordnung
Lineare Absorption-Emission und Brechung	1
Pockelseffekt	2
SHG, DFG (OPA und OPO), SFG	2
Quadratischer elektrooptischer Effekt (Kerreffekt)	3
THG	3
DFG und SFG dritter Ordnung	3
Allgemeine Vierwellenmischung	3
Kohärente Anti-Stokes-Raman-Streuung	3
Optischer Kerreffekt, stimulierte Raman- und Brillouinstreuung	3
Intensitätsabh. Brechungsindex, Selbstfokussierung, Selbstphasenmodulation	3
Entartete Vierwellenmischung	3
Zweiphotonenabsorption, -ionisation, -emission	3

Tabelle 4.1: Beispiele für nichtlineare Effekte.

Die Abkürzungen bedeuten dabei:

- SHG: Engl.: *Second Harmonic Generation* - Frequenzverdopplung
- DFG: Engl.: *Difference Frequency Generation* - Differenzfrequenzerzeugung
- SFG: Engl.: *Sum Frequency Generation* - Summenfrequenzerzeugung
- OPA: Engl.: *Optic Parametric Amplifier* - Optisch parametrischer Verstärker
- OPO: Engl.: *Optic Parametric Oscillator* - Optisch parametrischer Oszillator
- THG: Engl.: *Third Harmonic Generation* - Frequenzverdreifung

4.2 Differenzfrequenzerzeugung als Verstärkungsprinzip

4.2.1 Prinzip der Differenzfrequenzerzeugung

Unter Differenzfrequenzerzeugung versteht man die nichtlineare Kopplung zweier Frequenzen in einem nichtlinearen Medium, so daß eine Differenzfrequenz erzeugt wird. Aufgrund der Energieerhaltung gilt $\omega_p - \omega_s = \omega_i$. Dabei ist ω_p die Kreisfrequenz der sogenannten Pumpe P, ω_s und ω_i werden dem Signal S und dem sogenannten Idler I zugeordnet.

4.2.2 Optimierung der Phasenfehlanpassung

Für eine effektive Kopplung müssen auch die Differenzen der $\vec{k}$ -Vektoren nach demselben Schema übereinstimmen, im Idealfall gilt $\vec{k}_p - \vec{k}_s = \vec{k}_i$ (Impulserhaltungssatz). Die Impulse können jedoch nicht für alle Kreisfrequenzen auf alle drei Wellenvektoren verteilt werden, so daß eine Phasenfehlanpassung $\Delta\vec{k} = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i$ übrigbleibt. Der daraus resultierende Impuls $\hbar\Delta\vec{k}$ wird an das Kristallgitter abgegeben. Für eine effektive Konvertierung von der Pumpe in Signal und Idler muß die Phasenfehlanpassung möglichst klein gehalten werden.

In diesem Abschnitt wird eine Möglichkeit aufgezeigt, wie über die Wahl der Geometrie der Wellenvektoren $\vec{k}_x$ und der Kristallachse(n) in anisotropen Medien die Phasenfehlanpassung breitbandig minimiert werden kann. Die Wellenvektoren hängen mit der Lichtgeschwindigkeit über $\vec{k}_x = (\omega_x n_x / c_0) \hat{e}_x$ vom jeweiligen Brechungsindex n_x und der Kreisfrequenz ω_x ab. Im folgenden wird die sogenannte ooe-Konfiguration betrachtet, d.h. P ist außerordentlich, S und I sind ordentlich polarisiert.

Zunächst wird der kollineare Fall betrachtet. Hier zeigen die Wellenvektoren in dieselbe Richtung. Deshalb können alle Wellenvektoren als skalare Wellenzahlen ausgedrückt werden, die über

$$\Delta k = k_p - k_i - k_s \quad (4.5)$$

zur Phasenfehlanpassung führen. In Abbildung 4.1 findet sich eine Veranschaulichung der geometrischen Verhältnisse für diese Art der Phasenanpassung. Alle Wellenvektoren nehmen dieselbe Orientierung bezüglich der Kristallachse $\vec{z}$ ein. Der eingeschlossene Winkel wird als Phasenanpaßwinkel θ bezeichnet.

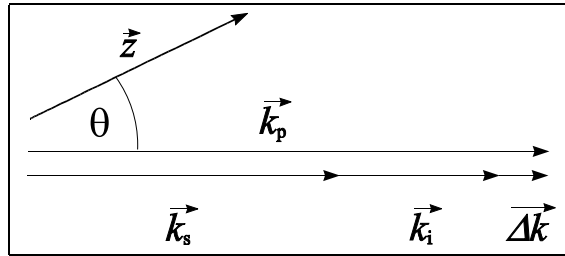


Abbildung 4.1: Konfiguration der Wellenvektoren in kollinearer Geometrie. Alle Vektoren zeigen in dieselbe Richtung.

Die Länge des Wellenvektors k_p hängt von seiner Richtung bezüglich der Kristallachse, also von θ ab. Er läßt sich so dehnen oder stauchen, so daß die Impulsbilanz für genau eine Wellenlängenkonfiguration stimmt. Die Phasenfehlanpassung verschwindet bei einem bestimmten Phasenanpaßwinkel θ_a . Der Nulldurchgang der Phasenfehlanpassung bezüglich ω_s ist für die meisten Kreisfrequenzkombinationen (ω_p, ω_s) relativ steil. Deshalb ist diese Art der DFG nur für schmalbandige Anwendungen geeignet.

Für breitbandige DFG werden Pumpe und Signal unter einem Nichtkollinearitätswinkel φ eingestrahlt. Die Wellenvektoren liegen nun nicht mehr auf einer Achse, sondern spannen zusammen mit der Kristallachse eine Ebene auf, wie in Abbildung 4.2 zu sehen ist. Da nunmehr die Richtungen der Vektoren eine Rolle spielen, läßt sich die Phasenfehlanpassung vektoriell über

$$\Delta\vec{k} = \vec{k}_p - \vec{k}_i - \vec{k}_s \quad (4.6)$$

formulieren. Betragsbildung und Anwendung des Kosinussatzes liefert dann für den vorzei-

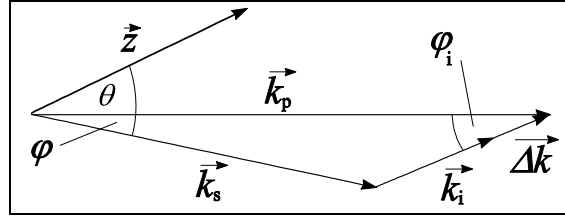


Abbildung 4.2: Konfiguration der Wellenvektoren in nichtkollinearer Geometrie.

chenbehafteten „Betrag“ der Phasenfehlanpassung

$$\Delta k = \sqrt{k_p^2 + k_s^2 - 2k_p k_s \cos \varphi} - k_i, \quad (4.7)$$

wenn die Vektoren $\vec{k}_p$ und $\vec{k}_s$ vorgegeben werden. Wir fordern, daß die Phasenfehlanpassung verschwindet und erhalten aus dieser Bedingung eine Gleichung für φ , nämlich

$$\varphi = \pm \arccos \frac{k_p^2 + k_s^2 - k_i^2}{2k_p k_s}. \quad (4.8)$$

Aus der Abhängigkeit des Wellenvektors $k_p = k_p(\theta)$ folgt die Abhängigkeit des Nichtkollinearitätswinkels φ von θ .

Es wird gefordert, daß die Phasenfehlanpassung für einen maximal großen Bereich der Signalwellenlängen bzw. -kreisfrequenzen nahezu verschwindet. Dafür wird die Phasenfehlanpassung $\Delta k = \Delta k(\theta, \varphi, \omega_s, \omega_p)$ partiell nach ω_s abgeleitet. Für die Zentralwellenlänge ω_s^0 soll dann für maximale Bandbreite

$$\left. \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \right|_{\omega_s = \omega_s^0} \stackrel{!}{=} 0 \quad (4.9)$$

gelten. Die eleganteste Möglichkeit bietet die Ableitung der Gleichung, aus der die Abhängigkeit für die Phasenfehlanpassung (Gl. 4.7) erhalten wurde, nämlich

$$(k_i + \Delta k)^2 = k_p^2 + k_s^2 - 2k_p k_s \cos \varphi. \quad (4.10)$$

Abgeleitet nach ω_s an der Stelle $\omega_s = \omega_s^0$ ergibt sich unter Berücksichtigung, daß sowohl die Phasenfehlanpassung als auch deren Ableitung verschwinden sollen

$$k_i f' = k_s - k_p \cos \varphi. \quad (4.11)$$

Dann folgt daraus die Gleichung 4.12

$$k_p^2 = k_s^2 + k_i^2 - 2k_s k_i f'. \quad (4.12)$$

Bei obigen Gleichungen ist darauf zu achten, daß man k_i nicht nach der Kreisfrequenz ω_i ableitet, sondern nach ω_s , weil man im Fall einer Ableitung nach ω_i ein falsches Vorzeichen erhält (Kettenregel). Abkürzend wird

$$f' = \frac{k_i'}{k_s'} = \frac{\partial k_i' / \partial \omega_s |_{\omega_s = \omega_s^0}}{\partial k_s' / \partial \omega_s |_{\omega_s = \omega_s^0}} \quad (4.13)$$

definiert. Aus der Identität von Gl 4.12 mit dem Kosinussatz erhält man $\sin(\varphi + \varphi_i) = f'$, so daß man mit der Näherung für kleine Nichtkollinearitätswinkel φ die spektrale Aufspaltung des Idlerwinkels $\varphi_i \approx f' - \varphi$ bekommt.

Nach (DGN97) ist die Winkelabhängigkeit des Brechungsindex, der auch in den Wellenvektor k_p einfließt, durch den Zusammenhang

$$n^e(\omega_p, \theta) = n_o(\omega_p) \cdot \sqrt{\frac{1 + \tan^2 \theta}{1 + (n_o(\omega_p)/n_e(\omega_p))^2 \tan^2 \theta}} \quad (4.14)$$

gegeben. Dann kann Gl. 4.12 nach θ aufgelöst werden und man erhält mit

$$\kappa = \frac{k_s^2 + k_i^2 - 2k_s k_i f'}{(k_p^0)^2} \quad (4.15)$$

und den Definitionen $k_p^0 = \omega_p n_o(\omega_p)/c_0$ und $v = (n_o(\omega_p)/n_e(\omega_p))^2$

$$\theta_{1,2} = \pm \arctan \sqrt{\frac{1 - \kappa}{v\kappa - 1}}. \quad (4.16)$$

Dabei sind beide Lösungen zulässig. Nach Einsetzen von Gl. 4.12 in Gl. 4.8 bekommt man eine Doppellösung für φ , bei der wiederum beide Werte zulässig sind, nämlich

$$\varphi_{1,2} = \pm \arccos \frac{k}{\sqrt{k^2 + k_i^2(1 - f'^2)}} \quad (4.17)$$

mit $k = k_s - f'k_i$. Mit den Formeln 4.16 und 4.17 können die optimalen Winkel berechnet werden.

4.3 Verstärkermaterialien

Der folgende Teil charakterisiert spezifische Eigenschaften von in Frage kommenden nichtlinearen Kristallen. Dazu gehören die Einordnung in die entsprechende Symmetriegruppe, die Dispersionsrelationen, die Bestimmung der effektiven Nichtlinearität und der Zerstörschwelle. Dann folgen Plots der Phasenfehlانpassung sowie der Ableitungen für die optimalen Parameter. Die Kristalldaten des nächsten Kapitels stammen aus (DGN97).

4.3.1 BBO (β -Ba₂B₂O₄ oder Beta-Bariumborat)

- Klassifizierung:
 - negativ uniaxialer Kristall $n_o > n_e$
 - Punktgruppe 3m
- Dispersionsrelationen
 - ordentlicher Strahl:

$$n_o^2(\lambda) = 1.7018379 + \frac{1.0357554 \mu\text{m}^{-2} \lambda^2}{\lambda^2 - 0.018003440 \mu\text{m}^2} + \frac{1.2479989 \mu\text{m}^{-2} \lambda^2}{\lambda^2 - 91 \mu\text{m}^2} \quad (4.18)$$

- außerordentlicher Strahl:

$$n_e^2(\lambda) = 1.5920433 + \frac{0.7816893 \mu\text{m}^{-2} \lambda^2}{\lambda^2 - 0.016067891 \mu\text{m}^2} + \frac{0.8403893 \mu\text{m}^{-2} \lambda^2}{\lambda^2 - 91 \mu\text{m}^2} \quad (4.19)$$

- effektiver Brechungsindex des außerordentlichen Strahles:

$$n^e(\lambda, \theta) = n_o(\lambda) \sqrt{\frac{1 + \tan^2 \theta}{1 + (n_o(\lambda)/n_e(\lambda) \tan \theta)^2}} \quad (4.20)$$

- Reduzierter $\chi^{(2)}$ -Tensor (d-Matrix):

$$\bar{d} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

- Effektive Nichtlinearitäten:

$$d_{\text{oe}} = d_{31} \sin \theta - d_{22} \cos \theta \sin 3\phi \quad (4.22)$$

mit $d_{22} = \pm 2.3 \text{ pm/V}$ und $d_{31} = \mp 0.16 \text{ pm/V}$

- Zerstörschwelle:

- 3.2 GW/cm^2 für 8 ns bei 532 nm
- 10 GW/cm^2 für 0.1 ns bei 1064 nm

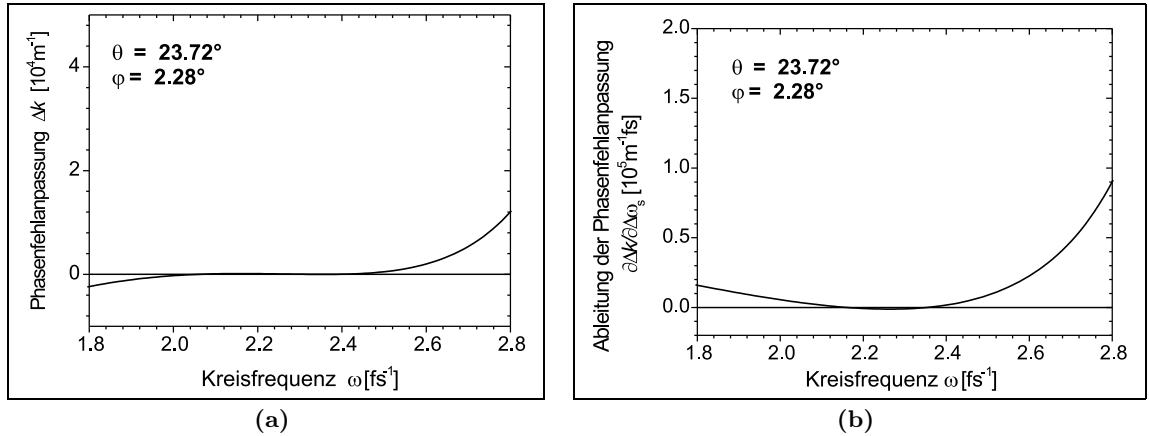


Abbildung 4.3: Phasenfehlانpassung (a) und Ableitung (b) nach der Signalkreisfrequenz in BBO bei den angegebenen Winkeln, optimiert für $\lambda_s^0 = 800 \text{ nm}$ und $\lambda_p = 532 \text{ nm}$.

Abbildung 4.3(a) zeigt den spektralen Verlauf der Phasenfehlانpassung und Abbildung 4.3(b) deren erste Ableitung. Die Kurven wurden mit Hilfe der im letzten Abschnitt angegebenen Formeln für eine Pumpwellenlänge von $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ und eine Signalwellenlänge von $\lambda_s = 800 \text{ nm}$ optimiert. Das Verschwinden der zweiten Ableitung in unmittelbarer Nachbarschaft der Zentralwellenlänge und ein weiteres Optimum in der Nähe führen zu einem noch breitbandigerem Verhalten der Phasenfehlانpassung.

4.3.2 LBO (LiB_3O_5 oder Lithiumtriborat)

- Klassifizierung:
 - negativ biaxialer Kristall mit $2V_z = 109.2^\circ$
 - Punktgruppe 2m

- Dispersionsrelationen:

$$n_x^2(\lambda) = 2.4542 + \frac{0.01125 \mu\text{m}^2}{\lambda^2 - 0.01135 \mu\text{m}^2} - 0.0138 \mu\text{m}^{-2} \lambda^2 \quad (4.23)$$

$$n_y^2(\lambda) = 2.5390 + \frac{0.01277 \mu\text{m}^2}{\lambda^2 - 0.01189 \mu\text{m}^2} - 0.011848 \mu\text{m}^{-2} \lambda^2 \quad (4.24)$$

$$n_z^2(\lambda) = 2.5865 + \frac{0.01310 \mu\text{m}^2}{\lambda^2 - 0.01223 \mu\text{m}^2} - 0.01861 \mu\text{m}^{-2} \lambda^2 \quad (4.25)$$

In der X-Y-Ebene kann der negativ biaxiale Kristall wie ein negativ uniaxialer Kristall aufgefaßt werden. Dabei gilt $n_z = n_o$ für den ordentlichen und

$$n^e(\lambda, \theta) = n_y(\lambda) \sqrt{\frac{1 + \tan^2 \theta}{1 + (n_y(\lambda)/n_x(\lambda) \tan^2 \theta)^2}} \quad (4.26)$$

für den außerordentlichen Strahl.

- Reduzierter $\chi^{(2)}$ -Tensor (d-Matrix):

$$\bar{\bar{d}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

- Effektive Nichtlinearität:

$$d_{\text{ooe}} = d_{32} \cos \phi \quad (4.28)$$

mit $d_{32} = \pm 0.85 \text{ pm/V}$

- Zerstörschwelle: Größenordnung 0.1 GW/cm^2

Damit zeigt sich, daß die effektive Nichtlinearität viel niedriger (ungefähr ein Drittel von BBO) ist als die anderer Kristalle. Auch die Zerstörschwelle liegt deutlich unter der von BBO.

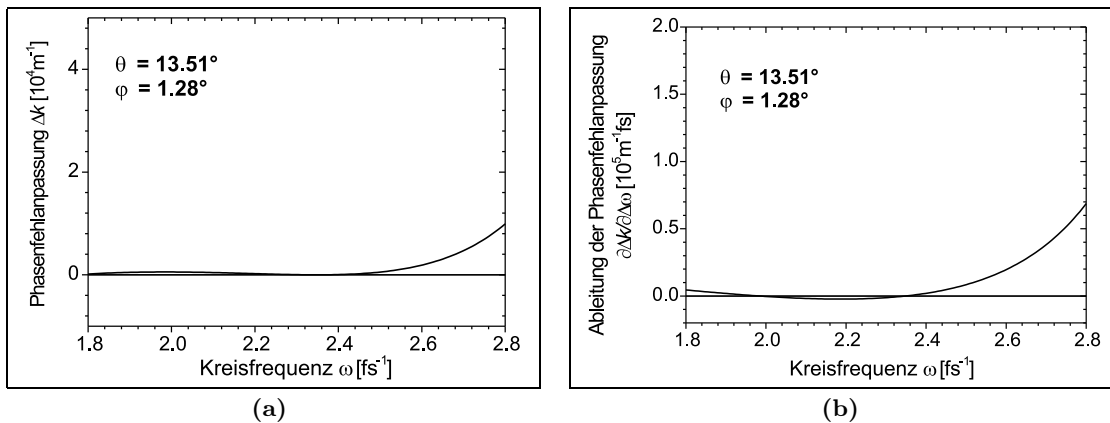


Abbildung 4.4: Phasenfehlanpassung (a) und Ableitung (b) nach der Signalkreisfrequenz in LBO bei den angegebenen Winkeln, optimiert für $\lambda_s^0 = 800 \text{ nm}$ und $\lambda_p = 532 \text{ nm}$.

Abbildung 4.4(a) und 4.4(b) zeigen die Phasenfehlanpassung sowie deren erste Ableitung. Im Prinzip sehen die Kurven denen von BBO sehr ähnlich, jedoch ist die Kurve deutlich flacher. Man kann also von einer breitbandigeren Verstärkung für LBO in Bezug auf BBO ausgehen.

4.3.3 KDP (KH_2PO_4 oder Kaliumdihydrogenphosphat)

- Klassifizierung:
 - negativ uniaxialer Kristall $n_o > n_e$
 - Punktgruppe $\bar{4}2m$
- Dispersionsrelationen
 - ordentlicher Strahl:

$$n_o^2(\lambda) = 2.259276 + \frac{13.00522\lambda^2}{\lambda^2 - 400\mu\text{m}^2} + \frac{0.01008956\mu\text{m}^2}{\lambda^2 - 77.26408^{-1}\mu\text{m}^2} \quad (4.29)$$

- außerordentlicher Strahl:

$$n_e^2(\lambda) = 2.132668 + \frac{3.227992\lambda^2}{\lambda^2 - 400\mu\text{m}^2} + \frac{0.0088637494\mu\text{m}^2}{\lambda^2 - 81.42631^{-1}\mu\text{m}^2} \quad (4.30)$$

- effektiver Brechungsindex des außerordentlichen Strahles:

$$n^e(\lambda, \theta) = n_o(\lambda) \sqrt{\frac{1 + \tan^2 \theta}{1 + (n_o(\lambda)/n_e(\lambda) \tan^2 \theta)^2}} \quad (4.31)$$

- Reduzierter $\chi^{(2)}$ -Tensor (d-Matrix):

$$\bar{\bar{d}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{pmatrix} \quad (4.32)$$

- Effektive Nichtlinearitäten:

$$d_{\text{ooe}} = d_{36} \sin \theta \sin 2\phi \quad (4.33)$$

mit $d_{36} = \pm 0.39 \text{ pm/V}$

- Zerstörschwelle: 3 GW/cm^2

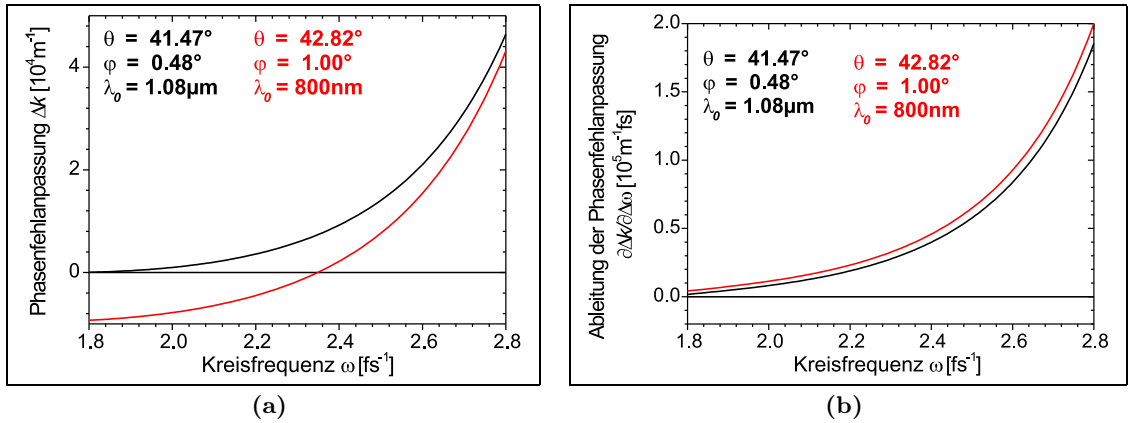


Abbildung 4.5: Phasenfehlانpassung (a) und Ableitung (b) nach der Signalkreisfrequenz in KDP bei den angegebenen Winkeln, optimiert für $\lambda_s^0 = 1080 \text{ nm}$ (schwarz) und $\lambda_p = 532 \text{ nm}$. Für $\lambda_s^0 = 800 \text{ nm}$ wurde exemplarisch der Verlauf für $\varphi = 1^\circ$ eingezeichnet.

In Abbildung 4.5(a) und 4.5(b) sind die Phasenfehlانpassung sowie deren erste Ableitung zu sehen. Abb. 4.5(b) zeigt einen Nulldurchgang bei sehr kleinen Kreisfrequenzen. Erst ab einer Wellenlänge von ca. 1080 nm ist es möglich, reelle Werte des Nichtkollinearitätswinkels φ zu erreichen. Unterhalb dieser Wellenlänge erfolgt auch eine Optimierung, jedoch nur für imaginäre Werte von φ . Der Phasenanpaßwinkel läßt sich hingegen immer anpassen, jedoch ist der Nulldurchgang dann unabhängig von der Wahl des Nichtkollinearitätswinkels im betrachteten Spektralbereich relativ steil. Die Folge ist, daß die Verstärkung mit KDP nicht breitbandig genug ist. Deswegen kann KDP auch nicht zur Verstärkung extrem breitbandiger Ultrakurzpulse bei einer Zentralwellenlänge von 800 nm eingesetzt werden, sondern nur für Zentralwellenlänge von mindestens 1100 nm.

Zusammenfassend und vergleichend läßt sich schlußfolgern, daß BBO der aussichtsreichste Kandidat für eine effektive Verstärkung ist, da sowohl seine effektive Nichtlinearität als auch seine relativ hohe Zerstörschwelle KDP und LBO weit in den Schatten stellen. Um ähnliche Verstärkungen wie mit BBO zu erreichen, müssen LBO- oder KDP-Kristalle wesentlich länger sein. Aber auch die Querschnittsfläche muß vergrößert werden, um LBO bzw. KDP nicht zu zerstören. Mit den verlängerten Kristallen ist folglich im Vergleich zu dem notwendigerweise kürzerem BBO-Kristall mit vergrößerten Phasenfehlern höherer Ordnung zu rechnen. Nachteilig ist beim BBO-Kristall, daß er sich nicht in beliebigen Längen herstellen läßt. In der vorliegenden Konfiguration konnte vom Hersteller nur eine Länge von 1.2 cm zur Verfügung gestellt werden.

Um in Zukunft noch effektiver verstärken zu können, muß nach mehrfachbrechenden Materialien gesucht werden, die hohe Nichtlinearitäten, hohe Zerstörschwellen und eine hinreichend große Bandbreite bei 800 nm aufweisen. Dabei sollten die Kristalle groß genug gefertigt werden können. Der Kristall sollte anderes als BBO nicht hygroskopisch sein, so daß ein Heizen des Verstärkers nicht mehr notwendig wäre. Desweiteres wäre es dann möglich, zum Reinigen der Verstärker Substanzen wie Aceton oder Alkohole zu verwenden, die Lösungsmittel für BBO sind.

4.3.4 Lösungen der gekoppelten Wellengleichungen für DFG

Für die Differenzfrequenzbildung ist die nichtlineare Suszeptibilität zweiter Ordnung $\chi^{(2)}$ verantwortlich, die der grundlegende Prozeß der optisch parametrischen Verstärkung ist. $\chi^{(2)}$ ist dabei ein Tensor dritter Stufe, der sich vermöge gewisser Permutationssymmetrien auf eine 6x3-Matrix d_{ijk} reduziert:

Zunächst wird ein Tensor

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)} \quad (4.34)$$

definiert. Durch die sogenannte Kleinmann-Symmetrie verringert sich die Anzahl der Indizes (Boy92) in der Form

$$\begin{array}{lcl} jk : & 11 & 22 & 33 & 23, 32 & 31, 13 & 21, 12 \\ l : & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \end{array} . \quad (4.35)$$

Die Polarisation zweiter Ordnung für Differenzfrequenzerzeugung kann über die Formel

$$\begin{bmatrix} P_x(\omega_i) \\ P_y(\omega_i) \\ P_z(\omega_i) \end{bmatrix} = 4 \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x(\omega_p)E_x(\omega_s) \\ E_y(\omega_p)E_y(\omega_s) \\ E_z(\omega_p)E_z(\omega_s) \\ E_y(\omega_p)E_z(\omega_s) + E_z(\omega_p)E_y(\omega_s) \\ E_x(\omega_p)E_z(\omega_s) + E_z(\omega_p)E_x(\omega_s) \\ E_x(\omega_p)E_y(\omega_s) + E_y(\omega_p)E_x(\omega_s) \end{bmatrix} \quad (4.36)$$

ausgedrückt werden. Für spezielle Orientierungen lassen sich die effektiven Nichtlinearitäten wie in Abschnitt 4.3 definieren.

Mit der Phasenfehlانpassung $\Delta k = (\vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i) \cdot \hat{e}_z$ ergibt sich die Polarisation zweiter Ordnung nach (ABDP62) für die verschiedenen Anteile der Differenzfrequenzbildung zu

$$\begin{aligned} P_i^{(2)} &= 2\epsilon_0 d_{\text{eff}} A_p A_s^* e^{i\Delta k z} \\ P_p^{(2)} &= 2\epsilon_0 d_{\text{eff}} A_s A_i e^{-i\Delta k z} \\ P_s^{(2)} &= 2\epsilon_0 d_{\text{eff}} A_i^* A_p e^{i\Delta k z}. \end{aligned} \quad (4.37)$$

Die Lichtfelder werden komplex dargestellt, also

$$E(\vec{r}, t) = \frac{A}{2} e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} + c.c. \quad (4.38)$$

A ist die komplexe Amplitude, die stillschweigend als langsam oszillierend angenommen wird und auch langsame Phasenschwankungen enthält. Die Polarisationen zweiter Ordnung aus Gln. 4.37 lassen sich nach (ABDP62) in ein gekoppeltes Differentialgleichungssystem erster Ordnung überführen, den sogenannten gekoppelten Wellengleichungen (*engl.: coupled wave equations - CWE*). Das System, das die Wechselwirkung der drei Lichtfelder für die beiden Erzeugenden Pumpe P und Signal S sowie des generierten Idlerlichtfeldes I (der Idler trägt die Differenzfrequenz) beschreibt, hat die Form

$$\begin{aligned} \frac{dA_i}{dz} &= i \frac{\omega_i}{n_i c_0} d_{\text{eff}} A_p A_s^* e^{i\Delta k z} \\ \frac{dA_p}{dz} &= i \frac{\omega_p}{n_p c_0} d_{\text{eff}} A_s A_i e^{-i\Delta k z} \\ \frac{dA_s}{dz} &= i \frac{\omega_s}{n_s c_0} d_{\text{eff}} A_i^* A_p e^{i\Delta k z}. \end{aligned} \quad (4.39)$$

Die Position im Kristall wird mit z bezeichnet, da die Gleichungen auf ein mitbewegtes Bezugssystem transformiert wurden. ω ist die Kreisfrequenz, c_0 die Lichtgeschwindigkeit und die verschiedenen n stehen für die jeweiligen Brechungsindizes. Über die Exponentialterme, in deren Argument das Produkt aus Phasenfehlانpassung Δk und Kristallposition z steht, hängen alle drei Teilgleichungen aus Gl. 4.39 empfindlich ab.

Es gibt viele Möglichkeiten, das System 4.39 mittels Näherung zu lösen, z.B. für die Kleinsignalverstärkung (*Nondepleted Pump Approximation*) oder der Annahme der perfekten Phasenfehlانpassung, siehe (Boy92), (Sut96) und (RMT⁺97). Im Falle genannter Anfangsbedingungen (OPA hat sehr große Bandbreite und geht bis in die Sättigung hinein), können diese speziellen Näherungen nicht verwendet werden. Daher soll im Folgenden eine vollständige analytische Lösung des Systems 4.39 hergeleitet werden.

Die Gleichungen 4.39 lassen sich nach (LZZ02) geeignet umformen. Die Intensität kann mit der elektrischen Feldstärke über $I = \epsilon_0 c n |E|^2 / 2$ ausgedrückt werden, so daß die Photonenflußdichte durch $F = I / (\hbar \omega)$ gegeben ist. Um einen proportionalen Zusammenhang mit dem elektrischen Feld zu erhalten, wird $f = \sqrt{F}$ definiert. Dann ergibt sich für die elektrischen Felder im einzelnen

$$A_j = a_j f_j \exp(-i\varphi_j) \quad \text{mit} \quad (4.40)$$

$$a_j = \sqrt{2\hbar\omega_j / (n_j \epsilon_0 c_0)} \quad (4.41)$$

φ_j ist dabei die Phase des elektrischen Feldes. Desweiteren wird

$$C^2 = \frac{2\hbar\omega_p\omega_s\omega_i d_{\text{eff}}^2}{n_p n_s n_i \epsilon_0 c_0^3} \quad (4.42)$$

definiert und $\zeta = C \cdot z$ substituiert. Für die Photonenflußdichten gelten die Definitionen aus Abschnitt 2.1.

Nach einigen Umformungen erhält man für das ursprüngliche Differentialgleichungssystem 4.39 zwei neue Systeme, nämlich eines für die Amplituden

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \begin{pmatrix} f_p \\ f_s \\ f_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_s f_i \\ -f_p f_i \\ -f_p f_s \end{pmatrix} \sin \Theta \quad (4.43)$$

und ein zweites für die Phasen

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \begin{pmatrix} \varphi_p \\ \varphi_s \\ \varphi_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_s f_i / f_p \\ f_p f_i / f_s \\ f_p f_s / f_i \end{pmatrix} \cos \Theta. \quad (4.44)$$

Für den relativen Phasenwinkel der Differenzfrequenzzeugung gilt dann

$$\Theta = -\varphi_i - \varphi_s + \varphi_p + \Delta k z. \quad (4.45)$$

Wegen $y \cdot d \ln y / dx = dy / dx$ kann (4.43) in den Ausdruck

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \begin{pmatrix} \ln f_p \\ \ln f_s \\ \ln f_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_s f_i / f_p \\ -f_p f_i / f_s \\ -f_p f_s / f_i \end{pmatrix} \sin \Theta \quad (4.46)$$

überführt werden. Die einzelnen Zeilen aus den Gln. 4.44 werden addiert, und mit Gleichung 4.45 ergibt sich

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} (-\varphi_i - \varphi_s + \varphi_p) = \frac{\partial \left(\Theta - \frac{\Delta k \zeta}{C} \right)}{\partial \zeta}, \quad (4.47)$$

was mit der Addition der entsprechenden Gleichungen aus (4.46) zu

$$\frac{d\Theta}{d\zeta} = \frac{\Delta k}{C} + \cot \Theta \frac{d \ln f_i f_s f_p}{d\zeta} \quad (4.48)$$

führt. Die letzte Gleichung aus (4.43) wird zunächst in

$$-\frac{df_i}{f_p f_s} = d\zeta \sin \Theta \quad (4.49)$$

überführt. Mit $df_i^2 = 2f_i df_i$ wird sie nach Erweiterung der linken Seite mit f_i als

$$-\frac{df_i^2}{2f_i f_s f_p} = d\zeta \sin \Theta \quad (4.50)$$

geschrieben werden. Nun wird (4.47) mit $d\zeta \cdot \tan \Theta$ multipliziert, was mit $\tan \Theta d\Theta = -d[\ln(\cos \Theta)]$

$$-d[\ln(\cos \Theta)] = d\zeta \tan \Theta \frac{\Delta k}{C} + d[\ln(\cos f_i f_s f_p)] \quad (4.51)$$

und damit

$$0 = d\zeta \tan \Theta \frac{\Delta k}{C} + d[\ln(\cos \Theta \cdot f_i f_s f_p)] \quad (4.52)$$

ergibt. (4.50) wird in (4.52) eingesetzt, und man erhält mit $y d[\ln(y)] = dy$

$$0 = -\frac{\Delta k}{2C} df_i^2 + d[\cos(\Theta) f_i f_s f_p] \quad (4.53)$$

Nach Integration ist

$$f_i f_s f_p \cos \Theta - \Delta k f_i^2 / (2C) = \Gamma_1, \quad (4.54)$$

wobei Γ_1 konstant und unabhängig ist.

Aus (4.43) ergibt sich die Gleichung

$$f_p \frac{df_p}{d\zeta} = -f_s \frac{df_s}{d\zeta} = -f_i \frac{df_i}{d\zeta} = -f_p f_s f_i \sin(\Theta) \quad (4.55)$$

und damit die sogenannten Manley-Rowe-Beziehungen

$$\begin{pmatrix} F_p^0 + F_i^0 \\ F_p^0 + F_s^0 \\ F_i^0 - F_s^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_p + F_i \\ F_p + F_s \\ F_i - F_s \end{pmatrix} \quad (4.56)$$

für die DFG, wenn $F_p^0 = f_p^2(0)$ und $F_p = f_p^2(\zeta)$ (für Signal und Idler analog) ist. Diese Beziehung ist sehr nützlich, da sie einen Zusammenhang zwischen allen drei Lösungen des Differentialgleichungssystems 4.39 liefert. Sie bedeuten nichts anderes, als daß sich die Photonenflußdichten und damit die Intensitäten und Leistungen des Idlers analog zum Signal verhalten wird, und der Zuwachs der beiden durch die Pumpe geliefert wird. Die Summe der jeweiligen Photonenflußdichten ändert sich während des Verstärkungsprozesses nicht.

Damit läßt sich der Parameter Γ_1 für die Anfangsbedingungen berechnen, da er sich während des DFG-Prozesses nie ändert. Gleichung (4.55) für den Idler kann in

$$\frac{1}{2} \frac{df_i^2}{d\zeta} = f_p f_i f_s \sin \Theta \quad (4.57)$$

umgewandelt werden. Mit (4.54) und dem trigonometrischen Pythagoras gibt es eine Möglichkeit, $\sin \Theta$ zu ersetzen, und es ergibt sich die Differentialgleichung

$$-\frac{1}{2} \frac{dF_i}{d\zeta} = \sqrt{F_p F_i F_s - \left(\Gamma_1 + \frac{\Delta k I}{2C} \right)^2}. \quad (4.58)$$

Um die Abhängigkeit von F_i und F_p zu eliminieren und die eigentlich interessante Lösung, nämlich die Signalverstärkung F_s zu berechnen, können die Manley-Rowe-Beziehungen (4.56)

erneut zuhulfe genommen werden. (4.58) ändert sich mit $\Gamma_1 = 0$ (verschwindender Idler zu Beginn) dann zu

$$-\frac{1}{2} \frac{dF_s}{d\zeta} = \sqrt{(F_p^0 + F_s^0 - F_s)F_s(F_s - F_s^0) - \left(\Gamma_1 + \frac{\Delta k(F_s - F_s^0)}{2C}\right)^2} \quad (4.59)$$

Es wird $\Delta = \left(\frac{\Delta k}{2C}\right)^2$ definiert, und mit der Wechselwirkungslänge l erhält man nach einigen Umformungen die Integralgleichung

$$2Cl = \int_{F_s^0}^{\Sigma} \frac{dF_s}{\sqrt{F_s^0 - F_s} \sqrt{F_s^2 - F_s(F_p^0 + F_s^0 - \Delta) + \Delta \cdot F_s^0}}$$

Dabei ist Σ die Photonenflußdichte, welche nach der Länge l erreicht wird. Im nächsten Schritt wird $F_s = vF_s^0$ substituiert und es ergibt sich

$$2Cl\sqrt{F_s^0} = \int_1^V \frac{dv}{\sqrt{1-v} \sqrt{v^2 - v\mu + \nu}} \quad (4.60)$$

$$= \int_1^V \frac{dv}{\sqrt{1-v} \sqrt{(v+a)(v+b)}}, \quad (4.61)$$

Dabei wurde $\mu = (F_p^0 + F_s^0 - \Delta)/F_s^0$ und $\nu = \Delta/F_s^0$ verwendet, $a = -(\mu + \sqrt{\mu^2 - 4\nu})/2$ und $b = (\mu - \sqrt{\mu^2 - 4\nu})/2$. V ist die Verstärkung an der Stelle l , also Σ/F_s^0 .

Die nächste Substitution vereinfacht den ersten Wurzelterm der letzten Gleichung, es wird $v = 1 - w$ substituiert und man erhält

$$-2Cl\sqrt{F_s^0} = \int_0^W \frac{dw}{\sqrt{w} \sqrt{a' - w} \sqrt{b' - w}} \quad (4.62)$$

mit $W = 1 - V$, $a' = 1 + a$ und $b' = 1 + b$. Eine weitere Substitution eliminiert a' im zweiten Wurzelterm, so daß

$$-2Cl\sqrt{F_s^0(b+1)} = \int_0^X \frac{dx}{\sqrt{x} \sqrt{1-x} \sqrt{1-gx}} \quad (4.63)$$

entsteht, wobei $g = (a+1)/(b+1)$ und $X = (1-V)/(1+a)$ ist. Nun substituiert man $x = 1/2(1+y)$ (Integrationsgrenzen analog), damit aus den ersten beiden Wurzeltermen ein einzelner Term entsteht und man bekommt

$$-2Cl\sqrt{F_s^0(b+1)} \left(1 - \frac{g}{2}\right) = \int_{-1}^Y \frac{dy}{\sqrt{1-y^2} \sqrt{1+ky}} \quad (4.64)$$

mit $k = (a+1)/(a-2b-1)$. Dieses Integral läßt sich wiederum vereinfachen, indem man

$y = \sin \phi$ substituiert. Dann ist $dy = d\phi \cos \phi$ und $\Phi = \arcsin(Y)$ und man bekommt

$$-2Cl\sqrt{F_s^0(b+1)\left(1-\frac{g}{2}\right)} = \int_{\pi/2}^{\Phi} \frac{d\phi}{\sqrt{1+k\sin\phi}}. \quad (4.65)$$

Dieses Integral läßt sich auf das unvollständige elliptische Integral erster Ordnung, das üblicherweise mit $F(\Phi, k)$ bezeichnet wird, zurückführen. Da diese Bezeichnung mit der Bezeichnung unserer Photonenflußdichten kollidiert, wird es in $EF(\Phi, k)$ umbenannt. Die Umkehrfunktion dieses Integrals ist die sogenannte jacobische elliptische Funktion $\text{sn}(z, k)$, die auch als Sinus Amplitudinis oder verallgemeinerter Sinus bezeichnet wird. Nach einigen Ersetzungen, um die sich ergebende Lösung einfach darstellen zu können, da sie nichttrivial von den Anfangsbedingungen abhängt, wird zunächst $M = \mu F_s^0 = F_p^0 + F_s^0 - \Delta$, $B = bF_s^0 = (M - \sqrt{M^2 - 4\Delta \cdot F_s^0})/2$ und $F_0 = B + F_s^0$ gesetzt. Desweiteren wird der Parameter $q^2 = M/F_0$ eingeführt und $K'(1/q, q) = EF(1/q, q)$ definiert. Die Lösung ist dann

$$F_s = M \cdot \text{sn}^2\left(iCl\sqrt{F_0} - K'(1/q, q), q\right) - B. \quad (4.66)$$

Die sn -Funktion wird gemäß (AS64) transformiert, wenn $q > 1$ gilt (das ist für unseren Parameterbereich immer der Fall). Dann ist mit $L' = Cl\sqrt{F_0}q = Cl\sqrt{M}$

$$\text{sn}^2(iCl\sqrt{F_0} - K'(1/q, q), q) = \frac{\text{sn}^2\left(iL' - K(1/q), \frac{1}{q}\right)}{q^2}. \quad (4.67)$$

Auch $K'(1/q, q)$ wurde nach (AS64) transformiert, so daß die Lösungsformel nunmehr

$$S(L', q) = F_0 \cdot \text{sn}^2(iL' - K(1/q), 1/q) - B \quad (4.68)$$

mit

$$K'(1/q, q) = \frac{1}{q} EF\left(1, \frac{1}{q}\right) = \frac{K(1/q)}{q} \quad (4.69)$$

lautet. Mit $K(k)$ wird das vollständige elliptische Integral bezeichnet, das ein Spezialfall des unvollständigen elliptischen Integrals erster Ordnung ist und z.B. nach (AS64) über das Integral

$$K'(u, k) = \int_0^u \frac{t}{\sqrt{1-t^2}\sqrt{1-k^2t^2}} \quad (4.70)$$

mit $u = 1$ definiert werden kann. Es gilt also $K'(1, k) = K(k)$.

Da die jacobischen elliptischen Funktionen sn , cn und dn gewisse Periodizitäten besitzen, ist nach (AS64)

$$\text{sn}(u + K(k), k) = \frac{\text{cn}(u, k)}{\text{dn}(u, k)}. \quad (4.71)$$

es wird

$$Q = \sqrt{\frac{q^2 - 1}{q^2}} \quad (4.72)$$

definiert und die jacobischen elliptischen Funktionen nach (AS64) mit den Variablen

$$\begin{aligned}
 s &= 0 \\
 c &= 1 \\
 d &= 1 \\
 s_1 &= \operatorname{sn}(L', Q) \\
 c_1 &= \operatorname{cn}(L', Q) \\
 d_1 &= \operatorname{dn}(L', Q)
 \end{aligned} \tag{4.73}$$

nach den Formeln

$$\operatorname{cn}(iL', 1/q) = \frac{1}{\operatorname{cn}(L', Q)} \tag{4.74}$$

und

$$\operatorname{dn}(iL', 1/q) = \frac{\operatorname{dn}(L', Q)}{\operatorname{cn}(L', Q)} \tag{4.75}$$

transformiert. Die Lösungsformel ergibt sich also zu

$$F_s(L', Q) = F \cdot \operatorname{nd}^2(L', Q) - B, \tag{4.76}$$

wobei $\operatorname{nd}(L', Q)$ die zu $\operatorname{dn}(L', Q)$ reziproke jacobische elliptische Funktion darstellt.

Gl. 4.76 ist die analytische Lösung für das anfängliches Problem, die optisch parametrische Verstärkung kann nunmehr ohne Beschränkung auf in Bezug auf die Pumpintensität kleine Signalphotonenflußdichten und ohne die Vereinfachung einer zu vernachlässigenden Phasenfehlanpassung berechnet werden. Die Gleichungen für die Pumpe und den Idler ergeben sich durch Einsetzen der Lösung in die Manley-Rowe-Beziehung aus (4.56).

Die Maxima der Lösungsfunktion sind durch Extermwertbildung mit

$$\frac{dF_s}{dl} = \frac{dL'}{dl} \cdot \frac{dF_s}{dL'} \tag{4.77}$$

bestimmbar. Es ergibt sich zunächst

$$\frac{dF_s}{dl} = -2F_0\sqrt{MC} \cdot \operatorname{dn}^{-3}(L', Q) \cdot \frac{d}{dL'}\operatorname{dn}(L', Q). \tag{4.78}$$

Mit der Ableitung des dn aus (AS64) bekommt man

$$\frac{dF_s}{dl} = \beta \frac{\operatorname{sn}(L', Q)\operatorname{cn}(L', Q)}{\operatorname{dn}^3(L', Q)} = 0 \tag{4.79}$$

mit $\beta = 2F_0\sqrt{MC}Q^2 > 0$. Da der dn keine reellen Polstellen hat, können die Nullstellen des cn und sn betrachtet werden. Es gilt $\operatorname{sn}(2mK, Q) = 0$ und $\operatorname{cn}((2m+1)K, Q) = 0$ für $m \in \mathbb{Z}$. $K(Q)$ ist wiederum das vollständige elliptische Integral erster Ordnung. Die zweite Ableitung von $S(L', Q)$ an den Stellen $L' = 2mK$ und $L' = (2m+1)K$ ergibt sich mit $SN = \operatorname{sn}^2(L', Q)$ (CN und DN entsprechend) zu

$$\frac{d^2F_s}{dl^2} = \sqrt{MC}\beta \frac{2Q^2SN - Q^2SN^2 - 2SN + 1}{1 - 2Q^2SN + Q^4SN^2}. \tag{4.80}$$

Damit ergibt sich für $l = 0$ der Wert $\beta\sqrt{MC} > 0$, so daß ein lokales Minimum bei $(l, S) = (2mK(Q), F_s^0)$ vorliegt. Für den Wert $L' = (2m+1)K(Q)$ erhält man den Wert $\beta\sqrt{MC}/(Q^2 -$

1), d.h. für $Q^2 > 1$ ein lokales Minimum und für $0 < Q^2 < 1$ ein lokales Maximum. Das erste Maximum (alle weiteren spielen für unseren Fall keine Rolle, da, wie Berechnungen zeigen, der Puls nach der Sättigung spektral zerfließt) liegt also bei

$$l_{\max} = \frac{K(Q)}{\sqrt{MC}} \quad (4.81)$$

und die zugehörige Photonenflußdichte bei

$$F_s(l_{\max}, Q) = \frac{F}{1 - Q^2} - B = Fq^2 - B = M - B = \frac{M + \sqrt{M^2 - 4\Delta \cdot F_s^0}}{2}. \quad (4.82)$$

Es sei nochmal zur Erinnerung bemerkt, daß $M = F_p^0 + F_s^0 - \Delta k / (4C^2)$ ist. Für kleine Anfangsphotonenflußdichten des Signals, also $4\Delta \cdot F_s^0 \ll M^2$, wird die maximale Photonenflußdichte einfach zu

$$F_s^{\max}(K(Q), Q) = M = F_p^0 + F_s^0 - \Delta k / (4C^2), \quad (4.83)$$

und für eine verschwindende Phasenfehlانpassung $\Delta k = 0$ kann sie sogar ganz einfach in

$$F_s^{\max}(K(Q), Q) = M = F_p^0 + F_s^0 \quad (4.84)$$

überführt werden. Alle Pumpphotonen werden bei verschwindender Phasenfehlانpassung vollständig in Signal- und Idlerphotonen aufgespaltet, das Signal hat einen Zuwachs um genau die anfängliche Pumpphotonenflußdichte erhalten. Ist die Phasenfehlانpassung jedoch nicht hinreichend klein, muß ein gewisser Betrag von der möglichen Maximalkonversion abgezogen werden. Dieser Betrag erhöht sich, je höher die anfängliche Signalstärke ist. Die Folge ist eine Verschmälerung des Spektrums bei zu hoher Anfangsintensität und zu kleiner Bandbreite der Phasenfehlانpassung.

Auch der Zusammenhang für den Fall, daß kleine Signalintensitäten und verschwindende Phasenfehlانpassung vorliegen, kann leicht angenähert werden. Dann ist $M = F_p^0 + F_s^0$, $B = 0$, $F = F_s^0$ und $Q = \sqrt{F_p^0 / (F_p^0 + F_s^0)}$. Wenn $F_s^0 \ll F_p^0$ gilt, kann mit $\epsilon = F_s^0 / F_p^0$ dann $Q = 1 - \epsilon/2$ geschrieben werden. Die Lösungsfunktion läßt sich dann zunächst als

$$F_s(L', \epsilon) = F_s^0 \cdot \text{nd}^2(L', 1 - \epsilon/2) \quad (4.85)$$

formulieren und entartet für ein vernachlässigbares ϵ zu der Funktion

$$F_s(L') = F_s^0 \cdot \text{nd}^2(L', 1) \quad (4.86)$$

und kann mit $\text{dn}(L', 1) = \text{sech}(L')$ zu

$$F_s(L') = F_s^0 \cdot \cosh^2(L') \quad (4.87)$$

vereinfacht werden. Man spricht bei der Gleichung 4.87 von der sogenannten Kleinsignalverstärkung. In den Parameter L' fließt aber nicht nur die Kristalllänge ein, sondern auch der Parameter C und die Anfangsphotonenflußdichten F_s^0 und F_p^0 , nämlich über $L' = Cl\sqrt{M} = Cl(F_p^0 + F_s^0)$ für eine vernachlässigbare Phasenfehlانpassung. Anders als im Bereich der Sättigung besteht hier also eine $\cosh^2$ -Abhängigkeit von den Anfangssignal- und Anfangspumpstärken.

4.4 Zusammenhänge

Um die Verstärkung gut charakterisieren zu können, würde die Lösungsfunktion 4.76 aus Abschnitt 4.2 genügen. Diese Lösungsfunktion, die eigentlich sehr einfach aussieht, hat aber eine Vielzahl von Parametern, wenn man sie mit einem realen System verwirklichen will. Es handelt sich um ein hochdimensionales Problem, das man am besten durch geeignete Projektionen beschreibt.

4.4.1 Standardparameter

Die Standardparameter im nächsten Abschnitt orientieren sich weitestgehend an den Parametern des realen Systems und gelten, sofern nicht explizite Veränderungen angegeben werden, für alle folgenden Berechnungen.

4.4.1.1 Pumplaser

Beim Pumplaser handelt es sich um einen frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser Quanta Ray Pro 230 der Fa. Spectra Physics mit folgenden Parametern:

- Pumpimpulsenergie $E_p = 0.6 \text{ J}$
- Pulsform - gaußförmig
- Strahlprofil - Supergauß ($\approx$ Flat-Top)
- Strahldurchmesser $d_p = 3.6 \text{ mm}$
- Wellenlänge $\lambda_p = 532 \text{ nm}$
- Repetitionsrate $R_p = 10 \text{ Hz}$
- Zeitl. Halbwertsbreite $\Delta t_p = 2.77 \text{ ns}$
- Zeitparameter $\tau = \Delta t_p / 1.177 = 2.35 \text{ ns}$
- Verluste durch die Pulsform (Pulssatelliten): $55\%^1$
- Verluste durch Reflektivität der Endlinse: $8\%^2$

Es hat sich gezeigt, daß es am günstigsten ist, ein Keplerteleskop zu verwenden, das den Strahl auf einen Durchmesser von ca. $d = 3.6 \text{ mm}$ verkleinert, da dies der kleinstmögliche Strahldurchmesser ist, bei dem die Endlinse des Teleskops noch nicht zerstört wird. Die Endlinse im Teleskop darf in diesem Fall nicht beschichtet sein und muß aus einem Material bestehen, das eine möglichst hohe Zerstörschwelle hat. Eine Antireflexbeschichtung hält dem Laserbeschuß nicht stand. Aus der Literatur (DGN97) kann man Werte von ca. 500 GW/cm^2 entnehmen, die sich aber im Experiment nicht bestätigt haben. Für Quarz ergibt sich bei der Annahme eines räumlichen Flat-Top-Profiles und einer zeitlichen Gaußfunktion (nach Abzug der Pulssatelliten und Entfaltung mit dem Photodiodensignal) eine Zerstörschwelle von

$$I_Z = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}} \frac{E_p}{A \Delta t_{\text{FWHM}}} = 0.939 \cdot \frac{0.309 \text{ J}}{\pi (0.18 \text{ cm})^2 \cdot 2.77 \text{ ns}} \approx 1 \text{ GW/cm}^2. \quad (4.88)$$

¹Die Pulssatelliten werden abgezogen, der zeitliche Verlauf wird mit der Photodiodenfunktion entfaltet. Wird in Abschnitt 3.2 genauer geklärt.

²Die Endlinse des notwendigen Teleskops zur Strahlverkleinerung muß unbeschichtet sein, hat also 8% Gesamtreflektivität. Auch dies wird in Abschnitt 3.2 besprochen.

Bei den Versuchen wurde keine Zerstörung der BBO-Kristalle festgestellt, ebenso wenig eine Zerstörung eines KDP-Kristalls zu Testzwecken, so daß angenommen werden kann, daß die Zerstörschwellen aus (DGN97) für die nichtlinearen Kristalle in etwa zutreffen, so daß die Endlinse im Teleskop die intensitätslimitierende Komponente im System ist.

4.4.1.2 Signallaser

In Abschnitt 2.1 und 2.3.1 wurde bereits über zeitliche und spektrale Verläufe des signallasers gesprochen, deshalb hier nur eine kurze Zusammenstellung der Standardparameter.

- Signaldurchschnittsleistung $P_{0,s} = 250 \text{ mW}$
- Repetitionsrate $R_s = 80 \text{ MHz}$
- Verluste (Strecker, Spiegel, etc.) $V = 80\%$
- Resultierende Durchschnittsleistung $P_{\text{res},s} = 50 \text{ mW}$
- Resultierende Pulsenergie $E_{\text{res},s} = 0.625 \text{ nJ}$
- Pulsform - solitonförmig
- Strahlprofil - Supergauß ($\approx$ Flat-Top)
- Strahldurchmesser $d_s = 3.6 \text{ mm}$
- Zentralwellenlänge $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$
- Minimalwellenlänge $\lambda_{\text{min}} = 600 \text{ nm}$
- Maximalwellenlänge $\lambda_{\text{max}} = 1100 \text{ nm}$
- Zentrale Kreisfrequenz $\omega_0 = 2.355 \cdot \text{fs}^{-1}$
- Minimale Kreisfrequenz $\omega_{\text{min}} = 1.712 \cdot \text{fs}^{-1}$
- Maximale Kreisfrequenz $\omega_{\text{max}} = 3.139 \cdot \text{fs}^{-1}$
- Zeitl. Halbwertsbreite $\Delta t_s = 10 \text{ fs}$
- Zeitparameter $\tau = \Delta t_s / 1.763 = 5.67 \text{ fs}$
- Streckungsfaktor $\chi = 50000$

4.4.1.3 BBO-Kristall

Voraussetzung für eine effektive Verstärkung mit BBO ist eine verschwindende Phasenfehlanpassung über einen großen spektralen Bereich. In Abschnitt 4.3.1 wurden die optimalen Winkel für unsere Laserparameter angegeben. Für $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ und $\lambda_{0,s} = 800 \text{ nm}$ ergibt sich der Phasenanpaßwinkel $\theta_{\text{opt}} = 23.72^\circ$ und der Nichtkollinearitätswinkel φ_{opt} zu $\varphi_{\text{opt}} = 2.28^\circ$. Da für die Zerstörschwellen der AR-Beschichtungen der Oberflächen keine befriedigend hohen Zerstörschwellen garantiert werden, werden die Kristalle so geschnitten, daß sie von einem der Laser im Brewsterwinkel getroffen werden. Dies sollte zweckmäßigerweise der Pumplaser sein, da der Signallaser vor der Sättigung immer wieder nachverstärkt werden kann. Dadurch wird die Reflektivität des Signallasers aufgrund der bezüglich des Pumplasers senkrechten Polarisation relativ hoch, sie beträgt ca. 15% pro Fläche. Für die zweite Möglichkeit des Nichtkollinearitätswinkels φ wird die Reflektivität aufgrund des größeren Einfallswinkels des Signalstrahls noch deutlich größer. Darum kommt nur die Konfiguration in Frage, bei der der Einfallswinkel des Signalstrahls kleiner ist.

Durch diese Bedingungen wird die Orientierung der Kristallachse definiert. Mit der Definition für den Brewsterwinkel, der sich durch Nullsetzen der Gleichung 3 aus den Fresnelschen Formeln C.5 aus Anhang C.1 ergibt, also $\tan \alpha = n_e(\theta)$, kann der benötigte Schnittwinkel berechnet werden. Der Schnittwinkel wird als der Winkel definiert, der zwischen Kristallachse und Oberflächennormalen der Eintrittsfläche liegt. Er soll in der Ebene, die durch die Eintrittsvektoren von Signal und Pumpe sowie die Oberflächennormale und die gebrochenen Strahlen aufgespannt wird, liegen. Der Schnittwinkel ergibt sich dann aus der Summe des Brechungswinkels β_p und dem optimalen Phasenanpaßwinkel θ_{opt} , also

$$\theta_c = \theta_{\text{opt}} + \beta_p. \quad (4.89)$$

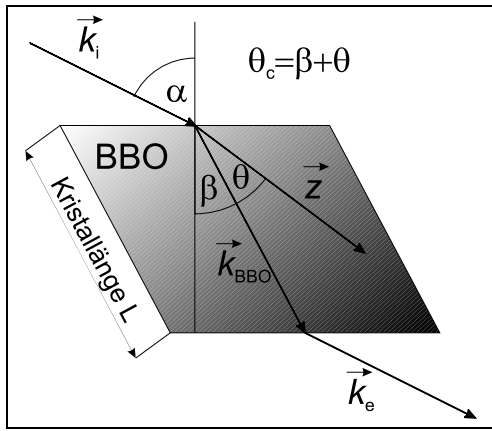


Abbildung 4.6: Wellenvektoren des Pumplasers beim Durchgang durch den Kristall. Ebenfalls zu sehen ist die Konfiguration des Schnittwinkels θ_c bezüglich Brechungswinkel β und Phasenanpaßwinkel θ , bzw. als Winkel zwischen Kristallachse $\vec{z}$ und Einfallslot.

Beim Brewsterwinkel addieren sich der ankommende und der gebrochene Strahl zu einem Gesamtwinkel von $\alpha_p + \beta_p = 90^\circ$. Damit ergibt sich der Zusammenhang $\beta_p = \text{arccot}(n_e)$, und mit der Beziehung 4.89 kann der Schnittwinkel θ_c mit

$$\theta_c = \theta_{\text{opt}} + \text{arccot}(n_e(\theta_{\text{opt}})) \quad (4.90)$$

berechnet werden.

Die von den Lasern nicht getroffenen Seitenflächen sollten dann an den Brechungswinkel des Pumplasers angepaßt werden, damit beide Laserstrahlen parallel zu den Seitenflächen verlaufen und es zu keiner Abschneidung kommt. Mit der Maximallänge, die zur Zeit gerade noch hergestellt werden kann (in dieser Konfiguration etwa 1.2 cm bei einer Höhe von 1 cm), ist die Form des Kristalls eindeutig vorgegeben. Abbildung 4.6 zeigt schematisch die Lage der verschiedenen Vektoren im Kristall.

Zusammenfassung der Parameter der Kristalle:

- Kristalllänge $L = 1.2 \text{ cm}$
- Sellmeierparameter BBO: siehe Abschnitt 4.3.1
- Effektive Nichtlinearität: $\approx 2.3 \text{ pV/m}$
- Optimaler Nichtkollinearitätswinkel $\theta_{\text{opt}} = 23.72^\circ$
- Optimaler Phasenanpaßwinkel $\varphi_{\text{opt}} = 2.28^\circ$
- Brechungsindex außerordentlicher Strahl (Pumplaser) $n_e = 1.6533$
- Brechungsindex ordentlicher Strahl (Signallaser) $n_e = 1.6609$
- Optimaler Schnittwinkel $\theta_c = 54.89^\circ$
- Optimaler Einfallswinkel des Pumplasers $\alpha_p = 58.84^\circ$
- Optimaler Einfallswinkel des Signallasers $\alpha_s = 53.36^\circ$
- Optimaler Brechungswinkel des Pumplasers $\beta_p = 31.17^\circ$
- Optimaler Brechungswinkel des Signallasers $\beta_s = 28.89^\circ$

Nebenbei sei bemerkt, daß die Differenz der beiden Einfallswinkel $\varphi_{\text{extern}} = 5.5^\circ$ beträgt. Wenn man die Position des Überlapps durch eine Blende definiert, kann man in einem definierten Abstand a zwei weitere Blenden aufstellen, die den Abstand $\Delta x = a \tan \varphi_{\text{extern}}$ haben. Im Labor wurde $a = 100 \text{ cm}$ verwendet und damit der Abstand $\Delta x = 9.6 \text{ cm}$. Damit kann man vor dem Einbau des Verstärkerkristalls den optimalen Nichtkollinearitätswinkel einstellen.

4.4.2 Evolution der Signalverstärkung im Verstärkungsmedium

Die Lösungsfunktion aus Gl 4.76 ist mit

$$S(L', Q) = F \cdot \text{nd}^2(L', Q) - B \quad (4.91)$$

gegeben. Mit Hilfe des in Anhang D beschriebenen Programmes SPONGEBOB wurde die Funktion mit den im letzten Abschnitt aufgeführten Parametern berechnet. Dabei ist zu beachten, daß die Fresnelschen Formeln C.5 aus Anhang C.1 berücksichtigt wurden. Die Anfangsintensität wird um den entsprechenden Faktor abgeschwächt, und beim Austritt kommt es ebenso zu Verlusten durch Reflektion. In die Fresnelschen Formeln geht auch ein, daß sich der Strahldurchmesser verändert (zu elliptischen Profilen). Die Veränderung der Intensitäten im Material durch Zunahme des Brechungsindex muß nicht berücksichtigt werden, da dieser schon in die gekoppelten Wellengleichungen 4.39 eingeht.

In der Rechnung wird vorerst eine Kristalllänge von $z = 20 \text{ cm}$ verwendet. Da die Verstärkung aber nicht nur von der Position, sondern auch von der Wellenlänge abhängt, wurden die Ergebnisse in Konturplots wiedergegeben. Zunächst wird der Verlauf der normierten Photonenflußdichten des Signals und der Pumpe in Abbildung 4.7 betrachtet. Die Maxima liegen gut übereinander, und zwar ungefähr beim Zeitpunkt $t = 0$. Das Spektralfenster definiert die zeitliche Nullposition, so daß die Spektralgrenzen im Allgemeinen nicht symmetrisch um die zentrale Kreisfrequenz verteilt sind.

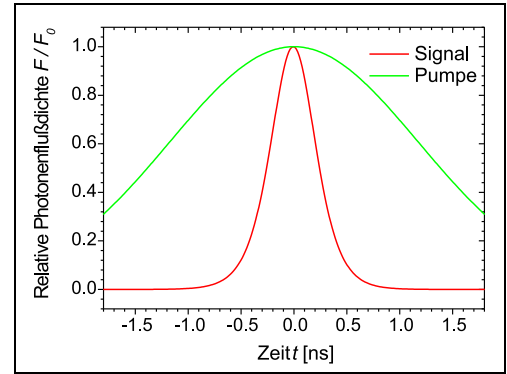


Abbildung 4.7: Relative Anfangsphotonenflußdichten von Signal- und Pumplaser.

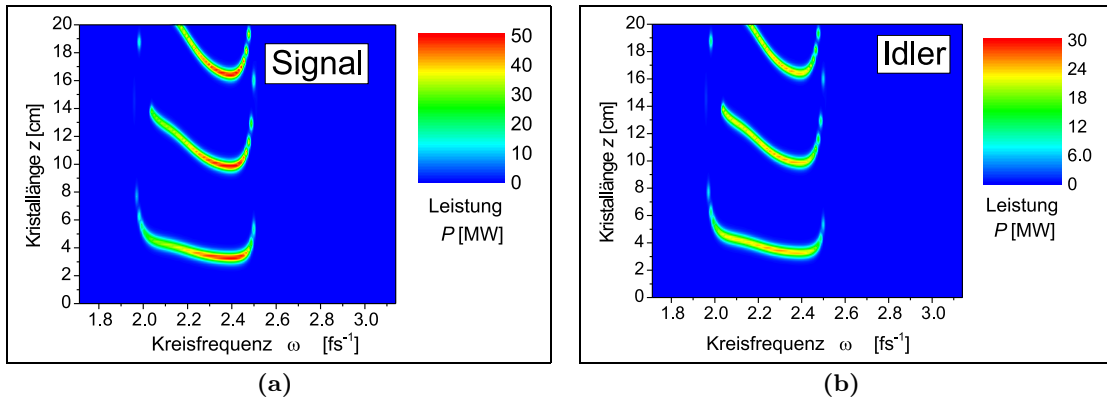


Abbildung 4.8: (a) Signal- und (a) Idlerleistung der gestreckten Pulse. Beide Spektrogramme verlaufen bis auf einen Vorfaktor identisch. Deutlich zu sehen sind die periodischen Strukturen in z -Richtung.

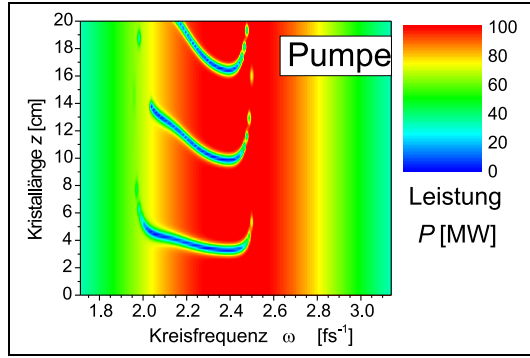
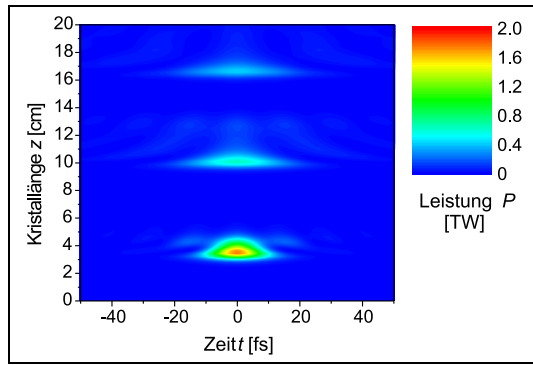
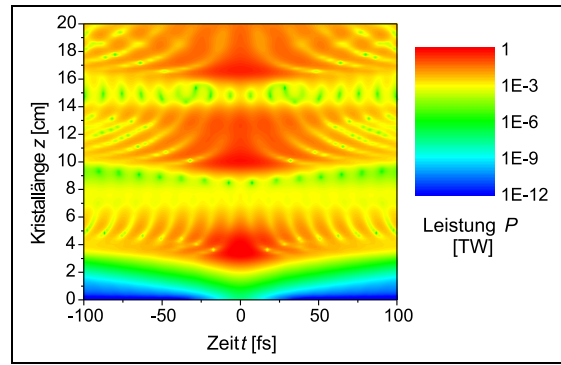


Abbildung 4.9: *Pumplaserleistung. Verläuft invers zu Idler und Signal.*

In z -Richtung entsteht eine „periodische“ Abhängigkeit, wie die Graphen 4.8(a) - 4.9 zeigen. Das Signal wird verstärkt, gleichzeitig wird der Idler erzeugt und zwar durch Energieentzug aus dem Pumpimpuls. Wenn der Pumpe alle Energie entzogen worden ist, läuft der Prozeß invers: aus Signal und Idler wird mittels Summenfrequenzerzeugung die Pumpe rekonstruiert. Unter der Annahme, daß die verstärkten Pulse perfekt rekompilierbar sind, berechnet sich die zeitliche Pulsform aus der inversen Fouriertransformierten des Signalspektrums 4.8(a) in Abbildung 4.10(a) und dessen logarithmische Darstellung in Abbildung 4.10(b). Die Wiederholungen der Verstärkungsmaxima zerfließen zeitlich immer weiter, nachdem die Pulsform sich zunächst nach dem Maximum etwas verjüngt. Die höheren Perioden sind für die Verstärkung nicht nur wegen der Kristalllänge unpraktikabel, sondern auch unbrauchbar.

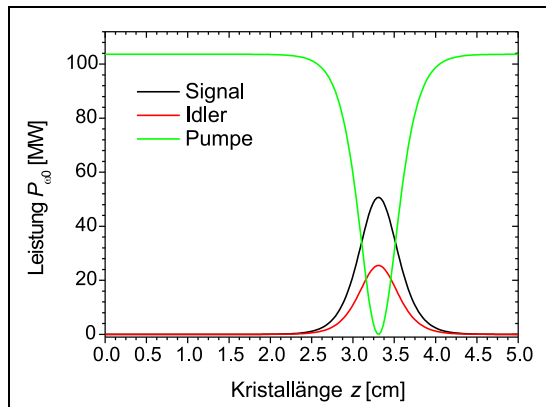


(a)

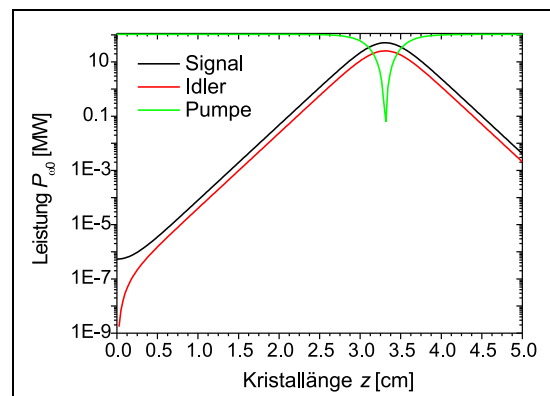


(b)

Abbildung 4.10: (a) *Fouriertransformierte der Signalspektren aus Abbildung 4.8(a).* (b) *Logarithmische Darstellung von (a).*



(a)



(b)

Abbildung 4.11: *Entwicklung der Leistungsdichten von Signal, Pumpe und Idler beim Zeitäquivalent der Zentralwellenlänge $\lambda_{s,0} = 800$ nm. (a): Lineare Auftragung. (b): Logarithmische Auftragung.*

Nach dieser Überblicksrechnung wird mit einer Kristalllänge von $z = 5$ cm das Optimum präzise ermittelt. Für die Zentralwellenlänge $\lambda_0 = 800$ nm bzw. die zentrale Kreisfrequenz

$\omega_0 = 2.35 \text{ fs}^{-1}$ (deren Zeitäquivalent) erhält man den Verlauf, der in Abbildung 4.11(a) gezeigt wird. Aufgrund der Manley-Rowe-Beziehungen 4.55 (diese wurden im Programm verwendet) ist die Idlerleistung proportional zur Signalleistung. Die Summe aller drei Leistungen ist aufgrund des Energieerhaltungssatzes konstant. Die Idlerleistung beginnt bei null und steigt anfangs schneller als die Signalleistung, aber nur so lange, bis beide auf demselben Niveau sind und beide Verläufe nahezu exponentiell gehen, was durch eine logarithmische Auftragung in Abbildung 4.11(b) verdeutlicht wird. Signal und Idler steigen solange an, bis keine Pump-photonen mehr vorhanden sind. Da die Leistung des Pumplasers kleiner als die Signal- und Idlerleistung wird, fließt nun Energie aus dem Idler und dem Signal zurück in die Pumpe. Wie in Abb. 4.10(a)-4.10(b) gezeigt, ist dieser Prozeß in der Theorie periodisch.

Ursprünglich waren die Photonenflußdichten symmetrisch verteilt (siehe Abb. 4.7). Nun sieht man ein unsymmetrisches Bild, welches von der Form der Phasenfehl-anpassung, welche schon in Abbildung 4.3(a) (Abschnitt 4.3.1) dargestellt wurde, herrührt. Für die Bereiche, für die die Phasenfehl-anpassung zu groß wird, wird die Sättigung im Kristall nach hinten verschoben. Die maximal erzielbare Sättigung für die Zentralwellenlänge kann für unangepaßte Spektralbereiche nicht mehr erreicht werden. Dieses Verhalten wurde bereits im Abschnitt 4.2 besprochen.

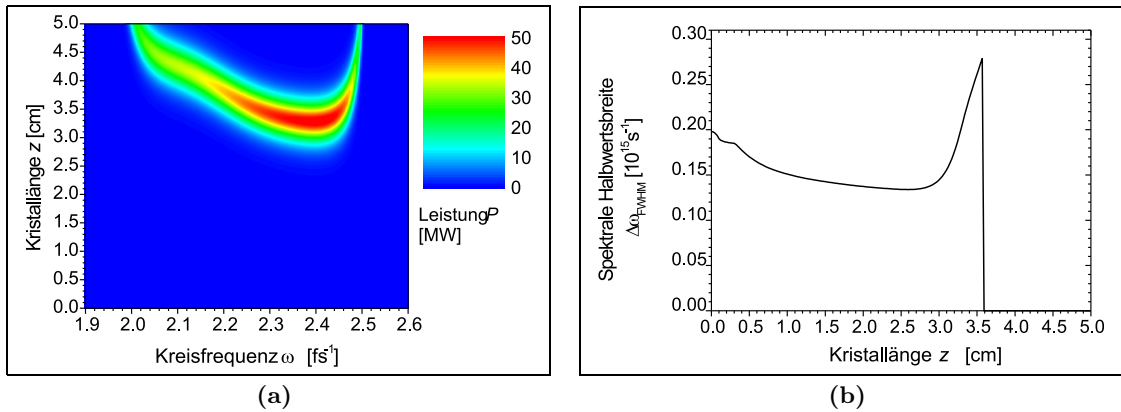


Abbildung 4.12: (a) Signalleistung (gestreckt) in Abhängigkeit von Kristalllänge und Frequenz. Auf der kurzwelligen Seite bricht die Verstärkung relativ abrupt ab. Gemäß der Form der Phasenfehl-anpassung erfolgt der Abfall der langwelligen Seite etwas kontinuierlicher. (b) Spektrale Bandbreite $\Delta\omega(z)$.

Aus Abbildung 4.12(a) kann die spektrale Bandbreite $\Delta\omega_{\text{FWHM}}(z)$ (Abbildung 4.12(b)) bestimmt werden. Zunächst fällt die Bandbreite ab, was bei einem konstanten Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt zu einem verbreiterten Puls führen würde. Im Bereich der Sättigung fällt die Leistung im Gebiet der Zentralwellenlänge ab, während sie in den benachbarten Spektralbereichen weiter ansteigt. Dies führt zu einer vergrößerten Bandbreite und zu einer kürzeren möglichen Pulsdauer. Die zunehmende Deformation und Modulation des Spektrums führt aber auch bei „perfekter“ zeitlicher Kompression zu modulierten zeitlichen Pulsen (z.B. (Pis01)). Bei zu großer Verstärkungslänge ($> 3.6 \text{ cm}$) ist es schließlich aufgrund spektraler Modulationen nicht mehr möglich, die spektrale Halbwertsbreite direkt (ohne Fit des Spektrums) zu ermitteln.

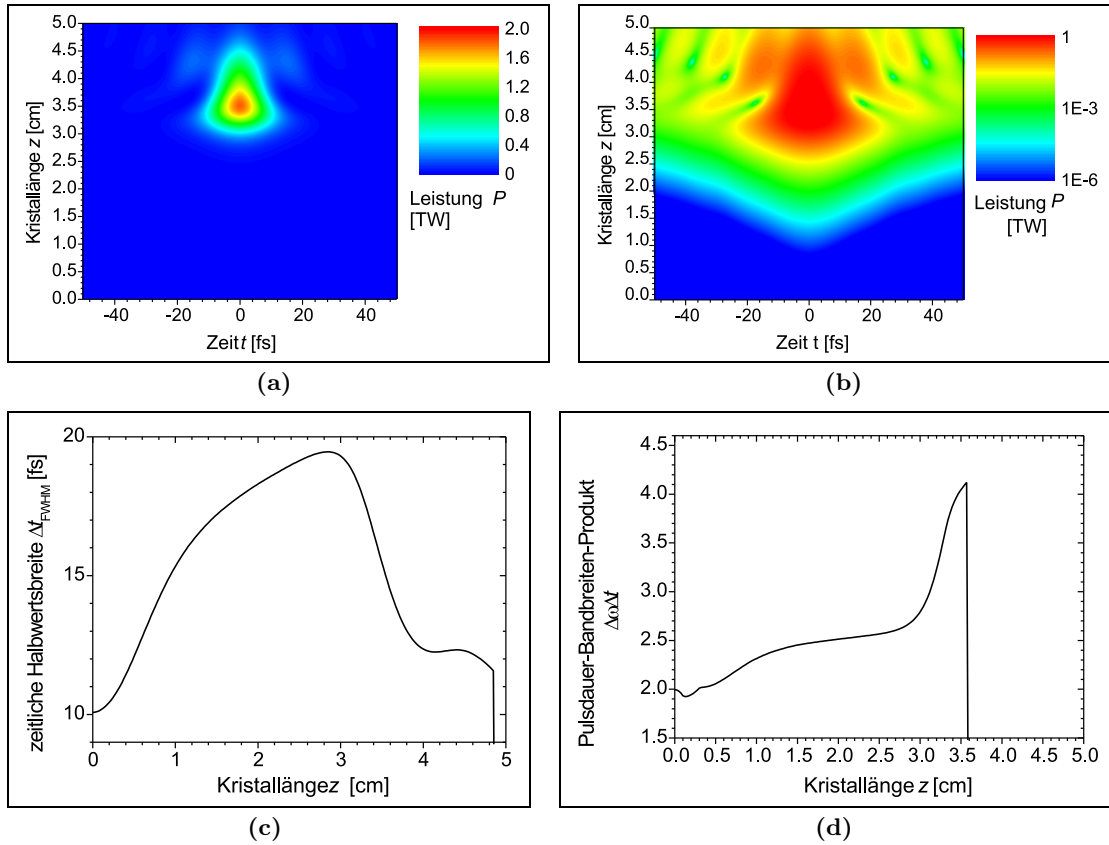


Abbildung 4.13: (a) Leistung des komprimierten Pulses, lineare Auftragung. Deutlich zu sehen sind die zeitlichen Satelliten. (b) Logarithmische Auftragung. Hier wird die zeitliche Struktur des Pulses nach der inversen FFT noch viel deutlicher. (c) Zeitliche Halbwertsbreite. (d) Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt.

Wenn eine inverse Fouriertransformation (im Programm eine iFFT - engl.: *inverse Fast Fourier Transformation*) des Spektrums aus Abbildung 4.12(a) durchgeführt wird und eine entsprechende Normierung stattfindet, so daß das Integral über die Zeit wieder die Gesamtenergie ergibt, erhält man den zeitlichen Verlauf des Pulses in Abb. 4.13(a), aus dem man die Entwicklung der zeitlichen Halbwertsbreite (Abbildung 4.13(c)) bei der Propagation durch den Verstärkerkristall erhält, wenn von einem dispersionsbefreiten Puls ausgegangen wird. Der Puls wird zunächst viel länger. Am Ende der Verstärkung, also nach der Sättigung, zieht er sich wieder fast auf die ursprüngliche Halbwertsbreite zusammen. Obwohl die Bandbreite viel höher ist als die Ausgangsbandbreite, werden die Pulse nicht kürzer, da durch die Änderung der spektralen und zeitlichen Formen das Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt nicht konstant bleibt. Das berechnete Pulsdauer-Bandbreite-Produkt eines Solitons beträgt 1.978 (DR96). Der zeitliche Verlauf und das Spektrum entsprechen nicht mehr dem eines Solitons, sondern es nähert sich dem eines Rechtecks an und der zeitliche Verlauf dem seiner inversen Fouriertransformierten. Das ist konsistent mit einem vergrößerten Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt (für ein Rechteckspektrum 5.567).

Für die Auswahl des Optimums ist der in der Praxis ausschlaggebende Parameter maßgeblich, nämlich die Maximalleistung nach der Rekompresseion der Pulse. Experimentell ist diese Größe zunächst nicht direkt bestimmbar, sondern nur die Energie. Es zeigt sich aber, daß das Leistungs- und Energieoptimum in etwa an derselben Kristallposition liegen, wenn auch aufgrund des Einflusses der zeitlichen Halbwertsbreite nicht exakt.

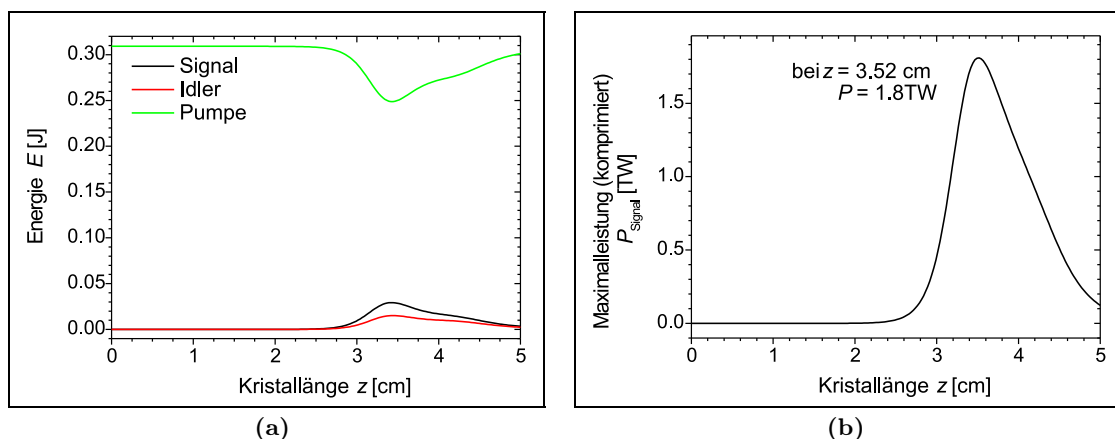


Abbildung 4.14: (a) Entwicklung der Energien von Signal, Pumpe und Idler. (b) Komprimierte Maximalsignalleistung mit eingezeichnetem Optimum. Hier wird mit realistischen Parametern gerechnet.

In Abb. 4.14(a) sieht man die Entwicklung der Signalenergie im Kristall. Die Pumpenergie fällt längst nicht auf 0 ab, da der zeitliche Überlapp gemäß Abbildung 4.7 nicht ideal ist und die räumliche Position der Sättigung für verschiedene Wellenlängen unterschiedlich ist. Theoretisch können Maximalenergien in der Größenordnung von 30 mJ erzielt werden. In Abb. 4.13(a) ist das Optimum eingezeichnet, das bei einer Kristalllänge von ca. 3.52 cm erreicht wird. Dies entspricht mit den gewählten Parametern einer komprimierten Maximalleistung von ca. 1.8 TW. Abschließend werden die Photonenflußdichten des Signals und der Pumpe in Abb. 4.16 näher betrachtet, um das Spektrum bzw. den zeitlichen Verlauf der Pumpe genauer beurteilen zu können.

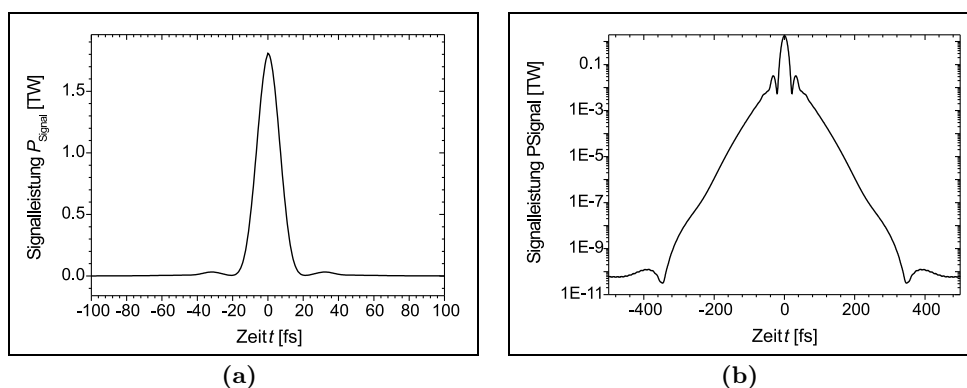


Abbildung 4.15: (a) Berechneter zeitlicher Verlauf des komprimierten Signalpulses, lineare Auftragung. (b) Logarithmische Auftragung. Deutlich zu sehen sind Pulssatelliten. Es wurde angenommen, daß die Dispersion perfekt kompensiert werden kann.

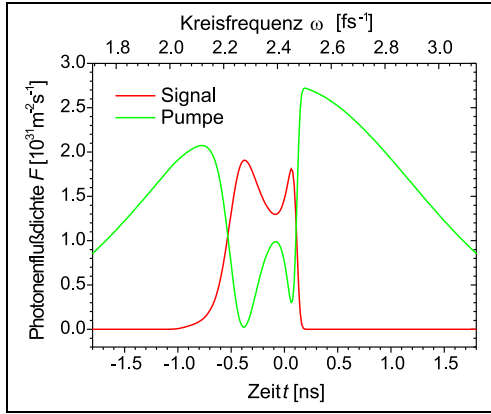


Abbildung 4.16: Spektraler und zeitlicher Verlauf der Signal- und Pumpphotonenflußdichte im Optimum nach einer Verstärkungslänge von ca. 3.5 cm.

Es ist deutlich zu sehen, daß aus dem ursprünglich gaußförmigen Profil des Pumppulses genau jener Teil fehlt, der durch Idler und Signal verbraucht wurde. Wenn man sich den Gesamtverlauf anschaut, wird deutlich, daß es möglich ist, in den Flanken des Pulses weitere Verstärkungen durchzuführen. Dafür können die Pulse über den Lichtweg zeitlich verschoben werden.

Wenn man das Spektrum des Signals genauer betrachtet, erkennt man, daß die Spektralform nur noch wenig an ein Soliton erinnert. Die Symmetrie ist verloren gegangen und das Spektrum kann eher als ein Flat-Top-Profil aufgefaßt werden, also ein Rechteckspektrum, das man durch eine Supergaußfunktion annähern könnte. Dies spiegelt sich auch in Abbildung 4.15(a) wider, wenn man den zeitlichen Verlauf des perfekt komprimierten Pulses betrachtet, aber ganz besonders wieder in der logarithmischen Auftragung in Abb. 4.15(b). Deutlich zu erkennen sind Pulssatelliten in unmittelbarer Nähe des Hauptpulses.

Eine Auflistung der Parameter mit einem optimal laufenden Verstärkerkristall zeigt, welches Potential in dieser Methode der Verstärkung steckt.

- Maximalleistung (komprimiert) $P_{\max} = 1.8 \text{ TW}$
- Maximalenergie $E_{\text{opt}} = 28 \text{ mJ}$
- Pulsdauer $\Delta t_{\text{FWHM,opt}} = 15 \text{ fs}$

Mit dieser Methode kann in einem Schritt verhältnismäßig viel Energie und damit auch eine hohe Maximalleistung erzielt werden, doch ist die zeitliche Halbwertsbreite nicht auf dem Anfangswert zu halten.

4.4.3 Winkelabhängigkeit der Verstärkung

Von entscheidender Bedeutung für die Verstärkung ist die Phasenfehlانpassung, die (explizit) exponentiell in die gekoppelten Wellengleichungen 4.39 eingeht und auch in der Lösung darüber entscheidet, wie effektiv Pumpphotonen in Signalphotonen umgewandelt werden können. Da die Phasenfehlانpassung wiederum explizit vom Phasenanpaßwinkel θ und vom Nichtkollinearitätswinkel φ abhängt, gilt dies auch für die Verstärkung. In diesem Abschnitt werden Messungen und Berechnungen vorgestellt, die die Zusammenhänge zwischen den Winkeln und der Verstärkung aufzeigen.

4.4.3.1 Simulation mit SPONGEBOB (θ - φ -Option)

Die Programmierung für eine Berechnung der Winkelabhängigkeit ist mit den gegebenen Zusammenhängen und dem bereits vorhandenen Code für die Berechnung der Abhängigkeit von der Kristallposition bzw. -länge relativ simpel. Mit dem Programm wird ein Array berechnet, in das die Daten für die jeweilige Meßgröße eingetragen werden, die horizontalen und vertikalen Koordinaten sind mit den entsprechenden Winkeln korreliert. So erhält man die verschiedensten Zusammenhänge. Die Berechnungen erfolgen erneut mit den im Abschnitt 4.4.1 definierten Parametern, allerdings mit der optimalen Kristalllänge $z = 3.5 \text{ cm}$.

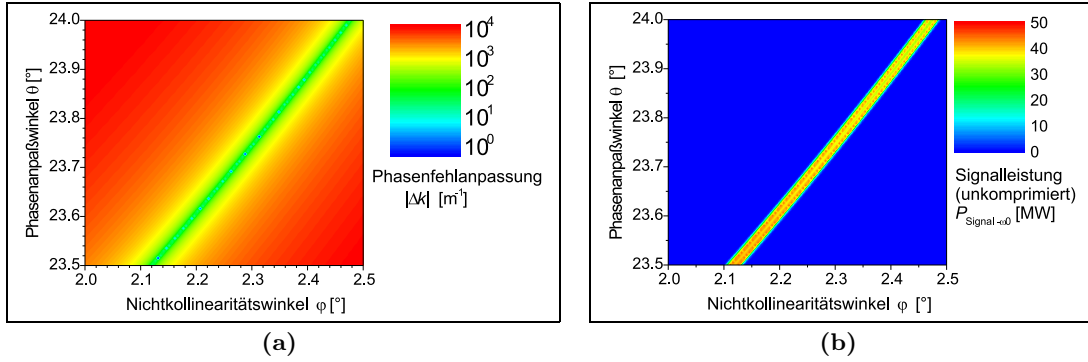


Abbildung 4.17: (a) Phasenfehlpassung bei $\lambda_0 = 800$ nm. Im dargestellten Winkelbereich besteht ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen Phasenanpaß- und Nichtkollinearitätswinkel. (b) Signalleistung (gestreckter Puls) bei $\lambda_0 = 800$ nm. Offenbar folgt die Signalleistung den Bereichen minimaler Phasenfehlpassung. Es sind zwei dünne Streifen zu sehen, die vom Überschreiten der Sättigung herrühren.

Zunächst wird der primäre Zusammenhang betrachtet, nämlich die Abhängigkeit der Phasenfehlpassung von den beiden Winkeln θ und φ . Dazu wird der Betrag $|\Delta k|$ gegen die beiden Winkel θ und φ geplottet, und zwar in logarithmischer Darstellung, damit man den Nulldurchgang deutlich erkennen kann. Der Plot kann nur für eine Wellenlänge erfolgen, also entscheiden wir uns für die Zentralwellenlänge $\lambda_0 = 800$ nm.

Der Zusammenhang $|\Delta k_{800 \text{ nm}}(\theta, \phi)|$ ist in Abbildung 4.17(a) zu sehen. Man sieht, daß der Zusammenhang zwischen den beiden Winkeln durch die Forderung vernachlässigbar kleiner Phasenfehlpassung bei der Wellenlänge $\lambda_0 = 800$ nm im angezeigten Bereich nahezu linear ist. Dasselbe ist auch für die Verstärkung bei der Zentralwellenlänge zu erwarten. Dazu wird die Signalleistung $P_{s,800 \text{ nm}}(\theta, \varphi)$ in Abbildung 4.17(b) betrachtet.

Auch hier ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen den Winkeln. Wenn die Winkel nicht genau stimmen, findet bei der Zentralwellenlänge praktisch keine Verstärkung mehr statt, da die Phasenfehlpassung zu stark ansteigt. Da ultrakurze Pulse verwendet werden, müssen die Berechnungen auf große spektrale Bandbreiten ausgeweitet werden. Deshalb sind die Abhängigkeiten der Pulsenergien und der Maximalleistungen der komprimierten Pulse von den Winkeln $E_s(\theta, \varphi)$ bzw. $P_{s,\text{max}}(\theta, \varphi)$ zu ermitteln.

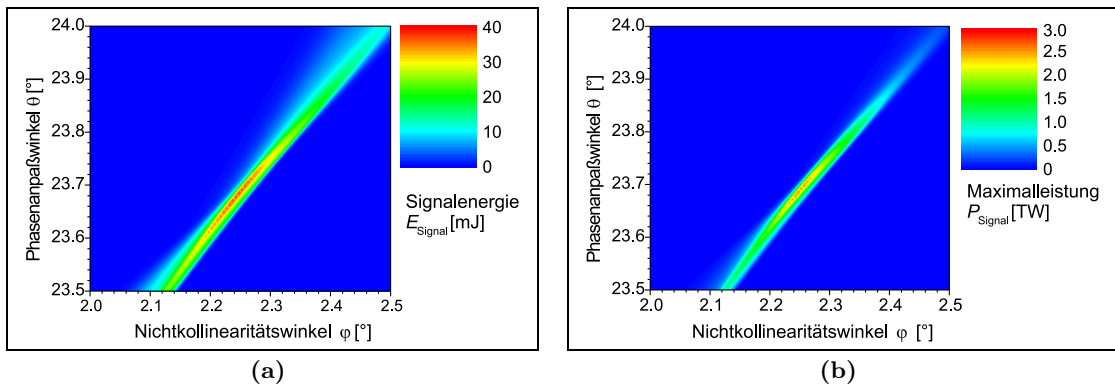


Abbildung 4.18: (a): Abhängigkeit der Signalenergie von den Winkeln. (b): Abhängigkeit der Maximalleistung der komprimierten Pulse von den Winkeln.

Für die in Abb 4.18(a) und Abb 4.18(b) dargestellten Pulsenergien bzw. Spitzenleistungen der komprimierten Pulse ergeben sich ähnliche Zusammenhänge zwischen θ und φ , wenn man

mit Abb. 4.17(b) vergleicht, jedoch ergibt sich entlang dieser Abhängigkeit ein Maximum, das bei der Auftragung der Spitzenleistungen in Abb. 4.18(b) noch stärker ausgeprägt ist. Der Grund dafür ist in der Änderung der Halbwertsbreite der Pulse zu suchen, denn auch diese hängt aufgrund der Veränderung des Spektrums bei Variation der Winkel empfindlich von diesen ab. In Abbildung 4.19 ist diese Abhängigkeit zu sehen.

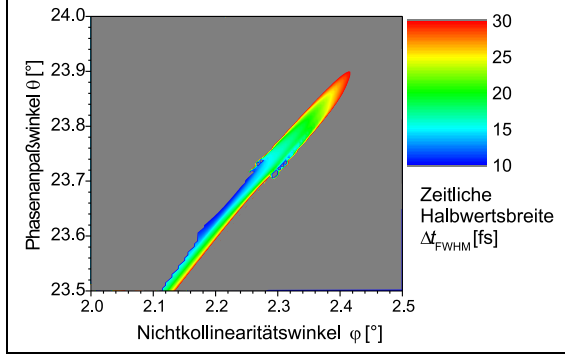
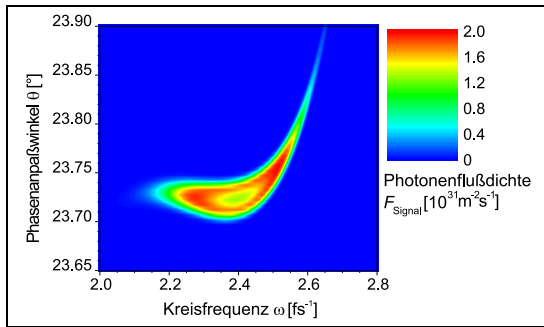


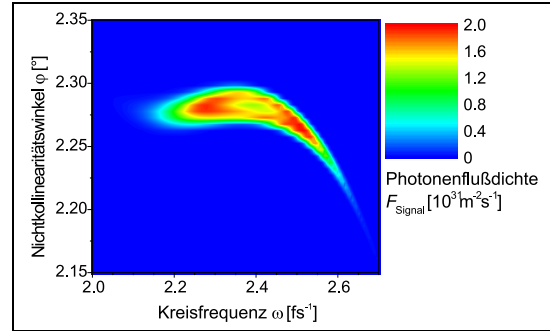
Abbildung 4.19: Zeitliche Halbwertsbreite perfekt rekomprimierter Pulse in Abhängigkeit von den Winkeln. Bereiche, die zu große Halbwertsbreiten ($>30\text{fs}$) haben oder zu stark modulieren, sind grau eingefärbt.

Abb. 4.18(a).

In Abbildung 4.19 wird die zeitliche Halbwertsbreite als Funktion der Winkel dargestellt. Es ist sehr schwierig, den Zusammenhang zu erkennen. Wenn man jedoch nur die Bereiche in der Nähe der grün eingefärbten Gebiete betrachtet, sieht man bei dem Winkelpaar $\theta = 23.71^\circ, \varphi = 2.28^\circ$ ein Minimum, das leicht über 10 fs liegt (hellblau eingefärbt). Alle grau eingefärbten Gebiete können zu großen Modulationen, einer zu kleinen Verstärkung oder zu großer Halbwertsbreite zugeordnet werden. Das Minimum beim erwähnten Winkelpaar erklärt, daß das Maximum der Leistung in Abb. 4.18(b) der komprimierten Pulse stärker ausgeprägt ist als das der Energie in



(a)



(b)

Abbildung 4.20: (a): Darstellung der Signalphotonenflußdichte in Abhängigkeit von dem Phasenanpaßwinkel θ und der Kreisfrequenz ω bei optimiertem Nichtkollinearitätswinkel $\varphi_{\text{opt}} = 2.28^\circ$. (b): Signalphotonenflußdichte in Abhängigkeit von dem Nichtkollinearitätswinkel φ und der Kreisfrequenz ω bei optimiertem Phasenanpaßwinkel $\theta_{\text{opt}} = 23.72^\circ$.

Zum genaueren Verständnis der Zunahme der Energie und Leistung beim Winkeloptimum werden die Photonendichten in Abhängigkeit von den Kreisfrequenzen und Winkeln betrachtet. Abbildung 4.20(a) und 4.20(b) zeigen, daß um die Optimalwinkel herum das Spektrum tatsächlich die größte Bandbreite besitzt. Man sieht in beiden Kurven ein „Loch“, welches entsteht, weil die Maximalleistung dort am größten ist, wo Gesamtenergie und spektrale Halbwertsbreite am größten sind. Es taucht auf, weil die Verstärkung an dieser Stelle schon leicht rückläufig ist.

Zum Vergleich mit den Experimenten wurde in Abbildung 4.21 die Abhängigkeit der „spektralen“ Signalleistung von den Winkeln dargestellt, indem die Variable φ variiert und die Spektren gegen den Verlauf von θ geplottet wurden. Es zeigt sich in der Tat wie auch in den mathematischen Vorbetrachtungen, daß wie mit Gleichung 4.17 in Abschnitt 4.3.1 berechnet die breitbandigste Phasenfehlanpassung bei 800 nm für $\varphi = 2.28^\circ$ erreicht wird. Der optimale Phasenanpaßwinkel θ beträgt auch hier $\theta = 23.72^\circ$. Das ist aber trivial, da wir diese Bedingung über $\Delta k(\omega, \theta_{\text{opt}}, \varphi_{\text{opt}})$ einfließen lassen. Man erkennt außerdem, daß die erzeugte Kurve ihr Anstiegsverhalten bzgl. der Kreisfrequenz ändert. Dieses Verhalten kann bei der Justage benutzt werden, um Rückschlüsse auf die Änderungsrichtung der φ –Justage führen zu können.

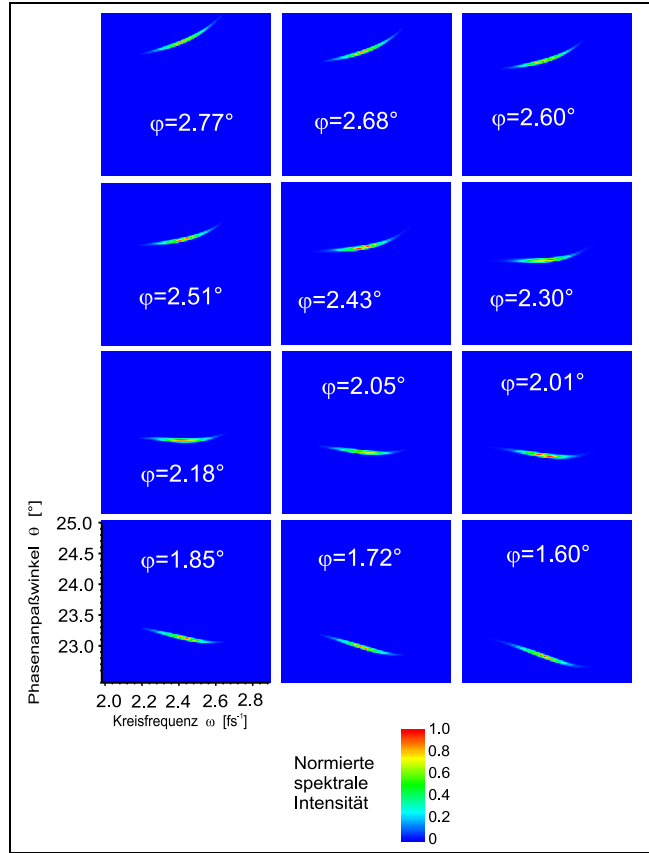


Abbildung 4.21: Der Parameter φ wird variiert und die spektral-winkelabhängige (θ) Signalleistung wiedergegeben - der Versuch einer Darstellung einer vierdimensionalen Abhängigkeit auf zweidimensionalen Papier.

4.4.3.2 Variation des Nichtkollinearitätswinkels φ - Messungen

Um die Berechnung in Abschnitt 4.4.3.1 mit einer Messung zu bestätigen, müssen zunächst die internen Winkel auf externe Winkel umgerechnet werden, da interne Winkel meßtechnisch nicht direkt zugänglich sind. Dafür werden die beteiligten Winkel und Strahlen in Abbildung 4.22 dargestellt.

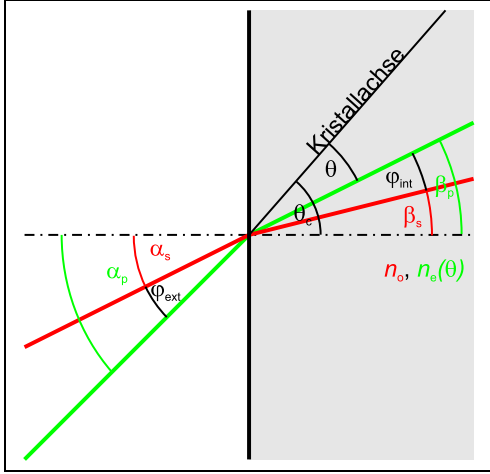


Abbildung 4.22: Brechungswinkel von Pumpe und Signal beim Übergang Luft-BBO-Kristall.

Der Schnittwinkel θ_c läßt sich berechnen, indem der Brechungswinkel der Pumpe β_P mit dem Phasenangleichwinkel θ addiert wird, also $\theta_c = \theta + \beta_P$. Den Brechungswinkel der Pumpe kann man durch die Summe aus dem Brechungswinkel des Signals und dem internen Nichtkollinearitätswinkel $\beta_P = \beta_S + \varphi_{\text{int}}$ darstellen. Ebenso sind die Einfallswinkel α miteinander durch den externen Nichtkollinearitätswinkel φ miteinander verknüpft, nämlich durch $\alpha_P = \alpha_S + \varphi_{\text{ext}}$. Nach Snellius kann man nun die beiden Brechungsgesetze für den außerordentlich polarisierten Pumpstrahl und den ordentlich polarisierten Signalstrahl durch die Gleichungen

$$n_o = \frac{\sin \alpha_S}{\sin \beta_S} \quad (4.92)$$

$$n_e(\theta) = \frac{\sin \alpha_P}{\sin \beta_P} \approx n_e^0 \quad (4.93)$$

formulieren. Mit den oben erwähnten additiven Zusammenhängen und den Definitionen $\theta = \theta^0 + \Delta\theta_{\text{int}}$, $\varphi_{\text{int}} = \varphi_{\text{int}}^0 + \Delta\varphi_{\text{int}}$, $\alpha_P = \alpha_P^0 + \Delta\theta_{\text{ext}}$ und $\varphi_{\text{ext}} = \varphi_{\text{ext}}^0 + \Delta\varphi_{\text{ext}}$ ergeben sich dann die modifizierten Brechungsgesetze nach Snellius mit

$$\sin(\alpha_S^0 + \Delta\theta_{\text{ext}} - \Delta\varphi_{\text{ext}}) \approx n_o \sin(\beta_S^0 - \Delta\theta_{\text{int}} - \Delta\varphi_{\text{int}}) \quad (4.94)$$

für den Signalstrahl und unter der Annahme, daß sich der außerordentliche Brechungsindex mit leicht geändertem Phasenangleichwinkel θ nur sehr schwach ändert, erhält man für den Pumpstrahl

$$\sin(\alpha_P^0 + \Delta\theta_{\text{ext}}) \approx n_e^0 \sin(\beta_P^0 - \Delta\theta_{\text{int}}). \quad (4.95)$$

Die beiden letzten Gleichungen lassen sich für kleine Änderungen linear nähern, so daß sich die beiden Näherungsformeln für die Transformation der Winkeländerung

$$\Delta\theta_{\text{int}} - \Delta\varphi_{\text{int}} \approx -\frac{\tan \beta_S^0}{\tan \alpha_S^0} (\Delta\theta_{\text{ext}} + \Delta\varphi_{\text{ext}}) \quad (4.96)$$

$$\Delta\theta_{\text{int}} \approx -\frac{\tan \beta_P^0}{\tan \alpha_P^0} \Delta\theta_{\text{ext}} \quad (4.97)$$

ergeben. Unter der Voraussetzung, daß die Abweichung des Einfallswinkels α_P^0 klein gegen den Einfallswinkel α_P ist, können die Vorfaktoren in Gl. 4.97 und 4.96 gleichgesetzt werden, so daß in der Gleichung 4.96 der Einfluß der Änderung des externen Phasenangleichwinkels eliminiert

werden kann. Mit den Standardparametern aus Abschnitt 4.4.1 erhält man die Näherungen $\Delta\varphi_{\text{int}} \approx 0.41\Delta\varphi_{\text{ext}}$ und $\Delta\theta_{\text{int}} \approx -0.37\Delta\theta_{\text{ext}}$.

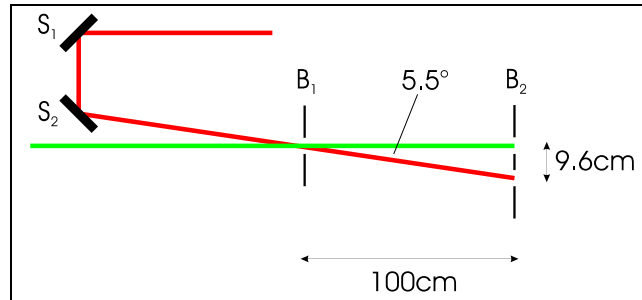


Abbildung 4.23: Prinzip der Vorjustage auf optimalen Nichtkollinearitätswinkel $\varphi = 2.28^\circ$.

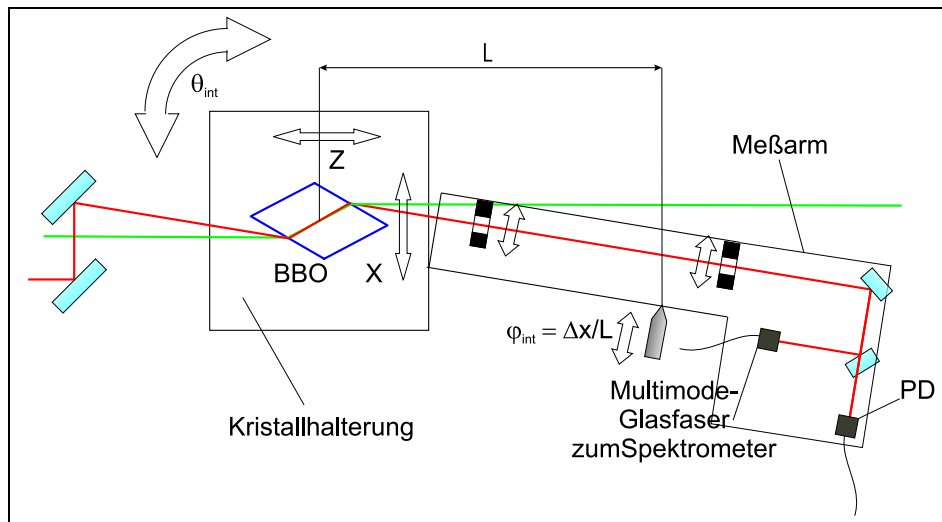


Abbildung 4.24: Prinzip der reproduzierbaren Justage auf verschiedene Nichtkollinearitäts- und Phasenpaßwinkel (indirekt).

Aus Abbildung 4.23 geht hervor, wie man mit Hilfe zweier Spiegel (S_1 , S_2), einer Einfach- und einer Doppelblende (B_1 , B_2) das System relativ genau auf den optimalen Nichtkollinearitätswinkel $\varphi = 2.28^\circ$ einstellen kann. Zunächst bringt man eine Blende an die Position, wo sich Pump- (grün) und Signalstrahl (rot) treffen sollen. In einen Abstand von 100 cm wird eine Doppelblende gestellt, die einen definierten Lochabstand (9.6 cm) hat, und mittels „Beamwalking“ wird der Signalstrahl gleichzeitig durch beide Blenden justiert.

Nach Durchführung der Justage stellt man den gehaltenen BBO-Kristall so in den Strahlengang, daß sich die Strahlen genau in der Kristallmitte treffen. Dies wird realisiert, indem man überprüft, ob die Strahlen in einem gleichen Abstand vor und hinter dem Kristall den gleichen Abstand voneinander haben. Diese Justage braucht nur grob zu erfolgen, denn der Eintrittsspiegel S_2 ist auf einem Verschiebetisch angebracht, der es ermöglicht, eine Parallelverschiebung des Signalstrahls durchzuführen.

Die auf dem Meßarm befindlichen Blenden, der durch eine spezielle Kugellagerkonstruktion um eine senkrechte Achse am Ort des Kristalls drehbar ist, werden nun noch in den Signalstrahlengang gebracht, und auf der Lochplatte können die Meßvorrichtungen wie in Abbildung 4.24 abgebildet aufgestellt werden. Mit einer Konstruktion aus einer starken Feder und einer Feinjustierschraube mit Mikrometerablesung kann nun der externe Nichtkollinearitätswinkel präzise und reproduzierbar über die Blenden eingestellt werden. Für die winkelabhän-

gigen Messungen des Spektrums wurde ein Abstand der Feinjustierschraube zum Kristall von $L \approx 34\text{cm}$ gewählt. Auf dem Meßarm befinden sich desweiteren der Eingang einer Multimodenglasfaser, die zum Spektrometer aus Anhang A.1 führt. Durch einen Strahlteiler kann ein Teil des Strahls direkt auf eine Photodiode aus Anhang A.2 fokussiert werden.

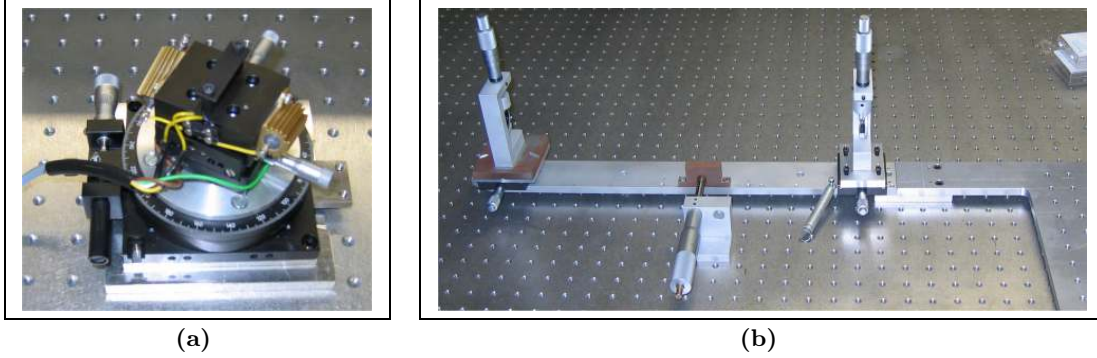


Abbildung 4.25: Meßvorrichtungen zur Einstellung der Winkel θ und φ . (a): Kristallhalterung mit zwei X-Y-Verschiebetischen und einem Winkelverstellttisch für die θ -Verstellung. (b): Meßarm mit zwei seiten- und höhenverstellbaren Blenden zur Festlegung des Winkels φ . Die erste Blende ist abnehmbar, da sie im Strahlengang des Pumplaserstrahls steht, kann aber durch eine Dreipunktlagerung reproduzierbar eingesetzt werden. Auf dem mit dem Meßarm verbundenen Meßtisch sind Meßvorrichtungen wie z.B. der Spektrometereingang und eine APD untergebracht.

Mit der Meßvorrichtung aus Abbildung 4.25(b) ist es möglich, den Nichtkollinearitätswinkel φ zu variieren. Mit dem Winkelverstellttisch aus Abbildung 4.25(a) kann der Phasenanpaßwinkel θ variiert werden. Um den optimalen Phasenanpaßwinkel einzustellen und die rechnerisch erhaltenen Verläufe aus Abb. 4.21 experimentell zu reproduzieren, wurde für verschiedene Nichtkollinearitätswinkel φ der Phasenanpaßwinkel variiert und die zugehörigen Verstärkungsspektren gemessen. Die Einzelspektren wurden zu Spektrogrammen zusammengesetzt.

Abbildung 4.26 bestätigt qualitativ und quantitativ, was über Abb. 4.21 bereits vorhergesagt wurde. Das Aussehen der jeweiligen Kurven für Werte von φ , das durch die verschwindende Phasenfehlانpassung Δk und das Signalspektrum definiert wird ist nahezu identisch. In Abbildung 4.26 sind desweiteren die Funktionen $\theta_\varphi(\omega_S)$ eingezeichnet. Diese sind durch

$$\theta_\varphi(\omega_S) = \pm \arctan \sqrt{\frac{\kappa(\omega_S) - 1}{1 - \kappa(\omega_S)v^2}} \quad (4.98)$$

gegeben, wenn in Gleichung 4.7 die Phasenfehlانpassung verschwindet. Dabei ist

$$\kappa(\omega_S) = \left[\frac{k_S \cos \varphi \pm \sqrt{k_I^2 - k_S^2 \sin^2 \varphi}}{k_P^0} \right]^2 \quad (4.99)$$

und $v = n_o(\omega_P)/n_e(\omega_P)$. Die Wellenvektoren k_S für das Signal und k_I für den Idler sind von ω_S abhängig, der Wellenvektor k_P^0 ist bezogen auf den ordentlichen Brechungsindex, also mit $k_P^0 = \omega_P n_o(\omega_P)/c_0$ definiert.

Damit konnte gezeigt werden, daß breitbandige Verstärkung entsprechend verschwindender Phasenfehlانpassung generiert werden kann. Der optimale Verstärkungsbereich liegt zwischen $\varphi = 2.18^\circ$ und $\varphi = 2.30^\circ$. Experimentell gemessene Spektrogramme können mit einer Genauigkeit von $\Delta\varphi \leq 0.05^\circ$ von Funktionen $\theta_\varphi(\omega_S)$ aus Gl. 4.98 angepaßt werden. Da die Lösungsfunktionen 4.76 den Kurven verschwindender Phasenfehlانpassung folgen, stimmen

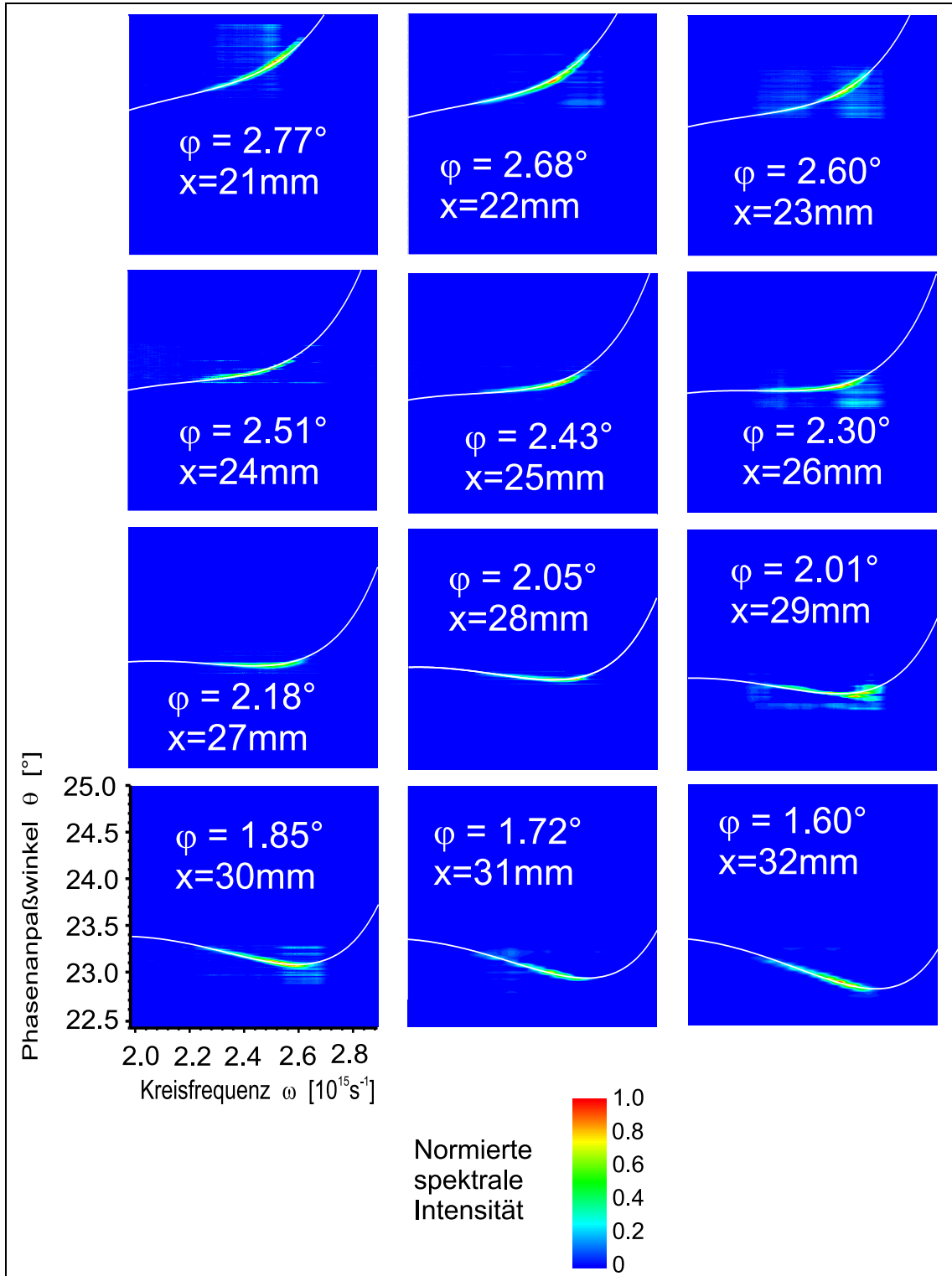


Abbildung 4.26: Der Parameter φ wird variiert und die spektral-winkelabhängige normierte Signalleistung wiedergegeben - die experimentellen Befunde zu Abbildung 4.21. Der Mikrometerschraubenstand x , der den Nichtkollinearitätswinkel φ definiert, ist eingetragen. Zusätzlich wurden die Funktionen $\theta_\varphi(\omega_S)$ eingezeichnet. Dabei wurde der Fitparameter φ so angepaßt und die Funktionen geringfügig vertikal so verschoben, daß $\theta_\varphi(\omega_S)$ perfekt zum gemessenen Verlauf paßt. Demnach identifiziert jedes Spektrogramm eindeutig einen Nichtkollinearitätswinkel φ .

die theoretischen Spektralverläufe sehr gut mit den experimentellen Befunden überein.

4.4.4 Mehrstufige Verstärkung

In Abschnitt 4.4.2 wurde die für optimale Verstärkung erforderliche Länge des BBO-Kristalls bei den vorgegebenen Parametern mit $L = 3.5$ cm ermittelt. Derartige Kristalllängen sind momentan noch nicht verfügbar. Da aber auch der verschlechterte Überlapp von Pump- und Signalstrahl zu einer Verschlechterung der Verstärkung führen, sind größere Kristalllängen nicht sinnvoll.

Unter der Annahme zweier gaußförmiger räumlicher Strahlprofile

$$f_{1,2} = f_{1,2}^0 \cdot e^{-\frac{x^2+y^2}{r^2}} \quad (4.100)$$

für Pump- und Signalstrahl, die sich in der Kristallmitte treffen, ergibt sich die Überlappfunktion der beiden Strahlen über das Integral

$$u(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy f_1(x, y) f_2(x(z), y) = \frac{\pi}{\sqrt{2}} r^2 e^{-\left\{\frac{z \tan \varphi}{r}\right\}^2}. \quad (4.101)$$

Dabei ist z die Propagationsrichtung, x und y kennzeichnen die dazu orthogonalen Raumrichtungen. Der Strahlradius, der für beide Strahlen gleich ist, wird mit r gekennzeichnet. Einer der beiden Strahlen propagiert unter dem Nichtkollinearitätswinkel φ , so daß sich dessen x -Wert gemäß $x_2(z) = z \tan \varphi$ ändert.

Für die optimale Kristalllänge $L = 3.5$ cm ergibt sich eine Überlappgüte von 85 %. Bis zu einer Kristalldicke von $z \approx 2$ cm erhält man eine Güte > 95 %, die noch tolerierbar wäre. Je länger der Kristall ist, desto mehr wird das Verstärkungsprofil gemäß der Überlappfunktion von seiner kreisrunden Form abweichen. Darum muß die Verstärkung mehrstufig erfolgen. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse des SPONGEBOB-Codes aus Anhang D für mehrstufige Verstärkung mit experimentellen Ergebnissen verglichen.

4.4.4.1 Kleinsignalverstärkung – Messung und Simulation

Für die Verstärkung stehen fünf Kristalle zur Verfügung, die unterschiedliche Längen haben, sich jedoch hinsichtlich aller anderer Parameter (Schnittwinkel, Höhe usw.) nicht wesentlich unterscheiden. Laut Herstellerangaben betragen die Kristalllängen

- 1. und 2. Kristall: $z = (1.2 \pm 0.05)$ cm
- 3. Kristall: $z = (1.0 \pm 0.05)$ cm
- 4. und 5. Kristall: $z = (0.4 \pm 0.05)$ cm.

Da sich das Spektrum im Exponentialbereich nur wenig ändert, beschränken wir uns auf eine Messung der Maximalverstärkung des gestreckten Pulses. Die Messung wurde mit einer Avalanche-Photodiode aus Abschnitt A.2 durchgeführt. Es wurden die im Anhang A.2 aufgeführten Filter verwendet. Um die Gesamtverstärkung zu messen, wurde der Signalstrahl auf eine APD fokussiert. In einer zweiten Konfiguration wurde das Verstärkungsmaximum bestimmt. Diese beiden Messungen sind erforderlich, da die Modellrechnung strenggenommen nur für Flat-Top-Profil sowohl bei der Pumpe als auch beim Signal zutreffend ist.

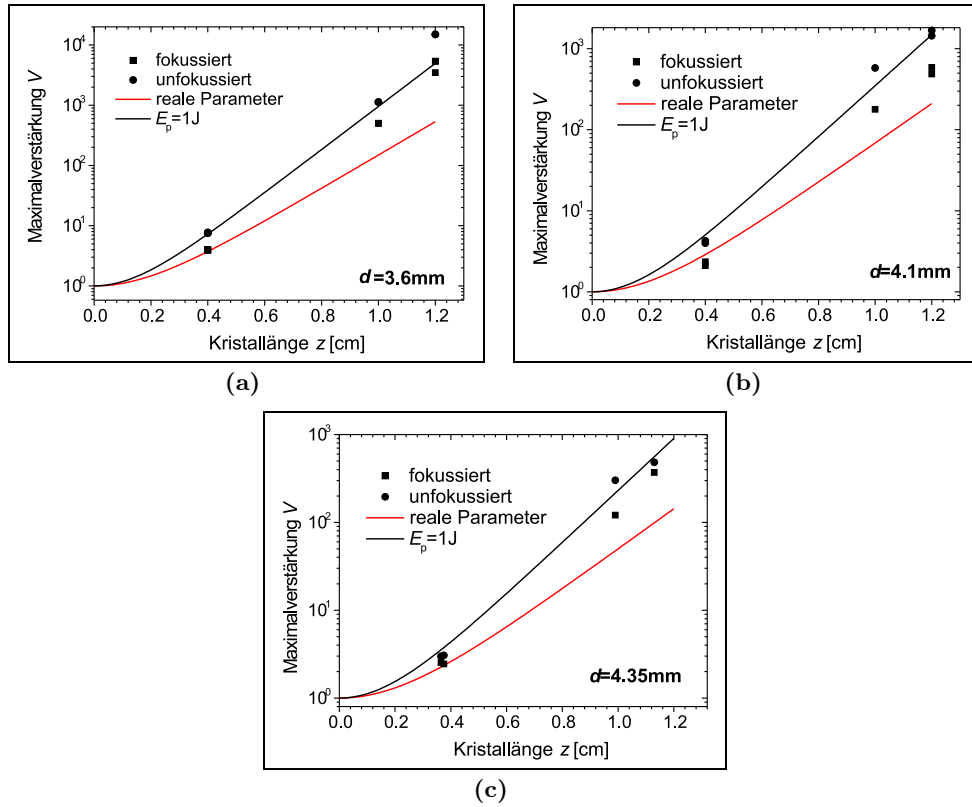


Abbildung 4.27: Verstärkungen mit verschiedenen Strahldurchmessern (wie im Bild angegeben). Die Quadrate repräsentieren die Messungen mit dem fokussierten Strahl, also den Verstärkungsdurchschnitt, und die Kreise die Messungen des Verstärkungsmaximums. Die durchgezogenen Linien stellen die Verstärkungssimulationen dar. Rot sind die Berechnungen mit den tatsächlichen Parametern dar (immer etwas zu niedrig für große Kristalllängen) und schwarz Berechnungen für eine Pumpenergie von $E_p = 1.0 \text{ J}$, die durch Variation der Pumpenergie an die Meßwerte angepaßt wurde.

In Abbildung 4.27(a)-4.27(c) weichen die Berechnungen systematisch relativ stark von den gemessenen Werten ab. Die gemessenen Werte werden umso größer, je länger die Kristalle sind. Die Ursache dafür liegt in einer lokalen Mehrverstärkung durch lokale und zeitliche Schwankungen. Da die ungesättigte Verstärkung einem $\cosh^2$ -Gesetz (siehe Abschnitt 4.3.4) hinsichtlich der Pump- und Signalintensität folgt, führt die Integration eines räumlich glatten Profils zu einer kleineren Verstärkung als die eines strukturierten Profils. Dieser Sachverhalt kann für Kleinsignalverstärkung durch eine erhöhte Pumpintensität berücksichtigt werden. Da diese in der Simulation über verschiedene andere Parameter wie die Energie berechnet wird, wurde für einen passenden Fit eine Pumpenergie von $E_p = 1.0 \text{ J}$ gewählt. Damit lassen sich die experimentellen Ergebnisse für die Kleinsignalverstärkung gut wiedergeben.

4.4.4.2 Mehrstufige Verstärkung - Messungen

In diesem Abschnitt werden Messungen vorgestellt, die das Verhalten der Verstärkerkristalle zeigen. Wichtige Parameter wie zum Beispiel der Verstärkungsfaktor oder die Pulsenergie werden gezeigt, aber auch die Spektren, aus denen über iFFT auf die mögliche Pulsdauer geschlossen wird. Für jede Verstärkerstufe wird auch das räumliche Strahlprofil angegeben. Zur Justage und die genauen Meßmethoden gibt Kapitel 2 genaueren Aufschluß. Zunächst werden die Strahlprofile und das Anfangsspektrum gezeigt. Man sieht relativ starke konzentrische Störungen im Strahlprofil, die offensichtlich einen Einfluß auf die Verstärkung haben.

Durch die nichtkollineare Geometrie werden sie in x -Richtung geglättet, so daß sie sich als Modulationen in y -Richtung bemerkbar machen.

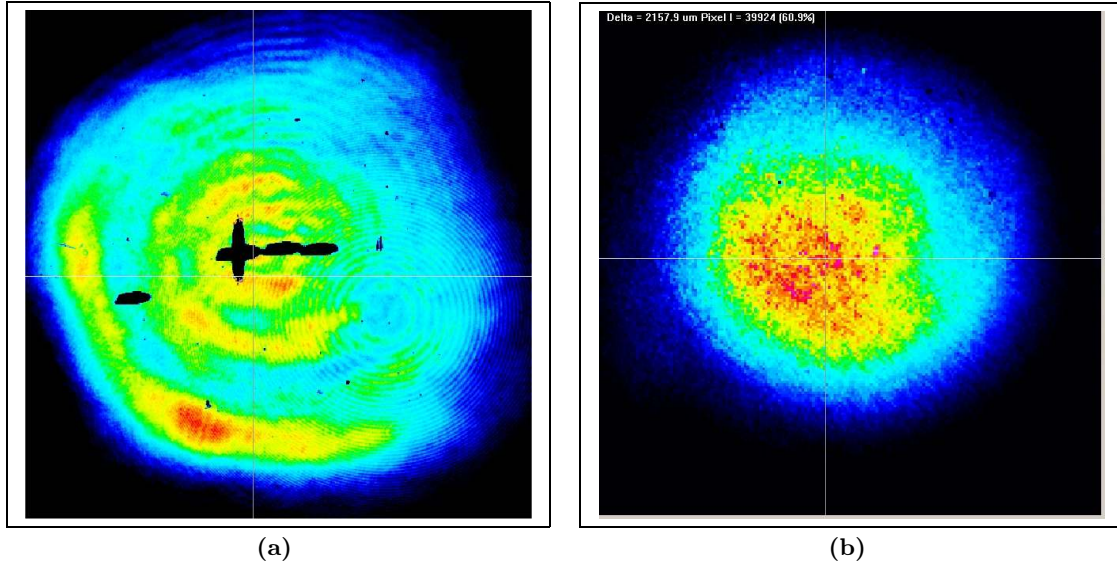


Abbildung 4.28: Strahlprofile von Pump- 4.28(a) und Signallaser 4.28(b), aufgenommen mit einer WincamD (Anhang A.3). Schwarze Flecken sind defekte Bereiche. Der Signalstrahl wurde abgebildet und so auf 33% verkleinert. Danach wurde das Bild gestreckt.

Der Signalstrahl wird in Abbildung 4.28(b) dargestellt und zeigt diese Defekte nicht, da er von einer Streuscheibe mit Hilfe eines Achromaten mit einer Vergrößerung $1/3$ auf einen Bereich des CCD-Chips abgebildet wurde, der nicht beschädigt ist. Man sieht ein nahezu kreisrundes Strahlprofil mit einem Durchmesser (Berechnungsgrundlage ist der Gaußfit und die Vergrößerung) von ca. $d \approx 4$ mm. Mit den Anfangsparametern wurden die in Abbildung 4.29(a)-4.32(b) gezeigten Spektren und zugehörigen Strahlprofile gemessen.

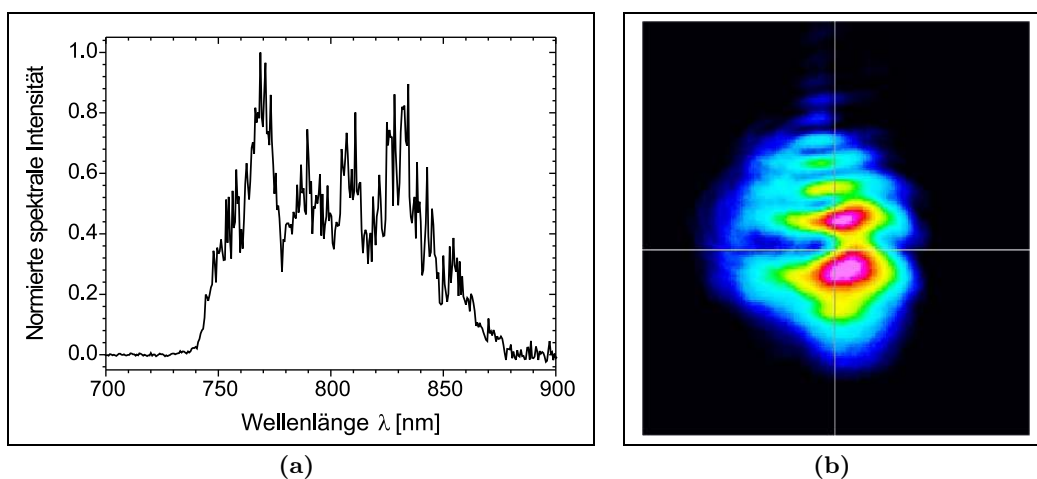


Abbildung 4.29: 1. Verstärkerstufe, $z = 1.2$ cm. 4.29(a): Spektrum. Das Spektrum schwankt relativ stark (verglichen mit dem ursprünglichen Spektrum). Die Pulsenergie beträgt $0.18 \mu\text{J}$, und die Superfluoreszenz ist im Verhältnis dazu noch relativ klein, nämlich 2%, also 3.7 nJ . 4.29(b): Strahlprofil. In vertikaler Richtungen sind relativ starke Modulationen zu erkennen, deren Orientierung durch die Ausschmierung der Faltung von Signal- und Pumpprofil in Richtung der Nichtkollinearität erklärt werden kann.

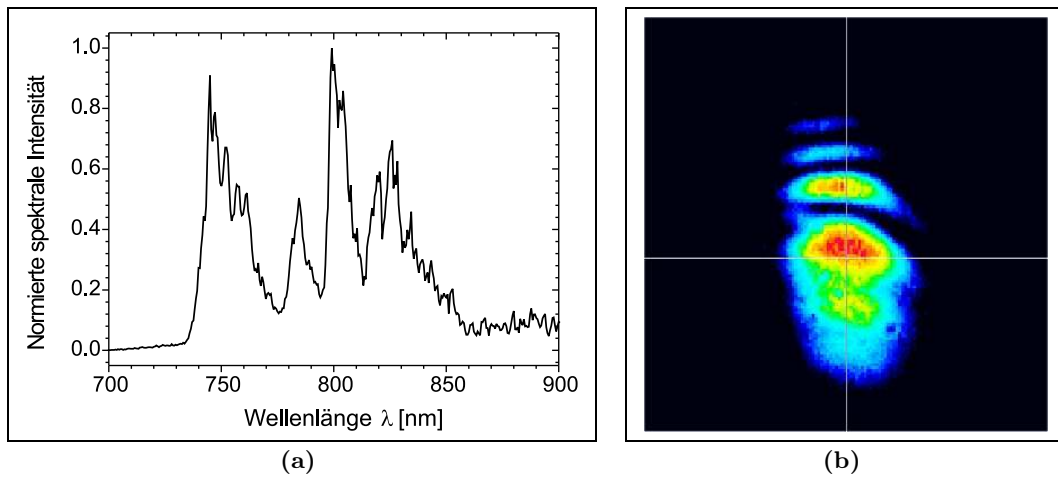


Abbildung 4.30: 2. Verstärkerstufe, $z = 1.2 \text{ cm}$. 4.30(a): Spektrum. Das Spektrum schwankt noch stärker als nach der ersten Stufe. Die Pulsenergie beträgt (über den Verstärkungsfaktor $1.5 \cdot 10^6$ berechnet) 0.3 mJ . 4.30(b): Strahlprofil. Die Modulationen haben zugenommen, das Profil ist elliptischer geworden.

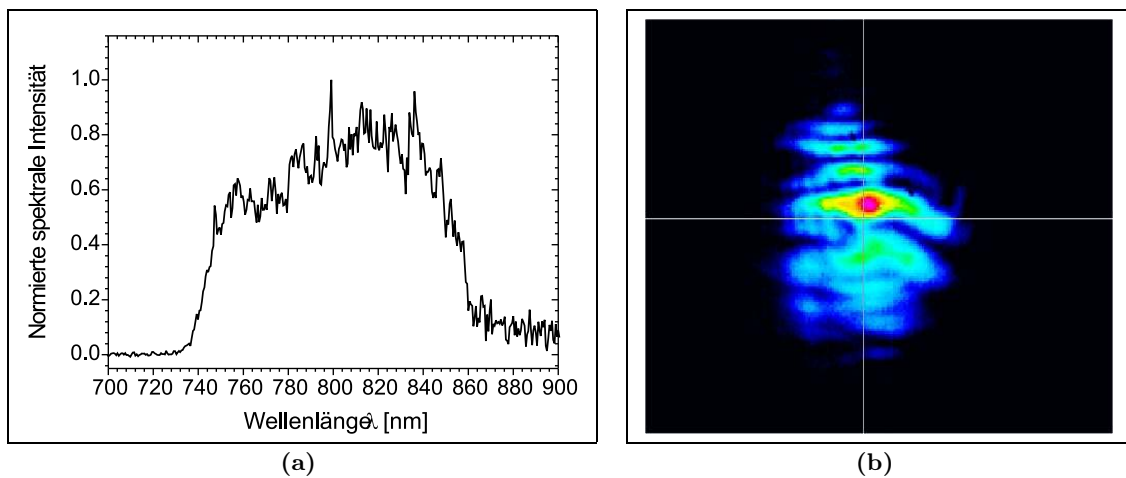


Abbildung 4.31: 3. Verstärkerstufe, $z = 1.0 \text{ cm}$. Die Verstärkung liefert hier maximal 15 mJ mit ca 4 mJ Superfluoreszenzenergie. 4.31(a): Spektrum. Das Spektrum fluktuiert kaum noch. Es scheint an den Rändern etwas steiler abzufallen als vor der Verstärkung. 4.31(b): Strahlprofil. Die Modulationen bleiben erhalten, das Profil wird wieder breiter.

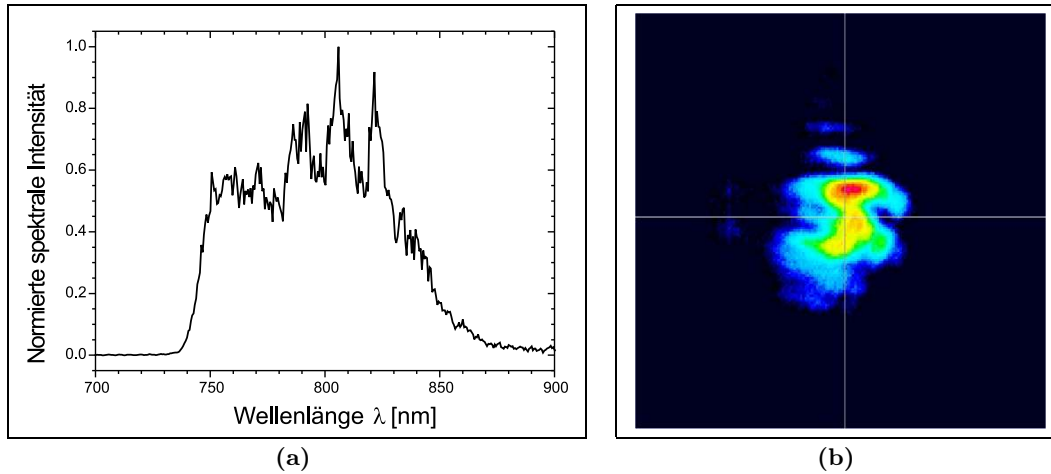


Abbildung 4.32: 4. Verstärkerstufe, $z = 0.4$ cm. Die Verstärkung liefert hier maximal 22 mJ mit ca 5 mJ Superfluoreszenzenergie. 4.31(a): Spektrum. An der rechten Seite flacht es etwas ab. 4.31(b): Strahlprofil. Das Profil scheint insgesamt etwas "runder" geworden zu sein.

Es zeigt sich, daß schon nach der dritten Verstärkerstufe das Regime erreicht wird, das bei vollständiger Dispersionskompensation Pulse mit Spitzenleistungen in der Größenordnung von einem Terawatt erlaubt. Alle Spektren verstehen sich nur als Beispielmessungen, da schon geringfügige Änderungen der Winkel oder der Positionen des Kristalle die Verstärkungsverhältnisse ändern. Die prinzipiellen Erscheinungsbilder bleiben jedoch dieselben. Daß die Bilder der ersten und zweiten Verstärker sowohl in Form der Spektren als auch der Verstärkungsprofile so stark schwanken, stützt die These aus Abschnitt 4.4.4.1, in der behauptet wurde, der Fit läge nur deshalb systematisch unter der berechneten Kurve, weil Schwankungen in der Intensität der Pumpe exponentiell (oder genauer als $\cosh^2$ wie in Gl. 4.87) eingehen.

Die Pumpintensität scheint aber nicht nur in der lokalen Intensität zu schwanken, wie man in Abbildung 4.28(a) erkennen kann, auch in der zeitlichen Intensität gibt es starke Schwankungen, die sich dann auf das Spektrum übertragen. Das erkennt man daran, daß vor allem das zweite Spektrum am stärksten schwankt, das Spektrum nach der dritten Stufe hingegen nur noch wenig. Die Ursache für das unterschiedliche Verhalten ist die Tatsache, daß mit der Annäherung der Verstärkung an die Sättigung der Zusammenhang zwischen Pumpintensität und Verstärkung mehr und mehr in einen linearen Zusammenhang übergeht, wie in Gleichung 4.84 gezeigt wurde. Damit übertragen sich dann die Fluktuationen auch nur noch linear.

4.4.4.3 Simulation der mehrstufigen Verstärkung mit SPONGEBOB

Die hier vorgestellte Simulation der mehrstufigen Verstärkung unterscheidet sich von der in 4.4.2 berechneten Verstärkung „an einem Stück“ dadurch, daß erhöhte Grenzflächenverluste ($\approx 15\%$ pro Fläche) auftreten und darüber hinaus der Idler jedesmal neu „starten“ muß. Daraus ist zu schlußfolgern, daß die Sättigung so sehr verzögert wird, daß in dieser Konfiguration nur lokal Sättigung erzielt werden kann.

Die Berechnungen, die wieder etwas zu niedrig ausfallen, bestätigen, daß Pulse knapp unterhalb des Terawatt-Regimes erzeugt werden, also im Millijoule-Bereich für eine Pulsdauer in der Größenordnung von 10-20 fs, wenn Pumpe und Signal zeitlich und räumlich nicht fluktuieren. Dies zeigen die Abbildungen 4.33(a) bis 4.34. Laut Berechnung liegen dann ab der dritten Verstärkerstufe folgende Parameter vor:

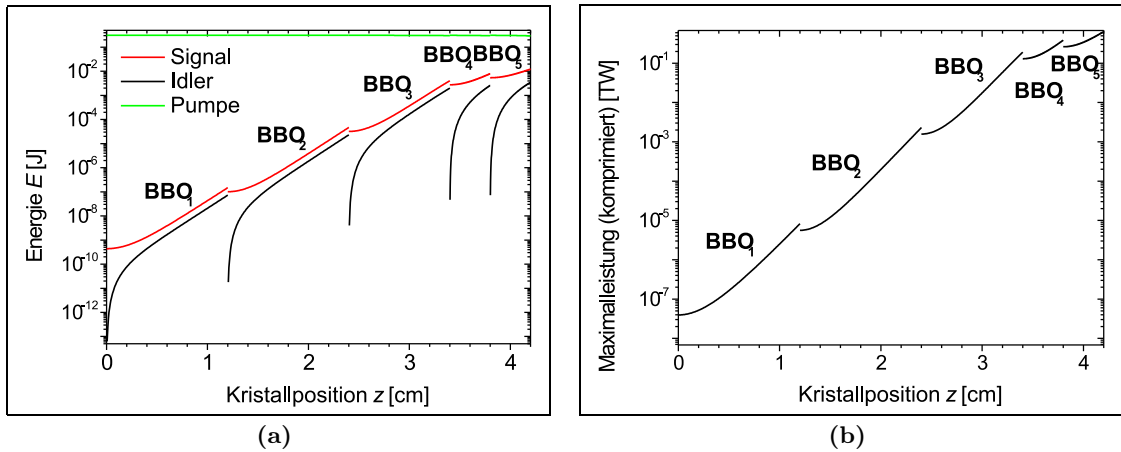


Abbildung 4.33: Dargestellt sind die Energien (4.33(a)) und Maximalleistung des Signals 4.33(b) beim Durchgang durch alle Verstärkerstufen (Berechnung mit SPONGEBOB).

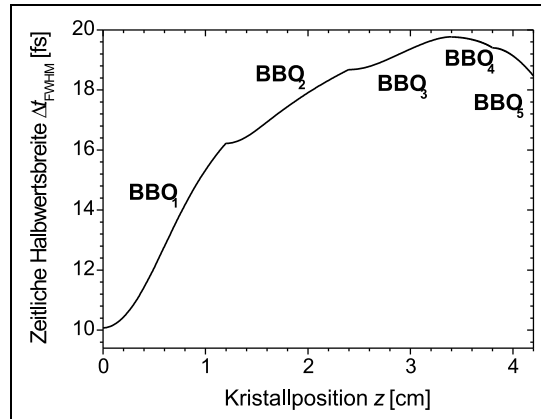


Abbildung 4.34: Pulsdauer Δt_{FWHM} in Abhängigkeit von der Position z beim Durchgang durch alle Verstärkerstufen.

- 3. Stufe:
 - Signalenergie $E_s = 4.05$ mJ
 - Komprimierte Signalleistung $P_s = 0.19$ TW
 - Pulsdauer $\Delta t_{FWHM}^{\min} = 19.8$ fs
- 4. Stufe:
 - Signalenergie $E_s = 7.93$ mJ
 - Komprimierte Signalleistung $P_s = 0.38$ TW
 - Pulsdauer $\Delta t_{FWHM}^{\min} = 19.41$ fs
- 5. Stufe:
 - Signalenergie $E_s = 12.23$ mJ
 - Komprimierte Signalleistung $P_s = 0.63$ TW
 - Pulsdauer $\Delta t_{FWHM}^{\min} = 18.47$ fs

4.4.4.4 Ergebnisse der Verstärkungsmessungen

- Ausgangsparameter:
 - Signalenergie $E_s = 0.35 \text{ nJ}$
 - Komprimierte Signalleistung $P_s = 21 \text{ kW}$
 - Pulsdauer $\Delta t_{\text{FWHM}}^{\text{min}} = 16.4 \text{ fs}$
- 1. Stufe:
 - Signalenergie $E_s = 180 \text{ nJ}$
 - Superfluoreszenz $E_{\text{SF}} = 3.7 \text{ nJ}$
 - Komprimierte Signalleistung $P_s = 10.1 \text{ MW}$
 - Pulsdauer $\Delta t_{\text{FWHM}}^{\text{min}} = 17.7 \text{ fs}$
- 2. Stufe:
 - Signalenergie $E_s = 0.3 \text{ mJ}$
 - Superfluoreszenz $E_{\text{SF}} = 1.2 \mu\text{J}$
 - Komprimierte Signalleistung $P_s = 23.6 \text{ GW}$
 - Pulsdauer $\Delta t_{\text{FWHM}}^{\text{min}} = 12.7 \text{ fs}$
- 3. Stufe:
 - Signalenergie $E_s = 15 \text{ mJ}$
 - Superfluoreszenz $E_{\text{SF}} = 4 \text{ mJ}$
 - Komprimierte Signalleistung $P_s = 1.1 \text{ TW}$
 - Pulsdauer $\Delta t_{\text{FWHM}}^{\text{min}} = 13.7 \text{ fs}$
- 4. Stufe:
 - Signalenergie $E_s = 22 \text{ mJ}$
 - Superfluoreszenz $E_{\text{SF}} = 5 \text{ mJ}$
 - Komprimierte Signalleistung $P_s = 1.2 \text{ TW}$
 - Pulsdauer $\Delta t_{\text{FWHM}}^{\text{min}} = 18.1 \text{ fs}$
- (5. Stufe:
 - Signalenergie $E_s = 18 \text{ mJ}$
 - Superfluoreszenz $E_{\text{SF}} = 5 \text{ mJ}$
 - Komprimierte Signalleistung $P_s = 1.1 \text{ TW}$
 - Pulsdauer $\Delta t_{\text{FWHM}}^{\text{min}} = 16.1 \text{ fs}$)

Die letzte Stufe wurde deshalb in Klammern gesetzt, weil die Messung nicht zu der vorherigen Meßreihe gehört. Im Laufe der Experimente traten häufig Zerstörungen der Linsen des Nd:YAG-Teleskopes auf, so daß die Meßreihen desöfteren unterbrochen werden und neu begonnen werden mußten.

Bei perfekter Komprimierung der Pulse sollte der Laser eine Leistung von ca. einem Terawatt liefern können. Allerdings gilt es zu bedenken, daß hohe Energien nur in einem Modus erreicht werden konnten, in dem der Pumplaser zeitlich und räumlich starke Schwankungen aufweist.

Auch in den Spektren zeigen sich viele Schwankungen, vor allem in der Kleinsignalverstärkung, da dort die Verstärkung ziemlich empfindlich auf Schwankungen der Anfangsparameter reagiert.

Zusammenfassend ist davon ausgehen, daß das Optimum der Verstärkung knapp erreicht wurde. Der globale Verstärkungsprozeß befindet sich noch immer nicht in der Sättigung, sondern kurz davor. Die Meßdaten für den Untergrund (Superfluoreszenz) sind obere Schranken, denn sie wurden gemessen, indem der Signallaser abgedeckt wurde. Die Spektren fluktuieren je nach den Winkeln und reagieren sehr empfindlich auf die Justage. Bislang wurde davon ausgegangen, daß die Pulse perfekt rekomprimiert werden können, was aber noch durch Autokorrelationsmessungen bestätigt werden muß (siehe Abschnitt 2.3).

4.4.4.5 Konzept: Einbau eines Vorverstärkers

Im Zuge der weiteren Optimierung des Lasers wird es notwendig sein, einen programmierbaren akustooptischen Modulator („Dazzler“) zur Dispersionskontrolle in das System zu integrieren (VLC⁺00). Die Nettobeugungseffizienz liegt bei ca. 25%, so daß 75% der Signalpulsenergie verloren gehen werden. Aber auch der Durchgang durch den Öffner-Strecker aus Abschnitt 3.3.2 ist mit Verlusten in der Größenordnung von 80% behaftet. Um den Strahl durch ein Raumfiltersystem zu „säubern“, müßte man Verluste um die 50% akzeptieren.

Um diesen Verlusten entgegenzuwirken, wäre es ratsam, einen Vorverstärker zu installieren, der die Verluste kompensiert. Dafür müßte der Pumplaserstrahl, der ursprünglich einen Strahldurchmesser von 1 cm hatte, nur geringfügig verkleinert werden, zum Beispiel auf acht bzw. sechs Millimeter. Dann liefert die Verstärkung jeweils etwa einen Faktor 10 bzw. 25 (siehe Abb. 4.35), wenn ein weiterer BBO-Verstärkernkristall mit einer Länge von $z = 1.2$ cm eingebaut werden würde. Danach könnte man ein Raumfilter und den Dazzler installieren. Die Verstärkung hätte immer noch einen größeren Startwert als vorher. Das Strahlprofil wäre aber rauschfrei, und man könnte die Dispersion höherer Ordnung kompensieren.

Mit dem Aufbau eines parametrischen Vorverstärkers ist aber notwendigerweise der Aufbau zweier neuer Teleskope und einer Verzögerungslinie zur Synchronisierung, was den kompakten Aufbau stört. Dies und die Komplexität des Aufbaus haben dazu geführt, daß im Rahmen dieser Arbeit kein Vorverstärker installiert wurde. Eine weitere Möglichkeit wäre der Einbau eines Titan-Saphir-Verstärkers, da dieser auf kompakte Weise Verstärkungsfaktoren bis gut über 100 ermöglichen könnte, allerdings einen eigenen, synchronisierten Pumplaser benötigt.

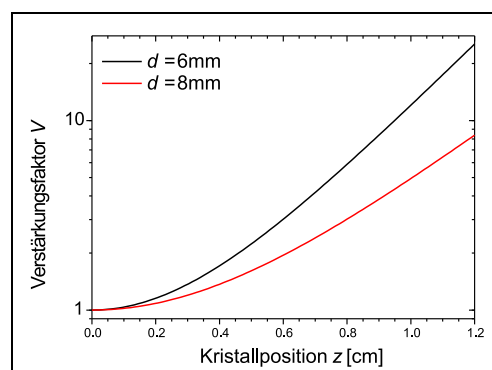


Abbildung 4.35: Vorverstärkung für die Strahldurchmesser $d = 6$ mm und $d = 8$ mm.

4.4.4.6 Konzept: Rechnerische Optimierung der Verstärkungskette

Es muß nicht nur über den Einbau eines Vorverstärkers nachgedacht werden, sondern über einen verbesserten Aufbau der gesamten Verstärkungskette. Bei der rein rechnerischen Optimierung ohne Vorverstärker zeigt sich, daß sich die Verstärkung nur lokal in einem Gebiet der Sättigung befindet. Demnach müssen die hinteren Kristalle deutlich länger gewählt werden,

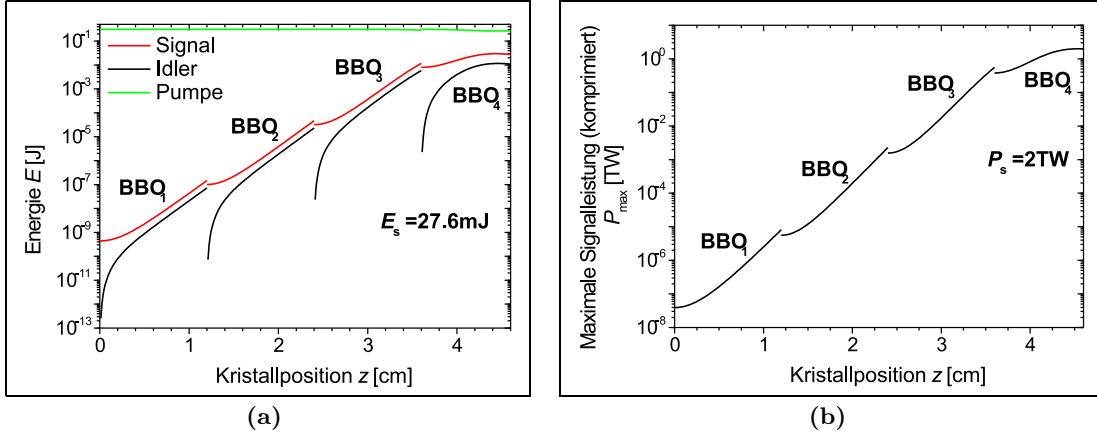


Abbildung 4.36: Dargestellt sind die Energien ((a)) und Maximalleistung des Signals (b) beim Durchgang durch alle Verstärkerstufen in einer verbesserten Konfiguration (Berechnung mit SPONGEBOB).

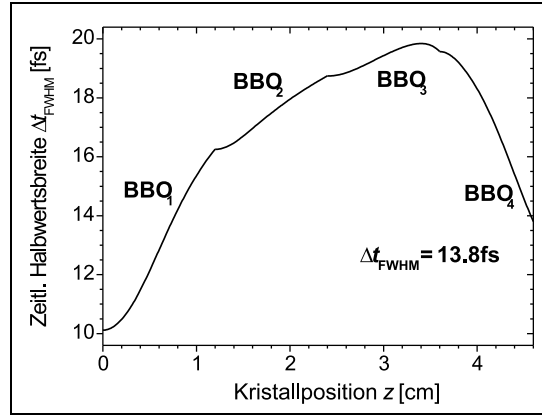


Abbildung 4.37: Pulsdauer Δt_{FWHM} in Abhängigkeit von der Position z beim Durchgang durch alle Verstärkerstufen, verbesserte Konfiguration.

damit es definitiv möglich ist, Spitzenleistungen über einem Terawatt zu erzielen, wie die Berechnungen in Abb. 4.36(a) - 4.37 zeigen. Der Aufbau besteht aus vier Kristallen, zuerst drei Kristallen mit einer Länge von $z = 1.2 \text{ cm}$ und einem Kristall mit 1.0 cm Länge. Der Abschluß des vierten und letzten Kristalls befindet sich dann knapp hinter dem Bereich der Sättigung, was sich für die spektrale Bandbreite und damit auf die potentiell erreichbare Pulsdauer positiv auswirkt. Die Parameter des optimierten Systems lauten nach der Berechnung

- Signalenergie $E_s = 28 \text{ mJ}$
- Komprimierte Signalleistung $P_s = 2 \text{ TW}$
- Pulsdauer $\Delta t_{\text{FWHM}}^{\text{min}} = 13.8 \text{ fs}$.

Die Einstellung auf optimale Parameter der Endpulse erfolgt über den Parameter $L' = Cl(F_s^0 + F_p^0)$ aus Abschnitt 4.3.4. Da die Kristalllänge vordefiniert wird, ist die Feinjustierung über die Pump- und Signalintensität vorzunehmen.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Dissertation wurden Arbeiten zur Entwicklung eines neuartigen Lasersystems vorgestellt, mit dem es möglich ist, Lichtleistungen bis in das Terawattregime hinein zu erzeugen. Dabei haben die Lichtpulse (im Fourierlimit) ultrakurze zeitliche Halbwertsbreiten < 20 fs. Die Parameter, die in Kapitel 4 erhalten wurden, werden in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Für das System sind einige Erweiterungen (5.1) geplant, die die Performance noch weiter verbessern werden.

Nr.	Kristalllänge	Min. Pulsdauer	gesamte Pulsenergie	Untergrund	Max. Leistung
0	0	12.3 fs	0.35 nJ	0	21 kW
1	1.2 cm	17.7 fs	180 nJ	2%	10 MW
2	1.2 cm	12.7 fs	0.3 mJ	0.4%	23.6 GW
3	1.0 cm	13.7 fs	15 mJ	27%	1.1 TW
4	0.4 cm	18.1 fs	22 mJ	23%	1.2 TW
5	0.4 cm	16.1 fs	18 mJ	28%	1.1 TW

Tabelle 5.1: *Gemessene Laserparameter.*

Das System paßt dabei leicht in ein mittelgroßes Labor und benötigt keine ganze Versuchshalle, man spricht von einem Table-Top-System. Es wird eine einzige Verstärkerkette benötigt, die gerade einmal anderthalb Meter lang ist, um sieben Größenordnungen in der Verstärkung zu überwinden. Dabei wird ein „herkömmlicher“ Pumpaser benutzt, der bei einer effektiven Pulsbreite von ca. 3 ns und einer Wellenlänge von 532 nm Lichtpulse mit einer Pulsenergie von 0.6 J emittiert. Mit einem geeigneten Teleskop wurde der Strahldurchmesser des Pumpasers an den des Signallasers angepaßt, um optimale Verstärkung zu ermöglichen. Es stellte sich heraus, daß die Zerstörschwelle der Endlinse des Teleskops der limitierende Faktor des Systems ist, da kleinere als der gewählte Strahldurchmesser zwar größere Verstärkungen erlauben, jedoch zu einer Zerstörung der Endlinse führen.

Es wurde eine optimale Konfiguration für den Strecker gefunden, der aufgrund der Verzeichnung des Teleskops und des unsymmetrischen Strahlengangs Aberrationen und damit auch spektrale Dispersion höherer Ordnung aufweist. Eine Messung in 3.3.2 hat gezeigt, daß nach der Einstellung der optimalen Konfiguration nur noch Winkeldispersion dritter Ordnung auftritt. Zur Korrektur wurde ein Gerät konzipiert, mit dem es später möglich sein wird, die Aberrationen vollends zu korrigieren, aber auch schon in der aktuellen Konfiguration unterstützen die auf diese Art gestreckten Pulse die Verstärkung.

Für die Messung und Justage des Lasersystems wurden einige neue Techniken entwickelt. So mußte zum Beispiel ein Gerät konstruiert werden, mit dem man Parameter wie die Winkeldispersion, also die chromatische Aufspaltung der Winkel in verschiedene Richtungen mit großer

Genauigkeit messen kann. Dies wurde in einer vom Autor betreuten Diplomarbeit (Sch05) geleistet. Mit dem so entwickelten Gerät konnte dann der in der Diplomarbeit (Ric05) konzipierte Strecker im Rahmen der Diplomarbeit (Krü06) optimiert werden. So war es möglich, das Strecker-Kompressor-System ebenfalls im Rahmen der Arbeit (Krü06) so einzurichten, daß es eingespeiste ultrakurze Lichtpulse rekomprimiert, zunächst bis zu einer Pulsdauer von ca. 30fs. Unter Anleitung von Prof. Pretzler, der auch alle anderen genannten Diplomarbeiten betreute, wurde in (Sou06) die Entwicklung eines Single-Shot-Autokorrektors und eines Titan-Saphir-Nachverstärkers begonnen.

Für ein besseres Verständnis des Verstärkungsprozesses wurde ein Programm entwickelt (**Simulations**programm für **OPCPA** in **nichtkollinear**er **Geometrie** für **BBO**, kurz SPONGE-BOB), das den Verstärkungsprozeß simuliert. In der ersten Version löste es auf der Basis eines einfachen Runge-Kutta-Verfahrens die gekoppelten Wellengleichungen (ABDP62), in der zweiten Version wurden die in Abschn. 4.2 hergeleiteten exakten Lösungen für die Berechnung der Signalpulsverstärkung herangezogen. Dabei wurden die Wellengleichungen exakt und ohne Einschränkungen wie z.B. perfekter Phasenfehlpassung oder Beschränkung auf Kleinsignalverstärkung gelöst. In den Lösungen sind diese Spezialfälle enthalten.

Mit dem entwickelten Lasersystem sind eine Vielzahl von wichtigen Experimenten möglich, die nur funktionieren, wenn die Pulsdauern niedrig und die Spitzenleistungen hoch genug sind. Einige Beispiele dafür werden in Abschnitt 5.2 vorgestellt.

5.1 Zukünftige Erweiterungen des Lasersystems

Da das Lasersystem ebenso wie das zugrundeliegende Prinzip der Verstärkung noch relativ neu und einzigartig ist, besteht einiger Spielraum für mögliche Verbesserungen des Systems, die die Eigenschaften und Performance entscheidend verbessern könnten, jedoch aufgrund der Fülle der Möglichkeiten nicht Gegenstand der vorliegenden Dissertation sind. Es werden ebenso geplante Erweiterungen aufgelistet, die in absehbarer Zukunft in das System integriert werden, wie auch einige Ideen und Verbesserungsvorschläge, die noch nicht in konkreter Planung sind.

Beginnend beim Signallaser ist festzustellen, daß die Intracavitydispersion wegen der Verwendung eines Prismenkompressors nicht ideal kompensiert wird. Aufgrund der Materialparameter ist es nicht möglich, die Dispersion zweiter und dritter Ordnung des Lasers perfekt zu kompensieren, was zu einer begrenzten Bandbreite führt. Da sowohl das Strecker-Kompressor-System als auch die Verstärkung größere Bandbreiten unterstützen würden, wäre eine Vergrößerung der Bandbreite sinnvoll, um potentiell kleinere Pulsdauern erzielen zu können.

Desweiteren ist die Ausgangsleistung verglichen mit anderen Titan-Saphir-Lasern relativ niedrig. Dies liegt daran, daß bei höheren Pumpenergien neben den ultrakurzen Pulsen störende cw-Moden auftreten. Es wird deshalb vorgeschlagen, den Laser durch ein kommerzielles System zu ersetzen oder ihn mit dispersiven Spiegeln (sogenannte „gechirpte“ Spiegel) auszustatten. Ein Laser des Typs Femtopower Pro Scientific (Femtolasers) könnte sowohl eine höhere Bandbreite (>100 nm) als auch eine größere Durchschnittsleistung zur Verfügung stellen ($P > 500$ mW).

Eine höhere Anfangsenergie aus einem verbesserten Signallaser würde auch dafür sorgen, den Kontrast (Signal-Untergrund) am Ort der Sättigung zu verbessern. Es ist ein Faktor > 2 zu erwarten, da sich nicht nur die vergrößerte Intensität bezüglich des Kontrastes positiv auswirkt, sondern auch eine verbesserte Abdeckung des Pumpimpulses durch eine Vergrößerung der gestreckten Pulsbreite, welche zudem zu einer Erhöhung der Signalpulsenergie führt.

Um den Kontrast und die Strahlqualität zu optimieren, wäre es sinnvoll, den Signalstrahl räumlich zu filtern. Da dabei relativ viel Signalenergie verlorengeht, sollte man den Laser

vorverstärken. Aber auch andere Verstärkungsmöglichkeiten sind denkbar, zum Beispiel ein Titan-Saphir-Vorverstärker. Der Aufbau eines derartigen Verstärkers wäre allerdings mit der Anschaffung eines dafür ausgelegten Pumpasers verbunden.

Würde man die Signalleistung anheben, so könnte man eine zusätzliche Erweiterung einplanen, einen sogenannten Dazzler (akustooptischer programmierbarer Modulator nach (VLC⁺00), Fastlite). Mit diesem wäre es möglich, die höheren Dispersionsanteile, die im Strahl zum Beispiel beim Durchgang durch die Verstärkerstufen erzeugt werden, zu kompensieren. Um die verschiedenen Anteile der Dispersion zu messen, gibt es zwei verschiedene Verfahren. Eine Erweiterung des dispersionsfreien Einzelschuß-Autokorrektors aus Abschnitt 2.2.6 zu einem FROG gemäß Abschnitt 2.2.7 ist bereits geplant. Damit können in absehbarer Zeit die geraden Dispersionsterme der Pulse bestimmt werden. Ebenfalls ist eine Bestimmung aller Dispersionsterme mit einem am Institut konstruierten SPIDER geplant.

In Abschnitt 2.4 wurde gezeigt, daß die quadratischen kartesischen chromatischen Aberrationen verursacht durch das Streckersystem beseitigt werden konnten. Es verbleiben jedoch Aberrationen höherer Ordnung, die mit spektraler Dispersion höherer Ordnung einhergehen. Um diese vollständig beseitigen zu können, ist der Einbau eines Korrektursystems für die spektral-räumliche Phase vonnöten, wie es in Abschnitt 2.4 vorgeschlagen wurde. Da es der in dieser Arbeit vorgestellte Spiegeldeformator nur vermag, Aberrationen bis zur dritten Ordnung zu korrigieren, wird vorgeschlagen, einen adaptiven Spiegel zu installieren. Vorstellbar wäre auch ein lernfähiges System, das autonom permanent die Winkeldispersion mißt (wie in Abschnitt 2.4.2.3) und selbständig die Spiegelverkrümmung entsprechend der Aberrationen einstellt. Falls die Aberrationen aber unveränderlich sind, könnte man zu diesem Zweck auch eine spezielle Korrekturplatte wie in Abschnitt 3.3.4.2 anfertigen lassen.

In Kapitel 4 wurde ausgeführt, daß die Verstärkung nur lokal im Bereich der Sättigung angekommen ist. Deshalb ist das Strahlprofil nicht so homogen, wie es sein könnte, wenn Sättigung erreicht worden wäre. Nach der Sättigung könnte man wenigstens einen weiteren Verstärker mit kürzerer Länge einplanen, um am Rand des zeitlichen Pumpprofils (dies könnte mit einer Verzögerungslinie erreicht werden) weitere Energie aus dem Pumpimpuls zu entziehen, am besten nach einer erneuten Abbildung mit einem Teleskop, um ein homogeneres Strahlprofil der Verstärkung zu bekommen.

Um den nach der Verstärkung durch die OPCPA-Kette in den Pumpaserpuls verbleibenden rest der Energie sinnvoll verwerten zu können, kann ein Titan-Saphir-Nachverstärker verwendet werden, der im Rahmen der Diplomarbeit (Sou06) entwickelt wurde. Erste erfolgreiche Messungen wurden bereits durchgeführt. Sie zeigen, daß der Verstärker hinreichend breitbandig mit einem Verstärkungsfaktor von ca. 1.8 verstärkt. Um diesen Verstärker endgültig erfolgreich einsetzen zu können, müssen sowohl räumliches Pump- als auch Signalstrahlprofil mithilfe eines Teleskops abgebildet werden, damit die Nachverstärkung räumlich homogen erfolgen kann.

Durch die vielen verschiedenen optischen Komponenten und Systeme im Strahlengang ist der Laser großen räumlichen Aberrationen unterworfen, was zu verschlechterter Fokussierbarkeit führt. Damit wird die Intensität vermindert, weil die effektive Querschnittsfläche im Fokus vergrößert wird. Da Aberrationen in der Regel nicht durch Verkipfung von Linsen oder Defokussierung zu beheben sind, muß ein System integriert werden, welches diese Aberrationen korrigiert. Dabei handelt es sich um eine sogenannte adaptive Optik, also einen deformierbaren Spiegel, der mit Piezo-Elementen verspannt wird. Die Aberrationen werden mit einem Hartmann-Shack-Detektor ermittelt, so daß das System autonom in der Lage ist, diese zu korrigieren. Ein derartiges System wird den Laser in Kürze vervollständigen. Die Glättung der Wellenfronten könnte desweiteren helfen, „sauberere“ Einzelschußautokorrelationen zu messen.

„Last but not least“ sollte erwähnt werden, daß der erste Laser nur die erste von zwei Verstärkerlinien ist. Er dient im Prinzip nur für eine breitbandige Anhebung der Pulsenergie vom Nanojoule- auf das Millijoulelevel. Für die Weiterverstärkung ist eine zweite Verstärkerlinie geplant, die wiederum aus mehreren Stufen bestehen wird, die diesmal den Puls nicht mehr um Größenordnungen verstärken müssen, sondern nur jeweils um den Faktor 1.5-3. Der entsprechende Pumplaser wurde schon erworben (Spectra Physics, Quanta Ray Pro, $\Delta t_{\text{FWHM}} \approx 3 \text{ ns}$, $E = 1.2 \text{ J}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$). Die Linie soll durch einen weiteren Titan-Saphir-Verstärker abgeschlossen werden. In absehbarer Zeit werden dann Pulse mit einer Pulsenergie von (100-200) mJ und Spitzenleistungen von (10-20) TW zur Verfügung stehen, wenn die Pulskürze ($\approx 10 \text{ fs}$) erhalten bleibt.

5.2 Geplante Experimente

Die Entwicklung des Lasers findet im Rahmen des Teilprojektes C2 (*Development and optimization of OPCPA-type TW-lasers with sub-10-fs pulse duration*) des Transregio-Sonderforschungsbereiches TR18 (*Relativistische Laser-Plasma-Dynamik*) statt. Hauptschwerpunkt des Sonderforschungsbereiches ist die Untersuchung relativistischer Plasmen, bei denen die beteiligten Spezies nahe der Lichtgeschwindigkeit propagieren. Um diese Plasmen zu generieren, gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten.

Erstens lassen sich sogenannte „unterdichte“ Plasmen mit Dichten $n < n_c$ (n_c - kritische Dichte) generieren, in denen Laserpulse propagieren können. Solche Plasmen erhält man durch Verwendung kleiner, gepulster Gasjets als Target, bei denen Drücke $p \leq 1 \text{ bar}$ vorherrschen. Unterdichte Plasmen können zum Beispiel zur gerichteten Beschleunigung monoenergetischer Elektronen in Laserrichtung verwendet werden.

Zweitens können Festkörperoberflächen als Targets verwendet werden. Dadurch entstehen überkritische Plasmen, deren Dichte zum Vakuum hin abfällt. In diesem Fall wird ein großer Teil der Laserenergie auf sehr kleinem Raum absorbiert. Solche Plasmen emittieren intensive Röntgenpulse, können aber auch zur gerichteten Beschleunigung von Protonen oder Ionen führen.

Beide Typen von Experimenten sollen mit dem neuen Laser durchgeführt werden, wobei ein Hauptziel die Untersuchung der primären Wechselwirkungsprozesse (Ionisation, Absorption, Energietransfer etc.) sein soll. Darüberhinaus soll eine Reihe von Experimenten gemacht werden, die konkrete Anwendungen zum Ziel haben. Einige davon sollen im Folgenden kurz skizziert werden.

5.2.1 Experimente mit unterkritischen Plasmadichten

Ein spezielles Experiment wird derzeit vorbereitet. Es handelt sich um die sogenannte Bubble-Acceleration, für die Skalierungsgesetze aus (GP05) gelten. Die „Scaling-Laws“ besagen erstens, daß sich nur, wenn eine bestimmte kritische Leistung des Lichtpulses überschritten wird, nämlich unter der Bedingung

$$P > P_{\text{kritisch}} \approx \left(\frac{\Delta t_{\text{FWHM}}[\text{fs}]}{\lambda[\mu\text{m}]} \right)^2 \cdot 30 \text{ GW}, \quad (5.1)$$

eine stabile Blase zur Elektronenbeschleunigung herausbildet, wie sie in Abbildung 5.1 zu sehen ist. Die Energie der Elektronen in der Blase liegt dann bei

$$E_{\text{mono}} \approx \sqrt{\frac{P_{\text{Laser}}}{8.5 \text{ GW}}} \cdot \frac{\tau [\text{fs}]}{\lambda [\mu\text{m}]} \cdot 0.1 \text{ MeV}. \quad (5.2)$$

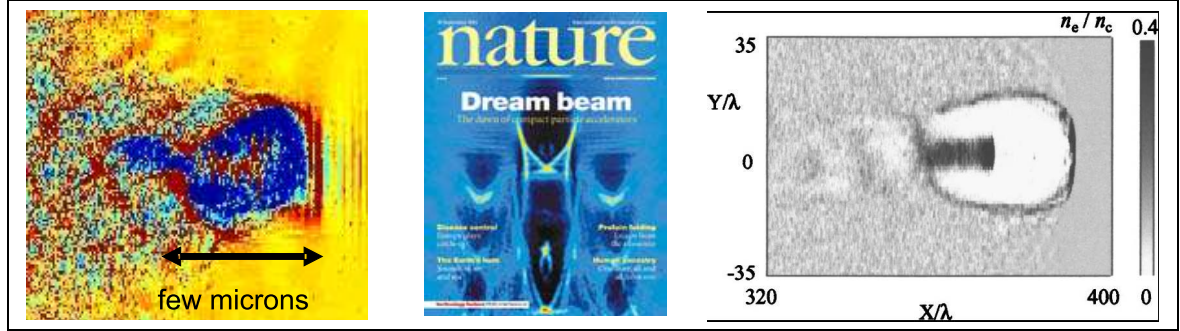


Abbildung 5.1: Elektronenbubbles mit Energien (der Kern) im MeV-Bereich. Links: Bubble aus (HAL⁺06). Die Pulsenergie betrug 0.6 J bei einer Pulsdauer von 80 fs bei 800 nm. Mitte: Titelblatt Nature (MMN⁺04). Die Bubbles wurden mit dem Astra-Laser des Rutherford Appleton Laboratory erzeugt. Der Laser hatte dabei eine Pulsdauer von 40 fs und einer Pulsenergie von 0.5 J bei 800 nm. Damit konnten Elektronenenergien von (50-80) MeV erreicht werden. Rechts: Bubble, die sich in der sogenannten PIC-Simulation (engl.: Particle In Cell) herausbildet.

Diese Art der Beschleunigung wurde weltweit durch (MMN⁺04) bekannt (Abbildung 5.1). Erstmals wurde diese in Deutschland von (HAL⁺06) nachgemessen, allerdings mit einer prinzipiell zu großen Pulsdauer von 80 fs, die aufgrund der „Scaling-Laws“ eine Bubblebildung verbieten würden. Durch die hohen Intensitäten kommt es jedoch zu einer Reihe nichtlinearer Effekte, insbesondere zur sogenannten Ramanstreuung in Vorwärtsrichtung (engl.: *Forward Raman Scattering - FRS*), die den Puls komprimieren und somit die Intensität erhöhen, so daß einzelne Anteile des Pulses zur Ausbildung dieser Blase führen konnten.

Nach den *Scaling laws* wäre z.B. bei einer kritischen Leistung von 2 TW eine Pulsdauer von 6.4 fs und bei $P = 10 \text{ TW}$ für erfolgreiche Beschleunigung eine Pulsdauer von 14.6 fs erforderlich, so daß mit den im Abschnitt 5.1 angeführten Verbesserungsvorschlägen eine Aussicht besteht, die notwendigen Laserparameter zu erreichen. Da das vorgestellte System bisher nur Spitzenleistungen von 1 TW mit Pulsdauern um die 20 fs zur Verfügung stellen wird, steht zu befürchten, daß die Bubblebeschleunigung mit diesen Parametern nicht direkt funktionieren wird. Jedoch ist es möglich, daß die Bubblebeschleunigung aufgrund der FRS bereits mit diesen Parametern erfolgreich sein kann.

Die aktuellen Laserparameter sind weiterhin jetzt schon dazu geeignet, Pulsverkürzungen von Femtosekunden-Laserpulsen über einen weiteren nichtlinearen Effekt in einem Bereich zu demonstrieren, in dem die oben erwähnt FRS-Instabilität verboten ist (SPK03). Dazu wird der Laserpuls relativ schwach auf einen dichten Gasjet ($> 1/4n_c$) fokussiert und danach die komprimierte Pulsdauer über Autokorrelation gemessen (siehe Abschn. 2.2).

Unter Umständen besteht noch die Möglichkeit, den Laser mit den bisherigen Parametern dazu zu nutzen, um mit Hilfe einer gasgefüllten Kapillare nach (LNG⁺06) effektiv zu beschleunigen. Hierzu wird der Laserpuls längs durch eine einige Zentimeter lange Glaskapillare unter schwacher Fokussierung geleitet, in der kurz zuvor eine Hochspannungsentladung getzündet wurde. Im Zusammenhang mit dem dadurch entstehenden Elektronendichtegradienten kann nun der Laserstrahl über eine besonders große Strecke propagieren und dadurch den vorwärts beschleunigten Elektronen besonders hohe Energien verleihen. Die dazu erforderliche Laser-

intensität von $\approx 10^{18} \text{ W/cm}^2$ kann schon jetzt aufgebracht werden, wenn die Pulse perfekt komprimiert werden. Erste Vorbereitungen eines entsprechenden Experiments sind bereits angelaufen.

5.2.2 Experimente mit überkritischen Plasmadichten

Bei überkritischen Gasdichten werden Teilchen beschleunigt und zwar ins Target hinein sowie aus dem Target heraus. Durch Innerschalenionisation und anschließender Relaxation wird durch die ins Target eindringenden Elektronen charakteristische Röntgenstrahlung erzeugt. Dabei handelt es sich um eine schon lange bekannte Diagnostik von Laser-Plasma-Wechselwirkungen. Dies wird zum Beispiel in (BP07) mit einem Few-Cycle-Laser demonstriert. Die Anwendbarkeit für zeitaufgelöste Röntgenbeugungsexperimente wurde ebenfalls bereits nachgewiesen ((Bra06) und (Vos06)). Für höhere Produktionsraten bietet sich die Verwendung des in der Arbeit vorgestellten Terawatt-Lasersystems an, da die Anzahl der Röntgenphotonen proportional zur eingestrahltten Energie ist. Zusätzlich wurde bereits gezeigt (PBS⁺03), daß beim Erreichen relativistischer Laserintensitäten eine dramatische Verkleinerung der Röntgenquellgröße stattfinden kann, was für eine Vielzahl von Experimenten von Vorteil ist.

Ebenso werden hochenergetische Elektronen in den Vakuumbereich vor den Targets beschleunigt. Bei den bisherigen Experimenten dieser Art wurden hauptsächlich Effekte der sich bildenden Vorplasmen untersucht. Verwendet man für diese Experimente Few-Cycle-Laserpulse, so sind im Gegensatz dazu die Auswirkungen einzelner Schwingungen des elektromagnetischen Feldes von entscheidender Bedeutung, da das sich ausbildende Vorplasma in diesem Fall vernachlässigbar ist (BHO⁺07) und (Bra06). Diese Experimente wurden mit Intensitäten von etwa $2 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ durchgeführt. Eine entsprechende Erhöhung der zur Verfügung stehenden Laserintensität, wie sie anhand des hier vorgestellten Lasersystems ermöglicht wird, erlaubt die Untersuchung eines interessanten Übergangsbereichs von der fast unbeeinflussten Festkörperoberfläche hin zu ausgedehnten Vorplasmen mit Pulsdauern im 10 fs-Bereich.

Mit dem vorgestellten Lasersystem werden Elektronenbeschleunigungen bis in relativistische Bereiche möglich sein. Mit der sogenannten TNSA-Methode (*engl.: Target Normal Sheath Acceleration*) nach (WLC⁺01) lassen sich auch Protonen und sogar Ionen beschleunigen. Ein Festkörpertarget wird auf der Rückseite mit dem zu beschleunigenden Material bedampft. Im Normalfall sind Metalltargets immer mit etwas Öl kontaminiert, so daß die leichtesten potentiell zu beschleunigenden Ionen Protonen sind. Beschießt man das Target mit einem starken Laserpuls, baut sich durch Verschiebung der Elektronen im Target ein derartiges Feld auf, daß die Protonen auf der Rückseite stark beschleunigt werden und Protonen Energien im MeV-Bereich erhalten.

Ein weiteres interessantes Experiment könnte die Erzeugung sogenannter Oberflächenharmonischer sein. Infolge anharmonischer Oszillationen der Elektronen quer zur Festkörperoberfläche enthält das reflektierte Licht Oberschwingungen bis in den keV-Bereich. Es wird vorausgesetzt, daß dieser Prozeß viel effektiver ist als die Erzeugung über Gasharmonische (TPS⁺03). Durch den Erzeugungsprozeß sind die so entstandenen Photonen miteinander in Phase, so daß aufgrund der hohen Bandbreite nach Hochpaßfilterung Pulse vorliegen, deren Pulsdauer potentiell einige Attosekunden beträgt. Erste Experimente dazu wurden bereits mit Gasharmonischen durchgeführt (DHK⁺01), wobei erstmals Pulsdauern unterhalb einer Femtosekunde gemessen wurden. Im Regime der überdichten Plasmen sind theoretisch Pulsdauern im Zeptosekundenbereich möglich (GPSB04).

Aufgrund der hohen Intensität der Vorpulse werden Vorplasmen erzeugt, obwohl die Intensität der Vorpulse um Größenordnungen kleiner als die der Hauptpulse ist. Die so generier-

ten Vorplasmen bestimmen die Laser-Plasma-Wechselwirkung entscheidend. Für erfolgreiche Experimente sind vorpulsoptimierte und gut definierte Pulse und somit noch große Anstrengungen hinsichtlich Diagnostik und Laserentwicklung notwendig. Mit dem hier entwickelten Lasersystem ist jedoch schon jetzt der Übergang in ein neues Regime der Laser-Plasma-Wechselwirkung möglich, das eine Reihe spektakulärer neuer Experimente verspricht.

Anhang A

Standardgeräte

Im folgenden Abschnitt werden oft verwendete Geräte behandelt, die zur Standardausrüstung des Labors gehören. Dazu gehört ein Spektrometer, mit welchem die spektralen Verläufe detektiert werden können, Avalanche-Photodioden, um auf einer größeren Zeitskala Pulse detektieren und ausmessen zu können (zur Verstärkungsmessung im Kleinsignalbereich) und das entsprechende Oszilloskop mit einer dazu passenden hohen Bandbreite im GHz-Bereich. Für eine Betrachtung der Homogenität der Strahlprofile, aber auch für die Einzelschußautokorrelationsmessungen ist die in diesem Abschnitt angesprochene CCD-Kamera notwendig. „Last but not least“ wird der für die Verstärkungsmessungen im Sättigungsbereich verwendete Leistungsmßkopf gezeigt, der ebenso für die Pulsenergiebestimmung der Nd:YAG-Pulse dient.

A.1 Spektrometer

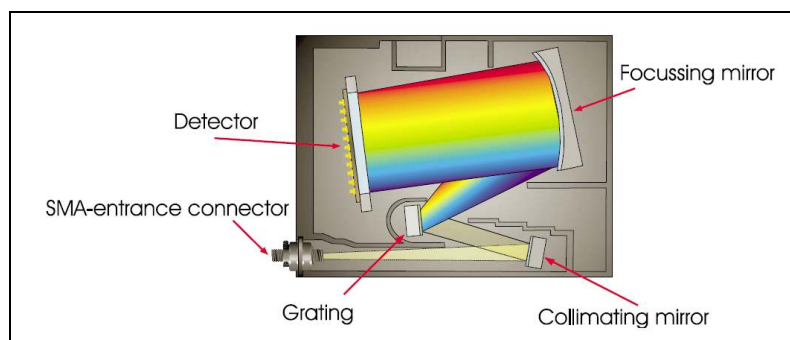


Abbildung A.1: Schematischer Aufbau des Spektrometers. (Ava06)

In den vorgestellten Versuchen der Arbeit werden häufig Spektren gezeigt, die im Labor gemessen wurden. Für die Messung der Spektren wurde ausschließlich ein Spektrometer der Fa. Avantes verwendet, nämlich das Modell AvaSpec-2048FT-SPU. Es handelt sich dabei um ein fasergekoppeltes Spektrometer mit einem Czerny-Turner-Monochromator, dessen Zylinderlinse eine Brennweite von 75 mm hat. Die Bandbreite reicht dabei von 160-1100 nm, wird aber nicht erreicht, weil das Spektrometer erstens am Eintrittsspalt ($10\text{ }\mu\text{m}$ breit) einen Tiefpaßfilter für 400 nm hat und zweitens das Gitter mit einer sogenannten DUV400-Beschichtung versehen ist, die kurzwellige UV-Strahlung blockiert und somit verhindert, daß Strahlung aus höheren Beugungsordnungen in der ersten Beugungsordnung Artefakte erzeugt. Das Spektrum wird mit einem Linien-CCD aufgenommen und dann über USB an die Software übertragen. Das Spektrometer ist mit einer minimalen Integrationszeit von 2 ms extern triggerbar. Es wird

üblicherweise eine Multimodenfaser verwendet, um Licht vom Experiment zum Spektrometer zu bringen.

Zum Spektrometer gehört die Ansteuerungs und Auslesesoftware Avasoft, die von der Fa. Avantes zur Verfügung gestellt wird. Da das Spektrometer bei Auslieferung noch nicht kalibriert war, mußte eine Wolframbandlampe mit dem zugehörigen Softwarepaket zur Kalibrierung nachbestellt werden. Damit ist es möglich, das Spektrometer automatisch absolut zu kalibrieren (Intensitätsachse). Abbildung A.2 stellt die relative Kalibrierung des Spektrometers und die damit verbundene Empfindlichkeit im jeweiligen Spektralbereich dar.

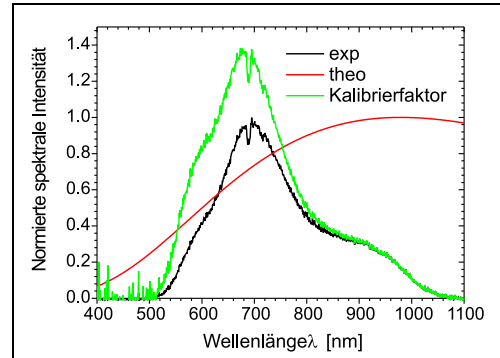


Abbildung A.2: Relative Kalibrierung des Spektrometers.

Die Kurve mit der Bezeichnung „theo“ zeigt die theoretische Kurve, die als Kalibriersheet vom Hersteller nachgeliefert wurde, wohingegen „exp“ die experimentell bestimmte Spektralkurve einer Wolframbandlampe zeigt. Daraus ergibt sich über Division der Kalibrierfaktor, durch den jedes Spektrum dividiert werden muß, um auf das tatsächliche Spektrum schließen zu können. Wie man sieht, wird die Bandbreite des Spektrometers erst durch die Kalibrierung definiert, da die Empfindlichkeit zu hohen und niedrigen Wellenlängen hin nachläßt. Aber auch die Wellenlängenachse muß nachkalibriert werden, zum Beispiel mit bekannten Spektrallinien von Neon, daß sich aufgrund von charakteristischen Spektrallinien im Infraroten zur Wellenlängenkalibrierung anbietet.

A.2 Avalanche-Photodiode und Neutralfilter

Der sogenannte Avalanche-Effekt tritt bei Zenerdioden auf. Bei Überhöhung einer gewissen Durchbruchspannung U_D kommt es zu einem lawinenartigen Durchbruch. Weil die Elektronen dabei stark beschleunigt werden, brauchen sie nur wenig Zeit, um das Material zu durchqueren. Deshalb haben derartige Lawinendioden generell eine große Bandbreite. Der Durchbruch wird durch Herauslösen einzelner Ladungsträger aus dem Leitungsverband durch Wechselwirkung mit Photonen erreicht. In den Versuchen wird eine Avalanche-Photodiode (Thorlabs) verwendet. Es werden verschiedene Modelle mit einer Bandbreite im Bereich von (2-5) GHz angeboten. Das entspricht Anstiegszeiten von 175 bzw. 70 ps. Die Empfindlichkeit liegt im Bereich von (300-1100) nm. In den Versuchen wird die Diode zu Verstärkungsmessungen und als Triggerdiode eingesetzt. Sie liefert den Takt für alle zeitlich gesteuerten Prozesse.

Die Diode wurde oftmals zusammen mit diversen Neutralfiltern der Firma Schott verwendet, um sie nicht zu sättigen oder zu zerstören. Im Laufe der Messungen wurde festgestellt, daß diese für größere Wellenlängen transparenter wurden. Die Abweichungen von den spezifizierten Filterfaktoren betrugen dabei in etwa zwei Größenordnung. Eine typische spektral aufgelöste Transmission ist in Abb. A.3(a) zu sehen. Nach dem Gesetz von Lambert-Beer verhält sich die Absorption exponentiell zur Länge des absorbierenden Materials. In Abb. A.3(b) wurden Transmissionen verschiedener Filterdicken der Glassorte NG9 berechnet und durch Anfitten empirische Zusammenhänge bei Wellenlängen von 500 nm und 800 nm ermittelt.

Die korrigierten Werte für verschiedene Filter wurden in Abb. A.3(b) eingetragen und linear gefittet, so daß sich ein exponentieller Zusammenhang für das Verhältnis der Transmissionen

für NG9 mit $v = T_{800\text{ nm}}/T_{500\text{ nm}} = 1.22 \cdot \exp\{-d/0.2\text{ mm}\}$ ergibt. Dieses empirisch ermittelte Verhältnis gilt auch in etwa für die anderen verwendeten Glassorten (NG4 und NG11).

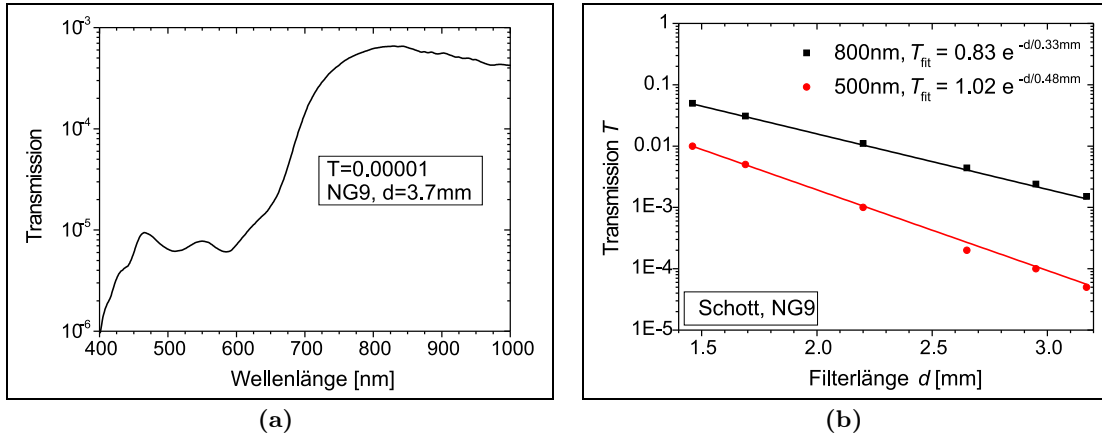


Abbildung A.3: (a): Typischer Verlauf einer Transmission eines Neutralfilters von Schott. Die Transmission nimmt zu höheren Wellenlängen hin deutlich zu. (b): Transmission für 800 nm (schwarz) und 500 nm (rot) für NG9 in logarithmischer Auftragung mit variiert Filterdicke. Die Verläufe wurden durch Exponentialfunktionen gefittet.

Um die mit der Avalanche-Photodiode gemessenen Pulse darstellen zu können, wird ein Oszilloskop mit großer Bandbreite benötigt. Deshalb gehört zur Ausstattung des Laserlabors ein Oszilloskop der Firma Tektronix. Es handelt sich um das Modell TDS7404, das eine Bandbreite von 4GHz hat. Mit ihm können 20 GSamples/s dargestellt werden. Mit der Software des Oszilloskops können viele mathematische Operationen durchgeführt werden, zum Beispiel FFTs, Messungen der Pulsabstände, Bestimmungen der Maxima, alles mit der zugehörigen Statistik, aber auch Mittelwertbildungen.

A.3 CCD-Kamera

Wichtig für die Darstellung der räumlichen Pulsprofile ist die WinCamD mit der zugehörigen Hard- und Software. Die WinCamD und die zugehörige PCI-Karte werden in Deutschland von der Firma Laser2000 vertrieben. Es handelt sich im Wesentlichen um eine triggerbare CCD-Kamera mit 1360x1024 aktiven quadratischen Pixeln. Sie hat eine Farbtiefe von 14Bit. Das mitgelieferte Programm stellt verschiedene Meßmöglichkeiten zur Verfügung. So kann ein Fadenkreuz dafür benutzt werden, das geometrische Zentrum oder das globale Maximum auf dem Chip zu ermitteln. Es kann aber auch manuell positioniert oder orientiert werden. Entlang des Fadenkreuzes kann ein Lineout entnommen werden, das entweder direkt nach Microsoft Excel oder in eine Textdatei exportiert werden kann. Bei Bedarf kann auch das gesamte Bild exportiert werden. Es besteht desweiteren die Möglichkeit, einen Integrationsbereich zu definieren, um über Zeilen- bzw. Spaltenmittelung integrierte Profile zu erhalten. Diese Funktionalität hat sich als extrem hilfreich erwiesen, als es darum ging, die Einzelschußautokorrelationen auszuwerten. Die Kamera, die zur Ausmessung der Strahlprofile verwendet wurde, wurde im Laufe der Zeit durch Einschüsse mit dem verwendeten Pumplaser aus Abschnitt 3.2 beschädigt. Deshalb wurde später eine neue Kamera angeschafft, mit der die Einzelschußautokorrelationen störungsfrei aufgenommen werden konnten.

A.4 Leistungsmeißkopf

Für alle Leistungen und Intensitäten wurde ein Leistungsmeißkopf sowie ein Anzeigegerät der Fa. Ophir verwendet. Es handelt sich um den Typ 30(150)A-HE-DIF zusammen mit einem Nova-II-Display. Mit diesem Leistungsmeißkopf können nicht nur die hohen Pulsenergien gemessen werden, die der Pumplaser liefert, sondern die Oberfläche hält auch den extremen Belastungen durch die hohe Intensitätsdichte stand. Es handelt sich um einen thermischen Leistungsmeißkopf, auf den optional ein Diffusor aufgesetzt werden kann, um die Zerstörungsschwelle noch zu erhöhen, ohne daß nennenswert Energie verlorenggeht. Das Strahlprofil wird durch den Diffusor lediglich homogenisiert und damit Intensitätsspitzen durch Beugung oder Interferenzen verwaschen. Für 532 nm, also der Zentralwellenlänge des Pumplasers, hält er mit Diffusor einer Energiedichte von 4 J/cm^2 stand. Ohne Diffusor sind es 2 J/cm^2 bei einer Pulsdauer von 10 ns. Wir haben ca. 3 ns, also muß die Zerstörungsschwelle entsprechend mit der Zeit skaliert werden. Das Strahlprofil (10 mm Durchmesser) paßt bequem in die Meßfläche mit einem Durchmesser von 16 mm. Da die Repetitionsrate 10 Hz beträgt, wird die gemessene Leistung einfach durch diese dividiert, um die Pulsenergie zu erhalten. Mit diesem Leistungsmeißkopf können auch die Leistungen des Titan-Saphir-Lasers gemessen werden, die im Bereich von einigen 100 mW liegen. Das Rauschen des Leistungsmeißkopfes wird mit 5 mW spezifiziert.

Anhang B

Kostenbauder-Matrizen, ABCD-Formalismus und Gaußsche Strahlen

B.1 ABCD-Formalismus der geometrischen Optik

Gesucht ist ein einfacher Formalismus, um auf der Grundlage der Gaußoptik (Paraxialnäherung) die Auswirkung auf Höhe x und Winkel θ zu erhalten. Der Abschnitt basiert auf (KL66). Der Eintrittsvektor (x_0, θ_0) , der die Parameter Höhe und Winkel beinhaltet, wird durch die ABCD-Matrix transformiert, die ein beliebiges optisches System symbolisiert, und man erhält den Austrittsvektor (x_1, θ_1) , also

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.1})$$

Abbildung B.1 veranschaulicht, daß im Wesentlichen nur die Anfangs- und Endhöhen und sowie die entsprechenden Winkel in der Position gewisser Referenzebenen z den weiteren Strahlweg definieren.

Für die Determinante der Gaußmatrix $\mathbf{G}$ gilt immer $\det(\mathbf{G}) = AD - BC = 1$. Wenn keine radiale Symmetrie vorliegt, können nur Schnitte durch die $x-z$ - bzw. $y-z$ -Ebene betrachtet werden. In Tab. B.1 finden sich einige ausgewählte wichtige Gaußmatrizen für diverse optische Systeme.

Mit einem Computeralgebrasystem lassen sich dann auch sehr komplizierte Systeme auf bequeme Weise berechnen. Als Beispiel wird eine „dicke“ Linse berechnet, die aus einem Material mit dem Brechungsindex n besteht. Zwischen den beiden Hauptebenen liegt ein Abstand d vor, und die Krümmungsradien der Linse sind R_1 und R_2 . Dann ist die Gaußmatrix des Systems mit

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} 1 + \frac{d}{R_2} \frac{n-1}{n} & \frac{d}{n} \\ \frac{(1-n)(R_2-R_1)}{R_1 R_2} - \frac{d(1-n)^2}{n R_1 R_2} & 1 + \frac{d}{R_1} \frac{1-n}{n} \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$

gegeben. Wenn die Radialsymmetrie aufgehoben wird (z.B. durch Einführung von Zylinderlinsen oder Verkipfung von Spiegeln oder Linsen), können die Berechnungen für die einzelnen Ebenen separat erfolgen.

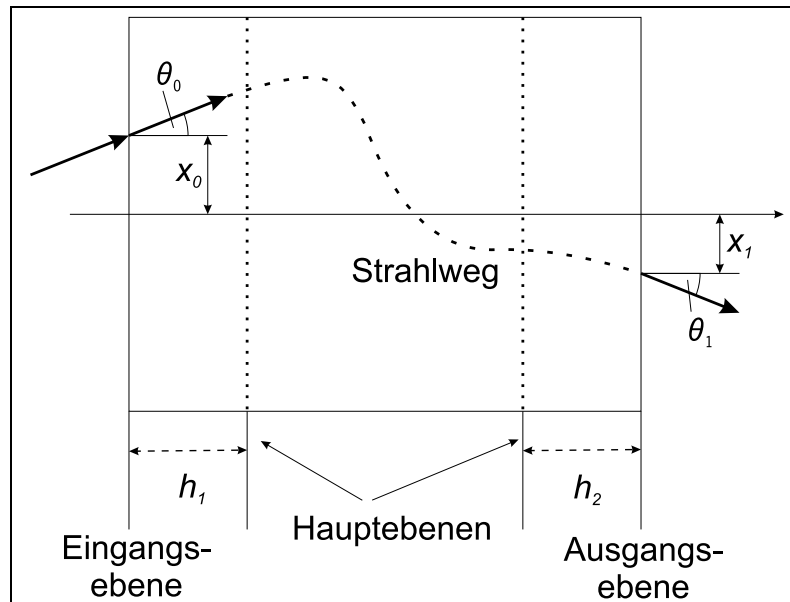


Abbildung B.1: Referenzebenen bei Propagation durch ein beliebiges optisches System.

Nr.	Optisches System	Gaußmatrix
1	Strecke d in Medium mit Brechzahl n	$\begin{pmatrix} 1 & d/n \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
2	Brechung an ebener Fläche zwischen zwei Medien mit den Brechzahlen n_1 und n_2	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_1/n_2 \end{pmatrix}$
3	Brechung an gekrümmter Fläche mit Radius R (Luft $\rightarrow$ Medium)	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ (1-n)/R & 1 \end{pmatrix}$
4	Brechung an gekrümmter Fläche mit Radius R (Medium $\rightarrow$ Luft)	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ (n-1)/R & 1 \end{pmatrix}$
5	Dünne Linse mit Brennweite f	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}$
6	Dicke Linse mit Krümmungsradien R_1, R_2 , Abstand d und Brechungsindex n	
7	Reflexion an Spiegel mit Krümmungsradius R	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{pmatrix}$

Tabelle B.1: Einige ausgewählte Beispiele für fundamentale Gaußmatrizen.

B.2 Übergang zum Gaußformalismus für gaußsche Strahlen

Befindet man sich mit seinem System nahe dem Fokus, also innerhalb der sogenannten Rayleighlänge, so ist der vorgestellte Formalismus aufgrund von Überschneidungen der Strahlen nicht mehr anwendbar und es müssen einige Modifikationen vorgenommen werden. Zunächst aber einige Definitionen. Zunächst wird der Parameter q eingeführt, der über

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{i\lambda}{\pi w^2} \quad (\text{B.3})$$

definiert wird. Dabei ist w der aktuelle Strahldurchmesser, R ist der Radius der Wellenfrontverkrümmung und λ die Wellenlänge.

Geht man von der Taille des Strahles aus, dann ist der Wellenfrontradius im Unendlichen R_∞ , und man erhält für den q -Parameter

$$q = q_0 + z = i \frac{\pi w_0^2}{\lambda} + z, \quad (\text{B.4})$$

wobei

$$q_0 = i \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (\text{B.5})$$

und w_0^2 der sich nicht ändernde Strahldurchmesser im Unendlichen und z die Position ist. Dann erhält man für den aktuellen Strahldurchmesser w in Abhängigkeit von der Position z mit

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad (\text{B.6})$$

und für den aktuellen Wellenfrontradius R

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]. \quad (\text{B.7})$$

Daraus folgt der Öffnungswinkel im Fernfeld

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}, \quad (\text{B.8})$$

und es ergibt sich die nützliche Gleichung

$$\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} = \frac{\pi w^2}{\lambda R}. \quad (\text{B.9})$$

Nach (KL66) wird beim Durchgang durch ein optisches System mit der Gaußmatrix $\mathbf{G}$ der q -Parameter transformiert. Dabei lautet die Transformationsvorschrift

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}. \quad (\text{B.10})$$

Nimmt man zum Beispiel die Transformation einer dünnen Linse aus Tabelle B.1. Dann erhält man

$$\frac{1}{q_f} = \frac{1}{f} - \frac{i\lambda}{\pi w_0^2}, \quad (\text{B.11})$$

und durch Vergleich mit Gleichung B.3 erkennt man, daß der neue Krümmungsradius der

Wellenfronten gerade der Brennweite der Linse entspricht. Der Strahldurchmesser hat sich am Ort der Linse noch nicht geändert. Durch Transformation mit einer Gaußmatrix für den Durchgang durch Luft (bzw. Vakuum) ergibt sich die Gleichung B.4 und damit die Gleichungen B.7 und B.6. Setzt man die Parameter eines Fokussiersystems, also eine Linse mit Brennweite f und die Fokussierstrecke = Brennweite = f) mit dem Anfangsdurchmesser D in Gleichung B.2 ein, so erhält man den Durchmesser D' des Brennflecks mit

$$D' = \frac{\lambda f}{\pi D}. \quad (\text{B.12})$$

B.3 Erweiterung des ABCD-Formalismus für ultrakurze Pulse

Dieser Abschnitt basiert vollständig auf den Überlegungen von A.G. Kostenbauder in (Kos90). Ultrakurze Pulse haben weitere entscheidende Parameter, die man ähnlich den Parametern Höhe x und Winkel θ behandeln kann und sind im Vergleich zu herkömmlichen Lasern nicht monochromatisch, sondern haben breite Spektren. Desweiteren ist die Pulsbreite und deren lineare Transformation von Interesse. Der erweiterten Einfallsvektor ist mit $\xi_{\text{in}} = (x, \theta, t, f)_{\text{in}}$ gegeben. In diesem Vektor ist t die Pulsdauer und f die Frequenz. Die Transformation auf einen Ausfallsvektor $\xi_{\text{out}} = (x, \theta, t, f)_{\text{out}}$ erfolgt über die Jacobimatrix $\mathbf{J}$ des Systems, in der alle gemischten partiellen Ableitungen des Systems stehen. Die Transformation für die lineare Approximation (Paraxialnäherung) lautet demnach

$$\xi_{\text{out}} = \mathbf{J} \xi_{\text{in}}, \quad (\text{B.13})$$

und ausgeschrieben

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta \\ t \\ f \end{pmatrix}_{\text{out}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial x_{\text{out}}}{\partial x_{\text{in}}} & \frac{\partial x_{\text{out}}}{\partial \theta_{\text{in}}} & \frac{\partial x_{\text{out}}}{\partial t_{\text{in}}} & \frac{\partial x_{\text{out}}}{\partial f_{\text{in}}} \\ \frac{\partial \theta_{\text{out}}}{\partial x_{\text{in}}} & \frac{\partial \theta_{\text{out}}}{\partial \theta_{\text{in}}} & \frac{\partial \theta_{\text{out}}}{\partial t_{\text{in}}} & \frac{\partial \theta_{\text{out}}}{\partial f_{\text{in}}} \\ \frac{\partial t_{\text{out}}}{\partial x_{\text{in}}} & \frac{\partial t_{\text{out}}}{\partial \theta_{\text{in}}} & \frac{\partial t_{\text{out}}}{\partial t_{\text{in}}} & \frac{\partial t_{\text{out}}}{\partial f_{\text{in}}} \\ \frac{\partial f_{\text{out}}}{\partial x_{\text{in}}} & \frac{\partial f_{\text{out}}}{\partial \theta_{\text{in}}} & \frac{\partial f_{\text{out}}}{\partial t_{\text{in}}} & \frac{\partial f_{\text{out}}}{\partial f_{\text{in}}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \theta \\ t \\ f \end{pmatrix}_{\text{in}}. \quad (\text{B.14})$$

Da das System zeitinvariant ist und $f_{\text{out}} = f_{\text{in}}$ gilt, kann man das System grundlegend zu

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta \\ t \\ f \end{pmatrix}_{\text{out}} = \begin{pmatrix} A & B & 0 & \frac{\partial x_{\text{out}}}{\partial f_{\text{in}}} \\ C & D & 0 & \frac{\partial \theta_{\text{out}}}{\partial f_{\text{in}}} \\ \frac{\partial t_{\text{out}}}{\partial x_{\text{in}}} & \frac{\partial t_{\text{out}}}{\partial \theta_{\text{in}}} & 1 & \frac{\partial t_{\text{out}}}{\partial f_{\text{in}}} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \theta \\ t \\ f \end{pmatrix}_{\text{in}} \quad (\text{B.15})$$

vereinfachen. Dabei sind A, B, C und D die bereits bekannten Größen aus dem letzten Unterkapitel B.1. Konsequenterweise wird nun die Matrix weiter vereinfacht, und die verbliebenen Ableitungen erhalten ähnlich der Gaußmatrizen Buchstabenbezeichnungen, so daß sich die Transformation zu

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta \\ t \\ f \end{pmatrix}_{\text{out}} = \begin{pmatrix} A & B & 0 & E \\ C & D & 0 & F \\ G & H & 1 & I \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \theta \\ t \\ f \end{pmatrix}_{\text{in}} \quad (\text{B.16})$$

ändert. Für einige dieser Ableitungen existieren Trivialnamen, welche in der folgenden Liste aufgeführt sind.

- $A = \partial x_{\text{out}} / \partial x_{\text{in}}$ – Räumliche Vergrößerung

- $B = \partial x_{\text{out}}/\partial \theta_{\text{in}}$ – keine spezielle Bezeichnung, Austrittshöhe gegen Einfallswinkel
- $C = \partial \theta_{\text{out}}/\partial x_{\text{in}}$ – Brechkraft (mit negativem Vorzeichen)
- $D = \partial \theta_{\text{out}}/\partial \theta_{\text{in}}$ – Winkelvergrößerung
- $E = \partial x_{\text{out}}/\partial f_{\text{in}}$ – räumliche Dispersion
- $F = \partial \theta_{\text{out}}/\partial f_{\text{in}}$ – Winkeldispersion
- $G = \partial t_{\text{out}}/\partial x_{\text{in}}$ – Pulsfrontenverkipfung
- $H = \partial t_{\text{out}}/\partial \theta_{\text{in}}$ – keine spezielle Bezeichnung, Austrittspulsdauer gegen Eintrittswinkel
- $I = \partial t_{\text{out}}/\partial f_{\text{in}}$ – Gruppengeschwindigkeitsdispersion

Es folgen Beispiele für Kostenbauder-Matrizen. Die Kostenbauder-Matrix $\mathbf{K}$ für ein dispersives Medium der Länge L und der Gruppengeschwindigkeit v_g lautet zum Beispiel

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{L}{n} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -\frac{\partial v_g}{\partial f} \frac{L}{v_g^2} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.17})$$

Für eine Linsen- oder Spiegelfunktion wird einfach die entsprechende ABCD-Matrix übernommen. Die restlichen Matrixelemente sind dann 1 für $i = j$ und ansonsten 0. Für ein optisches Gitter ist die Matrix

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} -\frac{\sin \phi}{\sin \psi} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\sin \psi}{\sin \phi} & 0 & \frac{\cos \phi - \cos \psi}{f_0 \sin \psi} \\ \frac{\cos \psi - \cos \phi}{c \sin \psi} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.18})$$

gegeben. Dabei ist ψ der Einfallswinkel und ϕ der Reflexionswinkel bezüglich der Gitteroberfläche. f_0 bezeichnet die Referenzfrequenz, wenn man von der Gittergleichung $(f_0 + f)(\cos \phi - \cos \psi) = c/\lambda$ ausgeht. Für ein allgemeines Prisma sieht die Matrixschreibweise relativ kompliziert aus, weshalb hier nur die Matrixelemente aufgeführt werden.

$$\begin{aligned} A &= m_\phi m_\psi \\ B &= L m_\phi / m_\psi \\ C &= 0 \\ D &= 1 / m_\phi m_\psi \\ E &= -(\partial n / \partial f) L m_\phi \tan \psi / n \\ F &= -(\partial n / \partial f) (\tan \phi + \tan \psi) / m_\phi \\ G &= -(\partial n / \partial f) m_\psi (\tan \phi + \tan \psi) / \lambda_0 \\ H &= -(\partial n / \partial f) L \tan \phi / m_\psi n \lambda_0 \\ I &= (\partial n / \partial f)^2 L \tan \phi \tan \psi / n \lambda_0 - (\partial v_g / \partial f) L / v_g^2. \end{aligned}$$

Dabei bezeichnet ψ den internen Eintrittswinkel bezüglich der Eintrittsflächennormale und ϕ den Winkel des austretenden Strahles bezüglich der Austrittsflächennormale. L ist die Weglänge im Glas, m_ψ und m_ϕ werden über die Gleichungen

$$m_\phi = \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \phi} / \cos \phi$$

und

$$m_\psi = \cos \psi / \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \psi}$$

definiert, um eine abkürzende Schreibweise zu ermöglichen. Ein Brewster-Prisma, mit dem oftmals in der Ultrakurzpulsoptik gearbeitet wird, hat dann die Kostenbauder-Matrix

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \pm D \\ \pm D/\lambda_0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.19})$$

Dabei wird angenommen, daß der Strahl durch die Prismenspitze propagiert. Der Parameter D läßt sich über

$$D = -4\pi(dn/d\omega) \tan \psi / m_\psi = -4\pi m_\psi (dn/d\omega) \tan \psi \quad (\text{B.20})$$

berechnen. Mit diesen Matrizen lassen sich die wichtigsten Parameter optischer Systeme für ultrakurze Pulse übersichtlich berechnen, sie können einfach aus den Matrixelementen der Kostenbauder-Matrizen abgelesen werden.

Zur Veranschaulichung des Prinzip folgt ein weiteres Beispiel aus (Tre01). Aus den Brewster-Prismen ließe sich zum Beispiel auch ein Prismenkompressor zusammensetzen. Dieser bestehe aus vier antiparallelen Prismen und den Strecken $L_1 - L_3$ zwischen den Prismen. Dann lautet die Kostenbauder-Matrix (Kos90)

$$\mathbf{K} = \mathbf{K}_7 \mathbf{K}_6 \mathbf{K}_5 \mathbf{K}_4 \mathbf{K}_3 \mathbf{K}_2 \mathbf{K}_1 = \begin{pmatrix} 1 & L_1 + L_2 + L_3 & 0 & D(L_1 - L_3) \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{D}{\lambda_0}(L_1 - L_3) & 1 & -\frac{D^2}{\lambda_0}(L_1 + L_3) \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.21})$$

wobei die einzelnen $\mathbf{K}_i$ die Kostenbaudermatrizen der einzelnen optischen Elemente aus Abbildung B.2 sind.

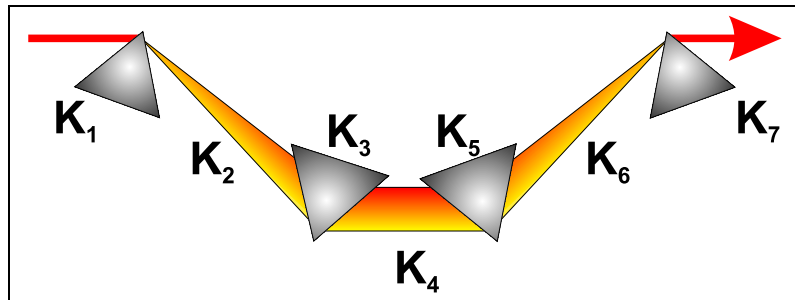


Abbildung B.2: Prismenkompressor und Veranschaulichung der sieben repräsentativen Kostenbauder-Matrizen.

Dabei ist festzustellen, daß die Gruppengeschwindigkeitsdispersion in jedem Fall negativ ist. Die Pulsfrontenverkipfung und der räumliche Chirp verschwinden, wenn die Abstände L_1 und L_3 gleich sind. Es ist bemerkenswert, daß im Fall von exakt antiparallel ausgerichteten Prismenpaaren die Pulsfrontenverkipfung auch dann auftreten kann, wenn es keine Winkeldispersion gibt.

Abschließend folgt ein kleiner Plausibilitätstest. Eine Kostenbauder-Matrix $\mathbf{K}_1$ wird mit allen möglichen Parametern versehen und nach Propagation durch eine Strecke L (Matrix $\mathbf{K}_2$) beobachtet. Danach werden die Parameter erneut beurteilt. Das Produkt der Matrizen $\mathbf{K}_1$

und $\mathbf{K}_2$ ist

$$\begin{aligned}\mathbf{K} = \mathbf{K}_1 \mathbf{K}_2 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A & B & 0 & E \\ C & D & 0 & F \\ G & H & 1 & I \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} A + LC & B + LD & 0 & E + LF \\ C & D & 0 & F \\ G & H & 1 & I \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.22})\end{aligned}$$

Es gibt Parameter, bei denen keine Änderung vorliegt (C', D', F', G', H', I'). So ändert sich zum Beispiel die räumliche Vergrößerung A' mit dem Ort mit $A' = A + LC$, das heißt, sie ändert sich linear mit dem Ort in Abhängigkeit von der Brechkraft. Die Austrittshöhe ändert sich in Abhängigkeit von der Winkelvergrößerung, was am geänderten Parameter $B' = B + LD$ ersichtlich ist. Ebenso ist aber auch die räumliche Dispersion verändert. Sie ändert sich linear mit der Position und der Winkeldispersion, also $E' = E + LF$. Keinen Einfluß hat eine einfache Propagation durchs Vakuum allerdings auf die Pulsfrontverkipfung, diese bleibt erhalten.

B.4 Erweiterung des Kostenbauder-Formalismus auf verallgemeinerte Gaußpulse

Nach (Kos90) ist es auch mit den Kostenbauder-Matrizen möglich, ein optisches System, daß sowohl räumlich als auch zeitlich gaußförmig propagiert, mithilfe eines q-Parameters zu beschreiben. Unter der Annahme, daß das elektrische Feld einer Gaußverteilung gehorcht, kann es als

$$E(x, y) \propto \exp[-(1/w^2 + i\pi\lambda R)(x^2 + y^2)] \quad (\text{B.23})$$

geschrieben werden kann, bzw. zeitlich als

$$E(t) \propto \exp[-(1/\tau_G^2 + i\beta)t^2]. \quad (\text{B.24})$$

Das elektrische Feld wird in

$$\begin{aligned}E(x, t) &\propto \exp\left\{-i\frac{\pi}{\lambda}[x, -t]\mathbf{Q}^{-1}\begin{bmatrix} x \\ t \end{bmatrix}\right\} \\ &= \exp\left\{-i\frac{\pi}{\lambda}[x, -t]\begin{bmatrix} Q_{11}^{-1} & Q_{12}^{-1} \\ Q_{21}^{-1} & Q_{22}^{-1} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} x \\ t \end{bmatrix}\right\} \\ &= \exp\left\{-i\frac{\pi}{\lambda}[x, -t]\begin{bmatrix} Q_{11}^{-1}x + Q_{12}^{-1}t \\ Q_{21}^{-1}x + Q_{22}^{-1}t \end{bmatrix}\right\} \\ &= \exp\left\{-i\frac{\pi}{\lambda}[Q_{11}^{-1}x^2 + 2Q_{12}^{-1}xt - Q_{22}^{-1}t^2]\right\} \quad (\text{B.25})\end{aligned}$$

umformuliert, wobei aus Symmetriegründen anfangs $Q_{21}^{-1} = Q_{12}^{-1}$ gilt. Wenn die Nichtdiagonalelemente von $\mathbf{Q}^{-1}$ verschwinden, dann verändert sich das elektrische Feld zu

$$E(x, t) \propto \exp\left\{-i\frac{\pi}{\lambda}[Q_{11}^{-1}x^2 - Q_{22}^{-1}t^2]\right\}, \quad (\text{B.26})$$

wobei der räumliche komplexe q -Parameter als

$$Q_{11}^{-1} \stackrel{!}{=} \frac{1}{q_x} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi w^2} \quad (\text{B.27})$$

und der zeitliche komplexe q -Parameter als

$$Q_{22}^{-1} \stackrel{!}{=} \frac{1}{q_t} = \frac{\lambda}{\pi} \left(\beta + \frac{i}{\tau_G^2} \right) \quad (\text{B.28})$$

definiert wird. Letzterer ist ein Parameter, der die Pulslänge und den Streckungsparameter des Pulses definiert. Verschwinden die Nichtdiagonalelemente allerdings nicht, existiert Pulsfrontverkipfung, die über

$$G = \frac{\partial t_{\text{out}}}{\partial x_{\text{in}}} = \frac{\text{Im}[Q_{12}^{-1}]}{\text{Im}[Q_{22}^{-1}]} \quad (\text{B.29})$$

definiert ist.

Um den $\mathbf{Q}$ -Parameter zu transformieren, kann ähnlich wie mit normalen Gaußstrahlen vorgegangen werden, die Matrix muß dann umsortiert werden,

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} \textcolor{blue}{A} & \textcolor{blue}{B} & 0 & \textcolor{blue}{E} \\ \textcolor{red}{C} & \textcolor{green}{D} & 0 & \textcolor{green}{F} \\ \textcolor{blue}{G} & \textcolor{blue}{H} & 1 & \textcolor{blue}{I} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{B.30})$$

Wenn man ferner gewisse Teilmatrizen aus $\mathbf{K}$ neu definiert, dann ist die neue Transformation mit

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}_{\text{out}} &= \frac{\begin{bmatrix} \textcolor{blue}{A} & 0 \\ \textcolor{blue}{G} & 1 \end{bmatrix} \mathbf{Q}_{\text{in}} + \begin{bmatrix} \textcolor{blue}{B} & \textcolor{blue}{E} \\ \textcolor{blue}{H} & \textcolor{blue}{I} \end{bmatrix}}{\begin{bmatrix} \textcolor{red}{C} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{Q}_{\text{in}} + \begin{bmatrix} \textcolor{green}{D} & \textcolor{green}{F} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}} \\ &= \frac{\begin{bmatrix} \textcolor{blue}{A} \end{bmatrix} \mathbf{Q}_{\text{in}} + \begin{bmatrix} \textcolor{blue}{B} \end{bmatrix}}{\begin{bmatrix} \textcolor{red}{C} \end{bmatrix} \mathbf{Q}_{\text{in}} + \begin{bmatrix} \textcolor{green}{D} \end{bmatrix}} \end{aligned} \quad (\text{B.31})$$

gegeben, welche offenbar an den ABCD-Formalismus erinnert. Der Nenner soll dabei die Multiplikation mit der Inversen symbolisieren. Mit diesem Formalismus ist es zum einen möglich, den räumlichen komplexen q -Parameter q_x zu berechnen, zum anderen aber auch den Chirp q_t . Aus den Matrixelementen können gewisse Parameter des Systems, wie zum Beispiel die Winkeldispersion, die räumliche Dispersion und die Gruppengeschwindigkeitsdispersion berechnet werden. Für die Pulsfrontverkipfung funktioniert dies nach (Tre01) im Allgemeinen nicht, da das entsprechende Kostenbauder-Matrixelement für die Pulsfrontverkipfung verschwindet, wenn zum Beispiel ein räumlich dispergierter Strahl durch ein zeitlich dispersives Medium propagiert. Für diesen Spezialfall muß Gleichung B.29 herangezogen werden.

Die Kostenbauder-matrizen für eine rein räumliche $\mathbf{K}_R$ und eine rein zeitliche Dispersion $\mathbf{K}_D$ werden miteinander zu einer Systemmatrix

$$\mathbf{K}_{\text{sys}} = \mathbf{K}_R \mathbf{K}_D = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & E \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & D \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & E \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & D \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.32})$$

verknüpft. Das Matrixelement $\mathbf{K}_{13}$ verschwindet dabei. Also wird der weiter oben beschriebene Algorithmus angewandt und die Pulsfrontverkipfung nach Gleichung B.29 berechnet. Unter Annahme eines Gaußstrahls mit ebenen Wellenfronten ist der inverse q-Parameter und damit das Matrixelement Q_{11}^{-1} rein imaginär, er wird hier als $Q_{11}^{-1} = -i\xi$ definiert. Im Fourierlimit ist der Puls ungestreckt, so daß in diesem Fall $Q_{22}^{-1} = i\eta$ geschrieben werden kann. Dann bekommt man

$$\mathbf{Q}_{\text{in}}^{-1} = i \begin{pmatrix} -\xi & 0 \\ 0 & \eta \end{pmatrix} \quad (\text{B.33})$$

für die inverse Strahlmatrix, und die dazu inverse Matrix lautet

$$\mathbf{Q}_{\text{in}} = i \begin{pmatrix} \frac{1}{\xi} & 0 \\ 0 & -\frac{1}{\eta} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.34})$$

Für die transformierte Systemmatrix erhält man

$$\mathbf{Q}_{\text{out}} = \frac{\mathbf{I}\mathbf{Q}_{\text{in}} + \begin{pmatrix} 1 & E \\ 0 & D \end{pmatrix}}{\mathbf{0}\mathbf{Q}_{\text{in}} + \mathbf{I}} = \mathbf{Q}_{\text{in}} + \begin{pmatrix} 1 & E \\ 0 & D \end{pmatrix}, \quad (\text{B.35})$$

wobei $\mathbf{I}$ die identische Matrix ist und $\mathbf{0}$ eine Matrix, bei der alle Einträge gleich null sind. Nach Gleichung B.29 ergibt sich dann die Pulsfrontverkipfung zu

$$G = ED\eta\xi. \quad (\text{B.36})$$

Formuliert man die Gleichung um, so daß die ursprünglichen Größen wieder erscheinen, ergibt sich

$$G = \frac{\partial x_{\text{out}}}{\partial f_{\text{in}}} \frac{\partial t_{\text{out}}}{\partial f_{\text{in}}} \frac{\lambda_0^2}{\pi^2 w_0^2 \tau_G^2}. \quad (\text{B.37})$$

Das Beispiel erscheint relativ akademisch, da Pulsfrontverkipfung durch Winkeldispersion erzeugt wird. In diesem Fall sehen die Verhältnisse etwas komplizierter aus, man erhält für die Pulsfrontverkipfung, die aus Winkeldispersion entsteht

$$G = \frac{Q_{12}^{-1}}{Q_{22}^{-1}} = E\xi \frac{D\eta - L\xi}{(L\xi)^2 + 1} \quad (\text{B.38})$$

mit $\eta = \lambda/(\pi\tau_G^2)$ und $\xi = \lambda/(\pi w_0^2)$. Die Pulsfrontverkipfung verschwindet für $L \rightarrow \infty$, also wenn der Strahl ins Unendliche propagiert. Dafür sollte aber eine räumliche Dispersion entstehen. Gleiches gilt für die Abbildung des Unendlichen mit einer Linse in deren Brennpunkt.

Anhang C

Brechung und Fresnelsche Formeln

C.1 Fresnelsche Formeln

Normalerweise hat man bei optischen Systemen die Möglichkeit, die Oberflächen mit einer Antireflexbeschichtung zu versehen, so daß der verwendete Laserstrahl nahezu verlustfrei durch die Medien propagieren kann. Im Fall des Pumplasers aus Abschn. 3.2 jedoch hat man es mit sehr intensiven und energiereichen Laserpulsen zu tun, so daß man in den Bereich der Zerstörschwelle der meisten Materialien kommt. Jedoch ist es möglich, die Medien so zu wählen, daß sie nicht zerstört werden. Eine Antireflex-Oberflächenbeschichtung hingegen, die dem starken Laserbeschuß standhalten kann, ist zur Zeit nicht bekannt. Deshalb ist eine genaue Kenntnis der Reflektivität der einzelnen Materialien vonnöten, vor allem in Abhängigkeit von Eintrittswinkel und Wellenlänge, wenn wir das System optimieren möchten. Dazu werden die Fresnelschen Formeln benötigt (Eic01).

Mithilfe der Fresnelschen Formeln ist es möglich, den Reflexions- und Transmissionsgrad an einer Grenzfläche zu bestimmen. Die Formeln folgen aus den Stetigkeitsbedingungen für die elektrischen und magnetischen Felder sowie aus dem Energieerhaltungssatz an den Grenzflächen. Auf die Herleitung soll an dieser Stelle allerdings verzichtet werden.

Für einen Strahl, der senkrecht zur Einfallsebene polarisiert ist (also s-polarisiert), erhält man das Reflexionsverhältnis der elektrischen Felder mit

$$q_{r\perp} = \frac{E_{r\perp}}{E_{e\perp}} = -\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (\text{C.1})$$

und das Transmissionsverhältnis

$$q_{t\perp} = \frac{E_{t\perp}}{E_{e\perp}} = \frac{2 \cos \alpha \sin \beta}{\sin(\alpha + \beta)}. \quad (\text{C.2})$$

Für einen Strahl mit Polarisation parallel zur Einfallsrichtung (also p-polarisiert) ergibt sich

$$q_{r\parallel} = \frac{E_{r\parallel}}{E_{e\parallel}} = -\frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)} \quad (\text{C.3})$$

und für einen s-polarisierten Strahl

$$q_{t\parallel} = \frac{E_{t\parallel}}{E_{e\parallel}} = \frac{2 \cos \alpha \sin \beta}{\sin(\alpha + \beta) \cos(\alpha - \beta)}. \quad (\text{C.4})$$

Man kann die Abhängigkeit von β eliminieren, so daß man

$$\begin{aligned}
 q_{r\perp} &= -\frac{\left(\sqrt{n_{\text{rel}}^2 - \sin^2 \alpha} - \cos \alpha\right)^2}{n_{\text{rel}}^2 - 1} \\
 q_{t\perp} &= \frac{2 \cos \alpha \sqrt{n_{\text{rel}}^2 - \sin^2 \alpha} - 2 \cos^2 \alpha}{n_{\text{rel}}^2 - 1} \\
 q_{r\parallel} &= \frac{n_{\text{rel}}^2 \cos \alpha - \sqrt{n_{\text{rel}}^2 - \sin^2 \alpha}}{n_{\text{rel}}^2 \cos \alpha + \sqrt{n_{\text{rel}}^2 - \sin^2 \alpha}} \\
 q_{r\parallel} &= \frac{2 n_{\text{rel}} \cos \alpha}{n_{\text{rel}}^2 \cos \alpha + \sqrt{n_{\text{rel}}^2 - \sin^2 \alpha}} \tag{C.5}
 \end{aligned}$$

bekommt. Bei allen Formeln ist dabei n_{rel} die relative Brechzahl, die sich aus den Verhältnissen der Brechzahlen ergibt, nämlich $n_{\text{rel}} = n_2/n_1$

Beim Übergang in ein neues Medium unter einem bestimmten Einfallswinkel wird der Strahl nicht nur in eine andere Richtung gebrochen, sondern es ändert sich auch sein Querschnitt. Für diese Änderung werden hier die Berechnungen aufgeführt. Auch hier wird ein relativer Brechungsindex verwendet, der ebenso wie der Brechungswinkel richtungsabhängig sein kann. Es ergibt sich

$$v = \frac{\sqrt{n_{\text{rel}}^2 - \sin^2 \alpha}}{n_{\text{rel}} \cos \alpha}. \tag{C.6}$$

C.2 Abhängigkeit des Phasenansatzwinkels vom Einfallswinkel

Bei der Berechnung des Phasenansatzwinkels in optisch doppelbrechenden Materialien stößt man auf eine kleine Schwierigkeit, die hier behandelt werden soll. Trifft ein außerordentlich polarisierter Lichtstrahl auf den Kristall, ist der Brechungsindex noch nicht bekannt. Anders als beim ordentlich polarisierten Strahl ändert sich beim außerordentlichen hingegen der Brechungsindex mit dem Winkel bezüglich der Kristallachse. Dennoch kann der Brechungswinkel β berechnet werden.

Die Idee ist, nicht vom einfallenden Winkel auszugehen, sondern vom schon gebrochenen Winkel β auf den Einfallswinkel α zu schließen. Ist desweiteren der Winkel der Kristallachse bezüglich der Oberflächennormale θ_c , auch Schnittwinkel genannt, bekannt, so läßt sich der Brechungswinkel über das Snelliussche Brechungsgesetz über $\sin \alpha / \sin \beta = n$ berechnen, wobei $n(\theta)$ von θ abhängt, welches aber noch nicht bekannt ist.

In vorliegenden Fall wird $\beta = \theta - \theta_c$ definiert. Desweiteren berechnet sich $n(\theta)$ im Fall eines uniaxialen Kristalls mit nur einer ausgezeichneten Achse über eine Brechungsellipse, also

$$\frac{1}{n^2} = \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2}. \tag{C.7}$$

Es wird desweiteren $N = n_e^2 n_o^2$, $a_e = n_e \sin^2 \alpha$ und $a_o = n_o \cos^2 \alpha$ definiert. Dann erhält man die Gleichung

$$n \sin^2(\theta - \theta_c) = a_o \sin^2 \theta + a_e \cos^2 \theta. \tag{C.8}$$

Nach Division durch $\cos^2 \theta$ bekommt man

$$n (\tan \theta \cos \theta_c - \sin \theta_c)^2 = a_o \tan^2 \theta + a_e. \quad (\text{C.9})$$

Jetzt wird $t = \tan \theta$, $c = \cos \theta_c$, $s = \sin \theta_c$ und $A_{o,e} = a_{o,e}/n$ substituiert, so daß die entstehende Gleichung in ein Nullstellenproblem einer quadratischen Gleichung umgeformt werden kann, nämlich

$$t^2 - 2t \frac{sc}{c^2 - A_o} + \frac{s^2 - A_e}{c^2 - A_o} = 0. \quad (\text{C.10})$$

Die Lösungen lauten

$$t_{1,2} = \frac{sc \pm \sqrt{A_o c^2 + A_e s^2 - A_o A_e}}{c^2 - A_o}, \quad (\text{C.11})$$

und wenn man zurückschstituiert, erhält man als Lösung für den Winkel bezüglich der Kristallachse

$$\theta_{1,2} = \arctan \left\{ \frac{n_e^2 \sin \theta_c \cos \theta_c \pm \frac{n_e}{n_o} \sin \alpha \sqrt{n_o^2 \cos^2 \theta_c + n_e^2 \sin^2 \theta_c - \sin^2 \alpha}}{n_e^2 \cos^2 \theta_c - \sin^2 \alpha} \right\}. \quad (\text{C.12})$$

Es muß noch überprüft werden, welche der Lösungen in Frage kommen und ob es tatsächlich zwei Lösungen gibt. Deshalb wird das Spezialbeispiel $n_o = n_e = 1$, was einem Übergang von Vakuum zu Vakuum entspricht, gewählt. Hierfür muß sich automatisch ergeben, daß $\alpha + \theta_c = \theta$ gilt. Dann ergibt sich die Gleichung

$$\tan \theta_{1,2} = \frac{\sin \theta_c \cos \theta_c \pm \sin \alpha \cos \alpha}{\cos^2 \theta_c - \sin^2 \alpha}. \quad (\text{C.13})$$

Für den Einfallswinkel $\alpha = 0$ ergibt sich eine wahre Aussage für beide Möglichkeiten, es muß also weitergerechnet werden, so daß das Problem

$$\tan(x + y) = \frac{\sin x \cos x \pm \sin y \cos y}{\cos^2 x - \sin^2 y} \quad (\text{C.14})$$

gelöst werden muß. Zunächst kann man durch Übergang auf die komplexe Schreibweise für den Sinus und den Kosinus zeigen, daß

$$\cos(x - y) \cdot \cos(x + y) = \cos^2 x - \sin^2 y \quad (\text{C.15})$$

ist. Desweiteren kann man zeigen, daß

$$\sin x \cos x \pm \sin y \cos y = \frac{(\sin 2x \pm \sin 2y)}{2} = \sin(x \pm y) \cos(x \mp y) \quad (\text{C.16})$$

gilt. Dann ist

$$\frac{\sin x \cos x \pm \sin y \cos y}{\cos^2 x - \sin^2 y} = \frac{\sin(x \pm y) \cos(x \mp y)}{\cos(x - y) \cos(x + y)} = \tan(x \pm y), \quad (\text{C.17})$$

und man sieht sofort, daß nur die Lösung mit dem positiven Operanden gültig ist, also

$$\beta = \arctan \left\{ \frac{n_e^2 \sin \theta_c \cos \theta_c + \frac{n_e}{n_o} \sin \alpha \sqrt{n_o^2 \cos^2 \theta_c + n_e^2 \sin^2 \theta_c - \sin^2 \alpha}}{n_e^2 \cos^2 \theta_c - \sin^2 \alpha} \right\} - \theta_c. \quad (\text{C.18})$$

Die Verwendung dieser recht komplizierten Formel kann man jedoch umgehen, indem man bei

Kenntnis des Brechungswinkels β den Eintrittswinkel α über das snelliussche Brechungsgesetz berechnet. Der erforderliche Brechungsindex ergibt sich durch Einsetzen der Differenz des Brechungswinkels und des Schnittwinkels des Kristalls in die winkelabhängige Formel für den außerordentlichen Brechungsindex aus (DGN97)

$$n^e(\theta) = n_o \sqrt{\frac{1 + \tan^2 \theta}{1 + (n_o/n_e)^2 \tan^2 \theta}} \quad (\text{C.19})$$

Anhang D

SPONGEBOB2

Im letzten Kapitel des Anhangs wird der im Rahmen der Promotion erstellte Code „Simulationsprogramm für OPCPA in Nichtkollinearer Geometrie für BBO“, kurz SPONGEBOB, behandelt. Es handelt sich um ein Programm, welches mit Visual C++ aus dem Hause Microsoft entwickelt wurde. Das Grundgerüst ist ein dialogbasiertes MFC-gestütztes Programm (*MFC - Microsoft Foundation Class*). Im Dialogfenster sind vielfältige Optionen mit praktischem Bezug für die Berechnung des in der Arbeit verwendeten Systems wählbar. Per Knopfdruck startet das Programm und führt dann je nach Berechnungsmodus die Berechnung durch und gibt die Daten in Form von Textdateien aus, die dann mit einem anderen Programm, zum Beispiel Origin ausgewertet werden können.

Auf der Oberfläche des Hauptdialogs wurden verschiedene Tabs eingerichtet, auf denen der Benutzer verschiedene Parameter definieren kann. In den Abbildungen D.1-D.5 werden Screenshots der Oberfläche der verschiedenen Tabs gezeigt. Man sieht, welche Parameter variiert werden und welche Parameter eingestellt werden können.

Nachdem die Parameter eingegeben wurden, bzw. teilweise auch berechnet wurden, können die Berechnungen gestartet werden. Vorher werden alle Parameter in ein Parameterfile geschrieben, das später importiert werden kann. Die Parameter werden zusätzlich in eine Textdatei exportiert. Für die Initialisierungsparameter wurde die Klasse CInPar definiert. Der Zeiger auf die jeweilige Instanz von CInPar wird jeder weiteren Instanz der verschiedenen Objektklassen der Anwendung bei ihrer Initialisierung übergeben, um so auf die Initialisierungsparameter zurückgreifen zu können.

Energie

Minimal: 0.001 J

Maximal: 1 J

Aktuell: 0.6 J

Strahlradius

Minimal: 3 mm

Maximal: 5 mm

Aktuell: 1.8 mm

Pulsform

☐ Flat-Top

☒ Gauß

☐ Externe Datei

Puls.txt
(128 Datenpunkte)

Winkel und Brechungsindex

α_{opt} = 58.839530

α_{min} = 59.467258

α_{max} = 58.055672

n_{opt} = 1.6533213

Zentralwellenlänge: 532 nm

Pulsdauer: 2.77 ns

Korrekturfaktor Pulsform: 0.5152

Strahlform

☒ Flat-Top

☐ Gauß

Abbildung D.1: Screenshot der Oberfläche von SPONGEBOB. Definition der Pumplaserparameter.

Nichtkollinearitätswinkel

Optimal: 2.28156375730

Minimal: 2

Maximal: 2.5

Phasenpaßwinkel

Optimal: 23.7201243612

Minimal: 23.5

Maximal: 24

Absorption: 1 /cm

Eff. Nichtlinearität: 2.3 pV/m

Maximallänge: 1.2 cm

Aktuelle Länge: 1.2 cm

Anzahl der Durchläufe: 1

Schnittwinkel: 54.89 °

Verstärkermaterial: ☒ BBO ☐ LBO ☐ KDP ☐ Ti:Sa

	A	B	C	D	E
α :	1.7018379	1.0357554	0.01800344	1.2479989	91
e :	1.5920433	0.7816893	0.016067891	0.8403893	91

Abbildung D.2: Screenshot der Oberfläche von SPONGEBOB. Definition der Materialparameter.

Energie, Durchschnittsleistung und Repetitionsrate

Minimalenergie: 0.001 nJ Repetitionsrate: 80 MHz
 Maximalenergie: 5 nJ Durchschnittsleistung: 50 mW
 Aktuelle Energie: 0.625 nJ

Pulsdauer: 10 fs
 Streckungsfaktor: 50000
 Res. Pulsdauer: 500 ps

Winkel und Brechungsindex

α_{opt} = 53.360679
 α_{min} = 54.051495
 α_{max} = 52.831105
 n_o = 1.6609435

Strahlradius

Minimal: 3 mm
 Maximal: 5 mm
 Aktuell: 1.8 mm

Strahlform

☐ Flat-Top
☒ Gauß

Spektrum

☒ Soliton
☐ Gauß
☐ Externe Datei

Spektrum.txt
 (128 Datenpunkte, (700-900)nm)

Zentralwellenlänge:
 800 nm

Grenzen:
 600 - 1100 nm

Abbildung D.3: Screenshot der Oberfläche von Spongebob 2. Definition der Signallaserparameter.

Frequenz: 128 **X-Koordinate:** 100

Kristalllänge: 100 **Y-Koordinate:** 100

Radius: 100 **Nichtkollinearitätswinkel:** 100

Pumppulsenergie: 100 **Phasenpaßwinkel:** 100

Signalpulsenergie: 100

Abbildung D.4: Screenshot der Oberfläche von Spongebob 2. Definition der Anzahl der Iterationsschritte bei den entsprechenden Berechnungen. Außerdem wird die Größe des Datenfeldes für das Spektrum definiert.



Abbildung D.5: Screenshot der Oberfläche von *Spongebob 2*. Es ist zu sehen, daß das Programm momentan nur in den Modi *Propagation (Z)* und *Winkelberechnung (Winkel)* läuft. Desweiteren kann hier das Berechnungsfenster für eine spätere räumlich aufgelöste Berechnung angegeben werden.

Standardmäßig erzeugt das Programm unter dem definierten Anfangsverzeichnis ein weiteres Verzeichnis, dessen Name sich aus Uhrzeit und Datum zusammensetzt, so daß die Daten leicht sortiert werden können. Dies ist das Hauptverzeichnis der aktuellen Berechnung. Falls man eine abhängige Berechnung starten möchte, wird in diesem Verzeichnis ein weiteres Unterverzeichnis erzeugt, in dem dann die neuen Daten abgelegt werden. So hängt die Abhängigkeitsstruktur direkt mit der Verzeichnisstruktur zusammen. Alle Daten können eindeutig identifiziert werden.

Im Programm werden Spektren erzeugt und deren Verlauf bei der Propagation durch die Verstärker berechnet. Deshalb wurde die Klasse `CSpectrum` implementiert, deren Instanzen die eigentlichen Spektren sind. Durch die Verwendung des MFC-Templates `CTypedPtrArray` können einzelne Instanzen, oder besser gesagt die Zeiger auf diese Instanzen in einem Objektfeld angeordnet werden, ohne daß Castingoperationen erforderlich wären, die unnötig Speicher und Zeit verbrauchen würden. Durch diese Implementierung kann nicht nur auf die Daten zurückgegriffen werden, sondern auch die Methoden der Klasse für die jeweilige Instanz verwendet werden. Insbesondere bei der Implementierung der approximativen Methoden war dies in Bezug auf die Rechengeschwindigkeit und Größe äußerst hilfreich. Die Klasse `CSpectrum` besitzt desweiteren einige hilfreiche Funktionen, mit denen verschiedene Parameter der Spektren ermittelt werden können, so zum Beispiel für die Berechnung der Halbwertsbreite oder des Maximums. Desweiteren wurde zur Berechnung der zeitlichen Verläufe eine FFT implementiert (Numerical Recipes für C++).

Die Berechnung der Verstärkungsspektren erfolgt in der Klasse `CCalc`. Diese Klasse bietet für die verschiedenen Berechnungsmodi Initialisierungs-, Berechnungs-, Speicherungs- und Exportroutinen. Die Daten werden sowohl in Binär- als auch Textdateien abgespeichert, damit eine abhängige Rechnung auch zu einem späteren Zeitpunkt durchgeführt werden, aber trotzdem in der Zwischenzeit eine Auswertung erfolgen kann, die in diesem Fall von den jeweiligen Initialisierungsroutinen berücksichtigt werden.

Für die Verwendung der analytischen Lösung, die durch Gl. 4.66 gegeben ist, ist die Implementierung der jacobischen elliptischen Funktionen notwendig, da die jacobische elliptische Funktion dn in der Lösung vorkommt. Die Implementierung vereinfacht sich, weil die Argumente und Funktionswerte rein reell sind. Der Code ist in Listing D.1 aufgeführt.

Listing D.1: Implementierung der jacobischen elliptischen Funktionen (Nicholas Schmitt, „Gang Software“, Free Software Foundation)

```
int Elliptic1::Jacobi(double &sn, double &cn, double &dn, double &am,
double u, double m)
{
    // returns x = { sn, cn, dn, ph }
    double ai, b, phi, t, twon;
    double a[9];
    double c[9];
    int i;
    // Check for special cases
    if ( m < 0.0 || m > 1.0 )
    {
        // domain error
        error( "Elliptic.Jacobi()", ERR_DOMAIN );
        sn = 0.0;
        cn = 0.0;
        am = 0.0;
        dn = 0.0;
        return -1;
    }
    if( m < 1.0e-9 )
    {
        // m > 0 and near 0
        t = sin(u);
        b = cos(u);
        ai = 0.25 * m * (u - t*b);
        sn = t - ai*b;
        cn = b + ai*t;
        am = u - ai;
        dn = 1.0 - 0.5*m*t*t;
        return 0;
    }
    if( m >= 1.0 - 1.0e-10 )
    {
        // m < 1 and near 1
        ai = 0.25 * (1.0 - m);
        b = cosh(u);
        t = tanh(u);
        phi = 1.0/b;
        twon = b * sinh(u);
        sn = t + ai * (twon - u)/(b*b);
        am = 2.0*atan(exp(u)) - (0.5*pi) + ai*(twon - u)/b;
        ai *= t * phi;
        cn = phi - ai * (twon - u);
        dn = phi + ai * (twon + u);
        return 0;
    }
    // AGM scale
    a[0] = 1.0;
    b = sqrt(1.0 - m);
    c[0] = sqrt(m);
    twon = 1.0;
    i = 0;
    while ( abs(c[i]/a[i]) > DBL_EPSILON )
    {
```

```

if( i > 7 )
{
    error( " Elliptic.Jacobi()", ERR_OVERFLOW );

    // backward recurrence
    phi = twon * a[i] * u;
    do
    {
        t = c[i] * sin(phi) / a[i];
        b = phi;
        phi = 0.5*(asin(t) + phi);
    }
    while ( --i != 0 );

    sn = sin(phi);
    t = cos(phi);
    cn = t;
    dn = t/cos(phi-b);
    am = phi;
    return 0;
}
ai = a[i];
++i;
c[i] = 0.5*( ai - b );
t = sqrt( ai * b );
a[i] = 0.5*( ai + b );
b = t;
twon *= 2.0;
}
// backward recurrence
phi = twon * a[i] * u;
do
{
    t = c[i] * sin(phi) / a[i];
    b = phi;
    phi = 0.5*(asin(t) + phi);
}
while ( --i != 0 );
sn = sin(phi);
t = cos(phi);
cn = t;
dn = t / cos(phi-b);
am = phi;
return 0;
}

```

Für das Programm sind diverse Erweiterungen geplant. So sollen noch weitere Routinen für die Berechnung der jacobischen Funktionen getestet werden. Desweiteren werden in Zukunft Berechnungsroutinen für die räumliche Auflösung implementiert. Diese Funktionalität soll sowohl mit generierten räumlichen Strahlprofilen wie auch mit importierten Profilen rechnen können. Außerdem sollen die Spektren des Signallasers und die Zeitverläufe des Pumplasers importiert werden können. Die Simulation eines Nach- sowie eines Vorverstärkers auf der Grundlage von Titan-Saphir-Kristallen sowie optisch parametrischer Verstärkung soll ebenfalls in das Programm integriert werden.

Literaturverzeichnis

- [ABDP62] ARMSTRONG, J. A. ; BLOEMBERGEN, N. ; DUCUING, J. ; PERSHAN, P. S.: Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric. In: *Physical Review* 127 (1962), S. 1918–1939
- [AK86] AKHMEDIEV, N. N. ; KORNEEV, V. I.: Modulation Instability and Periodic Solutions of Nonlinear Schrodinger Equation. In: *Theor. Math. Phys.* 69 (1986), S. 1089
- [APPM01] ARMSTRONG, M. R. ; PLACHTA, P. ; PONOMAREV, E. ; MILLER, R. J. D.: Versatile 7-fs optical parametric pulse generation and compression by use of adaptive optics. In: *Opt. Lett.* 26 (2001), S. 1152–1154
- [AS64] ABRAMOWITZ, A. ; STEGUN, I. A. ; ABROMOWITZ, Milton (Hrsg.) ; STEGUN, Irene A. (Hrsg.): *Handbook of mathematical functions*. 10. Washington : Walter de Gruyter & Co., 1964
- [Ava06] Avantes Catalog - Spectrometers. (2006), Januar
- [AVC92] AKHMANOV, S. A. ; VYSLOUKH, V. A. ; CHIRKIN, A. S.: *Optics of Femtosecond Laser Pulses*. New York : American Institute of Physics, 1992
- [BGR05] BULTE, R. M. E. H. ; GREENAWAY, A. H. ; REID, D. T.: Wavefront shaping using an adaptive mirror and a phase-diversity sensor. (2005), June
- [BHO⁺07] BRANDL, F. ; HIDDING, B. ; OSTERHOLZ, J. ; HEMMERS, D. ; KARMAKAR ; PUKHOV, S. ; PRETZLER, G.: Directed Acceleration of Electrons from a Solid Surface by sub-10-fs Laser Pulses. In: *wird in Physical Review Letters veröffentlicht* (2007)
- [Boy92] BOYD, Robert W.: *Nonlinear Optics*. Academic Press, Inc., 1992
- [BP07] BRANDL., F. ; PRETZLER, G.: Generation of Hard X-Rays by sub-10-fs Laser Pulses. In: *wird noch veröffentlicht* (2007)
- [Bra06] BRANDL, Felix: *Elektronenbeschleunigung und Erzeugung von Röntgenstrahlung bei der Wechselwirkung hochintensiver few-cycle Laserpulse mit Festkörpern*, HHU Düsseldorf, Institut für Laser- und Plasmaphysik, Dissertation, Mai 2006
- [CHR52] CHIEN ; HRONES ; RESWICK: On the automatic tuning of generalized passive systems. In: *Trans. ASME* 74 (1952), S. 175–185
- [CRS⁺96] CHERIAUX, G. ; ROUSSEAU, P. ; SALIN, F. ; CHAMBARET, J. P. ; WALKER, B. ; DIMAURO, L. F.: Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification. In: *Opt. Lett.* 21 (1996), S. 414–416

- [DGN97] DMITRIEV, V. G. ; GURZADYAN, G. G. ; NIKOGOSYAN, D. N.: *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer-Verlag, 1997
- [DHK⁺01] DRESCHER, Markus ; HENTSCHEL, Michael ; KIENBERGER, Reinhard ; TEMPEA, Gabriel ; SPIELMANN, Christian ; REIDER, Georg A. ; CORKUM, Paul B. ; KRAUSZ, Ferenc: X-ray Pulses Approaching the Attosecond Frontier. In: *Science Magazine* 291 (2001), S. 1923–1927
- [DR96] DIELS, Jean C. ; RUDOLPH, Wolfgang: *Ultrashort Laser Pulse Phenomena: Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale*. 2. (San Diego, California and London, UK) : Academic Press Inc., 1996
- [Eic01] EICHLER, Hans-Joachim ; NIEDRIG, Dr.-Ing. H. (Hrsg.): *Bergmann Schäfer, Lehrbuch der Experimentalphysik - Band 3, Optik*. 9. Berlin : Walter de Gruyter & Co., 2001 (3). – 35–45 S.
- [Ein17] EINSTEIN, Albert: Zur Quantentheorie der Strahlung. In: *Physikalische Zeitung* 18 (1917), S. 121–129
- [FMG84] FORK, R. L. ; MARTINEZ, O. E. ; GORDON, J. P.: Negative dispersion using pairs of prisms. In: *Opt. Lett.* 9 (1984), S. 150–152
- [GM31] GÖPPERT-MAYER, Maria: Über Elementarakte mit zwei Quantensprüngen. In: *Annalen der Physik* 9 (1931), S. 273–294
- [GP05] GORDIENKO, S. ; PUKHOV, A.: Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons. In: *Physics of plasmas* 12 (2005), April, Nr. 043109
- [GPSB04] GORDIENKO, S. ; PUKHOV, A. ; SOROKHOV, O. ; BAEVA, T.: Relativistic Doppler Effect: Universal Spectra and Zeptosecond Pulses. In: *Physical Review Letters* 93 (2004), Nr. 11
- [GZT54] GORDON, I. P. ; ZEIGER, H. J. ; TOWNES, C. H.: In: *Physical Review* 95 (1954), Nr. 282
- [GZT55] GORDON, I. P. ; ZEIGER, H. J. ; TOWNES, C. H.: In: *Physical Review* 99 (1955), Nr. 1269
- [HAL⁺06] HIDDING, B. ; AMTHOR, K.-U. ; LIESFELD, B. ; SCHWOERER, H. ; KARSCH, S. ; GEISLER, M. ; VEISZ, L. ; SCHMID, K. ; JAMISON, J. G. G. P. ; PRETZLER, D. J. G. ; SAUERBREY², R.: Generation of Quasimonoenergetic Electron Bunches with 80-fs Laser Pulses. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), März, Nr. 105004
- [Hem06] HEMMERS, Dirk: *Autokorrelationsmessungen- und berechnungen*. Juni 2006. – priv. Mitteilung
- [HR99] HIPPEL, Martin ; REITERER, Peter: *User Manual for IDEA 1.0*. <http://optics.tu-graz.ac.at>. Version: 1999. – [Online, Zugriff am 28.11.2006]
- [ITY⁺05] ISHII, N. ; TURI, L. ; YAKOVLEV, V. S. ; FUJI, T. ; KRAUSZ, F. ; BALTUŠKA, A. ; BUTKUS, R. ; VEITAS, G. ; SMILGEVIČIUS, V. ; DANIELIUS, R. ; PISKARSKAS, A.: Multimillijoule chirped parametric amplification of few-cycle pulses. In: *Optics Letters* 30 (2005), März, Nr. 5, S. 567–569

- [IW99] IACONIS, Chris ; WALMSLEY, Ian A.: Self-referencing spectral interferometry for measuring ultrashort optical pulses. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 35 (1999), April, Nr. 4, S. 501–509
- [JK70] JERPHAGNON, J. ; KURTZ, S. K.: Maker fringes: a detailed comparison of theory and experiment for isotropic and uniaxial crystals. In: *Journal of Applied Physics* 41 (1970), März, Nr. 4, S. 1667–1681
- [KL66] KOGELNIK, H. ; LI, T.: Laser beams and resonators. In: *Applied Optics* 5 (1966), Oktober, Nr. 10, S. 1550–1560
- [KM94] KAPTEYN, Henry C. ; MURNANE, Margret: Mode-Locked Ti:Sapphire Laser, Rev 1.7. (1994)
- [Koe06] KOECHNER, Walter: *Solid-State Laser Engineering*. 6. Springer, 2006
- [Kos90] KOSTENBAUDER, A. G.: Ray-Pulse matrices: a rational treatment for dispersive optical systems. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 26 (1990), Juni, Nr. 6, S. 1990
- [Krü06] KRÜGER, Thomas: *Aufbau und Charakterisierung eines Strecker-Kompressor-Systems für einen Hochleistungslaser*. Düsseldorf, HHU Düsseldorf, Institut für Laser- und Plasmaphysik, Diplomarbeit, Mai 2006
- [LNG⁺06] LEEMANS, W. P. ; NAGLER, B. ; GONSALVES, A. J. ; TÓTH, Cs. ; NAKAMURA, K. ; GEDDES, C. G. R. ; ESAREY, E. ; SCHROEDER, C. B. ; HOOKER, S. M.: GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator. In: *Nature* 91 (2006), September, Nr. 418
- [LZZ02] LIU, Xueming ; ZHANG, Hanyi ; ZHANG, Mingde: Exact analytical solutions and their applications for interacting waves in quadratic nonlinear medium. In: *Optics Express* 10 (2002), S. 83–97
- [Mai60] MAIMAN, T. H.: In: *Nature* 187 (1960), 493 S.
- [McM79] MCMULLEN, J. D.: Analysis of compression of frequency chirped optical pulses by a strongly dispersive grating pair. In: *Applied Optics* (1979)
- [MMN⁺04] MANGKLES, S. P. D. ; MURPHY, C. D. ; NAJMUDIN, Z. ; THOMAS, A. G. R. ; COLLIER, J. L. ; DANGOR, A. E. ; DIVALL, E. J. ; FOSTER, P. S. ; GALLACHER, J. G. ; HOOKER, C. J. ; JAROSZYNSKI, D. A. ; LANGLEY, A. J. ; MORIAND, W. B. ; NORREYS, P. A. ; TSUNG, F. S. ; VISKUP, R. ; WALTON, B. R. ; KRUSHEL-NICK, K.: Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions. In: *Letters to nature* 431 (2004), August, S. 535–538
- [MSH66] MARIA, A. J. D. ; STETSER, D. A. ; HEYNAU, H.: Self mode-locking of lasers with saturable absorbers. In: *Applied Physics Letters* 8 (1966), S. 174–176
- [PBS⁺03] PRETZLER, Georg ; BRANDL, Felix ; STEIN, Jürgen ; FILL, Ernst ; KUBA, Jaroslav: High-intensity regime of x-ray generation from relativistic laser plasmas. In: *Applied Physics Letters* 82 (2003), Mai, Nr. 21, S. 3623–3625
- [Pis01] PISTELOK, Andreas: *Aufbau eines Titan-Saphir-Lasersystems zur Erzeugung von 20 fs-Pulsen*. Chemnitz, Technische Universität Chemnitz, Diplomarbeit, Dezember 2001

- [PKW00] PRETZLER, G. ; KASPER, A. ; WITTE, K. J.: Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers. In: *Applied Physics B* 70 (2000), S. 1–9
- [Pre00] PRETZLER, Georg: *Höchstleistungs-Kurzpulslaser*. 2000. – Skriptum zur Vorlesung
- [Pre06] PRETZLER, Georg: *Pulsdauerberechnung nach Passage des Öffnerstrecker-Gitterkompressor-Systems*. Dezember 2006. – priv. Mitteilung
- [Ric05] RICHTER, Ralph: *Entwurf und Aufbau eines Strecker-Kompressor-Systems für einen Hochleistungslaser*. Düsseldorf, HHU Düsseldorf, Institut für Laser- und Plasmaphysik, Diplomarbeit, März 2005
- [RMT⁺97] ROSS, I. N. ; MATOUSEK, P. ; TOWRIE, M. ; LANGLEY, A. J. ; L. COLLIER, J.: The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers. In: *Opt. Comm.* 144 (1997), S. 125–133
- [SBK⁺03] SCHENKEL, B. ; BIEGERT, J. ; KELLER, U. ; VOZZI, C. ; NISOLI, M. ; SANSONE, G. ; STAGIRA, S. ; SILVESTRI, S. D. ; SVELTO, O.: Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a hollow fiber supercontinuum. In: *Optics Letters* 28 (2003), Nr. 20
- [Sch05] SCHMIDT, Andreas: *Aufbau eines Gerätes zur Messung der Pulsfrontenschiefstellung bei Hochleistungslasern*. Merseburg, Fachhochschule Merseburg, Diplomarbeit, November 2005
- [SKS91] SPENCE, D. E. ; KEAN, P. N. ; SIBBETT, W.: 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:Sapphire laser. In: *Optics Letters* 16 (1991), Januar, Nr. 1
- [SM85] STRICKLAND, D. ; MOUROU, G.: Compression of amplified chirped optical pulses. In: *Opt. Comm.* 56 (1985), S. 219
- [Sou06] SOUEID, Michael: *Design und Aufbau eines Verstärkers für einen Hochleistungslaser*. Düsseldorf, HHU Düsseldorf, Institut für Laser- und Plasmaphysik, Diplomarbeit, Oktober 2006
- [SPK03] SOROKHOV, O. ; PUKHOV, A. ; KOSTYUKOV, I.: Self-Compression of Laser Pulses in Plasma. In: *Physical Review Letters* 91 (2003), Dezember, Nr. 26
- [Sut96] SUTHERLAND, Richard L.: *Handbook of Nonlinear Optics*. Marcel Dekker, Inc., 1996
- [TK93] TREBINO, Rick ; KANE, Daniel J.: Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating. In: *Journal of the Optical Society of America A* 10 (1993), Mai, Nr. 5, S. 1101–1111
- [TPS⁺03] TEUBNER, U. ; PRETZLER, G. ; SCHLEGEL, Th. ; EIDMANN, K. ; FÖRSTER, E. ; WITTE, K.: Anomalies in high-order harmonic generation at relativistic intensities. In: *Phys. Rev. A* 67 (2003), Jan, Nr. 1, S. 013816. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.67.013816>. – DOI 10.1103/PhysRevA.67.013816
- [Tre01] TREBINO, Rick: *Lectures in ultrafast optics, Lecture 6, Spatio-temporal optics*. <http://www.physics.gatech.edu/gcuo/lectures/-UF006Spatio-temporaleoptics.ppt>. Version: 2001. – [Online, Zugriff am 18.07.2006]

- [VKKO02] VARJÚ, A. ; KOVÁCS, A. P. ; KURDI, G. ; OSVAY, K.: High-precision measurement of angular dispersion in a CPA laser. In: *Applied Physics B* 74 (2002), S. 259–263
- [VLC⁺00] VERLUISE, F. ; LAUDE, V. ; CHENG, Z. ; SPIELMANN, Ch. ; TOURNOIS, P.: Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping. In: *Opt. Lett.* 25 (2000), S. 575–577
- [Vos06] VOSS, Michael: *Experimente zur Zeitabhängigkeit der anormalen Röntgentransmission durch Kristalle*. Düsseldorf, HHU Düsseldorf, Institut für Laser- und Plasmaphysik, Diplomarbeit, 2006
- [WLC⁺01] WILKS, S. C. ; LANGDON, A. B. ; COWAN, T. E. ; ROTH, M. ; SINGH, M. ; HATCHETT, S. ; KEY, M. H. ; PENNINGTON, D. ; MACKINNON, A. ; SNAVELY, R. A.: Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions. In: *Physics of Plasmas* 8 (2001), Februar, Nr. 2
- [YTM⁺98] YOKOTA, Yoshihiro ; TACHIBANA, Takeshi ; MIYATA, Koichi ; KOBASHI, Koji ; HATTA, Akimitsu ; ITO, Toshimichi ; HIRAKI, Akio ; SHINTANI, Yoshihiro: Edge emission observed in heavily boron-doped diamond films epitaxially grown on platinum. In: *Applied Physics Letters* 73 (1998), Nr. 11, 1493–1495. <http://link.aip.org/link/?APL/73/1493/1>
- [ZMB⁺99] ZEEK, Erik ; MAGINNIS, Kira ; BACKUS, Sterling ; RUSSEK, Ulrich ; MURNANE, Margret ; MOUROU, Gérard ; KAPTEYN, Henry ; VDOVIN, Gleb: Pulse compression by use of deformable mirrors. In: *Optics Letters* 24 (1999), April, Nr. 7, S. 493–495
- [ZN42] ZIEGLER, J. G. ; NICHOLS, N. B.: Optimum settings for automatic controllers. In: *Trans. ASME* 64 (1942), S. 759–768

Die hier vorgelegte Dissertation habe ich eigenständig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt.
Die Dissertation wurde in der vorgelegten oder in ähnlicher Form noch bei keiner anderen
Institution eingereicht. Ich habe bisher keine erfolglosen Promotionsversuche unternommen.

Düsseldorf, den

Danksagung

Diese Arbeit fand im Rahmen des Teilprojektes C2 (Development and optimization of OPCPA-type TW-lasers with sub-10-fs pulse duration) des Transregio-Projektes TR18 (Relativistische Laser-Plasma-Dynamik) statt, das von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützt wurde. Weiterhin wurde das Projekt durch Mittel des Bundesministeriums für Bildung und Forschung getragen. Dadurch wurde der Bau des in der Arbeit vorgestellten Lasers und damit meine Promotion erst ermöglicht.

In erster Linie danke ich Prof. Dr. Georg Pretzler, der mich in jeder Weise bei meiner wissenschaftlichen Entfaltung förderte und diese Arbeit mit besonderem Engagement betreute. Die konstruktive Atmosphäre habe ich sehr geschätzt. Desweiteren bedanke ich mich bei Prof. Dr. Stephan Schiller, der bereitwillig und mit großem Interesse die Zweitbegutachtung meiner Dissertation übernahm. Prof. Dr. Oswald Willi hatte immer ein offenes Ohr bei Problemen und Schwierigkeiten. Bei Frau Renate ter Horst und Frau Claudia Dingle bedanke ich mich für die hervorragende Zusammenarbeit, vor allem bei der Bewältigung von Verwaltungsangelegenheiten und für die fast schon mütterliche Sorge. Allen Angestellten der Mechanik- und Elektronikwerkstatt danke ich für die engagierte und kollegiale Zusammenarbeit sowie die Unterstützung bei der Konstruktion komplizierter Geräte und Apparaturen. Frau Angelika Simons ermöglichte einen schnellen und reibungslosen Ablauf der Organisation des Promotionsverfahrens. Dafür mein herzlicher Dank.

Das freundschaftliche Verhältnis zu „meinen“ Diplomanden Ralph Richter, Thomas Krüger, Andreas Schmidt und Michael Soueid und deren großen Einsatz möchte ich an dieser Stelle besonders betonen. Ihnen gilt mein herzlicher Dank. All meinen Freunden und Kollegen (auch und vor allem den Ex-Kollegen) des Instituts für Laser- und Plasmaphysik, vor allem aber Felix Brandl, Thomas Fischer, Dirk Hemmers, Bernhard Hidding, Ralph Jung, Stefan Meier, Jens Osterholz, Renate Schlösser, Holger Schubert, Toma Toncian und Matthias Weiß danke ich aufs herzlichste für die jahrelange Freundschaft und die Unterstützung meiner Arbeit.

Herr Hartmut Ebbrecht und Herr Manfred Schröder (Spectra Physics) leisteten einen entscheidenden Beitrag bei der Optimierung des Nd:YAG-Pumplasers. Herr Ebbrecht unterstützte mich insbesondere über die gesamte Zeit der Promotionen mit der Wartung der Laser von Spectra Physics. Herr Rainer Franke (Laser Components) vermittelte mir die Optiken, die manchmal recht hohen Anforderungen genügen mußten, ihnen aber auch gerecht wurden. Herr Bergmann (Bergmann Meßgeräte Entwicklung KG) beriet mich bei der Installation des Triggersystems. Seine Triggerkarten garantieren eine präzise zeitliche Steuerung des gesamten Systems. Weiterhin möchte ich mich bei Dr. Clemens Dietrich (Sirah) für die Beschaffung der Verstärkermodule bedanken, die das Herzstück des entwickelten OPCPA-Systems sind. Großer Dank gilt auch den Firmen Berliner Glas (Spiegel für Strecker-Kompressor-System), Döhrer Elektrooptik (Pockelszelle), Edmund Optics (diverse Optiken), Femtolasers (Optiken für Titan-Saphir-Laser), Laser2000 (WinCamD und Leistungsmeßkopf), Owis (mechanische Komponenten), Thorlabs (APDs und diverse Optiken) u.v.a.

Meiner gesamten Familie danke ich herzlich für die jahrelange Unterstützung. Ohne die fortwährende Motivation meiner Eltern Siglinde und Bruno wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Aber auch meiner Schwester Anne und meinem Bruder Christian sowie meiner Großmutter Brunhilde möchte ich an dieser Stelle herzlich danken. Besonderer Dank gilt meinen Schwiegereltern Julia und Wladimir Kyyanets, auf die ich jederzeit zählen konnte.

Olga gilt mein größter Dank. Nur durch ihren Beistand war es möglich, die schwierige Zeit der Promotion zu überstehen. Deshalb ist ihr diese Arbeit gewidmet. $\alpha\omega$