

**Master-Forschungspraktikum
Universität Göttingen – Fakultät für Physik**

**Ausarbeitung
zum Versuch FM.ULP**

**Spatial and Temporal Distortion of Ultrashort
Light Pulses**

Name: Eric Bertok
Email: eric.bertok@stud.uni-goettingen.de
Datum Versuchsdurchführung: 22. November 2017
Name Betreuer(in): Dr. Sabine Steil
Kopie der testierten Ausarbeitung gewünscht: ☐ ja ☒ nein
Unterschrift:

Abgabe

Datum: Unterschrift Betreuer(in):

Testat

Datum: Name Prüfer(in):
Punktezahl: Unterschrift:
Note:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	1
2.1	Grundlagen	1
2.2	Instantane Frequenz und Chirp	1
2.3	Gaußpuls und Bandprodukt	2
2.4	Dispersion im Medium	2
3	Experimentelle Methoden und Messgrößen	3
3.1	Spatial chirp	3
3.2	Pulse Front Tilt	3
3.3	Prismenkompessor	3
3.4	Grenouille	5
4	Durchführung	5
4.1	Aufbau	5
4.2	Sicherheitshinweise	5
4.3	Durchführung	6
5	Auswertung	7
5.1	Prismenkompessor	7
5.2	Glasfenster	8
5.3	Spatial Chirp und Pulse Front Tilt	12
5.4	Langpassfilter	12
5.5	Dielektrische Spiegel	14
5.6	Rechteckiges Spiegelpaar	14
6	Diskussion	17
6.1	Prismenkompessor	17
6.2	Glasfenster	17
6.3	Spatial Chirp und Pulse Front Tilt	17
6.4	Langpassfilter	18
6.5	Dielektrische Spiegel	18
6.6	Gechirpte Spiegel	18
7	Kritik am Versuchsaufbau und dem Handbuch	18

1 Einleitung

In dem Bereich der Optik wurden in den letzten Jahren Laser entwickelt, die in der Lage sind, Pulse zu erzeugen, welche nur einige Femtosekunden lang sind. Da man für die Messung von kurzen Phänomenen einen physikalischen Prozess benötigt, der noch kürzer ist, hat diese Erfindung einen Einblick in viele dynamische Prozesse auf der Femtosekundenskala. Ein Beispiel ist der Bereich der Femtochemie. Da Ultrakurze Pulse aufgrund der Unschärfere-lation aus sehr vielen Frequenzen bestehen, sind sie besonders von Dispersion betroffen. Es treten eine Vielzahl von zeitlichen, aber auch räumlichen Dispersionen und Verzerrungen auf, die exemplarisch in diesem Versuch sowohl qualitativ als auch quantitativ untersucht werden. Es wird ein GRENOUILLE Pulscharakterisierungsgerät verwendet, um diese Verzerrungen wie räumliche und zeitliche Dispersion, Chirp und den Pulse-Front Tilt zu messen. Dabei kommen verschiedene optische Bauteile zum Einsatz, um deren Einfluss auf den Puls zu untersuchen. Ein Prismenkompressor wird verwendet, um die Verzerrungen mit theoretischen Erwartungen zu vergleichen.

2 Theorie

2.1 Grundlagen

Zur Beschreibung Ultrakurzer Laserpulse verwendet man einen semiklassischen Ansatz, bei dem die Maxwell-Gleichungen für eine makroskopische Polarisierung gelöst wird. Im Folgenden wird das Vektorfeld des elektrischen Feldes \vec{E} durch einen Skalar E genähert [8]. Hiermit wird eine für das Experiment relevante Polarisationsrichtung beachtet. Im Allgemeinen sind auch Effekte möglich, bei denen verschiedene Polarisationsrichtungen miteinander koppeln, was eine genauere Betrachtung erfordert. Ausgehend von dem elektrischen Feld $E(t)$ definiert man mithilfe der Fouriertransformation das komplexe Spektrum $\tilde{E}(\omega) = \mathcal{F}[E(t)] = \int_{\mathbb{R}} E(t)e^{-i\omega t} dt$. Die Rücktransformation ergibt sich zu $E(t) = \mathcal{F}^{-1}[\tilde{E}(\omega)] = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{R}} \tilde{E}(\omega)e^{i\omega t} d\omega$. Dies funktioniert aufgrund der Linearität der Maxwell Gleichungen. Die Lösung kann somit in eine Superposition von ebenen Wellen zerlegt werden. Hier ist ω die Kreisfrequenz der ebenen Welle. Nach Konvention wird häufig nur der positive Anteil des Spektrums betrachtet. Er hat aufgrund der Reellwertigkeit von E den vollen Informationsgehalt [8]. Bei der Fourier-Rücktransformation integriert man so nur über alle positiven ω . Ein Puls wird nun beschrieben durch [9]

$$E(t) = \frac{1}{2} \sqrt{I(t)} \exp(i[\omega_0 t - \Phi(t)]), \quad (2.1)$$

wobei ω_0 die sog. Trägerfrequenz und $\phi(t)$ eine allgemeine Phase in Abhängigkeit von der Zeit t ist. Die Trägerfrequenz ist der oszillatorische Anteil des Pulses innerhalb der Einhüllenden $\sqrt{I(t)}$ und wird häufig in eine komplexe Einhüllende E_0 integriert. Die Phase $\phi(t)$ beschreibt die Zeitliche Veränderung der Farbe des Pulses. $I(t) = |E(t)|^2$ ist die Intensität des Pulses. Ist I eine stark gepeakte Funktion, so redet man von einem "ultrakurzen Puls". Analog kann man durch $S = |\tilde{E}(\omega)|^2$ die spektrale Intensität einführen. Somit gilt $\tilde{E}(\omega) = \sqrt{S(\omega)} \exp(-i\varphi(\omega))$, wobei $\varphi(\omega)$ die spektrale Phase ist. Diese ist zentrale Größe bei der Beschreibung von gechirpten Pulsen (siehe unten). Die Beschreibung des Spektrums ist auch mithilfe der Wellenlänge λ möglich. Die Umrechnung ergibt sich zu [9]:

$$S_\lambda(\lambda) = S_\omega \left(\frac{2\pi c}{\lambda^2} \right) \frac{2\pi c}{\lambda^2}. \quad (2.2)$$

2.2 Instantane Frequenz und Chirp

Die instantane Frequenz eines ultrakurzen Pulses ist definiert als [9]

$$\omega_{\text{inst}} = \omega_0 - \frac{d\phi}{dt}, \quad (2.3)$$

mit der Phase ϕ und der Trägerfrequenz ω_0 . Man kann nun sowohl die Phase, als auch die spektrale Phase taylor-entwickeln:

$$\phi(t) = \phi_0 + \underbrace{\frac{d\phi}{dt}|_{t=0}}_{\phi_1} t + \underbrace{\frac{d^2\phi}{dt^2}|_{t=0}}_{\phi_2} \frac{t^2}{2} + \dots, \quad (2.4)$$

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \underbrace{\frac{d\varphi}{d\omega}|_{\omega=\omega_0}}_{\varphi_1} (\omega - \omega_0) + \underbrace{\frac{d^2\varphi}{d\omega^2}|_{\omega=\omega_0}}_{\varphi_2} \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \dots. \quad (2.5)$$

Hier ist $\varphi_1 = \frac{d\varphi}{d\omega}|_{\omega=\omega_0}$ der sogenannte “group delay”(GD) und $\varphi_2 = \frac{d^2\varphi}{d\omega^2}|_{\omega=\omega_0}$ die “group delay dispersion (GDD)”. Hieraus ist zu sehen: Ein nicht verschwindendes φ_1 erzeugt nach Gleichung (2.3) einen konstanten Offset in der instantanen Frequenz. Dies resultiert nach dem Fourier shift theorem [8] in einer Verschiebung im Spektrum. Andersherum erzeugt ein nicht verschwindender GD einen Offset in der temporalen Intensität. Dies ist zur Bestimmung von Pulslängen irrelevant. Ist jedoch φ_2 ungleich Null, so kommt es zur Dispersion: Die Gruppengeschwindigkeit ändert sich für verschiedene Frequenzen unterschiedlich und der Puls verläuft. Einen solchen Puls nennt man (linear) gechirpt. Analoges passiert bei einem nicht verschwindenden φ_2 . Die instantane Frequenz ändert sich hier linear mit der Zeit.

2.3 Gaußpuls und Bandprodukt

Die am einfachsten zu handhabende Pulsform ist die eines Gaußpulses: [8]

$$E(t) = E_0 \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau_{\text{FWHM}}} \right)^2 \right]. \quad (2.6)$$

τ_{FWHM} bezeichnet die “full-width half maximum”, also die Halbwertsbreite des Pulses, welche eine von vielen Definitionen zur Beschreibung der Puls- oder Spektralbreite ist. Sie ist definiert als die Breite an der halben Pulshöhe. Im Folgenden wird stets $\tau \equiv \tau_{\text{FWHM}}$ gesetzt. Der Gaußpuls ist neben seiner einfachen Handhabbarkeit auch eine der am häufigsten auftretenden Pulsformen.

Da (Kreis-) Frequenz und Zeit konjugierte Variablen einer Fourier Transformation sind, gilt für sie die Unschärferelation, genannt “Zeit-Bandbreite-Produkt”: [8]

$$\langle \omega^2 \rangle \langle t^2 \rangle \geq \frac{M^4}{4} \kappa_c, \quad (2.7)$$

wobei $\langle \Delta \omega^2 \rangle$ bzw $\langle \Delta t^2 \rangle$ die Pulsbreite bzw die Bandbreite -berechnet durch das zweite Moment- bezeichnet. M ist ein Formfaktor, der die Abweichung zum idealen Gaußpuls bezeichnet [8]. κ_c ist der Chirpfaktor, welcher angibt, dass bei gechirpten Pulsen das Zeit-Bandbreitensprodukt größer ist, als für ungechirpte Pulse. Einen ungechirpten Puls bezeichnet man demnach auch als “Fourier-limitiert”. Fourier-limitierte Pulse sind also für eine konstante Bandbreite stets am kürzesten. Die Umrechnung von den zweiten Momenten zur Halbwertsbreite ist für Gaußpulse einfach über die Varianz einer Gaußverteilung zu berechnen. Es gilt $\tau = 2\sqrt{2 \ln 2} \langle t^2 \rangle$. Aus Gleichung (2.7) mit $M = 1$ und $\kappa_c = 1$ lässt sich ebenfalls $\langle \omega^2 \rangle = \frac{1}{4 \langle t^2 \rangle}$ durch die Halbwertsbreite ausdrücken. Ausgedrückt durch die reguläre Frequenz ν erhält man

$$\Delta \nu \Delta t = 0.441. \quad (2.8)$$

2.4 Dispersion im Medium

Bewegt sich ein Lichtpuls durch ein Medium, so wird eine Transferfunktion im Frequenzraum zum elektrischen Feld multipliziert [9]: $\tilde{E}_{\text{out}}(\omega) = \tilde{E}_{\text{in}}(\omega) \exp(-\alpha(\omega)L) \exp(-in(\omega)k_0L)$. Hier beschreibt α die Absorption, welche in diesem Versuch ignoriert wird. $n(\omega)$ ist der Brechungsindex des Materials in Abhängigkeit von der Frequenz, k_0 ist die Wellenzahl bei der Trägerfrequenz und L ist die Länge des Materials. Relevant für die Verbreiterung von Pulslängen ist die Modulation der spektralen Phase. Aufgrund der Form der Transferfunktion wird diese direkt hinzuaddiert [9]:

$$\varphi_{\text{out}}(\omega) = \varphi_{\text{in}} + n(\omega)k_0L. \quad (2.9)$$

Eine Taylornäherung des Wellenvektors $k(\omega) = n(\omega)k_0$ ergibt analog zu Gleichung (2.5) die sog. “group velocity dispersion” (GVD): [9]

$$\text{GVD} = k''(\omega_0) = \frac{1}{2} \frac{\lambda_0^3}{2\pi c_0^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}, \quad (2.10)$$

mit der Trägerwellenlänge λ_0 und der Lichtgeschwindigkeit c_0 . Es gilt $\text{GDD} = \text{GVD} L$. Der wellenlängenabhängige Brechungsindex berechnet sich aus der Sellmeier Gleichung [3]:

$$n^2(\lambda) = \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3}, \quad (2.11)$$

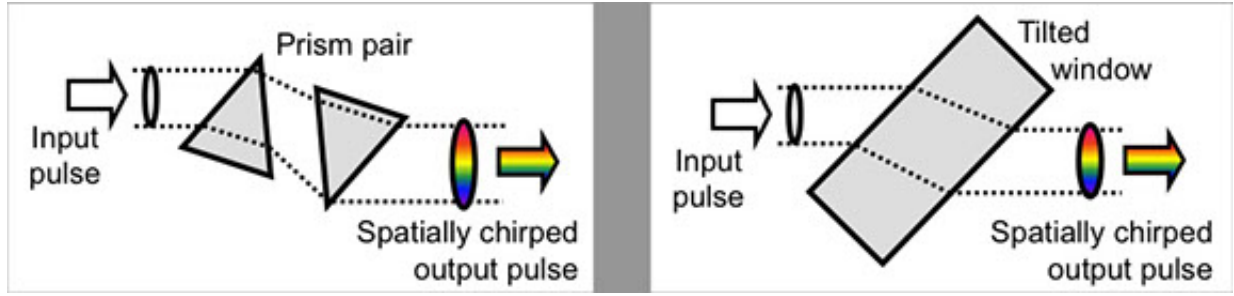


Abb. 1: Spatial chirp verursacht durch einen Prismenkompressor (links) und ein schiefes Glas (rechts) [6]

mit materialspezifischen numerischen Konstanten B_i, C_i , die z.B. in [3] aufgelistet sind.

Für die Veränderung der Pulsbreite in Abhängigkeit der GDD gilt folgende Beziehung, die in dieser Version durch Wigner-Distributionen [8] hergeleitet wird:

$$\langle t^2 \rangle = \langle t_0^2 \rangle + \left[\frac{d^2 \varphi}{d\omega^2} \Big|_0 \right]^2 \langle \omega^2 \rangle, \quad (2.12)$$

der Chirp, den der Puls erfährt, berechnet sich also durch “GDD \times Bandbreite”. Aus den Umrechnungsregeln in Abschnitt 2.3 kann man somit den Effekt von einer GVD auf einen Puls mit gegebener Bandbreite berechnen.

3 Experimentelle Methoden und Messgrößen

3.1 Spatial chirp

Im Vergleich zu ebenen Wellen (continuous waves, cw's) bestehen ultrakurze Pulse aus sehr vielen Frequenzen: Sie haben eine hohe Bandbreite. Dies folgt unmittelbar aus dem Fourierzusammenhang zwischen Bandbreite und Pulslänge, dem Bandprodukt aus Gleichung (2.7). Aufgrund dieser hohen Bandbreite sind ultrakurze Laserpulse sehr viel anfälliger gegenüber Verzerrungen in der Zeit (temporaler Chirp) und im Raum, da Dispersion stets durch einen veränderlichen Brechungsindex in Abhängigkeit der verschiedenen Wellenlängen auftritt. Zeitliche Verzerrungen sorgen für eine Pulsverbreiterung nach Gleichung (2.7). Ein analoger Effekt tritt auch räumlich ein: Es kommt zu einem räumlichen Chirp, wenn verschiedene Wellenlängen einen unterschiedlichen Weg durch das Medium nehmen, wie zum Beispiel in einem Prismenkompressor (s.u.). Anstatt zu verschiedenen Zeiten findet man hier die Farben des Pulses an verschiedenen Orten, der Puls wird räumlich aufgefächert. Dieser Effekt tritt durch Winkeldispersion, wie im Prismenkompressor, aber auch in einem schrägen Glas ein, was in Abb. 1 aufgezeigt ist.

3.2 Pulse Front Tilt

Eine weitere räumliche Verzerrung ist der sog. Pulse Front Tilt. Er gibt an, um wie viel die Pulsfront eines Laserpulses gegenüber der optischen Achse geneigt ist. Er wird hervorgerufen durch Winkeldispersion oder auch durch das Durchqueren eines räumlich gechirpten Pulses durch ein lineares Medium (Abb. 2).

3.3 Prismenkompressor

Mithilfe des Prismenkompressors (PC) kann ein gechirpter Puls wieder zu einem (nahezu) Fourier-limitierten Puls komprimiert werden. Der Aufbau des Prismenkompressors ist in Abb. 3 zu sehen. Der Puls durchquert zwei Prismen, die entgegengesetzt parallel zueinander aufgestellt sind. Dabei sind sie so positioniert, dass der Puls beim ersten Prisma gerade durch die Spitze gelangt. Nach Snell's Gesetz verlassen die unterschiedlichen Wellenlängen das erste Prisma in unterschiedlichen Winkeln. Dadurch durchqueren sie unterschiedlich lange Strecken im zweiten Prisma. Durch die spezielle Positionierung verlassen alle Wellenlängen das zweite Prisma wieder parallel, aber mit einem räumlichen Chirp. Um diesen auszugleichen wird der Strahl an einem Spiegel zurück reflektiert und nimmt somit den gleichen Weg erneut durch den Prismenkompressor. Durch die unterschiedlichen Weglängen der verschiedenen Frequenzen kann bei richtiger Positionierung des zweiten Prismas die Group Delay Dispersion negativ werden,

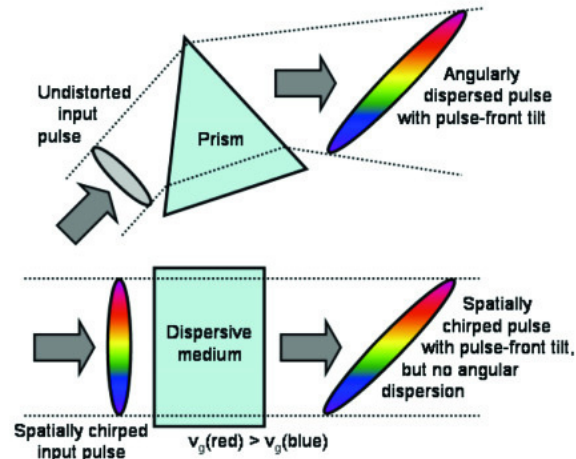


Abb. 2: Pulse Front Tilt verursacht durch Winkeldispersion (oben) und räumlichen Chirp (unten) [7].

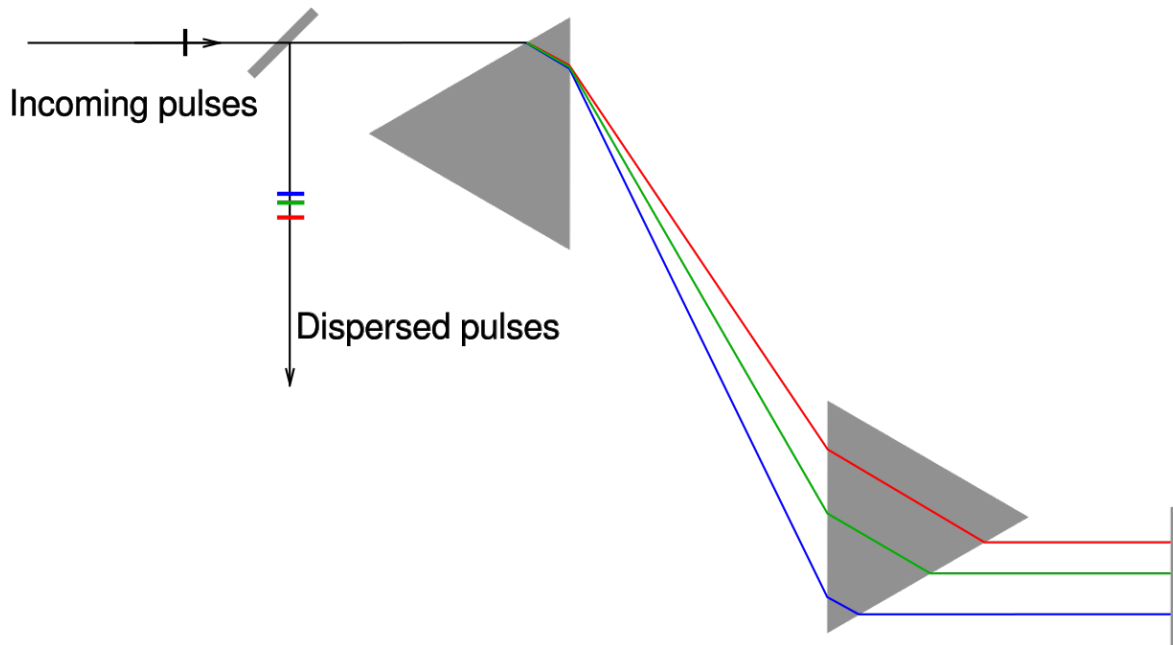


Abb. 3: Schematischer Aufbau eines Prismenkompessors. Ein ungechirpter Puls tritt ein und wird temporal ge-chirpt, da unterschiedliche Wellenlängen andere Propagationpfade nehmen. Bei entgegengesetztem Durchgang wird ersichtlich: Ein gechirpter Puls wird durch einen Prismenkompessor bei richtiger Einstellung ungechirpt, "komprimiert". Die Insertion ist definiert als der Abstand des Eintrittspunktes der zentralen Wellenlänge (hier grün) und der Spitze des zweiten Prismas .[2]

wodurch ein gechirpter Puls entchirpt werden kann. Für die GDD des Prismenkompressors gilt: [8]<+>

$$\frac{d^2\varphi}{d\omega^2}|_{\omega_0} = 2 \frac{\lambda_0^2}{2\pi c_0^2} \left[L_g \frac{d^2 n}{d\lambda^2}|_{\lambda_0} - (4L + \frac{L_g}{n(\lambda_0)^3}) \left(\frac{dn}{d\lambda}|_{\lambda_0} \right)^2 \right], \quad (3.1)$$

wobei λ_0 die Trägerwellenlänge, L_g die Weglänge im Glas für die Trägerwellenlänge und L der Abstand der Spitzen der beiden Prismen ist. Für symmetrisch positionierte Prismen in Brewsterwinkel-Konfiguration gilt $L_g = 2I \frac{1}{\sqrt{1+n(\lambda_0)^2}}$ mit dem Einschub (Insertion) des zweiten Prismas I , welcher im Experiment mit der Millimeterschraube direkt eingestellt wird.

3.4 Grenouille

Um einen zeitlichen Prozess zu messen, benötigt man einen zweiten kürzeren Prozess, um den ersten auflösen zu können. Da ultrakurze Pulse einige Femtosekunden lang sind, während die Elektronik auf der Nanosekundskaala agiert, ist es demnach für solche besonders schwer, die Pulslänge zu messen. Es gibt verschiedene Methoden: Ein erste Ansatz ist es, mithilfe eines Michelson-Interferometers die Autokorrelation $A(\tau) = \int E(t)E^*(t-\tau)dt$ zu bestimmen. Aus der gemessenen Intensität lässt sich die grobe Pulsstruktur rekonstruieren. Autokorrelations-Methoden haben allerdings viele Probleme, wie die Unterschätzung der Pulslänge durch sogenannte kohärente Artefakte [4]. Zusätzlich ist es unmöglich, die Phase eines ultrakurzen Pulses mithilfe dieser Methoden zu messen.

GRENOUILLE (Grating-eliminated No-nonsense Observation Of Ultrafast Incident Laser Light E Fields) behebt alle Probleme von Autokorrelations-Methoden und liefert zusätzliche Informationen über den Puls: Es basiert auf dem "Frequency Resolved Optical Gating" (FROG) [10], bei dem die spektrale Intensität gegenüber der zeitlichen Verzögerung des Auftreffens auf dem Detektor, der sogenannte Frog trace gemessen wird. Aus diesem wird mithilfe eines Algorithmus die Pulsdauer, die Bandbreite sowie die Phase und die spektrale Phase rekonstruiert. Bei GRENOUILLE wird ein vereinfachter Aufbau, bestehend aus einem Fresnelschen Biprisma und einem second-harmonic generation (SHG) Kristall verwendet. Ein breiter SHG Kristall fächert die unterschiedlichen Wellenlängen entlang einer Dimension auf, während das Fresnelsche Biprisma in der anderen Dimension den Puls teilt und mit unterschiedlicher Verzögerung mit sich selbst interferieren lässt. Dadurch entsteht der Frog trace, welcher den Puls überbestimmt. Somit lassen sich alle relevanten Informationen eines ultrakurzen Pulses rekonstruieren [5]. Insbesondere liefert die spektrale Phase den Chirp des Pulses. Es ist jedoch darauf zu Achten, dass die Methode symmetrisch gegenüber der Zeitrichtung ist und deswegen der Vorzeichen des Chirps nicht bestimmt wird. Zusätzlich werden automatisch der Pulse Front Tilt, sowie der räumliche Chirp gemessen. Sie spiegeln sich im Frog trace jeweils als Verschiebung auf der Verzögerungsachse und als Scherung des Traces wider.

4 Durchführung

4.1 Aufbau

Der Versuchsaufbau ist in Abb. 4 zu sehen. Die verwendete Laserquelle ist ein Spectra Physics Tsunami mit einer zentralen Wellenlänge von 800 nm, einer Durchschnittsleistung von 400 mW, einer Pulsrate von 76 MHz und einer Pulsdauer von 22 fs bei einer Bandbreite von 58 nm. Der Strahl durchquert zunächst eine $\lambda/2$ Platte und wird p-polarisiert. Anschließend durchquert er den Prismenkompressor. Der Abstand der Prismen von Spitze zu Spitze wurde gemessen und beträgt $43,2 \pm 0.3$ cm. Der Prismeneinschub wird direkt über eine Millimeterschraube variiert. Dem Laser stehen nun drei mögliche Strahlengänge zur Verfügung, welche jeweils mit Klappspiegeln eingestellt werden können. Pfad 1 besteht aus metallischen Spiegeln und einer optischen Bank, auf die verschiedene Glasfenster aus BK7 oder MgF2, sowie ein Glasspat und ein Langpass Filter geschraubt werden können. Pfad 2 besteht aus dielektrischen Spiegeln. Auf Pfad 3 durchquert der Strahl ein Spiegelpaar mit jeweils 5 Reflektionen. Es handelt sich hierbei um gechirpte Spiegel, was die spätere Auswertung zeigt. Alle drei Pfade enden in dem Messinstrument, einem Swamp Optics Grenouille (Modell 8-20-USB). Zur Justage der Strahlengänge stehen diverse Justagespiegel, Infrarot-Irisblenden und Infrarotkarten bereit.

4.2 Sicherheitshinweise

Da es sich bei dem verwendeten Laser um einen der Klasse 4 handelt, sind zunächst einige Sicherheitshinweise zu beachten: Es müssen stets geeignete Laserschutzbrillen getragen werden. Alle reflektierenden Objekte müssen vor dem Versuch abgelegt werden. Es sollte auch trotz der Schutzbrillen niemals direkt in den Laserstrahl geschaut werden. Ebenso sollte vermieden werden, mit der Hand direkt in den Strahlengang zu fassen. Es ist besonders wichtig,

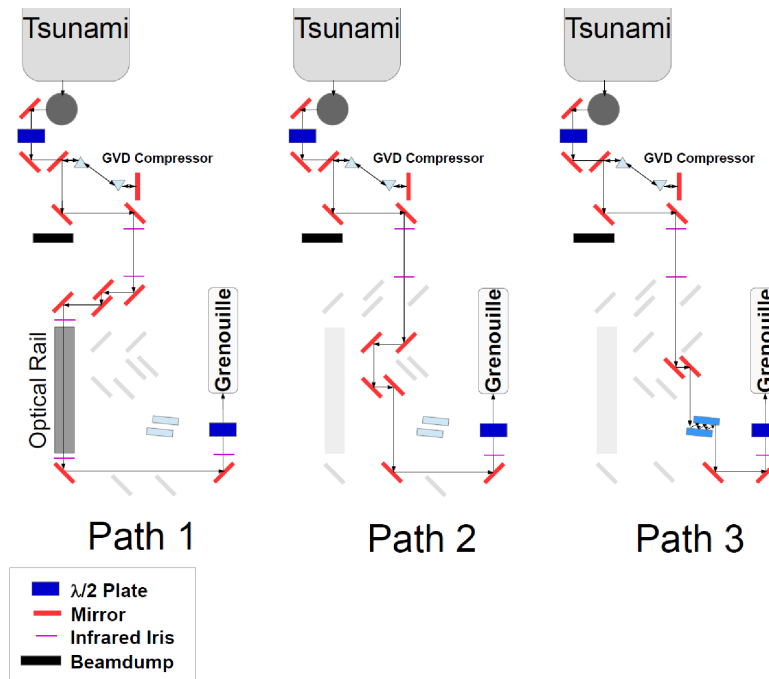


Abb. 4: Versuchsaufbau. Der Laser passiert zunächst eine $\lambda/2$ Platte, anschließend den Prismenkompressor und geht dann entlang einen von drei möglichen Strahlengängen mit unterschiedlichen optischen Komponenten. Nach einer zweiten $\lambda/2$ Platte endet der Strahl im Grenouille Analysator [1].

dass stets der gesamte Strahlengang des Lasers bekannt ist, bevor dieser zur Propagation freigegeben wird. Deswegen müssen bei der Justage stets zwei Infrarotkarten und gegebenenfalls weitere Beamdumps benutzt werden, um den Strahlengang nach und nach durch die hinzugefügten optischen Elemente zu leiten. Niemals darf ein optisches Element ohne Blockieren des Lasers in den Strahlengang gestellt werden, da unerwartete Reflexe auftreten können.

4.3 Durchführung

Zunächst wird der Prismenkompressor ohne zusätzliche optische Elemente vermessen und somit auch seine optimale Position bestimmt. Dazu wird der Laser mithilfe der Irisblenden und den Justagespiegeln auf Strahlengang 1 justiert. Bei dieser und jeder anderen Messung muss der Laser zunächst mithilfe des space-Modus der Analysesoftware Quick-Frog der Strahl in den Grenouille zentriert werden. Dies geschieht wieder mit Justagespiegeln und zwei Irisblenden. Wichtig ist, dass der erste Spiegel den Strahl auf die erste Irisblende ausrichtet, während der zweite Spiegel für die zweite Blende verwendet wird ("beam walking"). Anschließend kann die Software auf den time-mode gestellt werden um die Echtzeitdaten des Lasers zu sehen. Hierbei ist auf ausreichende, aber nicht zu große Intensität des auftreffenden Strahles zu achten, welche über die zweite $\lambda/2$ Platte unmittelbar vor dem Analysator eingestellt werden kann.

Um die optimale Kompressorposition zu bestimmen, wird der Einschub über die Millimeterschraube solange variiert, bis die gemessene Pulslänge (temporal FWHM) minimal ist. Da der Laser bereits mit etwas Chirp aus der Quelle kommt, wird somit garantiert, dass der komprimierte Puls die kürzeste Dauer und somit (näherungsweise) gaußförmig und ungechirpt ist (siehe Auswertung). Dies ist der Ausgangspunkt von allen anderen Messungen. Die Daten werden gespeichert und die Prismenkonfiguration notiert. Anschließend werden weitere Daten für unterschiedliche Prismenpositionen ermittelt.

Nun werden Daten mit verschiedenen optischen Elementen, wie unterschiedlich dicken Gläsern aus BK7 und MgF2, sowie einem Glasspat und einem Langpassfilter auf der optischen Bank aufgenommen. Bei jedem optischen Element muss der Strahl erneut in den Grenouille zentriert werden. Bei jeder Messung wird zunächst die Messung bei optimaler Kompressorposition durchgeführt. Anschließend wird versucht, die Pulsverbreiterungen mit dem Kompressor zu kompensieren, indem wieder die Pulslänge minimiert wird. Die Prismenpositionen werden erneut aufgeschrie-

	Intensität		Spektrum		
	$a \{ \frac{d^2\Phi}{dt^2} \} [\text{fs}^{-2}]$	$b \{ t_0 \} [\text{fs}]$	$a \{ \frac{d^2\varphi}{d\lambda^2} \} [\text{nm}^{-2}]$	$\frac{d^2\varphi}{d\omega^2} [\text{fs}^{-2}]$	$b \{ \lambda_0 \} [\text{nm}]$
$\Delta\lambda_1$	0.001507 ± 0.000014	-0.001793 ± 0.000054	0.000727 ± 0.000021	20 ± 6	793.88 ± 0.60
$\Delta\lambda_2$	0.000555 ± 0.000003	1.612 ± 0.034	0.001815 ± 0.000046	51 ± 13	797.81 ± 0.11

Tab. 1: Ergebnisse der quadratischen Fits für die Phase und die spektrale Phase der optimalen Prismenkonfiguration.
 $\Delta\lambda_1 = 55 \pm 1 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_2 = 27 \pm 1 \text{ nm}$.

ben. Anschließend wird der Laser auf Strahlengang 2 justiert und es werden bei optimaler Prismeneinstellung Daten für die dielektrischen Spiegel gespeichert und erneut wird versucht die Verzerrungen zu kompensieren. Als nächstes wird der Strahlengang 3 justiert und der Effekt der Spiegelpaare wird bei optimaler Prismenposition aufgenommen und versucht zu kompensieren. Nun wird die Bandbreite des Lasers verändert und die Messungen des Prismenkompressors und der der Glasfenster werden wiederholt. Es wurde versäumt, für die zweite Bandbreite eine neue optimale Prismenposition zu bestimmen.

5 Auswertung

5.1 Prismenkompressor

Zunächst wird die Vermessung des Prismenkompressors analysiert. Um die Insertion l des Prismas zu bestimmen, wurde der Wert der Millimeterschraube bei der optimalen Einstellung mit minimaler Pulsdauer ("opt") von jenem abgezogen, bei welchem die Bandbreite aufgrund des Abschneidens des Lasers durch Verfehlen des zweiten Prismas geringer wurde. Dies ist jedoch eine grobe Abschätzung, da der genaue Zeitpunkt des Verfehlens aufgrund des endlichen Laserdurchmessers willkürlich war. Die Idee ist, dass das Abschneiden einer Insertion von 0 mm bedeutet. Demnach wurden alle anderen Werte der Millimeterschraube von diesem abgezogen. Der optimale Einschub mit Pulsdauer ist somit $I_2 = 2.84$. Für die gemessene Trägerwellenlänge bei dieser Einstellung wurde $\lambda_0 = 790 \text{ nm}$ bestimmt. Die Pulsdauer ergab $\tau_0 = 24.5 \text{ fs}$, die Bandbreite $\Delta\omega_0 = 46.3 \text{ nm}$, was mit der Umrechnungsformel $\Delta\omega = \frac{2\pi\Delta\lambda}{\lambda_0^2}$ einer Kreisfrequenzbandbreite von $\Delta\omega = 14.0 \text{ fs}$ entspricht. Um die Pulscharakteristiken bei optimaler Prismeneinstellung zu erkennen, werden die für unterschiedlichen Einschub des zweiten Prismas gemessenen zeitlichen Pulsintensitäten sowie das Spektrum verglichen. Die gemessene zeitliche Pulsintensität der ersten Laserausgangsbandbreite ist in Abb. 5 in Abhängigkeit von der Insertion I aufgetragen. Ebenso eingetragen sind die gemessenen Phasen Φ . Es ist zu beachten, dass es sich hier um den Absolutbetrag der Phase handelt, da das Vorzeichen aufgrund der Zeitumkehrsymmetrie von Grenouille keine Bedeutung hat. Um den linearen Chirp, also den Term zweiter Ordnung in Gleichung (2.5) zu bestimmen, wird um das Phasenmaximum bei optimaler Prismeneinstellung eine Funktion mit Ansatz $\frac{1}{2}a(x-b)^2$ gefittet. Der Term a ist nach Gleichung (2.5) die zweite Ableitung der Phase nach der Zeit und gibt somit den zeitlichen Chirp an. Der Term b gibt an, um wie viel sich das Spektrum verschiebt. In Abb. 6 ist das vermessene Spektrum, sowie die spektralen Phasen der ersten Laserbandbreite für verschiedene I aufgetragen. Wie bei den zeitlichen Intensitäten wird auch hier die Phase für die optimale Einstellung mit einem quadratischen Polynom gefittet. Der quadratische Term ist der lineare Chirp, welcher für eine Pulsverbreiterung im Zeitraum verantwortlich ist. Dieser muss allerdings noch in fs^2 umgerechnet werden. Nach Gleichung (2.10) und der Kettenregel gilt $\frac{d^2\varphi}{d\omega^2} = \frac{\lambda^2}{2\pi c^2} \left(\lambda^2 \frac{d^2\varphi}{d\lambda^2} + 2\lambda \frac{d\varphi}{d\lambda} \right)$. Der zweite Term kann vernachlässigt werden, da um ein Extremum gefittet wird. Man erhält eine Gruppengeschwindigkeitsdispersion von $\text{GDD}_0 = 20.26 \pm 6 \text{ fs}^2$. Gleiches wird ebenfalls für die zweite Ausgangs-Bandbreite von $\langle \lambda^2 \rangle = 27 \pm 1 \text{ nm}$ berechnet. Die Intensität und das Spektrum mit Phasen ist jeweils in Abb. 7 und Abb. 8 aufgetragen. Es wurde versäumt, für diese zweite Bandbreite eine neue optimale Prismenkompressor-Position zu bestimmen, demnach ist mit "opt" hier weiterhin die optimale Position der ersten Bandbreite bezeichnet. Die Ergebnisse der Regressionen sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Die gemessene GDD ist besonders für die erste Bandbreite sehr gering im Vergleich zu den GDDs des Prismenkompressors (s.u.). Demnach ist der Puls nach dem Prismenkompressor in optimaler Einstellung nahezu gaußförmig.

Als nächstes wird die GDD des Prismenkompressors analysiert. Hierfür wird zunächst die theoretische GDD nach Gleichung (3.1) zusammen mit Gleichung (2.11) berechnet. Das PC-Material ist N-LAK21. Die Ungenauigkeiten werden mit den Ungenauigkeiten $\sigma_L = 3 \text{ mm}$, $\sigma_{l_2} = 0.1 \text{ mm}$ und $\sigma_{\Delta\lambda} = 1 \text{ nm}$ nach der gauß'schem Fehlerfortpflanzungsformel berechnet. Da nach der vorherigen Auswertung bei optimaler PC Einstellung ein nahezu ungechirpter Puls vorliegt, wird der zugehörige theoretische GDD Wert des PC's von den anderen abgezogen. Als Resultat erhält man die GDD, die für die Pulsverbreiterung verantwortlich ist. Somit lässt sich die theoretische

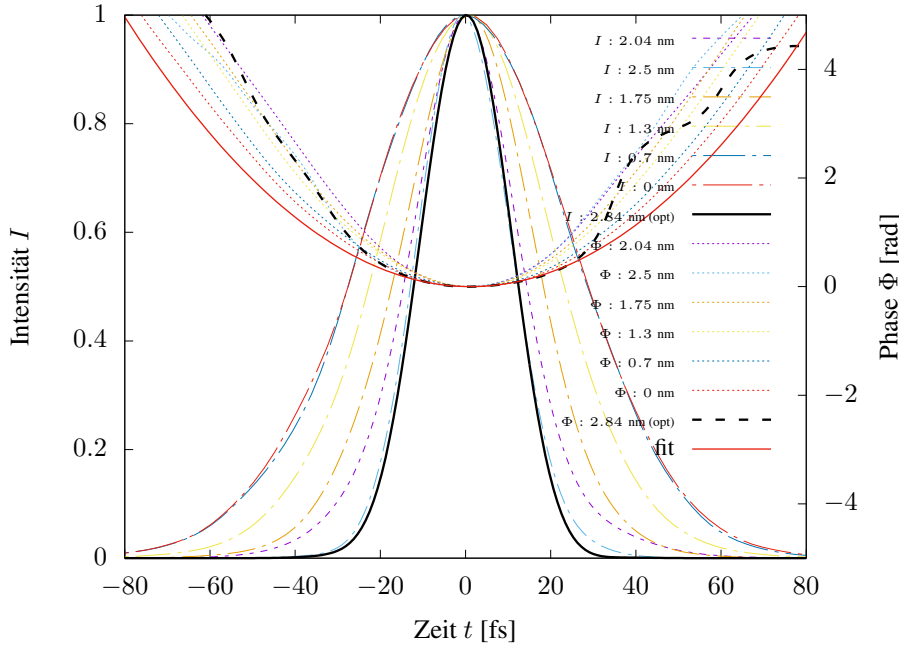


Abb. 5: Intensität für verschiedene Einschiebe l mit Phase. Um die optimale Phase wurde ein Polynomfit zweiter Ordnung gefittet. $\Delta\lambda = 55 \pm 1$.

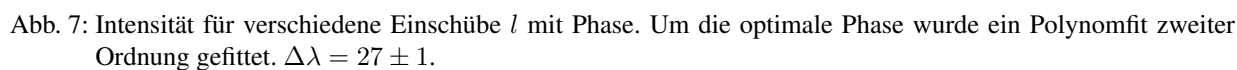
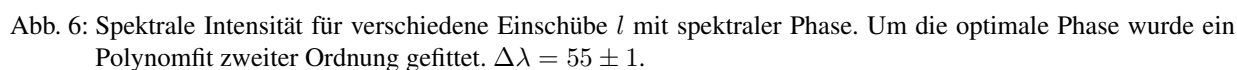
GDD des PC's ausrechnen. Ebenso wird aus den Messungen mit Kompensation die tatsächlich eingestellte GDD für die Kompensation berechnet. Aus der GDD wird schließlich die neue Pulslänge nach 2.12 bestimmt, wobei eine Ungenauigkeit der Pulslänge von $\sigma_\tau = 3$ fs angenommen wird. Die theoretischen und die tatsächlich gemessenen Pulslängen in Abhängigkeit der GDD des Prismenkompressors für beide Bandbreiten sind in Abb. 9 und 10 zu sehen. Hierbei wurden beide Größen quadriert, um nach Gleichung (2.12) einen linearen Zusammenhang zu bekommen. Für die erste Bandbreite sind die Messwerte in guter Übereinstimmung mit der Theorie. Lediglich die letzten beiden Messpunkte, bei denen der Laser bereits partiell vom Prisma abgeschnitten wurde, zeigen eine größere Abweichung. Für die zweite Bandbreite sind die Ergebnisse nur qualitativ korrekt, was aufgrund der Versäumnis des Messens einer neuen optimalen Prismenposition zu erwarten ist.

5.2 Glasfenster

Es wurden bei optimaler Prismenkonfiguration 5 mm und 10 mm BK7 Glas und 5 mm MgF2 Glasfenster in den Strahlengang gestellt. Nach Gleichung (2.9) erwartet man zwischen der GDD und der Weglänge im Medium einen linearen Zusammenhang. Die Theoriewerte werden anhand Gleichung (2.9) und Gleichung (2.11) berechnet. Wieder wird mit den kompensierten Messungen, die tatsächlich hinzugefügte GDD berechnet. Die Daten, die in die theoretischen Werte einfließen, werden als unerheblich eingestuft. Für die Messwerte wird wieder die Fehlerfortpflanzung mit den Werten aus dem Prismenkompressor verwendet. Der lineare Zusammenhang wird erfüllt, was in Abb. 11 zu sehen ist. Für das Kippen des Glases um 30° erwartet man außer einem räumlichen Chirp (siehe unten) eine Verlängerung der Weglänge im Glas. Mithilfe der Snell'schen Formeln und elementarer Trigonometrie findet man

$$\text{GDD} = \frac{\lambda_0^3}{4\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \frac{d}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}}}. \quad (5.1)$$

Bei der Messung wurde $\alpha = \pm 30^\circ$ verwendet. Das Vorzeichen hat natürlich keinen Einfluss auf die Weglänge und damit auf die GDD. Die Resultate, inklusive derer für das MgF2 sind in Tabelle 2 zusammengefasst. In der Messung hatte das MgF2 keinerlei Auswirkungen auf die Pulsbreite. Es wird vermutet, dass es sich hierbei um falsch abgespeicherte Daten handelt. Für die zweite Bandbreite ist aufgrund der fehlenden neuen Prismeneinstellung nur eine qualitative Betrachtung sinnvoll. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3 zu sehen.



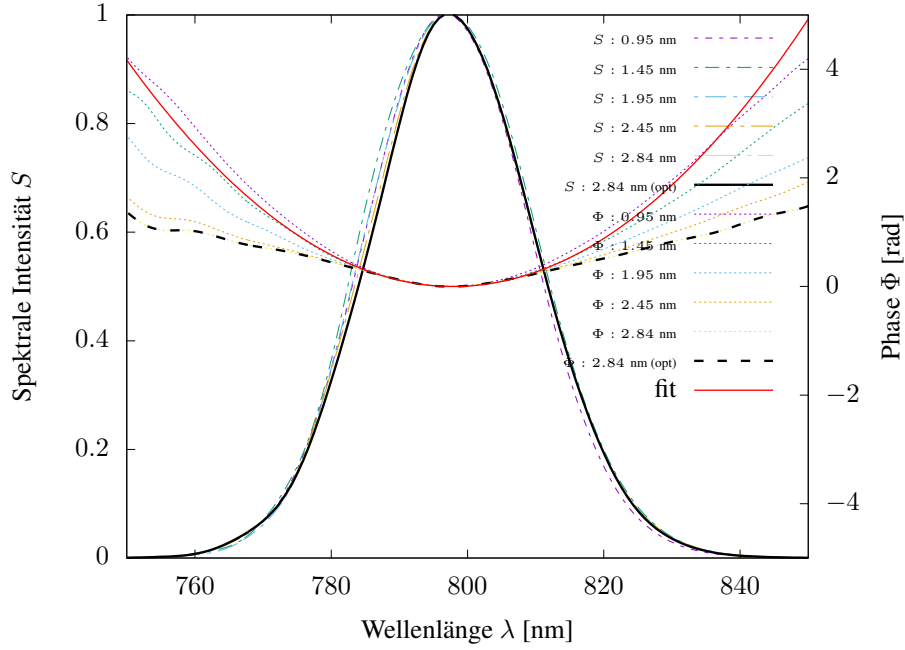


Abb. 8: Spektrale Intensität für verschiedene Einschübe l mit spektraler Phase. Um die optimale Phase wurde ein Polynomfit zweiter Ordnung gefittet. $\Delta\lambda = 27 \pm 1$.

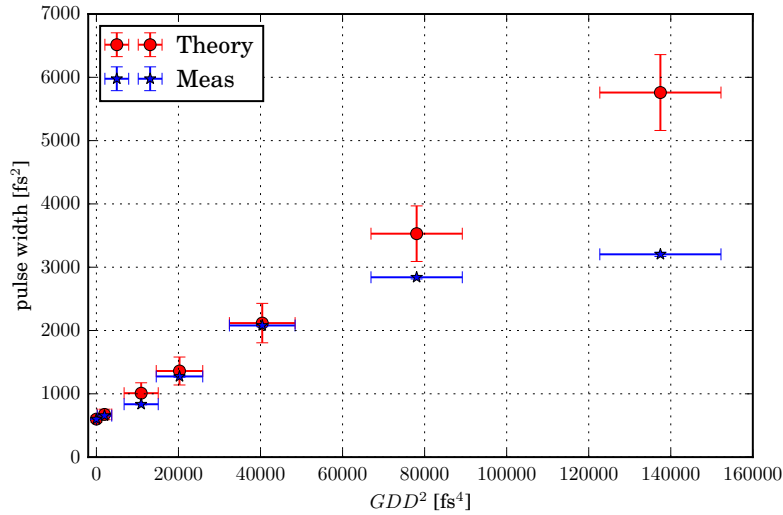


Abb. 9: Theoretische und tatsächlich gemessene Pulslänge in Abhängigkeit von der am Prismenkompressor zum optimalen Puls hinzugefügten GDD für die erste Laserbandbreite. Beide werte sind quadriert worden, um einen linearen Zusammenhang zu bekommen. Bis auf die letzten beiden Werte, an denen der Strahl bereits vom Prisma abgeschnitten wurde, liegt eine sehr gute Übereinstimmung zur Theorie vor.

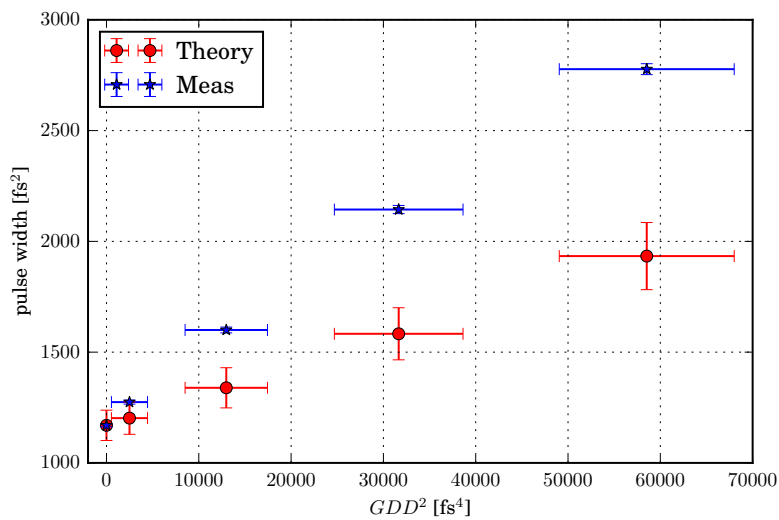


Abb. 10: Theoretische und tatsächlich gemessene Pulslänge in Abhängigkeit von der am Prismenkompressor zum optimalen Puls hinzugefügten GDD für die zweite Laserbandbreite. Beide Werte sind quadriert worden, um einen linearen Zusammenhang zu bekommen. Da versäumt wurde, eine neue optimale Prismenkompressor-Position zu bestimmen, stimmen Theorie und experimentelle Messwerte hier nur qualitativ überein.

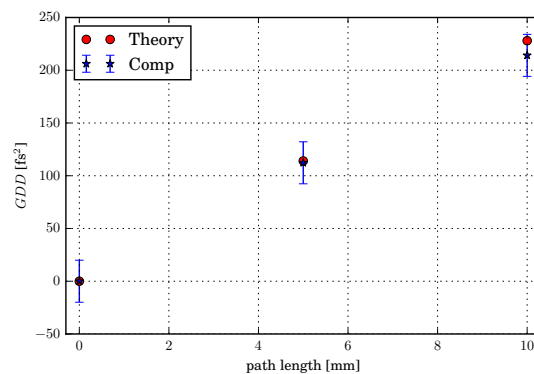


Abb. 11: Betrag der GDD in Abhängigkeit der Weglänge im Glas für BK7 für die erste Bandbreite. In blau sind die Messwerte der kompensierten Messungen, in rot die theoretisch erwarteten Werte aufgetragen. Die Übereinstimmung ist außerordentlich gut.

Material	$ GDD_{theo} [fs^2]$	$ GDD_{comp} [fs^2]$	$\tau_{FWHM, meas} [fs]$	$\tau_{FWHM, VChirp} [fs]$
5 mm BK7	114	112 ± 20	29.6	37.5
10 mm BK7	228	214 ± 20	51.6	66.7
5 mm MgF2	89	8 ± 20	24.4	24.7
5 mm BK7 +30°	121	120 ± 20	30.1	39.1
5 mm BK7 -30°	121	114 ± 20	30.6	39.1

Tab. 2: Zu erwartende GDD durch die optischen Elemente verglichen mit der GDD, die beim Prismenkompressor für die Kompensierung der ersten Bandbreite eingestellt wurde. Ebenfalls eingetragen sind die gemessenen Pulslängen und jene, welche mit VCHIRP simuliert wurden.

Material	$ GDD_{theo} [\text{fs}^2]$	$ GDD_{comp} [\text{fs}^2]$	$\tau_{FWHM, meas}[\text{fs}]$
5 mm BK7	112	108 ± 20	37.2
10 mm BK7	223	200 ± 20	49.4

Tab. 3: Zu erwartende GDD durch die optischen Elemente für die zweite Bandbreite verglichen mit der GDD, die beim Prismenkompressor für die Kompensierung eingestellt wurde. Ebenfalls eingetragen sind die gemessenen Pulslängen.

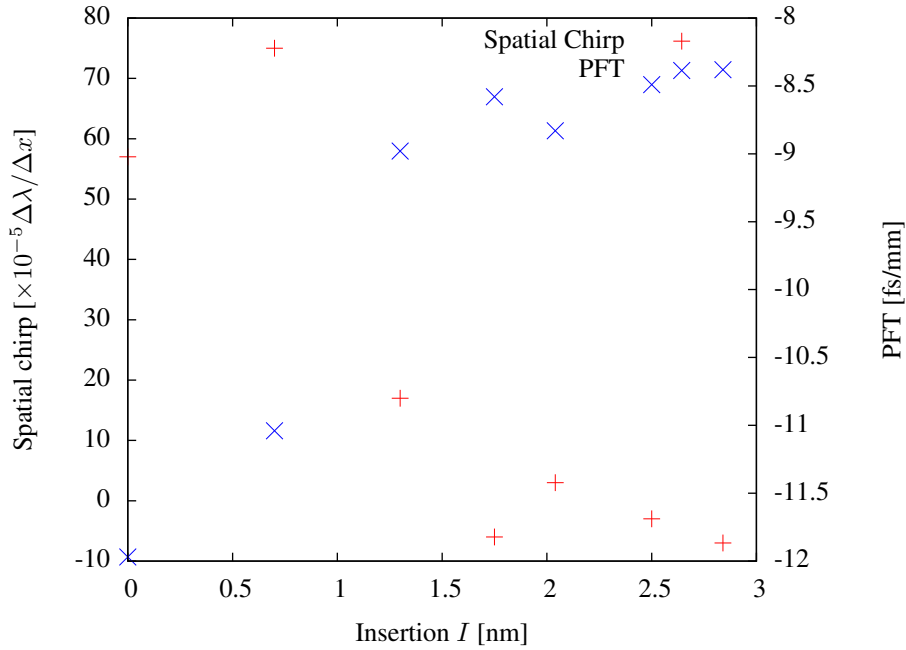


Abb. 12: Puls Front Tilt und Spatial Chirp der Prismenkompressor-Vermessung in Abhängigkeit der Insertion.

5.3 Spatial Chirp und Pulse Front Tilt

Der räumliche Chirp, welcher von der Quick-Frog Software gemessen wurde, ist zusammen mit dem Puls Front tilt in Tabelle 4 aufgetragen. Für die Messung ohne optische Elemente wurden ebenfalls beide Werte zum Vergleich eingetragen. Da von jedem Element höchstens zwei Datenpunkte vorhanden sind, und die ersten per Konstruktion aufeinander fallen, wurde auf einen Plot verzichtet. Man sieht, dass auch ohne optisches Element sowohl der PFT als auch der räumliche Chirp nicht null sind. Deswegen ist in Abb. 12 beides für verschiedene Prismeneinschübe, aber ohne optisches Element aufgetragen. Man erkennt, dass der räumliche Chirp mit steigendem Prismeneinschub geringer wird, während der PFT wächst. Fehler wurden von der Analysesoftware nicht berechnet, aber man kann die zeitliche Schwankungen der Messwerte größer als den Messfehler des Instrumentes annehmen.

5.4 Langpassfilter

Für den Langpassfilter sind Intensität und Spektrum jeweils in Abb. 13 und 14 zusammen mit den zugehörigen Phasen sowohl in optimaler als auch in kompensierter PC-Konfiguration aufgetragen. Ebenfalls aufgetragen ist Intensität und Spektrum inklusive Phase der Messung ohne Langpassfilter bei optimaler Prismenkonfiguration. Die zugehörigen Pulsdauern und Bandbreiten sind in Tabelle 5 zusammengefasst. Zum Vergleich ist für die gemessene Bandbreite der Langpass-Messung mithilfe vom Zeit-Bandprodukt Gleichung (2.8) die resultierende Pulsdauer eines fourierlimitierten Pulses berechnet worden. Es ist zu erkennen, dass hier größere Wellenlängen abgeschnitten werden, genau das Gegenteil, was man bei einem Langpassfilter erwartet. Außerdem wird die spektrale Phase durch das Kompensieren mit dem Prismenkompressor komplizierter und erhält einen Knick in Nähe des Minimums.

Objekt	Spatial Chirp [$10^{-5} \Delta\lambda/\Delta x$]		Pulse front tilt [fs/mm]	
	unkompensiert	kompensiert	unkompensiert	kompensiert
Nur PC	-7	-	-8.38	-
5 mm BK7	-30	-5	-8.52	-8.80
10 mm BK7	-59	2760	-8.6	-9.80
5 mm MgF2	-20	-5	-8.59	-9.01
5 mm BK7 +30°	-28	0.07	-6.59	-7.86
5 mm BK7 .30°	-31	-8	-8.44	-8.69
BK7 Keil (wedge)	-11	11	-15.87	-15.1
longpass	-90	-44	-7.06	-8.08

Tab. 4: Von Quick Frog gemessener räumlicher Chirp und Puls Front Tilt, jeweils in optimaler (unkompensierter) Prismenkonfiguration und mit Kompensierung für verschiedene optische Elemente.

Messung	τ [fs]	$\Delta\lambda$ [nm]	λ_0 [nm]	FWHM Zeit-Bandprodukt
Ohne LP (opt)	24.6	45.3	793.9	0.533
Langpass (opt)	56.4	34.9	784.3	0.958
Langpass (komp)	37.4	38.6	784.3	0.702
Theorie	25.9	34.9	784.3	0.441

Tab. 5: Pulsdauern, Bandbreiten, Trägerwellenlängen, sowie das Zeit-Bandprodukt der Messungen ohne und mit Langpassfilter. Für die opt. Langpass-Messung wurde die fourierlimitierte Pulsdauer berechnet.

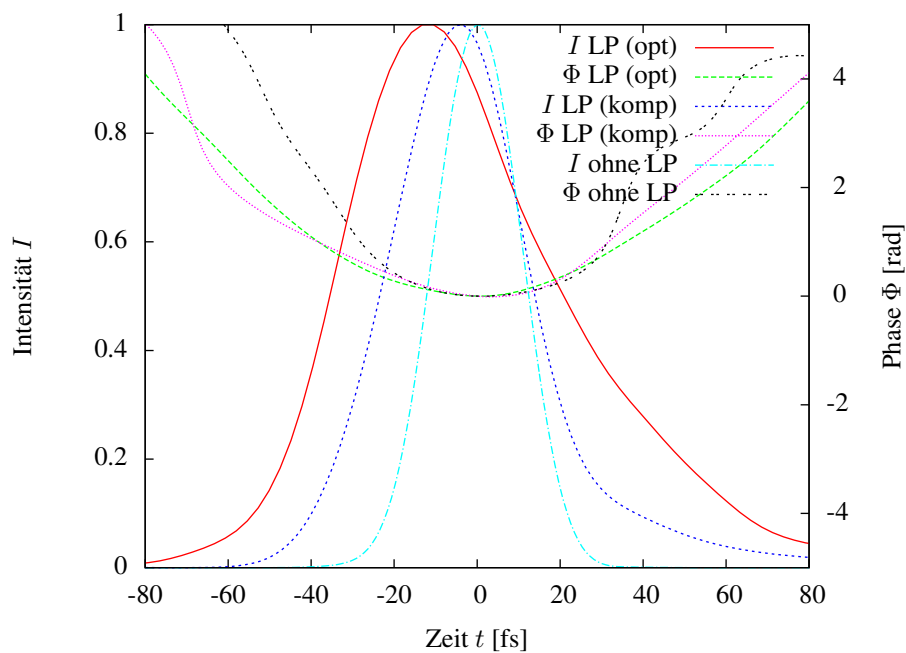


Abb. 13: Intensität bei optimaler Prismenkonfiguration (opt) ohne Langpassfilter und bei eingesetztem Langpassfilter unkompensiert und kompensiert.

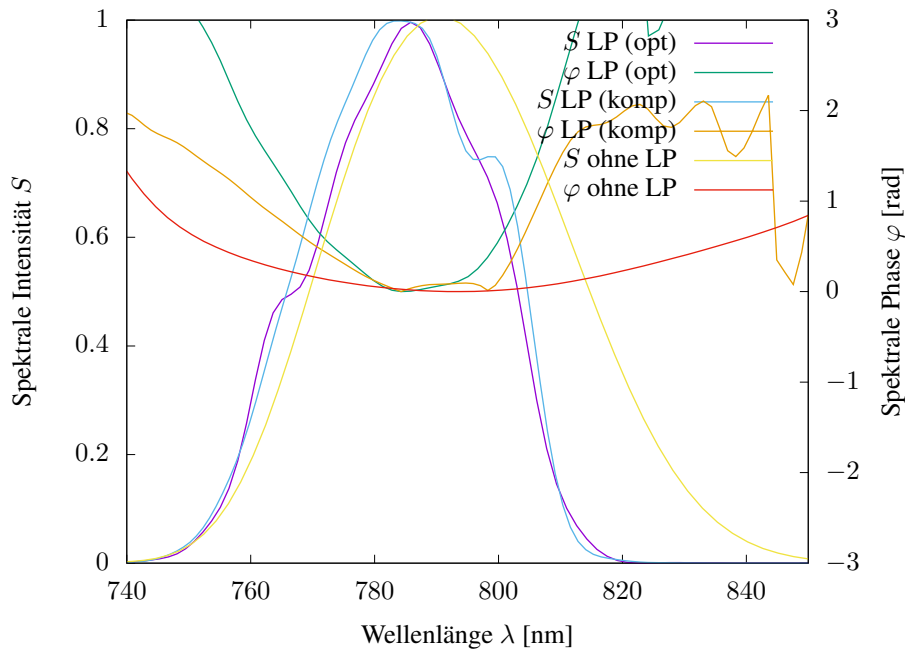


Abb. 14: Spektrum bei optimaler Prismenkonfiguration (opt) ohne Langpassfilter und mit eingesetztem Langpassfilter, unkompensiert und kompensiert.

5.5 Dielektrische Spiegel

Die Messung für Pfad 2 mit den drei dielektrischen Spiegeln ergab ein sehr verzerrtes FROG-Trace (Abb. 15). Als Vergleich ist der Trace der optimalen Prismenkompressor-Messung in Abb. 16 zu sehen. Aufgrund dieser Verzerrung und da der FROG-error sehr groß ist, ist keine sinnvolle Rekonstruktion der Pulsform möglich. Ebenso ist aus dem Spektrum keine sinnvolle Information zu entnehmen, außer dass hier erhebliche Verzerrungen auftreten. Die Pulsform wird von den dielektrischen Spiegeln regelrecht zerstört. Auch eine Kompensierung mit dem Prismenkompressor war unmöglich: Die Pulsdauer war absolut unberührt von dem Einschub des zweiten Prismas.

5.6 Rechteckiges Spiegelpaar

Für die Rechteckspiegel mit jeweils 5 Reflektionen zeichnet sich ein ähnliches Bild, wie für die dielektrischen Spiegel ab. Der FROG-Trace ist verzerrt und der FROG error ist groß ebenso sind der rekonstruierte FROG trace stark unterschiedlich vom experimentellen. Die Ergebnisse sind in Abb. 17 für die unkompenzierte, sowie in Abb. 18 für

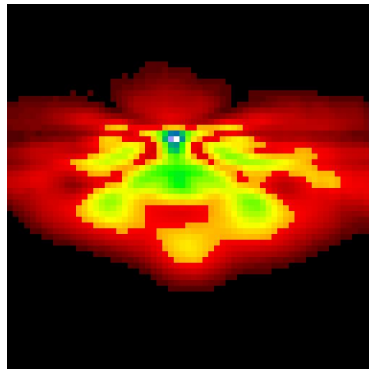


Abb. 15: Experimenteller FROG trace für die Messung mit dielektrischen Spiegeln. Der Trace ist sehr verzerrt, wodurch keine sinnvolle Rekonstruktion der Pulsform möglich ist.

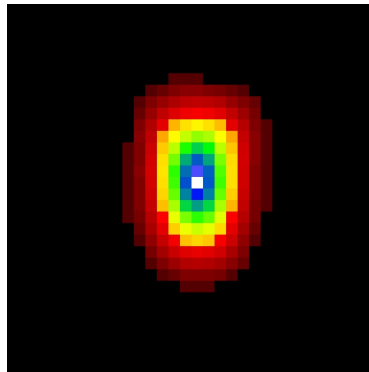


Abb. 16: Experimenteller FROG trace der optimalen Prismenkompressormessung.

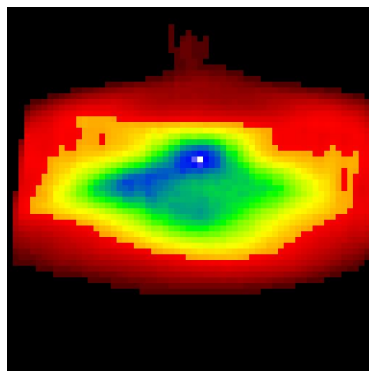


Abb. 17: Experimenteller FROG trace des Spiegelpaares

die kompensierte Messung zu sehen. Allerdings sind die Verzerrungen hier nicht so stark wie zuvor. Die Pulsintensität, sowie das Spektrum mit Phase sind in Abb. 19 und 20 zu sehen. Man erkennt eine deutliche Phasenfluktuation, sowie eine große Pulsbreite bei den kompensierten Prismenkompressoreinstellungen. Die Messungen in optimaler Einstellung sind stattdessen mit Ausnahme von einigen Einschnedungen in der Intensität nahezu Gaußförmig, wenn auch mit deutlich größerer Pulsdauer im Vergleich zu den metallischen Spiegeln. Es ist anzunehmen, dass es sich hier um gechirpte Spiegel handelt, die eine große negative GDD liefern. Dieser Effekt wird verstärkt durch die mehreren Reflektionen. Dies würde erklären, wieso die Pulsform bei den “kompensierten” Messungen verzerrter ist: Der Prismen-Kompressor addiert noch mehr negativen GDD hinzu.

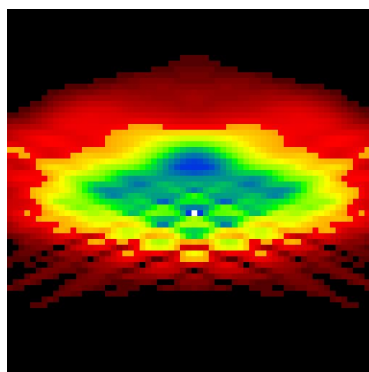


Abb. 18: Rekonstruierter FROG trace des Spiegelpaares

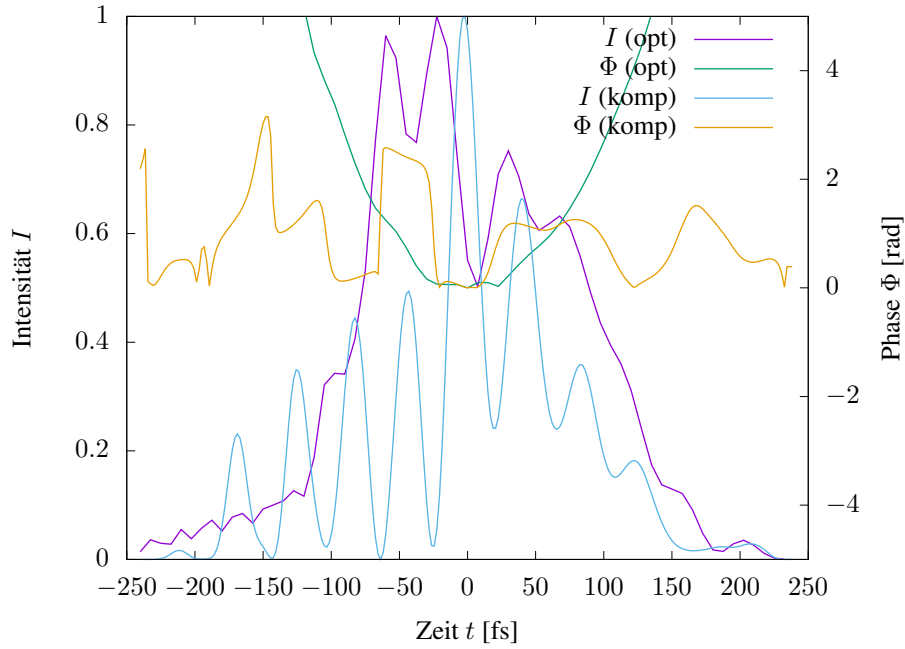


Abb. 19: Experimenteller FROG trace des Spiegelpaares

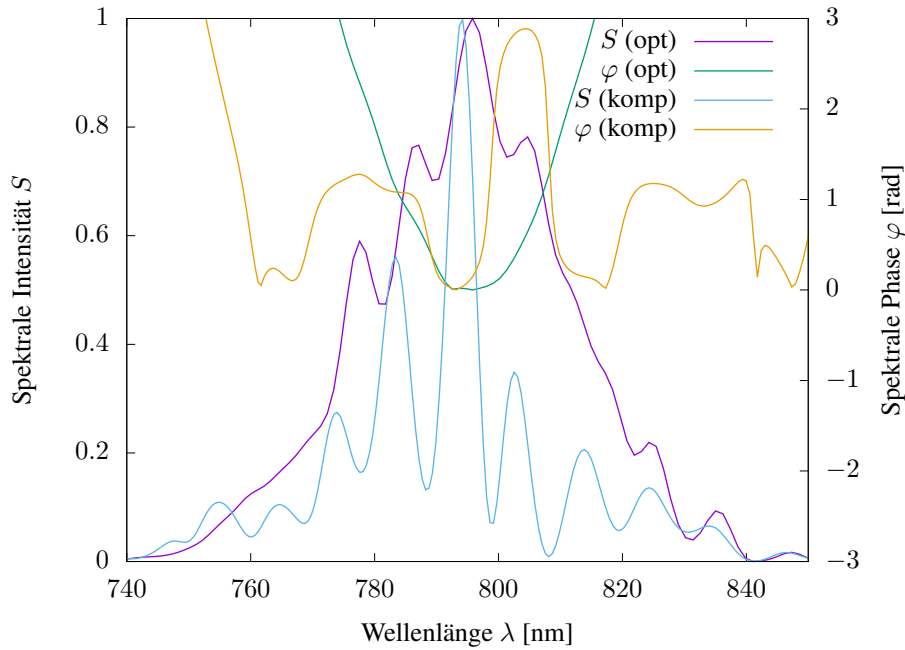


Abb. 20: Rekonstruierter FROG trace des Spiegelpaares

6 Diskussion

6.1 Prismenkompressor

Zunächst ist aus Abb. 5 und 7 zu sehen, dass die Pulslänge für die optimale Prismenkompressor-Einstellung tatsächlich minimal ist. Desweiteren ist bei der ersten Laserbandbreiten-Einstellung die optimale Phase weniger gekrümmt als alle anderen: Ihre zweite Ordnung ist gering. Dies sagt aus, dass der lineare Chirp in dieser Einstellung tatsächlich minimiert wurde. Dennoch konnte nicht erreicht werden, dass der Chirp komplett verschwindet. Dies ist jedoch zu erwarten, da die Einstellung des Prismenkompressors beim Suchen des Pulsminimas im Experiment relativ ungenau war, da es eine breite Einstellung des Prismas gab, bei der die Pulslänge von Quick Frog als nahezu konstant angezeigt wurde. Weiterhin erkennt man, dass der Puls in der Zeit minimal verschiebt wurde (ca. 0.002 fs). Dies sagt aus, dass die spektrale Phase annähernd keinen linearen Anteil hat, was die Näherung während der Umrechnung der GDD in fs^{-1} rechtfertigt. Bei der zweiten Lasereinstellung ist dies nicht mehr der Fall: Der Puls ist um einige Femtosekunden zeitlich verschoben. Demnach ist der Messwert für die GDD der zweiten Bandbreite ungenauer. Dies ist auch qualitativ aus Abb. 8 zu sehen, da die Phase hier einen Knick im Minimum hat. Bei Betrachtung des Spektrums der ersten Bandbreite fällt auf, dass für verschiedene Einschübe das Spektrum verschoben wird. Dies bedeutet, dass die zeitliche Phase einen nicht verschwindenden linearen Anteil (GD) aufweist. Man erkennt, dass sich die Bandbreite minimal ändert, was bedeutet, dass der größte Einfluss auf die Pulslänge tatsächlich die GDD ist, wie erwartet. Auch hier ist deutlich, dass die spektrale Phase in optimaler Einstellung minimal ist, demnach ist der Puls nahezu ungechirpt. Für die zweite Bandbreite hätte man eine neue Prismenkompressor-Position finden müssen, bei der die Pulslänge minimiert wird. Der hier gefundene optimale Wert für die erste Bandbreite liefert zwar ebenfalls für die zweite Bandbreite eine minimale Pulslänge, allerdings hätte man für noch größere Einschübe wahrscheinlich eine noch kürzere Pulslänge erhalten können.

Da der Laser nahezu ungechirpt aus dem PC austritt, wenn dieser in optimaler Position ist, ist das Vorgehen für die Vermessung des PC's gerechtfertigt. Die Bestimmung des Einschubes durch die Position, ab der der Laser am Prisma vorbeifliegt ist jedoch recht ungenau, was auch die großen Messungenauigkeiten und die Fehlerintervalle in den Theoriewerten in Abb. 9 und 10 hervorruft. Für die erste Bandbreite ist die Übereinstimmung der Theorie- und Messwerte hervorragend. Lediglich als der Laser angefangen hat, am Prisma vorbeizuschießen wird hier eine signifikante Abweichung erreicht. Für die zweite Bandbreite ist die Steigung der sich bildenden geraden offensichtlich falsch im Vergleich zur Theorie. Hier ist als Ursache die fehlerhafte Prismenkonfiguration zu nennen.

6.2 Glasfenster

Die Messungen für die Glasfenster sind generell ins sehr guter Übereinstimmung mit den theoretischen Werten. So ist bei allen Gläsern außer dem MgF2 der Theoriewert innerhalb des Fehlerintervalls der Messwerte. Diese wurden aber auch durch die ungenaue Messung der Prismenkompressor-Größen relativ groß gewählt. Die relativen Abweichungen sind nur ca. 5%. Man kann deswegen der Pulskomprimierung des Prismenkompressors vertrauen. Einzig und allein die Messung für das MgF2 Glas ergibt völlig falsche Ergebnisse. Wie bereits im Auswertungs-Abschnitt geschildert, muss es sich hier um falsche Daten handeln. Entweder wurden die richtigen Daten aus versehen überschrieben, oder Der Laser hat das Glas nicht getroffen, was aber sehr unwahrscheinlich ist. Die gemessenen Pulslängen sind ebenfalls in einigermaßen guter Übereinstimmung zu den mit VChirp simulierten Werten. Hier findet man einen relativen Fehler von ca. 25%. Eine Erklärung hierfür ist, dass bei VChirp ein völlig ungechirpter Puls Gaußpuls benutzt wurde. Es ist anzumerken, dass die Fehler vom Quick-Frog Programm nicht geliefert wurden. Man hat während des Versuchs jedoch eine zeitliche Schwankung der Messwerte erkannt. Diese Fehler wurden bei der Auswertung linear interpoliert und sind in die Unsicherheitsintervalle bereits eingeflossen. Es ist zu sehen, dass die Simulationsergebnisse eine größere Pulslänge vorhersagen. Dies ist konsistent mit der Annahme, dass nach Gleichung (2.12) ein Puls mit kürzerer Pulslänge mehr Pulsverbreiterung durch Dispersion erlebt. Die Werte für die zweite Laser-Bandbreite sind ebenfalls in guter Übereinstimmung mit der Theorie, obwohl keine neue PC Position bestimmt wurde. Der relative Fehler beträgt hier ca 10%.

6.3 Spatial Chirp und Pulse Front Tilt

Bei dem schiefen Glas erwartet man als zusätzlichen Effekt einen räumlichen Chirp. Es ist jedoch zu sehen, dass das nicht schiefe Glas einen ungefähr gleichen räumlichen Chirp aufweist. Den mit Abstand größten räumlichen Chirp weist der Langpassfilter auf, obwohl man hier theoretisch keinen Einfluss erwartet. Eine mögliche Fehlerquelle ist ein ungenaues, bzw schiefes Einbauen der optischen Elemente. Vergleicht man die kompensierten Werte, so ergibt

sich der allgemeine Trend, dass der Spatial Chirp mit mehr Kompensation geringer wird. Mehr Kompensation bedeutet hier weniger Einschub des Prismas. Deswegen ist dieser Trend bei der Vermessung des Prismenkompressors in Abb. 12 bestätigt. Die Ursache ist womöglich ein ungenau ausgerichteter Prismenkompressor, da bei optimaler Einstellung kein räumlicher Chirp auftreten sollte. Ein offensichtlicher Ausreißer ist das 10 mm BK7 Glas mit einem Wert von $2070 \times 10^{-5} \Delta\lambda/\Delta x$. Es ist wahrscheinlich, dass diese Anomalie von einem fehlerhaften Messen, zum Beispiel einer Über- oder Unterbelichtung kommt.

Für den PFT erkennt man zwar, dass der Prismenkompressor bei mehr Einschub einen größeren PFT liefert, dennoch ist der PFT bei dem Keil ungefähr zweimal so groß wie bei allen anderen Messungen, entspricht also den Erwartungen, dass der Keil zu einem zusätzlichen PFT führt.

6.4 Langpassfilter

Zunächst ist anzumerken, dass es sich hier höchstwahrscheinlich um einen Shortpass-Filter handelt. Wahrscheinlich wurden die beiden Filter aus versehen vertauscht. Im Experiment konnte durch den "Short-Pass" benannten Filter, keine Intensität durchkommen. Deswegen könnte es auch sein, dass die Abschnide-Wellenlänge eine Falsche ist. Es ist aus Tabelle 5 zu erkennen, dass die Pulslängen nach Durchlaufen des Filters wesentlich länger sind, als von einem nahezu ungechirpten Puls erwartet, was man anhand des größeren Zeit-Bandproduktes erkennen kann. Auch in der Grafik des Spektrums (Abb. 14 ist zu sehen, dass die spektrale Phase einen Knick nahe des Minimums hat. Interessant ist hier, dass eine Kompensation mit dem Prismenkompressor die Verzerrung der spektralen Phase nur verstärkt, insgesamt aber dennoch der Puls kürzer wird. Dies liegt daran, dass der unkompensierte Puls einen relativ langen Schwanz auf der positiven Zeitachse besitzt, während der komprimierte Puls dies nicht aufweist. Dies könnte zum Beispiel ein Effekt von einer Dispersion höherer Ordnung sein.

6.5 Dielektrische Spiegel

Für die Dielektrischen Spiegel waren offensichtlich keine Sinnvollen Pulslängen bestimmbar. Dies ergibt Sinn, wenn diese nicht für Ultrakurzlaser angefertigt sind. Dielektrische Spiegel absorbieren unterschiedliche Wellenlängen durch ihre verschiedenen Schichtdicken unterschiedlich stark und dies führt zu einer Verzögerung die stark abhängig von der Wellenlänge ist. Deswegen kann die Phase des einlaufenden Pulses durch diese Interferenz stark verzerrt werden. Es ist also wichtig, vor dem Experiment zu überprüfen, ob die dielektrischen Spiegel für Ultrakurzzeit-Experimente geeignet sind. Metallische Spiegel haben diese Gefahr nicht, allerdings liefern sie auch schlechtere Reflektivitäten als korrekt präparierte dielektrische Spiegel.

6.6 Gechirpte Spiegel

Wie bereits in der Auswertung erwähnt, handelt es sich wahrscheinlich um gechirpte Spiegelpaare. Dies wird daraus gefolgert, dass die Pulsform bei kompensierter Messung verzerrt war, als vorher. Dies wäre dadurch zu erklären, dass die Spiegel bereits eine hohe negative GDD hervorrufen, was durch die negative GDD des Prismenkompressors nur noch weiter verstärkt wird. Hier hätte man versuchen können, in die andere Richtung zu drehen, um bei dem Prismenkompressor positive GDD zu erzeugen. Es ist jedoch fraglich, ob man genug positive GDD erzeugen könnte. Gechirpte Spiegel sind demnach wie der Prismenkompressor eine Möglichkeit die positive GDD von optischen Bauteilen zu kompensieren. Da der Prismenkompressor in unserer Einstellung nur negative GDD liefert, sind die Verzerrungen also zu erwarten.

7 Kritik am Versuchsaufbau und dem Handbuch

Bei diesem Versuch handelt es sich um einen relativ neuen Versuch. Deswegen ist mit ein paar Problemen zu rechnen. Der Versuchsaufbau hat kaum Probleme bereitet. Es war gut, dass man fast alles noch einmal justieren sollte, um ein Gefühl für die Justage zu bekommen, bevor die eigentlichen Messungen angefangen haben. Der größte Kritikpunkt fällt hier auf die verwendete Software Quick Frog: Es war teilweise nicht zu erkennen, wann das Programm bereit war, neue Daten zu sammeln, was zum Beispiel zu Ausreißern wie beim Spatial Chirp oder beim MgF2 Glas führen kann. Das größte Problem war allerdings, wie das Programm Daten gespeichert hat. So war es sehr mühsam, durch alle Ordner zu gehen und die relevanten Daten zu sammeln, besonders weil viele Daten ausschließlich über einen Screenshot einsehbar waren. Das Handbuch war gut verständlich und man wusste eigentlich immer, was beim Versuch zu machen war. Allerdings hätte ich mich über eine etwas konkretere Aufgabenstellung für die Datenauswertung gefreut. Die Aufgaben sind (wahrscheinlich gewollt) sehr offen gestellt. Es heißt nur "Werten Sie die Daten

aus". Dies zusammen damit, dass keine relevanten Formeln gegeben waren und auch die Literatur nicht eingegrenzt wurde, machte die Literaturrecherche für diesen Versuch sehr aufwendig. Natürlich hat man Formeln gefunden, war sich aber nie sicher, ob sie brauchbar sind, oder nicht, bzw ob man überhaupt eine Auswertung solcher Art durchführen sollte. Besonders für jemanden, der vorher keine Erfahrung mit nichtlinearer Optik gemacht hat, war es also eine große Herausforderung. Der zeitliche Rahmen für diesen Versuch wurde für 1.5 Credits somit bei weitem gesprengt. Es wäre also sinnvoll, genauere Arbeitsaufträge zu geben, wie "Führen Sie einen Phasenfit um das Spektrum aus", oder "benutzen Sie folgende Formel, um . . ." und außerdem die Literatur etwas einzuschränken, vielleicht die wirklich relevanten Kapitel ausgedruckt parat zu haben. Dies würde zumindest ein Gefühl von Sicherheit gewähren, dass man nicht völlig auf dem falschen Pfad ist, ein Gefühl was ich leider für einen Großteil der Zeit hatte. Dennoch hat man, besonders im Labor, viel über das praktische Arbeiten mit Laserquellen und die Justage von optischen Aufbauten gelernt, was meine Erwartungen an diesen Versuch erfüllt hat.

Literatur

- [1] *Praktikumshandbuch*. master-fp.physik.uni-goettingen.de. – Von Betreuerin erhalten
- [2] *Prism compressor*. <http://en.wikipedia.org/wiki/Prism-compressor>. – Zugriffsdatum: 11.12.2017
- [3] *refractive index database*. <https://refractiveindex.info/>. – Zugriffsdatum: 11.12.2017
- [4] *Swamp Optics*. <http://www.swampoptics.com>. – Zugriffsdatum: 11.12.2017
- [5] : *Swamp Optics Tutorial on FROG*. <http://www.swampoptics.com/assets/tutorials-frog-2015.pdf>
- [6] *Swamp optics tutorial on spatial chirp*. <http://www.swampoptics.com/assets/tutorials-spatio-temporal-2015.pdf>. – Zugriffsdatum: 11.12.2017
- [7] AKTURK, Selcuk ; GU, Xun ; ZEEK, Erik ; TREBINO, Rick: Pulse-front tilt caused by spatial and temporal chirp. In: *Opt. Express* 12 (2004), Sep, Nr. 19, S. 4399–4410. – URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-12-19-4399>
- [8] DIELS, Jean-Claude ; RUDOLPH, Wolfgang: *Ultrashort Laser Pulse Phenomena - Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale*. Amsterdam, Boston : Academic Press, 2006. – ISBN 978-0-080-46640-8
- [9] TREBINO: *Ultrafast optics course - lecture notes*. <http://frog.gatech.edu/talks.html>. – Zugriffsdatum: 11.12.2017
- [10] TREBINO, Rick: *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* -. Berlin Heidelberg : Springer Science Business Media, 2012. – ISBN 978-1-461-51181-6