

# **Autokorrelation**

Michael Gutnikov  
michael.gutnikov@udo.edu

Lasse Sternemann  
lasse.sternemann@udo.edu

Abgegeben am 27.07.2022

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Ziel</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Erzeugung ultrakurzer Pulse . . . . .	3
2.1.1	Mode-Locking . . . . .	3
2.1.2	fs-Laser . . . . .	5
2.2	Vermessung ultrakurzer Pulse . . . . .	7
2.2.1	Autokorrelation . . . . .	7
2.2.2	Summenfrequenzerzeugung . . . . .	7
2.2.3	Intensitätsautokorrelation . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau und -durchführung</b>	<b>10</b>
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>11</b>
4.1	Pulsdauer mit Bandpassfilter . . . . .	11
4.2	Pulsdauer mit dispersiven Medien . . . . .	11
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>14</b>

# 1 Ziel

Heutzutage ist es mit modernen Lasersystemen möglich ultrakurze Pulse im Bereich von wenigen Femtosekunden zu erzeugen und mit Hilfe dieser Prozesse mit Zeitskalen in der gleichen Größenordnung zu untersuchen. Problematisch stellt sich dabei das Messen dieser ultrakurzen Pulse dar, weil die Messelektronik zu langsam arbeitet und nur Pulse bis zum niedrigen Nanosekundenbereich vermessen kann. In der Methode der Autokorrelation wird diese Limitierung umgangen, indem der fs-Puls mit sich selbst abgetastet wird und die Intensität bei jedem Abtastschritt über längere Zeit mit der vorhandenen Elektronik gemessen werden kann. Solch ein Autokorrelator soll in diesem Versuch genutzt werden, um fs-Pulse sowie deren Verhalten beim Transmittieren durch Medien, wie Glas oder Silizium zu untersuchen.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Erzeugung ultrakurzer Pulse

Um Pulse mit Pulsdauern von wenigen Femtosekunden zu erzeugen, werden Laser, die Licht mit einer besonders großen Bandbreite erzeugen, mit der Technik des Mode-Locking kombiniert. Die große Bandbreite  $\Delta\nu$  ist dabei notwendig, da die zeitliche Dauer des Pulses  $\Delta\tau$  durch die Heisenberg'sche Unschärferelation in Form des Zeit-Bandbreite-Produkts

$$\Delta\tau \cdot \Delta\nu = \text{const}, \quad (1)$$

das eine von der Pulsform abhängige Konstante besitzt, nach unten limitiert ist. Diese Beziehung lässt sich mathematisch aus der Fouriertransformation zwischen Zeit und Frequenz berechnen.

#### 2.1.1 Mode-Locking

In dem Resonator eines Laser können bis zu 100000 longitudinale Moden entstehen, die im Dauerstrich Laserbetrieb ohne feste Phasenbeziehung schwingen. Beim Mode-Locking wird versucht zwischen den einzelnen Moden eine feste Phasenbeziehung zu erreichen, sodass es zu Interferenz zwischen den stehenden Wellen kommen kann. Dies führt, wie in Abbildung 1 a) zu sehen, zu einer periodischen Wiederholung der Intensität mit der Durchlaufzeit durch den Resonator  $T_C$ . Zur Optimierung der Interferenz wird versucht die Phase aller Moden anzugleichen, sodass, wie in Abbildung 1 b) dargestellt, letztendlich nur noch ein einzelnes ultrakurzes Wellenpaket durch den Resonator wandert und ausgekoppelt werden kann. Das Wellenpaket setzt sich also aus den stehenden Wellen der verschiedenen Frequenzen zusammen und kann als Fouriertransformation des Frequenzspektrums gesehen werden. Dies erklärt, dass die Menge der Moden und dementsprechend die Bandbreite  $\Delta\nu$  die minimal mögliche Pulsdauer  $\Delta\tau_{\text{ML}}$  nach

$$\Delta\tau_{\text{ML}} = \frac{2\pi}{\Delta\nu}$$

bestimmt. Umgesetzt werden kann das Modelocking entweder durch die aktive Modulation, bei der zum Beispiel ein Shutter aktiv oszilliert, um längere Pulse abzuschwächen, oder durch passive Modulationen. In dem hier genutzten System wird mit der Additiven Puls Modenkopplung eine passive Modulationsart genutzt. Diese beruht darauf, dass zunächst elliptisch polarisiertes Licht im Dauerstrichbetrieb durch ein Medium läuft, dessen Brechungsindex linear mit der Intensität des Lichts ansteigt. Wenn eine zufällige Fluktuation der Laserintensität die Form eines Pulses annimmt, führt der nicht lineare Brechungsindex zu einer Rotation der Ellipse, da die lineare Komponente der Ellipse mit der stärkeren Amplitude stärker zeitlich verzögert und damit die Phasenverschiebung der beiden zueinander verändert wird. Diese Rotation ist für das Zentrum des Pules größer als für die weniger intensiven Anteile. Dieser Puls durchläuft nun ein  $\lambda/4$ -Plättchen, das den Puls linear polarisiert und anschließend eine  $\lambda/2$ -Plättchen, das den Puls um einen Winkel dreht. Dieser Winkel ergibt für die Pulse maximaler Intensität einen Polarisationswinkel, sodass der Anteil maximaler Amplitude durch einen Polarized Beam-Splitter Cube (PBSC) transmittiert wird. Für Pulsanteile geringerer Intensität ist der finale Winkel nicht optimal, sodass diese Anteile unterdrückt und effektiv abgeschnitten werden. Nach Transmission durch den PBSC wird der Puls erneut aus einer Kombination von einem  $\lambda/2$ - und  $\lambda/4$ -Plättchen elliptisch polarisiert. Die so erreichbaren Pulsdauern liegen im Bereich von 100 fs, sofern der Strahlungsübergang des Lasers eine genügend große Linienbreite und somit viele lasefähige Moden besitzt.

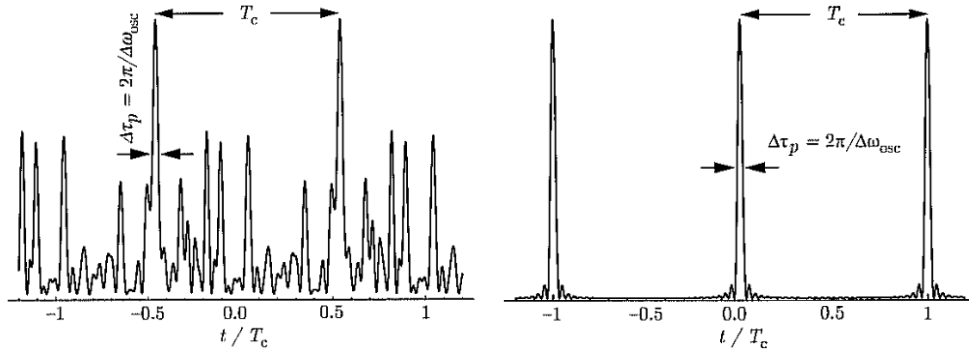


Abbildung 1: a) Zeitlicher Verlauf der Intensität des Laser bei Überlagerung der Moden mit fester Phasenbeziehung. b) Zeitlicher Verlauf der Intensität, wenn die Moden alle die gleiche Phase besitzen. Entnommen aus [1]

### 2.1.2 fs-Laser

Das in diesem Versuch genutzte und in Abbildung 2 dargestellte Lasersystem setzt sich aus einem Faserlaser zusammen, der mit einem Ringresonator in Kombination mit Verzögerungsplättchen und eines PBSCs, einer undotierten Faser mit negativer Group-Velocity-Dispersion (GVD), einer dotierten Faser mit positiver GVD und weiteren Verzögerungsplättchen und Silizium Prismen zur Erzeugung von ultrakurzen Pulsen genutzt wird.

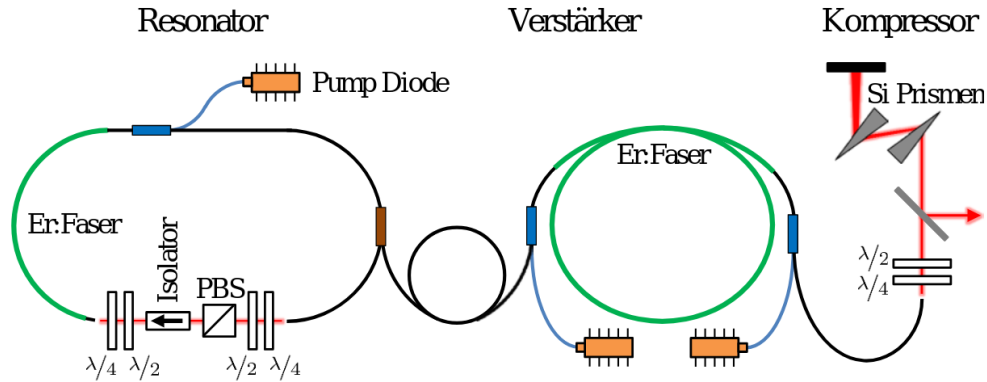


Abbildung 2: Aufbau des Laser zur Erzeugung von ultrakurzen Pulsen. Entnommen aus [2]

Zur Erzeugung der primären Strahlung wird eine Quarzglas-Glasfaser genutzt, deren innerer Kern mit  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen dotiert ist und als aktives Medium fungiert. Ein infraroter Laser mit einer Wellenlänge von 980 nm regt die  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen in den höchsten Zustand eines Drei-Niveau-Systems an, dessen Übergang in den Grundzustand dipolverboten ist. Daher kann schnell eine Besetzungsinversion erreicht werden und durch Übergang in den zweithöchsten Zustand anschließend ein strahlender Übergang stattfinden. Dieser emittiert bei einer zentralen Wellenlänge von 1550 nm und besitzt eine große Bandbreite, da die zugehörigen Zustände durch die Elektron-Phonon-Wechselwirkung des dotierten inneren Kerns mit dem undotierten Quarzglas der äußeren Schicht stark verbreitert sind.

Die so entstehende Strahlung befindet sich zunächst im Dauerstrichbetrieb und wird wie zuvor beschrieben über die Additiven Puls Modenkopplung im Ringresonator transformiert. Anschließend werden diese Pulse ausgekoppelt und durch eine Faser mit negativer GVD transmittiert. Die GVD steckt in der Taylorentwicklung der Dispersion um die zentrale Frequenz  $\omega_0$

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \text{GD} \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \text{GVD} \cdot (\omega - \omega_0)^2, \quad (2)$$

die die Abhängigkeit des Wellenvektors beziehungsweise der Phase  $\phi$  von der instantanen Kreisfrequenz  $\omega$  angibt. Die Gruppenverzögerung (GD) gibt an, wie lange Frequenzanteile

eines Pulses benötigen, um durch ein Medium zu propagieren. Die GVD wiederum beschreibt, wie die GD von der Frequenz des Lichts abhängt. Wie in Abbildung 3 dargestellt, führt die Dispersion zu einer Erhöhung der Pulsdauer

$$\Delta\tau_{\text{neu}} = \sqrt{1 + \left( \frac{4 \ln(2) \cdot \text{GVD}}{\Delta\tau_{\text{alt}}^2} \right)^2}, \quad (3)$$

die für hohe GVD und kurze Pulsdauern  $\Delta\tau_{\text{alt}}$  maximal wird. Bei normaler Dispersion laufen höhere Frequenzen schneller und bei anormaler Dispersion laufen niedrigere schneller. Dies führt wie in Abbildung 3 zu erkennen zu einem sogenannten Chirp, der die Änderung der Frequenz eines Pulses entlang seiner Zeitskala beschreibt. Zusätzlich tritt in dieser Faser auch der nicht-lineare Effekt der Selbstphasenmodulation auf, der die Bandbreite des Pulses bei Propagation durch ein nicht lineares Medium wie Quarzglas erhöht.

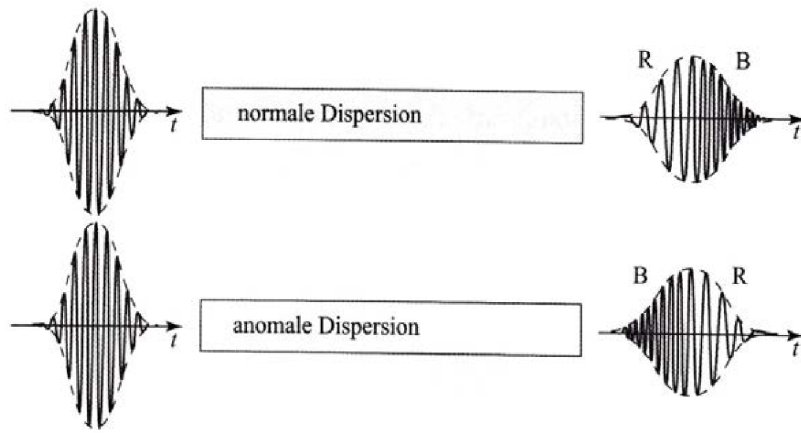


Abbildung 3: Aufbau des Laser zur Erzeugung von ultrakurzen Pulsen. Entnommen aus [3]

Der nun bezüglich seiner Bandbreite und Dauer gestreckte Puls, wird in eine mit  $\text{Er}^{3+}$ -Ionen dotierte und gepumpte Faser eingekoppelt, deren GVD positiv ist. Die hier auftretende Dispersion kompensiert zum einen den zuvor entstandenen Chirp und kann zusätzlich den Puls auf nun noch kürzere Dauern komprimieren, da die Limitierung durch die erhöhte Bandbreite gesenkt wird. Die Kompression funktioniert über das Aufholen der in der undotierten Faser noch langsameren Frequenzanteile auf die zuvor schnelleren aufgrund der umgekehrten GVD. Die so komprimierten Pulse sind quasi chirpfrei und werden nach horizontaler Polarisierung durch eine Kombination eines  $\lambda/2$ - und  $\lambda/4$ -Plättchens noch durch zwei Silizium-Prismen bezüglich ihrer Pulsdauer und ihres Chirps feinjustiert. Letztendlich wird so ein gepulster Laserbetrieb bei einer zentralen Wellenlänge von 1550 nm und einer Pulsdauer von circa 100 fs bei gaußförmiger Pulsform erreicht.

## 2.2 Vermessung ultrakurzer Pulse

### 2.2.1 Autokorrelation

Bei der Autokorrelation wird, wie in der Einleitung beschrieben ein Laserpuls mit einer Kopie von sich selbst abgetastet, sodass ein zeitliches Intensitätsprofil dessen erstellt wird. Da der Abtastpuls so immer in der Größenordnung des zu vermessenden Pulses liegt, können so auch ultrakurze Pulse vermessen werden. Um die Autokorrelation vermessen zu können, müssen die beiden Pulse räumlich und zeitlich überlagert werden. Bei interferometrischen Autokorrelatoren kommt es dann zu Interferenz zwischen den einzelnen Pulsen, aus der Informationen über die Länge des Pulses und dessen Chirp gewonnen werden kann. Bei der in diesem Versuch genutzten Intensitätsautokorrelation werden die Pulse in einem nicht linearen Medium überlagert und der Effekt der Summenfrequenzerzeugung genutzt, um Informationen über die Pulslänge aber nicht den Chirp zu erhalten.

### 2.2.2 Summenfrequenzerzeugung

Beim Prozess der Summenfrequenzerzeugung (*Sum Frequency Generation*, SFG) generieren zwei Photonen in einem nicht-linearen Kristall ein drittes Photon. In der Wellenbeschreibung des Lichts entspricht dies zwei elektrischen Feldern einfallender Strahlen, die einen dritten Strahl erzeugen, dessen elektrisches Feld mit der Summe der Frequenzen der ursprünglichen Felder schwingt. Zur Erklärung dieses Phänomens muss die durch Licht induzierte Polarisierung eines Mediums betrachtet werden. Da die SFG ein nicht-linearer Effekt zweiter Ordnung ist, wird die Potenzreihe der Polarisierung  $P$  auf die ersten beiden Summanden beschränkt und skalar betrachtet

$$P = \varepsilon_0 \left( \chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 \right),$$

sodass zwischen einem linearen und einem nicht-linearen Summanden unterschieden werden kann. Zusätzlich erfordert die quadratische Abhängigkeit von dem elektrischen Feld, dass das nicht-lineare Medium nicht zentrosymmetrisch ist, weil der quadratische Term dann keinen Beitrag liefern würde. Als Ansatz der elektrischen Felder der einfallenden Photonen mit den Amplituden  $A_1$  und  $A_2$  wird eine Summe gewählt

$$E(t) = A_1 \cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}) + A_2 \cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}),$$

die aufgrund des Skalarprodukts zwischen dem Wellenvektor  $\vec{k}_i$  und dem Ortsvektor  $\vec{r}$  auch die Ausbreitungsrichtung der beiden Photonen berücksichtigt. Wird dieser Ansatz in die Polarisierung eingesetzt, ergeben sich als lineare Reaktion der Polarisierung zwei Schwingungen, die mit den Fundamentalfrequenzen  $\omega_{1,2}$  schwingen. Aufgrund der quadratischen Antwort entsteht neben hier vernachlässigten Summanden ein Beitrag

$$P_{\text{SFG}} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} A_1 A_2 \cos\left((\omega_1 + \omega_2) t - (\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \cdot \vec{r}\right),$$

der eine Schwingung mit der Frequenz  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$  beschreibt. Dies entspricht der der SFG zugrundeliegenden Polarisation  $P_{\text{SFG}}$ , deren Amplitude dem Produkt der fundamentalen Schwingungsamplituden entspricht. Aufgrund des proportionalen Zusammenhangs zwischen Polarisation und elektrischem Feld erzeugt  $P_{\text{SFG}}$  eine zusätzliche elektrische Schwingung. Für den Fall zwei gleicher Pulse entspricht die SFG der Erzeugung der zweiten Harmonischen.

### 2.2.3 Intensitätsautokorrelation

Bei der Intensitätsautokorrelation wird der zu vermessenden Laserpuls zunächst, wie in Abbildung 4 dargestellt, über einen Strahlteiler in zwei Pulse aufgeteilt. Der optische Weg  $\Delta x$  einer der Pulse kann verändert werden, da dieser an Spiegeln, die auf einer mechanischen Schiebeplattform befestigt sind, reflektiert wird. Auf diese Weise lässt sich ein zeitlicher Versatz  $\tau = \frac{2\Delta x}{c}$  zwischen den beiden Pulsen erzeugen. Nachdem einer der Pulse die sogenannte Verzögerungsstrecke durchlaufen hat, werden beide Pulse in ein nicht-lineares Medium, hier ein  $\beta$ -Bariumborat (BBO)-Kristall, fokussiert, der zur Erzeugung von zweiten Harmonischen geeignet ist. Dabei interferieren die beiden Pulse und erzeugen zum einen jeweils ihre eigene zweite Harmonische (*Second Harmonic Generation*, SHG) und bei zeitlichem sowie räumlichem Überlapp zusätzlich einen weiteren Puls, der aus der SFG der beiden Pulse entsteht. Da die beiden einfallenden Pulse nicht kollinear verlaufen, lassen sich die beiden zweiten Harmonischen durch Blenden unterdrücken und nur das SFG-Signal, das mittig in Richtung der Summe der beiden Wellenvektoren austritt, durch eine Photodiode detektieren. Photodioden sind Dioden, die in Sperrrichtung und bei möglichst keiner Bias-Spannung betrieben werden. Auf diese Weise lässt sich ein zur einstrahlenden Intensität linearer Strom mit geringem Untergrund messen, sofern die Photonenenergie genügt, um Elektronen des Diodenmaterials aus dem Valenz- in das Leitungsband anzuheben.

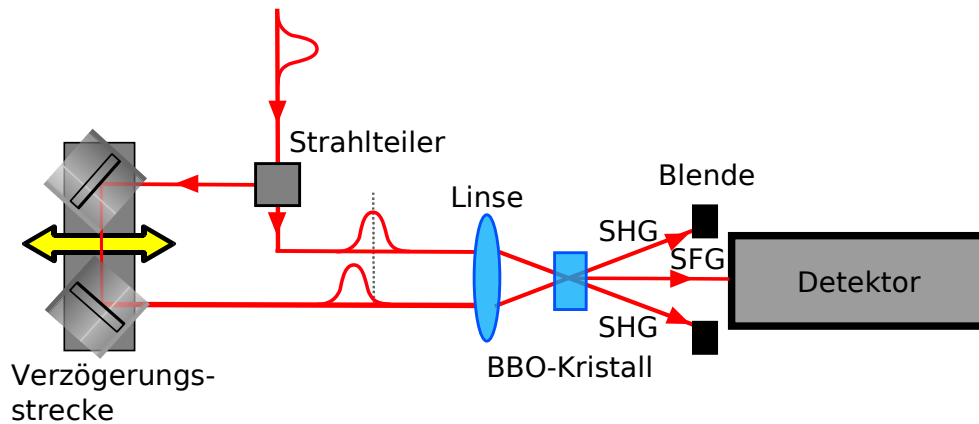


Abbildung 4: Typischer Aufbau zur Vermessung ultrakurzer Pulse mittels Intensitätsautokorrelation.



Das SFG-Signal  $S_{\text{SFG}}$

$$S_{\text{SFG}} = \int_{-\infty}^{\infty} (E^2(t)E^2(t - \tau)) dt, \quad (4)$$

das sich in Abhängigkeit des zeitlichen Versatzes  $\tau$  zwischen den beiden Pulsen ändert, wird in der Autokorrelation gemessen. Es handelt sich dabei um die mathematische Faltung des Pulses  $E(t)$  mit seinem zeitlich versetzten Abbild  $E(t - \tau)$ . Dies wird als Intensitätsautokorrelation bezeichnet. Die Änderung des optischen Weges durch die Verzögerungsstrecke erlaubt das Messen des Signals für unterschiedliche  $\tau$ . Dies entspricht dem Abtasten des Pulses mit sich selbst. Aus der resultierenden Halbwertsbreite der Intensitätsautokorrelation lässt sich über einen Faktor  $C^{\text{Pulsform}}$ , der für verschiedene Pulsformen variiert, mittels

$$\tau_{\text{FWHM}}^{\text{Pulsform}} = \frac{1}{C^{\text{Pulsform}}} \cdot \tau_{\text{FWHM}}^{\text{Autokorrelation}}$$

leicht die zeitliche Halbwertsbreite dieses Pulses bestimmen. Dieses Konzept gibt Rückschlüsse auf die zeitliche Pulsdauer. Für einen gauß'schen Puls der Dauer  $\Delta\tau$  der Form

$$I(t) \propto \exp\left(-4 \ln(2) \left(\frac{t}{\Delta\tau}\right)^2\right) \quad (5)$$

ergibt das Einsetzen in Gleichung 4 folgenden Zusammenhang zwischen der zeitlichen Halbwertsbreite der Autokorrelation und der Pulsdauer:

$$\Delta\tau_{\text{FWHM}}^{\text{Pulsform}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \Delta\tau_{\text{FWHM}}^{\text{Autokorrelation}}$$

Um bei der Messung das Hintergrundrauschen zu unterdrücken, kann das einfallende Licht durch einen Chopper mit festgelegter Frequenz moduliert werden. Das Signal der Photodiode wird mit dem Signal des Choppers moduliert und über einen Lock-In-Filter integriert.

### 3 Versuchsaufbau und -durchführung

Der hier verwendete Versuchsaufbau ähnelt dem in 4 gezeigten typischen Autokorrelations-Set-Up. In unserem Fall wird die Linse zur Fokussierung der zwei eingehenden Strahlen auf den BBO-Kristall durch einen sphärischen Spiegel ersetzt. Außerdem wird, wie schon in Kapitel 2.2.3 beschrieben ein Lock-In-Verstärker sowie ein Chopper verwendet, um Hintergrundrauschen rauszufiltern.

Zum Vermessen der Autokorrelationsspuren wird zuerst durch grobes Abtasten der ungefähre Mittelpunkt und die Breite des Autokorrelationssignals bestimmt, um den Messbereich der Delay-Line festzulegen. Daraufhin wird die Delay-Line in  $1\text{ }\mu\text{m}$ -Schritten abgefahren und das Autokorrelationssignal durch die Photodiode vermessen.

Als Erstes wird der Laser vermessen ohne in irgendeiner Weise moduliert zu werden. Daraufhin werden abwechselnd zwei Bandpassfilter in den Strahlengang zwischen die Laser-Erzeugung und den Beam-Splitter eingesetzt. Diese beschränken die Bandbreite auf einen Bereich von  $\pm 30\text{ nm}$  bzw.  $\pm 12\text{ nm}$  um die Wellenlänge von  $1550\text{ nm}$ , welche der zentralen Wellenlänge des Lasersystems entspricht. Für beide Filter wird jeweils die Autokorrelationsspur aufgenommen. Für jede dieser drei Messungen wird ebenfalls ein Spektrum aufgenommen vor dem Eintreffen am BBO-Kristall aufgenommen.

Als nächstes werden die Filter aus dem Strahlengang entfernt und ein  $12\text{ mm}$  dicker Silizium-Block eingesetzt. Nach Abfahren der Delay-Line und einem erneuten Vermessen des Autokorrelationssignals wird der Silizium Block durch SF11-Glassblöcke ersetzt. Es standen vier Blöcke mit den Dicken ( $13.51\text{ mm}$ ), ( $17.64\text{ mm}$ ), ( $23.85\text{ mm}$ ) und ( $29.83\text{ mm}$ ) zu Verfügung. Diese wurde jeweils im Strahlengang vermessen und zusätzlich wurden die zwei letzten Blöcke kombiniert und es wurde die Autokorrelationsspur für eine Propagationsstrecke  $23.85\text{ mm} + 29.83\text{ mm} = 53.68\text{ mm}$  aufgenommen.

## 4 Auswertung

Das gemessene Autokorrelationssignal des unmodulierten Lasers ist zusammen mit dem vermessenen Spektrum in Abbildung 5 zu sehen. Das Spektrum weist ein Hauptmaximum bei  $\sim 1550$  nm auf, wie vom Lasersystem zu erwarten, und weitere kleinere Peaks bei Wellenlängen von  $\pm 50$  nm auf. Obwohl der Puls als gaußförmig angenommen wird, weist die Autokorrelationsspur neben einem Peak in der Mitte zwei Schultern auf. Diese werden Satelliten zugewiesen und werden in der Folgenden Brechnung ausgeschlossen. An dem gaußförmig Bereich der Spur wird, wie in Formel 5 beschrieben, ein Gauß-Fit der Form

$$I(x) = A \cdot \exp \left( -4 \ln(2) \left( \frac{\tau}{\Delta\tau_{AK}} \right)^2 \right) \quad (6)$$

durchgeführt. Dieser ist ebenfalls in Abbildung 5 dargestellt und liefert nach Formel 2.2.3 eine Pulsdauer von

$$\Delta\tau^{\text{Laser}} = (80.41 \pm 0.92) \text{ fs} \quad (7)$$

Die Diskussion der Ergebnisse und der Vergleich mit den erwarteten Werten erfolgt in Kapitel 5.

### 4.1 Pulsdauer mit Bandpassfilter

Auch hier wird das Spektrum und die Autokorrelationsspur betrachtet. In Abbildung 6 sind diese für den 30 nm-Filter zu sehen. Im Spektrum gibt es, wie zu erwarten, nur noch Beiträge unmittelbar um die zentrale Wellenlänge, da nur die Wellenlängen in einem Bereich von  $\pm 30$  nm durch den Filter transmittiert werden. Auch hier wird wieder ein Gauß-Fit an den 'satelliten-freien' Teil des Autokorrelationssignals gelegt (siehe 6) und aus dem Fit-Parameter und mit Hilfe von Formel 2.2.3 die Pulslänge bestimmt. Diese ergibt sich für den 30 nm-Filter als

$$\Delta\tau^{30\text{nm}} = (171.33 \pm 1.76) \text{ fs} . \quad (8)$$

Für den 12 nm-Bandpassfilter ergibt sich im Spektrum ein noch schmalerer Bereich mit einem Beitrag. Für die Pulsdauer in diesem Fall ergibt sich

$$\Delta\tau^{12\text{nm}} = (287.27 \pm 1.51) \text{ fs} . \quad (9)$$

nach dem selben Analyseverfahren für zuvor. Der Gauß-Fit ist zusammen mit dem Spektrum in Abbildung 7 gezeigt. Auch hier werden die Ergebnisse in Kapitel 5 besprochen.

### 4.2 Pulsdauer mit dispersiven Medien

Das gemessene Autokorrelationssignal für den Laser nach Durchlaufen des 12 mm langen Silizium-Blocks ist in Abbildung 8 aufgetragen. Die gefittete Gauß-Funktion ist ebenfalls

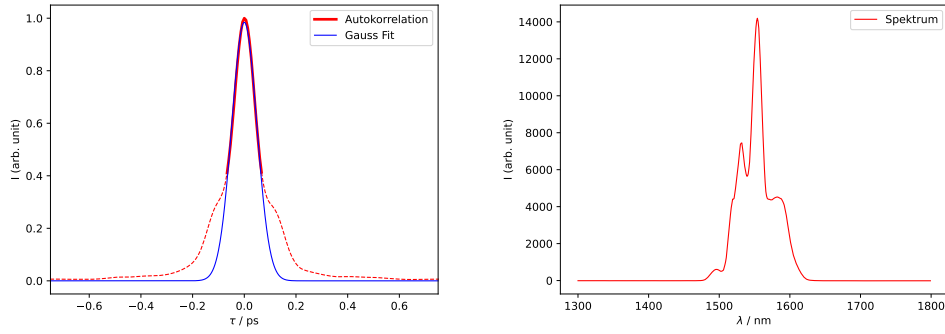


Abbildung 5: *Links:* Autokorrelationsspur des Lasers (rot). Die durchgezogene Linie zeigt den Bereich an, an dem der Gauß-Fit (blau) durchgeführt wurde. *Rechts:* Spektrum des Lasers.

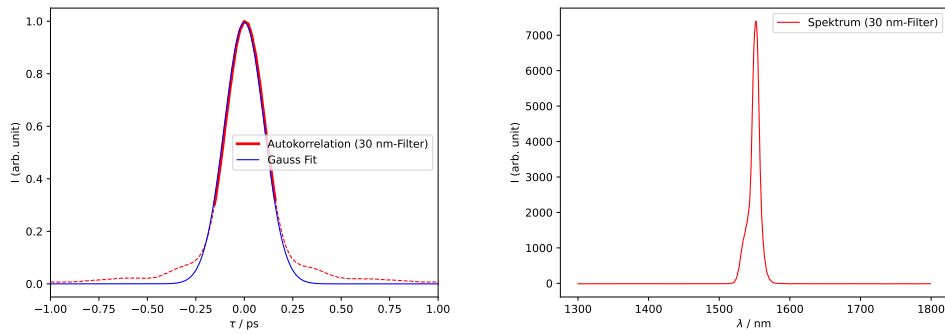


Abbildung 6: *Links:* Autokorrelationsspur des Lasers mit 30 nm-Bandpassfilter (rot) und Gauß-Fit (blau). *Rechts:* Spektrum des Passieren des Filters.

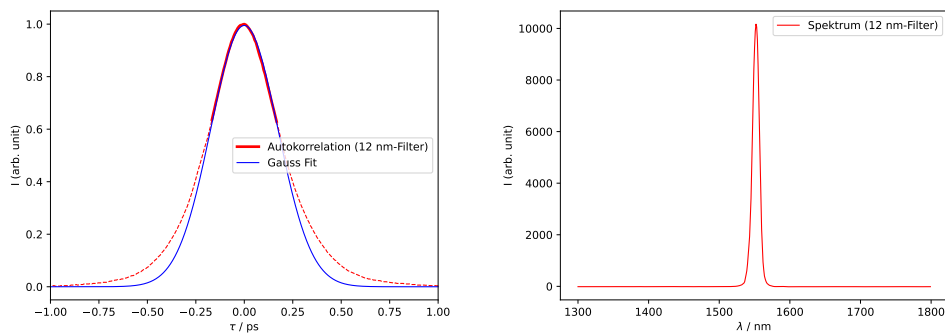


Abbildung 7: *Links:* Autokorrelationsspur des Lasers mit 12 nm-Bandpassfilter (rot) und Gauß-Fit (blau). *Rechts:* Spektrum des Passieren des Filters.

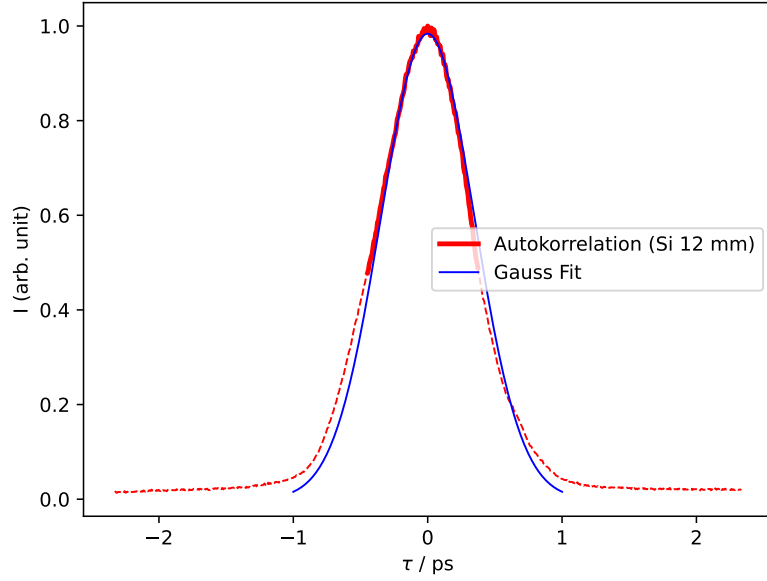


Abbildung 8: Autokorrelationsspur des Lasers nach Propagation durch Silizium (rot) und Gauß-Fit zur Bestimmung der Pulsdauer (blau).

dargestellt und führt zu einer Pulsdauer von

$$\Delta\tau^{Si} = (578.45 \pm 4.35) \text{ fs} . \quad (10)$$

Die Pulsbreite wird als nächstes für die 5 unterschiedlichen Glassblöcke bestimmt. Der Übersichtlichkeit halber sind in Abbildung 9 lediglich die Gauß-Fits für die verschiedenen Dicken aufgetragen. Diese werden wie zuvor beschrieben aus den gemessenen Autokorrelationsspuren ermittelt. Es ist eine leichte Verbreiterung des Gauß-Fits mit zunehmender Dicke der Glassblöcke zu erkennen. Die daraus bestimmten Pulsdauern sind in Tabelle 1 aufgelistet.

Tabelle 1: Pulsdauern des Lasers nach Propagation durch die unterschiedlichen Glassblock-Dicken.

Dicke / mm	Pulsdauer $\Delta\tau$ / fs
13.51	$(86.34 \pm 0.75)$
17.64	$(87.63 \pm 1.14)$
23.85	$(87.71 \pm 1.25)$
29.83	$(90.10 \pm 0.48)$
53.68	$(97.06 \pm 0.86)$

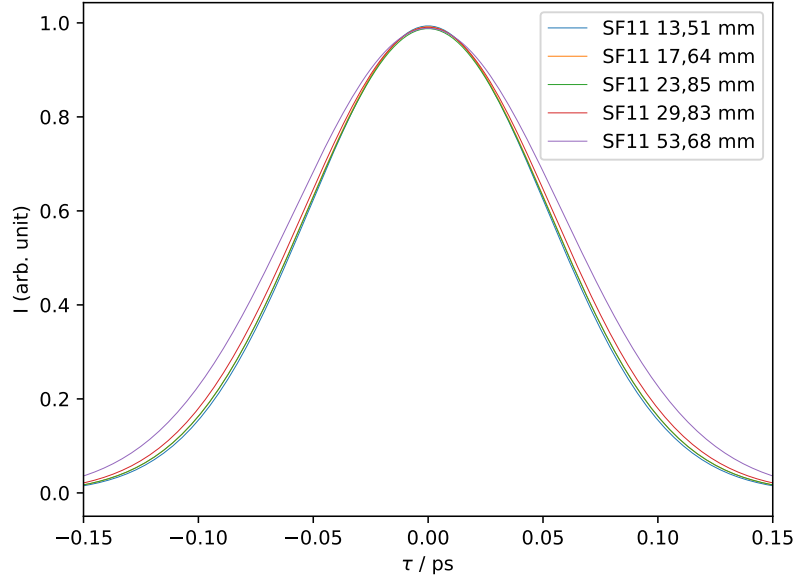


Abbildung 9: Gefittete Gauß-Funktionen zur Bestimmung der Pulsdauer für die unterschiedlichen Glassblock-Dicken.

## 5 Diskussion

Der Literaturwert für die Pulsdauer des unmodulierten Lasers liegt bei  $\Delta\tau^{\text{Laser,Lit}} = 100$  fs. Das entspricht einer Abweichung von 19.59 % von der vermessenen Pulsdauer  $\Delta\tau^{\text{Laser}} = (80.41 \pm 0.92)$  fs. Diese kann möglicherweise darauf zurückgeführt werden, dass die "Peak-Schultern" der Autokorrelationsspur nicht für die Bestimmung der Pulsbreite betrachtet wurden und aus diesem Grund konnte die Pulsdauer unterschätzt werden. Eine Gauß-Summe als Fit-Funktion lieferte allerdings eine noch höhere Abweichung vom Literaturwert, weshalb ein einfacher Gauß-Fit verwendet wurde.

Für den Laser nach Durchlaufen der Bandpassfilter ergaben sich deutlich verbreiterte Pulse. Das stimmt mit Formel 1 überein, dass die minimale Pulsbreite durch die maximale Bandbreite begrenzt ist. Als Faktor für die Pulsverbreiterung ergab sich dabei für den 30 nm- bzw. 12 nm-Filter 2.1 bzw. 3.6. Diese stimmen in etwa mit den Verhältnissen Bandbreiten  $\Delta\lambda$  überein, welche aus den Spektren in Abbildungen 5, 6 und 7 ermittelt wurden.

Im Falle der Propagation des Lasers durch Glassblöcke steigender Dicke ergab sich eine steigende Pulsbreite, aufgrund des längeren, im dispersiven Medium zurückgelegten, Weges. Da SF11 Glass einen relativ geringen Brechungsindex ( $n_{\text{SF11}} \approx 1.8$ ) besitzt ist der Effekt nicht so groß und es entsteht lediglich eine Pulsverbreiterung von 5.93 – 16.65 fs. Anders sieht es bei dem Silizium-Block aus, wo es aufgrund des hohen Brechungsindex

( $n_{\text{Si}} \approx 3.7$ ) zu einem großen Geschwindigkeitsunterschied zwischen den unterschiedlichen Wellenlängen kommt. Daher tritt schon bei einer Propagationsstrecke von 12 mm eine starke Pulsverbreiterung um den Faktor  $\sim 7$  auf.

Abschließend kann gesagt werden, dass die bestimmten Pulsbreiten stets den Erwartungen entsprochen haben.

## Literatur

- [1] Simon Hooker und Colin E. Webb. *Laser physics*. Oxford master series in physics. Atomic, optical, and laser physics 9. OCLC: ocn631744417. Oxford ; New York: Oxford University Press, 2010. 586 S.
- [2] TU Dortmund Jostmeier. *Toptica FFS Lasersystem*. 2012.
- [3] Thorben Jostmeier. *Kohärente Kontrolle elektrischer Ströme in Galliumarsenid: Signaturen jenseits des störungstheoretischen (3)-Limits*. Masterarbeit. 2012.