

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Masterarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Marten Prieß

geboren in Röbel/Müritz

(2012)

Aufbau und Test eines Pulsformers für Femtosekunden-Lichtpulse

Diese Masterarbeit wurde von

Marten Prieß (BSc.)

ausgeführt am

Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

unter der Betreuung von

Herrn Priv. Doz. Dr. Robert Moshhammer

(August 2012)

Abstract

The main subject of this master thesis was the construction of a pulse shaper which is able to modulate femtosecond pulses of less than 20 fs duration using a programmable liquid crystal modulator. This is done primarily by changing the spectral phase of the light pulse. The modulator can create a desired spectral phase function, which causes a change of the pulse spectrum, whose Fourier transform results in the temporally shaped intensity profile of the femtosecond pulse. Part of this work was also the development of a simulation based on Mathematica which is able to calculate by entering a certain phase function the modulated waveform of the ultrashort pulse. For the characterization of the pulse shaper, the M^2 of a He-Ne laser beam before and after passing the pulse shaper was measured. In addition, the auto-correlation signal of the femtosecond laser after the pulse shaper with and without phase function could be determined. The comparison of both signals resulted in a change in the auto-correlation signal when the liquid crystal modulator was enabled, which is due to the change of the temporal intensity profile of the light pulse.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde ein Pulsformer konstruiert, der in der Lage ist, Femtosekundenpulse von unter 20 fs mithilfe eines Flüssigkristallmodulators programmierbar zu modulieren. Dies geschieht vorrangig durch Änderung der spektralen Phase des Lichtpulses. Mithilfe des Modulators lässt sich eine gewünschte spektrale Phasenfunktion erzeugen, die eine Änderung des Pulsspektrums bewirkt, dessen Fouriertransformierte das zeitlich geformte Intensitätsprofil des Femtosekundenpulses ergibt. Durch eine im Rahmen dieser Arbeit mit Mathematica erstellten Simulation, kann aus einer vom Benutzer eingegebenen Phasenfunktion die modulierte Pulsform berechnet werden. Zur Charakterisierung des Pulsformers wurde die Beugungsmaßzahl eines He-Ne-Lasersstrahls vor und nach Passieren des Pulsformers gemessen. Außerdem konnte das Autokorrelationssignal des Femtosekunden-Lasers nach dem Pulsformer mit und ohne Phasenfunktion bestimmt werden. Der Vergleich beider Signale ergab eine Änderung des Autokorrelationssignals bei aktivem Flüssigkristallmodulator, was auf eine Änderung des zeitlichen Intensitätsprofils des Lichtpulses zurückzuführen ist.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Grundlagen	8
2.1	Beschreibung ultrakurzer Lichtpulse	8
2.1.1	Spektrale und zeitliche Phase eines Lichtpulses	10
2.2	Erzeugung ultrakurzer Lichtpulse	14
2.2.1	Erzeugung von Pikosekundenpulsen	14
2.2.2	Erzeugung von Femtosekundenpulsen	16
2.3	Messung ultrakurzer Lichtpulse	21
2.3.1	Streakkamera	21
2.3.2	Optischer Korrelator zur Messung kurzer Lichtpulse	22
2.4	Modulation der Pulsform	25
2.4.1	Aufbau eines Pulsformers	26
2.4.2	Mathematische Beschreibung der Pulsmodulation	28
2.4.3	Modulatoren	31
3	Aufbau und Realisierung des Pulsformers	34
3.1	Geometrischer Aufbau des Pulsformers	34
3.1.1	Wahl des Gitters und der Brennweite der fokussierenden Spiegel	35
3.1.2	Überprüfung der Strahlqualität	38
3.2	Der Modulator SLM-S320	40
3.2.1	Funktionsweise und Aufbau	41
3.2.2	Kalibrierung des SLM-S320	44
3.3	Technische Limitierung des Pulsformers	50
3.3.1	Grenzen der geometrischen Genauigkeit	50
3.3.2	Technische Limitierung des Flüssigkristallmodulators SLM-S320	52
4	Simulation der Pulsformung	55
4.1	Näherungen	55

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	5
4.2 Physikalischer Hintergrund	55
4.3 Implementierung der Simulation mit Mathematica	56
4.4 Ergebnisse der Simulation	58
4.4.1 Lineare Modulierungsfunktion	58
4.4.2 Nichtlineare Modulierungsfunktion	61
5 Messungen	64
5.1 Messung der Strahlqualität vor und hinter dem Pulsformer . . .	64
5.1.1 Messung der Strahlqualität vor dem Pulsformer	64
5.1.2 Messung der Strahlqualität nach dem Pulsformer . . .	65
5.2 Messung des Autokorrelationssignals nach dem Pulsformer . .	66
5.3 Messung der spektralen Auflösung und Charakterisierung der Amplitudenmodulation des SLM	74
6 Anwendungen der Pulsformung	81
6.1 Optische Fasern und Photonik	81
6.2 Biomedizinische Anwendungen	81
6.3 Phasenkontrolle in Femtosekunden-Verstärkern	82
6.4 Bandpass-Filter	82
6.5 Quantendynamische Kontrolle und nichtlineare Optik	82

1 Einleitung

Seit der Erfindung des Lasers (Light amplification by stimulated emission of radiation) vor über 40 Jahren sind aus experimenteller Sicht zahlreiche, neue Forschungsbereiche der Physik eröffnet worden. Inspiriert von Einsteins Ideen der stimulierten Emission von Photonen entwickelte Charles Townes 1951 den Maser (Microwave amplification by stimulated emission of radiation), ein Gerät, was in der Lage war, Mikrowellen zu verstärken. Etwa 9 Jahre später baute Theodore Maiman den Rubinlaser, der als der erste funktionsfähige Laser gilt. Zunächst schrieb man diesem neuartigen Gerät keine Bedeutung zu, doch schon bald wurden die vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten erkannt, denn nun war es erstmals möglich gerichtetes, kohärentes Licht einer genau definierten Frequenz zu erzeugen.

Im Bereich der experimentellen Atom- und Molekülphysik erreichte man durch die Erfindung des Lasers ein neues Niveau. Es war nun möglich, Experimente mit einer bestimmten Frequenz des Lichtes durchzuführen. Doch schon bald wurde erkannt, dass die Intensität des Laserstrahls erhöht werden musste, um theoretisch vorhergesagte Prozesse in Atomen und Molekülen beobachten zu können. Dies führte zur Entwicklung des Pulslasers. Dabei wurden zunächst vielfach Farbstofflaser verwendet, um durch aktive oder passive Modenkopplung Pulsdauern von einigen Pikosekunden zu erreichen. Dieser Pikosekundenlaser eröffnete damit eine neue Kategorie von Lasern - die Ultrakurzpulslaser. Schon bald wurde versucht, die Lichtpulse immer weiter zu verkürzen und durch das bessere theoretische Verständnis von nichtlinearen Effekten und deren Ausnutzung, kann man heute Lichtpulse im Bereich von einigen Femtosekunden erzeugen. Durch weitere Techniken ist man bereits in den Attosekundenbereich vorgedrungen.

Insbesondere die Entwicklung des Ultrakurzpulslasers brachte Einblicke in bis dahin unerforschtes Terrain. Mit den Pikosekunden- und den später entwickelten Femtosekundenlasern wurde es nun möglich Molekülbewegungen und chemische Reaktionen zu "filmen", da die Femtosekundenpulse ausreichend kurz genug sind, um Prozesse auf diesen Zeitskalen beobachten zu können. Neben der Beobachtung ist ein weiteres Ziel der Forschung, atomare und molekulare Systeme kontrollieren zu können. Um dies zu ermöglichen, muss der zeitliche Intensitätsverlauf eines Lichtpulses beliebig geformt (geschappt) werden können. Einer der ersten programmierbaren Flüssigkristall-Pulsformer wurde im Jahr 1992 von A.M. Weiner vorgestellt. Er war in der Lage mithilfe von 128 Pixeln im Flüssigkristallmodulator, Lichtpulse beliebiger Form zu kreieren. Es gibt noch zahlreiche andere Verfahren, um den Intensitätsverlauf von Lichtpulsen zu verändern, jedoch werden heute bei den meisten

Pulsformern ebenfalls Flüssigkristalle als Modulatoren verwendet. Die programmierbare Formung eines ultrakurzen Lichtpulses führt somit zur Möglichkeit, atomare Systeme quantendynamisch zu kontrollieren.

2 Grundlagen

2.1 Beschreibung ultrakurzer Lichtpulse

Wellenpakete Ultrakurze Lichtpulse (Femtosekundenpulse) können mithilfe des Wellenpaketmodells beschrieben werden. Ein Wellenpaket (Abb. 2.1) löst, wie eine einzelne elektromagnetische Welle, die aus den Maxwell-Gleichungen hergeleitete Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}. \quad (2.1)$$

Das elektrische Feld einer einzelnen Welle kann dargestellt werden durch

$$E(t) = E_0 e^{i(\omega t - kx)} \quad (2.2)$$

Da die einzelne Welle bereits Lösung der Wellengleichung ist, kann ein Wellenpaket durch eine Überlagerung aus Einzelwellen unterschiedlicher Phasen beschrieben werden

$$E_{\text{Pak}}(x, t) = \sum_j E_j e^{i(\omega_j t - k_j x)}. \quad (2.3)$$

Die räumliche Abhängigkeit des Wellenpaketes wird für weitere Betrachtungen von nun an vernachlässigt, da in dieser Arbeit nur die zeitliche Abhängigkeit von Bedeutung ist. Wir erhalten somit das Wellenpaket

$$E_{\text{Pak}}(t) = \sum_j E_j e^{i\omega_j t} \quad (2.4)$$

und im Falle eines kontinuierlichen Spektrums können wir das Wellenpaket als Fouriertransformation auffassen

$$E_{\text{Pak}}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (2.5)$$

Andererseits kann man die Fouriertransformierte $E(\omega)$ mithilfe der inversen Fouriertransformation

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{Pak}}(t) e^{-i\omega t} dt \quad (2.6)$$

berechnen.

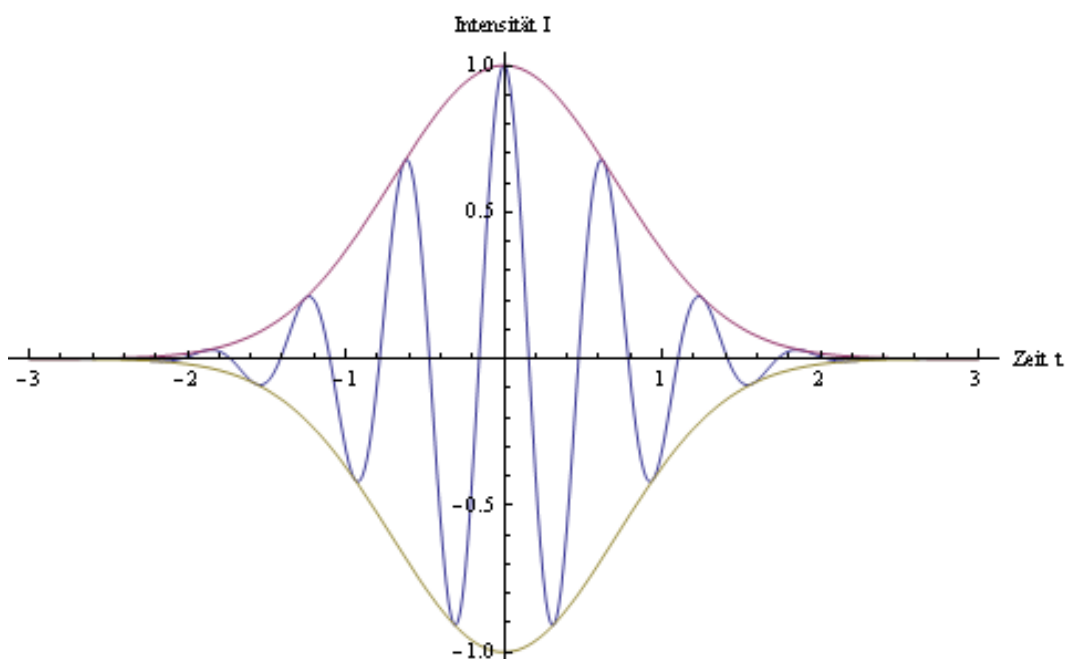


Abbildung 2.1: Gaußförmiges Wellenpaket.

Elektrisches Feld eines ultrakurzen Lichtpulses Das elektrische Feld eines Laserpulses lässt sich konkret beschreiben durch:

$$E_{Pak}(t) = E_0(t)e^{i\omega t}, \quad (2.7)$$

wobei $E_0(t)$ die einhüllende Amplitude und ω die Trägerfrequenz des Pulses ist.

Eine verallgemeinerte Form von (2.7) ist

$$E_{Pak}(t) = E_0(t)e^{i(\omega t + \Phi(t))}, \quad (2.8)$$

wobei $\Phi(t)$ die zeitliche Phase des Lichtpulses ist.

Experimentell messbare Größen des Lichtpulses sind dessen Intensität $I(t)$ und dessen Spektrum $S(\omega)$. Die zeitlich gemittelte Intensität des Pulses $I(t)$ ist definiert über das Betragsquadrat des zeitabhängigen elektrischen Feldes [LIN12]:

$$I(t) = |E_{Pak}(t)|^2 \quad (2.9)$$

Das Spektrum $S(\omega)$ ist analog definiert über das Quadrat des frequenzabhängigen elektrischen Feldes:

$$S(\omega) = E(\omega)^2. \quad (2.10)$$

2.1.1 Spektrale und zeitliche Phase eines Lichtpulses

Bei Lichtpulsen unterscheidet man zwischen zeitlicher und spektraler Phase. Die zeitliche Phase ist die Phase, die der Lichtpuls im Zeitraum durchläuft. Analog ist die spektrale Phase als Phase im Spektralraum definiert.

Zeitliche Phase Um die Effekte der zeitlichen Phase genauer untersuchen zu können [WAX09], entwickeln wir diese in eine Taylorreihe:

$$\Phi(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} b_n (t - t_0)^n = b_0 + \frac{1}{2} b_1 (t - t_0) + \frac{1}{6} b_2 (t - t_0)^2 \dots \quad (2.11)$$

$$b_n = \left. \frac{\partial^n}{\partial t^n} \Phi(t) \right|_{t=t_0} \quad (2.12)$$

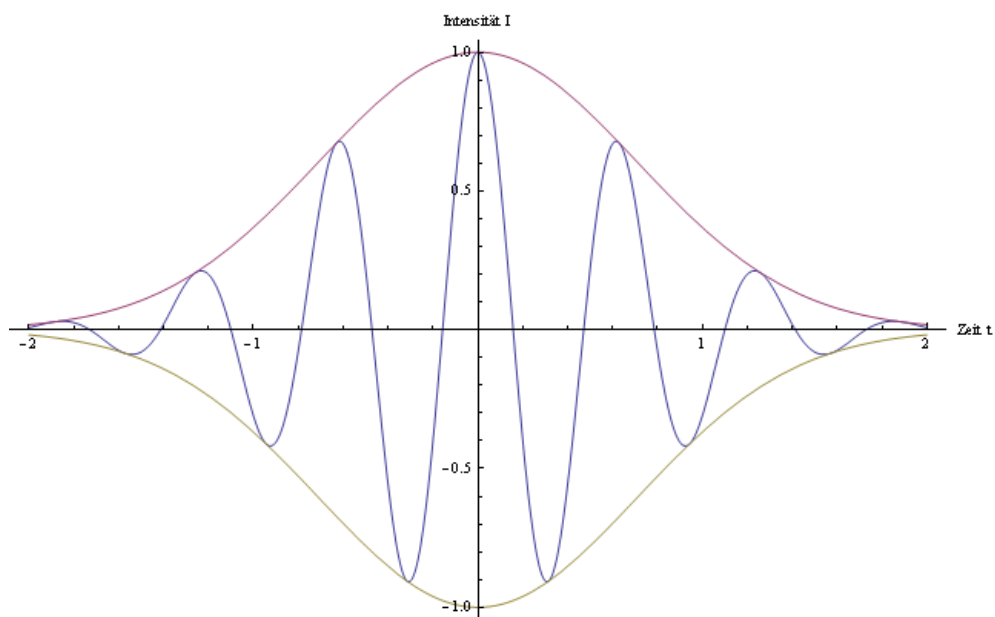
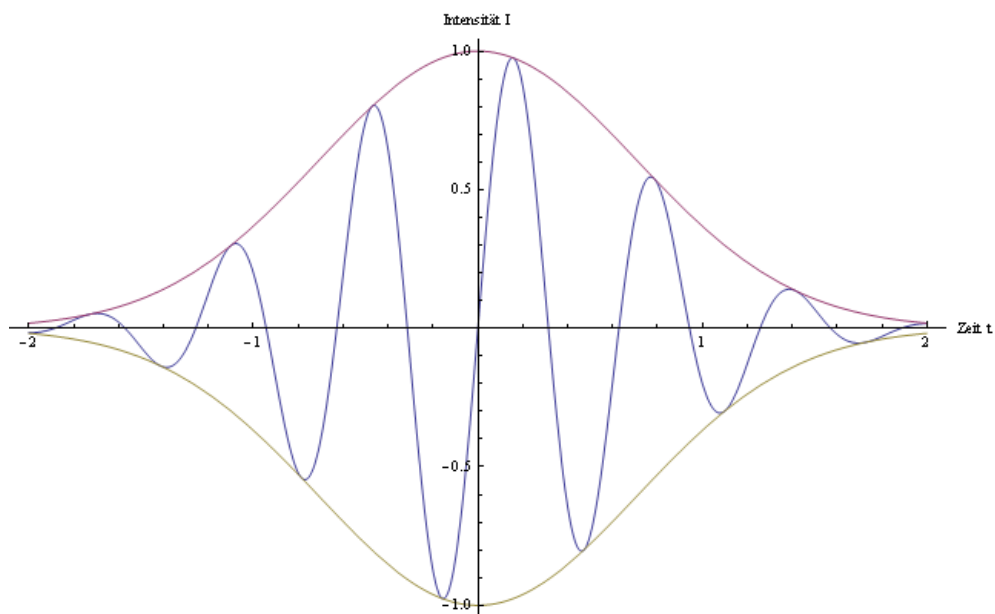
b_0 , die nullte Ordnung, repräsentiert einen Phasenshift der Trägerwelle bezüglich der Einhüllenden. Es ist der Koeffizient, der angibt, ob der Puls ein Sinus- oder ein Cosinuspuls ist (siehe Abb. 2.2 und Abb. 2.3). b_1 bedeutet einen Frequenzshift der Trägerfrequenz

$$\Delta\omega = \frac{\partial\Phi}{\partial t} = b_1 \quad (2.13)$$

und b_2 gibt an, wie sich die Frequenz mit der Zeit ändert, denn für diese gilt nun:

$$\Delta\omega = \frac{\partial\Phi}{\partial t} = b_2 \cdot t \quad (2.14)$$

solange $b_2 = \text{const.}$ Falls $b_2 > 0$ steigt die Frequenz linear mit der Zeit. Man nennt diesen Puls positiv gechirpt (“Up-Chirp“, Abb. 2.4). Im anderen Fall, nämlich genau dann wenn $b_2 < 0$ ist der Puls negativ gechirpt (“Down-Chirp“, Abb. 2.5), d.h. die Frequenz fällt linear mit der Zeit.

Abbildung 2.2: *Cosinus-Puls.*Abbildung 2.3: *Sinus-Puls: Verschiebung der Trägerwelle um $\pi/2$ gegenüber der Einhüllenden.*

Spektrale Phase Um die spektrale Phase genauer zu untersuchen, verfahren wir in gleicher Weise [WAX09]. Wir entwickeln die spektrale Phase

zunächst wieder in eine Taylorreihe und erhalten:

$$\phi(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} a_n (\omega - \omega_0)^n = a_0 + \frac{1}{2} a_1 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{6} a_2 (\omega - \omega_0)^2 \dots \quad (2.15)$$

$$a_n = \left. \frac{\partial^n}{\partial \omega^n} \phi(\omega) \right|_{\omega=\omega_0} \quad (2.16)$$

a_0 als konstanter spektraler Phasenshift entspricht im Zeitraum dem b_0 . In linearer Näherung verursacht a_1 als spektraler Phasenkoeffizient im Zeitraum eine Verschiebung der Trägerwelle mit ihrer Einhüllenden um genau a_1 . Höhere Ordnungen der Entwicklung entsprechen einem Chirpen des Pulses. Insgesamt lassen sich ultrakurze Lichtpulse mithilfe von Wellenpaketen beschreiben, deren Amplitude und Phase von entscheidender Bedeutung sind. Experimentell korrespondierende messbare Größen sind das Spektrum, die Intensität sowie die zeitliche Dauer des Pulses, welche über die FWHM (Full Width of Half Maximum) definiert ist.

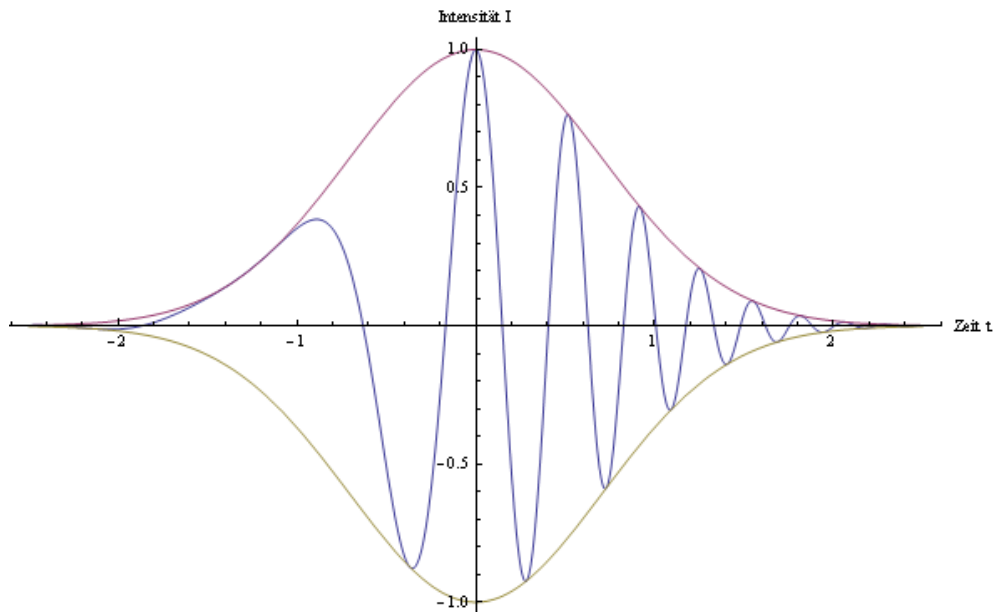


Abbildung 2.4: *Up-Chirp*. Da die Phase proportional zu t^2 ist, ändert sich die Frequenz linear mit der Zeit. Beim *Up-Chirp* nimmt sie mit der Zeit zu, das heißt die roten Spektralkomponenten des Pulses laufen in der Zeitdomäne voran, während die blauen Frequenzen nachlaufen.

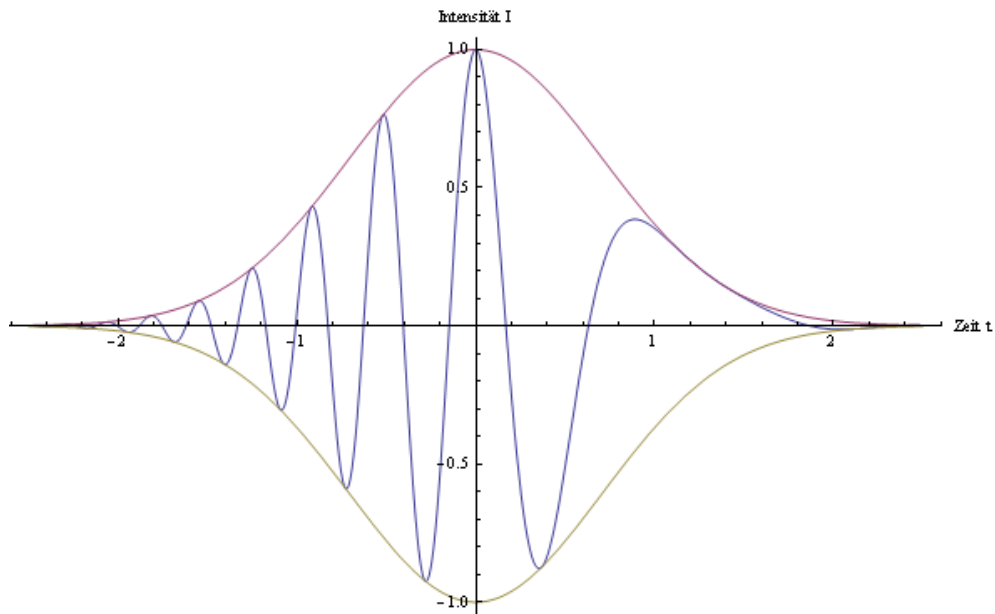


Abbildung 2.5: *Down-Chirp*. Da die Phase proportional zu t^2 ist, ändert sich die Frequenz linear mit der Zeit. Beim *Down-Chirp* nimmt sie mit der Zeit ab, das heißt die blauen Spektralkomponenten des Pulses laufen in der Zeitdomäne voran, während die roten Frequenzen nachlaufen.

2.2 Erzeugung ultrakurzer Lichtpulse

Die Erzeugung ultrakurzer Lichtpulse im Pikosekunden- bzw. Femtosekundenbereich konnte technisch erst in den letzten Jahrzehnten umgesetzt werden. Der Vorteil der Erzeugung von Lichtpulsen auf diesen Zeitskalen ist u.a. die Möglichkeit zur Beobachtung von physikalischen bzw. chemischen Prozessen, die sich im gleichen zeitlichen Rahmen abspielen (z.B. Molekularbewegungen). Dieses Kapitel behandelt die Verfahren, die es ermöglichen, Pulse mit hoher Zeitauflösung zu generieren [DEM07].

2.2.1 Erzeugung von Pikosekundenpulsen

In einem Laserresonator können laut klassischer Elektrodynamik viele Moden des Laserlichts existieren [DEM07]. Ihre Phasenbeziehung zueinander ist in einem gewöhnlichen Laser vollkommen voneinander unabhängig. Die Intensität des Laserstrahls ist daher bei einem ungekoppelten Laser gegeben durch die Intensitäten der einzelnen Moden k

$$I = \sum_k I_k. \quad (2.17)$$

Wenn man in der Lage ist, eine feste Phasenbeziehung zwischen den einzelnen Moden herzustellen, d.h. wenn man die Moden koppeln kann, dann entstehen Zeiträume hoher Intensität gefolgt von Zeiträumen niedriger Intensität. Wenn man diese Kopplung für eine höhere Intensität optimiert, erhält man für sehr kurze Zeiträume sehr hohe Intensitäten und für relativ längere Zeiträume eine Intensität von fast Null. Aus dem Dauerstrichlaser wird also durch Modenkopplung ein Pulslaser. Bei Modenkopplung unterscheidet man zwischen aktiver und passiver Modenkopplung.

Aktive Modenkopplung Bei der aktiven Modenkopplung wird die Frequenz ω_0 des Laserlichts mit einer Frequenz Ω moduliert [DEM07]. Die monochromatischen Moden können beschrieben werden als

$$E(t) = E_0 \cos \omega_k t. \quad (2.18)$$

Die Modulation T ist gegeben durch die Gleichung

$$T = T_0 [1 - \delta(1 - \cos \Omega t)], \quad (2.19)$$

wobei δ der Modulationsgrad und Ω die Modulationsfrequenz ist. Hinter dem Modulator gilt für die k -te Mode des Laserlichts

$$E_k(t) = T \cdot E(t) = T_0 E_0 [1 - \delta(1 - \cos \Omega t)] \cos \omega_k t. \quad (2.20)$$

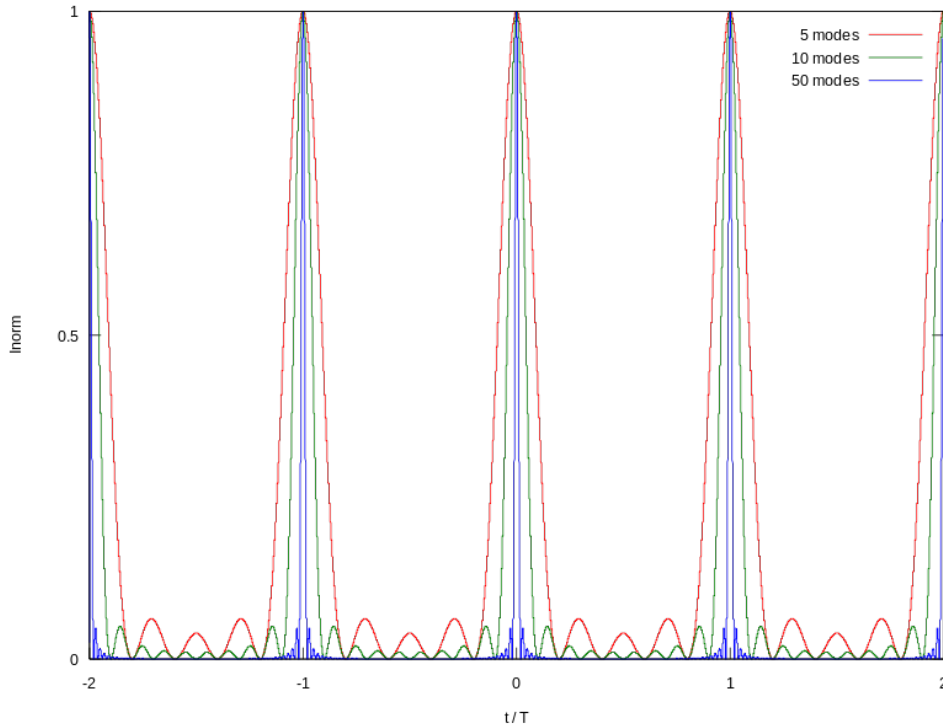


Abbildung 2.6: Modenkopplung. Die Abbildung zeigt das Verhalten der Funktion $I(t)$ bei verschiedenen Anzahlen N an Moden, die gekoppelt werden (siehe (2.24)). Es entstehen mit steigender Modenzahl N zeitlich schärfere und intensivere Pulse, während die Intensität zwischen den Pulsen zunehmend unterdrückt wird [HER08].

Diese Gleichung lässt sich mithilfe des Additionstheorems umformen in

$$E_k(t) = T_0 E_0 \left\{ (1 - \delta) \cos \omega_k t + \frac{\delta}{2} [\cos (\omega_k + \Omega)t + \cos (\omega_k - \Omega)t] \right\}. \quad (2.21)$$

Solange die Modulationsfrequenz Ω die Resonatorbedingung (Resonatorlänge d)

$$\Omega = 2\pi f = 2\pi \frac{c}{2d} \quad (2.22)$$

erfüllt, werden nun Seitenbänder der Frequenzen $\omega_k \pm \Omega$ erzeugt. Da die Amplituden der drei Frequenzanteile für gleiche t ihr Maximum erreichen, sind ihre Phasen miteinander gekoppelt. Bei $N = 2m + 1$ phasengekoppelten Moden ergibt sich dann für die Amplitude des elektrischen Feldes des Lichts

$$E(t) = E_0 \sum_{q=-m}^{q=+m} \cos [(\omega_0 + q\Omega)t] \quad (2.23)$$

und daraus erhält man dann für die Lichtintensität die Relation

$$I(t) \propto E_0^2 \cdot \frac{\sin^2 N\Omega t/2}{\sin^2 \Omega t/2} \cos^2 \omega_0 t. \quad (2.24)$$

Dabei wurde berücksichtigt, dass die Seitenbänder, die bei der Modulation entstehen, wiederum ihrerseits mit der Modulationsfrequenz moduliert werden.

Unter der Bedingung, dass E_0 zeitlich konstant ist, beschreibt diese Gleichung eine äquidistante Folge von Pulsen (Abb. 2.6). Der zeitliche Abstand der Lichtpulse beträgt genau

$$\Delta t_P = \frac{2d}{c}. \quad (2.25)$$

Passive Modenkopplung Mit dieser Methode der Modenkopplung lassen sich sowohl bei Dauerstrichlasern als auch bei gepulsten Lasern Pulsbreiten bis unter 1 ps erzielen [DEM07]. Dabei wird ein schnell relaxierender Lichtabsorber vor einem Spiegel im Resonator gestellt. Da statistische Schwankungen in der Intensität des Laserlichts existieren, wird nach dem Absorber je nach Intensität das Licht um einen bestimmten Anteil geschwächt. Der Bereich mit der höchsten Intensität wird am wenigsten geschwächt, der Bereich mit der geringsten Intensität am meisten. Danach erfährt der intensivste Bereich wieder Lichtverstärkung und wird ab einem bestimmten Zeitpunkt so stark, dass der Absorber gesättigt wird und ihn kaum noch schwächt, während die anderen Intensitätsbereiche weiterhin kontinuierlich geschwächt werden, da hier keine Sättigung im Absorber erreicht wird. Nach bereits wenigen Umläufen existieren im Resonator nur noch einzelne Lichtpulse, die einen zeitlichen Abstand von Δt_P voneinander haben.

Synchrones Pumpen Eine andere beliebte Technik, um kürzere Pulsdauern mit einer unteren Grenze von ca. 0.5 Pikosekunden zu erhalten, ist das synchrone Pumpen. Hierbei wird ein Puls laser, meist ein modengekoppelter Argonlaser, als Pumpe für einen Farbstofflaser benutzt. Demzufolge werden im aktiven Medium auch Pulse erzeugt. Wenn deren Umlaufzeit genau gleich dem zeitlichen Abstand Δt_P der Pumppulse ist, werden sie maximal verstärkt.

2.2.2 Erzeugung von Femtosekundenpulsen

Durch aktive und passive Modenkopplung sowie durch Synchrones Pumpen wurde es möglich Pulsdauern von 0.5 ps zu erzeugen [DEM07]. In den letzten

Jahren wurden weitere Verfahren entwickelt, mithilfe derer diese Grenze bis in den Femtosekundenbereich unterschritten werden konnte. Einige bedeutende Verfahren sollen hier vorgestellt werden.

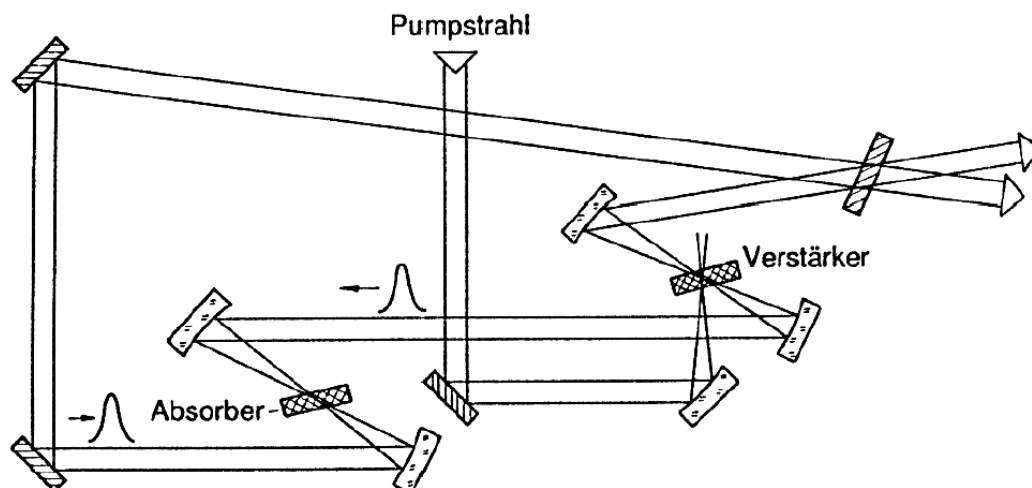


Abbildung 2.7: Schematischer Aufbau eines CPM-Farbstofflasers [DEM07].

CPM-Farbstofflaser Im Colliding-Pulse-Modelocked (CPM)- Laser (siehe Abb. 2.7) wird ein aktives Medium durch einen kontinuierlichen Argonlaser in einem Ringresonator gepumpt. Durch einen absorbierenden Farbstoffstrahl wird der Laser passiv modengekoppelt und es entstehen Pulse die in entgegengesetzte Richtungen laufen. Wenn die Lichtlaufzeit der Pulse vom aktiven zum passiven (absorbierenden) Farbstoffstrahl genau $1/4$ der Resonatorumlaufzeit T beträgt, so erfahren zwei entgegenlaufende Pulse, die sich genau im Absorber treffen, maximale Verstärkung, weil zum einen die beiden Pulse den Verstärker im größtmöglichen zeitlichen Abstand $T/2$ durchlaufen und sich somit die Besetzungsinversion wieder aufbauen kann und zum anderen weil die Gesamtintensität im Absorber gleich der doppelten Einzelpulsintensität ist, sodass die Sättigung des Absorbers maximal und daher die Absorption minimal wird.

Die Pulse werden nun besonders kurz, da durch die Überlappung der Einzelpulsmaxima im Absorber ein Absorptionsprofil ausgebildet wird, das nun dafür sorgt, dass zum Zeitpunkt der Überlappung die Pulshöhe weiter wächst. Dementsprechend werden die Pulse mit jedem Umlauf kürzer bis Pulsverlängerungseffekte (z.B. Dispersionseffekte) die Verkürzung kompensieren [DEM07].

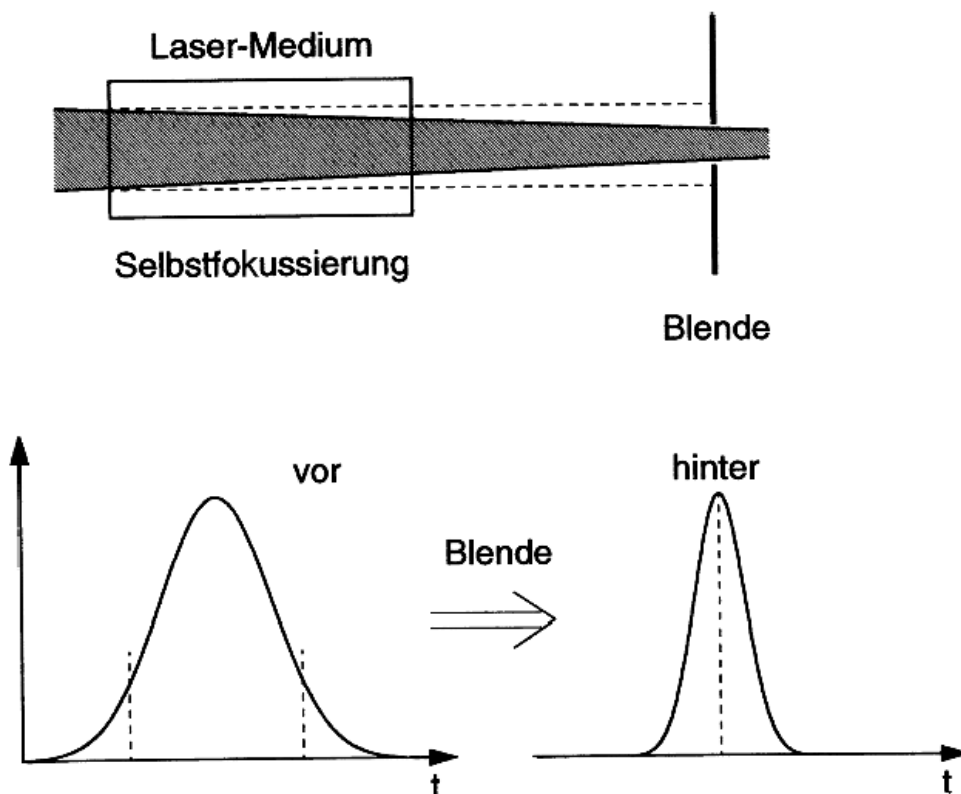


Abbildung 2.8: *Prinzip der Kerr-Linsen-Modenkopplung [DEM07].*

Kerr-Linsen-Modenkopplung Mithilfe des CPM-Farbstofflasers konnte man die Pulsdauer auf bis zu 100 fs reduzieren. Die Unterschreitung dieser Grenze wurde dann 1991 mit der Entdeckung eines schnellen Selbstfokussierungseffekts [DEM07], der bekannt wurde als "Kerr-Lens-Mode-Locking", möglich. Da die Intensitäten der Laserpulse relativ hoch sind, treten nicht-lineare Effekte auf, die in diesem Fall den Brechungsindex des Mediums auf folgende Art beeinflussen:

$$n(I) = n_0 + n_2(I). \quad (2.26)$$

Da die Intensität I eines gaußförmigen Laserstrahls ortsabhängig vom Radius r ist, besitzt die Brechungsindexverteilung ebenfalls eine radiale Abhängigkeit: Große Intensität heißt großer Brechungsindex. Dies bedeutet aber auch gleichzeitig, dass hohe Intensitäten stärker fokussiert werden als kleine Intensitäten. Wird nun eine kreisförmige Blende in die Fokalebene gestellt, so

werden hohe Intensitäten hindurchgelassen, kleine allerdings nicht. Dadurch kann der Puls also verkürzt werden (siehe Abb. 2.8).

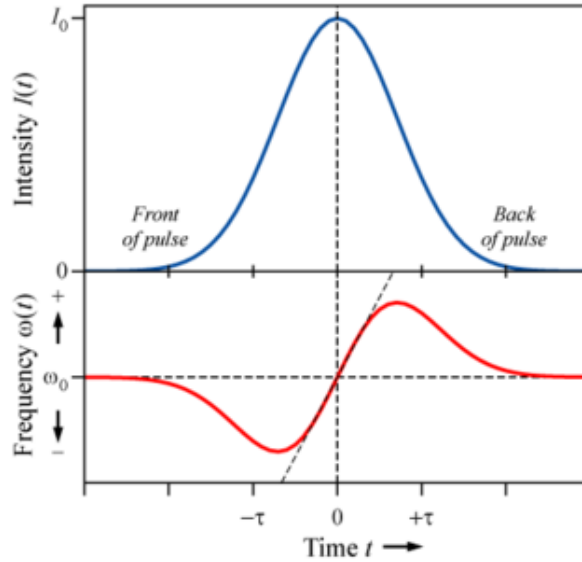


Abbildung 2.9: Selbstphasenmodulation. Der obere Teil der Abbildung zeigt den Anfang und das Ende des Pulses im zeitlichen Verlauf. Unten wird die zeitliche Entwicklung der Trägerfrequenz gezeigt. Man erkennt deren Abnahme an der Vorderseite und deren Zunahme an der Rückseite des Pulses [MEL12].

Selbstphasenmodulation und Optische Pulskompression Aus (2.26) wissen wir, dass bei hohen Intensitäten der Brechungsindex auch von der Intensität abhängig wird (nichtlinearer Effekt [MAN10]). Für die Phase des Pulses gilt

$$\Phi = \omega t - kz = \omega t - \omega n z / c, \quad (2.27)$$

wobei z der Weg des Lichts durch das optische Medium ist. Mit Gleichung 2.27 erhalten wir

$$\Phi = \omega(t - n_0 z / c) - A \cdot I(t), \quad (2.28)$$

wobei A nun den nichtlinearen Effekt auf die Phase repräsentiert

$$A = n_2 \omega z / c. \quad (2.29)$$

Da die Ableitung der Phase nach der Zeit die Frequenz ist, können wir über diese folgende Aussage treffen

$$\omega = \omega_0 - A \frac{dI}{dt}. \quad (2.30)$$

Man erkennt nun die Wirkung des nichtlinearen Effekts auf das Spektrum des Lichtpulses. Während des zeitlichen Pulsanstiegs ($dI/dt > 0$) wird die Frequenz verringert, während am Pulsende ($dI/dt < 0$) die Frequenz erhöht wird. Der zeitliche Anfang des Pulses ist also rotverschoben, das Ende ist blauverschoben (Frequenzchirp). Dadurch ist das Spektrum des Pulses breiter geworden, was die Voraussetzung für die Schaffung noch kürzerer Lichtpulse ist. Es sei noch erwähnt, dass in einem Medium mit Dispersion der Lichtpuls nun zeitlich auseinander läuft, da die roten Anteile voreilen, während die blauen Anteile verzögert werden [DEM07].

Die Pulskompression wird durch zwei parallel angeordnete optische Beugungsgitter realisiert. Der optische Weg zwischen zwei Phasenfronten vor und hinter dem Gitterpaar [DEM07] ist gegeben durch (siehe Abb. 2.10):

$$s = s_1 + s_2 = \frac{D}{\cos \beta} (1 + \sin \gamma) \text{ mit } \gamma = 90^\circ - (\alpha + \beta), \quad (2.31)$$

was mithilfe der Additionstheoreme umgeformt werden kann in

$$s = D \left(\cos \alpha + \frac{1}{\cos \beta} - \sin \alpha \tan \beta \right), \quad (2.32)$$

wobei D der Gitterabstand ist. Aufgrund der Dispersion

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{1}{g \cos \beta}, \quad (2.33)$$

wo g die Gitterkonstante ist, erhalten wir für die Abhängigkeit des Weges S von der Wellenlänge

$$\frac{dS}{d\lambda} = \frac{dS}{d\beta} \frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{D \cdot \lambda}{g^2 [1 - (\sin \alpha - \frac{\lambda}{g})^2]^{\frac{3}{2}}} \quad (2.34)$$

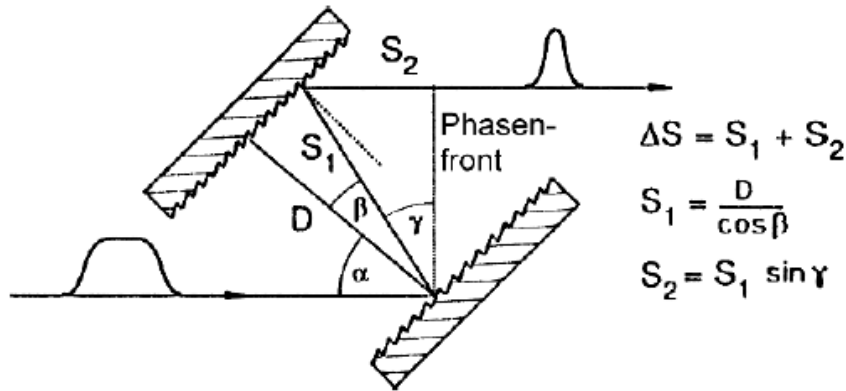


Abbildung 2.10: *Optische Pulskompression. Durch günstige Positionierung zweier Gitter ist es möglich, einen Puls zeitlich zu komprimieren [DEM07].*

Der optische Weg wird also mit steigender Wellenlänge zunehmen. Wird nun der Abstand d der beiden Gitter geeignet gewählt, kann so der durch die Selbstphasenmodulation verursachte Chirp kompensiert werden und es entsteht ein zeitlich komprimierter Puls mit verbreiterterem Spektrum [DEM07]. Mit einer geeigneten Kombination aus Prismen und Gitter lassen sich auch höhere Ordnungen der Dispersion kompensieren, sodass mithilfe dieser Anordnung Pulsdauern von unter 6 fs erreicht werden.

2.3 Messung ultrakurzer Lichtpulse

Von entscheidender Bedeutung ist die Kontrolle und Messung ultrakurzer Lichtpulse. Im folgenden Abschnitt werden Methoden vorgestellt, um die Messung der Pulsdauer experimentell zu realisieren.

2.3.1 Streackamera

Bei der Streackamera wird ein Lichtpuls mit der Intensität $I(t)$ auf eine Photokathode geschickt [DEM07], wo ein Photoelektronenpuls ausgelöst wird. Die Photonenelektronenzahl N_{Ph} ist proportional zur Intensität des Lichtpulses

$$N_{Ph} \propto I(t) \quad (2.35)$$

Dementsprechend ist es möglich anhand der Anzahl der Elektronen ein Abbild des Lichtpulses zu erstellen. Die Photoelektronen werden in z-Richtung

beschleunigt und durchlaufen einen Kondensator, der sie in y -Richtung ablenkt und treffen dann auf einen Leuchtschirm. Wird nun am Kondensator eine Sägezahnspannung angelegt, so hängt der Auftreffpunkt $(y(t), z)$ von der Zeit t ab. Die räumliche Verteilung der Photoelektronen kann dann in eine zeitliche Verteilung des Lichtpulses umgerechnet werden. Wird der Puls zuerst durch einen Spektrographen geschickt, kann auch auf die Wellenlängenabhängige Verteilung $I(\lambda, t)$ geschlossen werden.

Mit der Streackkamera erreicht man Zeitaufösungen von bis zu 1 ps.

2.3.2 Optischer Korrelator zur Messung kurzer Lichtpulse

Eine sehr beliebte Methode zur relativ genauen Messung ultrakurzer Lichtpulse ist das sogenannte Autokorrelationsverfahren [DEM07]. Dabei durchlaufen zwei identische Lichtpulse mit den jeweiligen elektrischen Feldern E_1 und E_2 unterschiedlich lange Wege (Wegstreckenunterschied Δs), sodass sie nach der Zusammenführung mit z.B. einem Strahlteiler einen Laufzeitunterschied von

$$\tau = \frac{\Delta s}{c} \quad (2.36)$$

besitzen. Die Gesamtintensität nach dem Strahlteiler beträgt dann

$$I(t, \tau) = c\epsilon_0 [E_1(t) + E_2(t + \tau)]^2. \quad (2.37)$$

Wenn man nun $E_1(t) = E_2(t) = E_0(t) \cos \omega t$ ansetzt, erhält man aus obiger Gleichung

$$I(t, \tau) = c\epsilon_0 [E_0(t) \cos \omega t + E_0(t + \tau) \cos \omega(t + \tau)]^2. \quad (2.38)$$

Bei der Messung der Intensität wird ein Detektor verwendet, dessen Signal proportional zur einfallenden Intensität und dessen Zeitkonstante T groß gegenüber der Pulslänge Δt ist. Man erhält so vom Detektor das Ausgangssignal S :

$$S = \langle I(t, \tau) \rangle = \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} I(t, \tau) dt \quad (2.39)$$

Mit Einsetzen der Gleichung 2.38 in 2.40 ergibt sich für das Signal:

$$S = c\epsilon_0 \left[\langle E_0^2 \rangle + \frac{1}{T} \int_{-T}^{+T} E_0(t) E_0(t + \tau) \cos \omega t \cdot \cos \omega(t + \tau) dt \right]. \quad (2.40)$$

Das Integral kann für $T \gg \Delta t$ ersetzt werden durch die Korrelationsfunktion 1. Ordnung:

$$K^{(1)}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{E(t) E(t + \tau) dt}{E^2(t)}, \quad (2.41)$$

für die gilt $K^{(1)}(0) = 1$ bei einer vollständigen Überlappung beider Pulse, und $K^{(1)}(\infty) = 0$, wenn beide Pulse zeitlich unendlich weit auseinander sind und somit kein Überlapp vorliegt. Die Korrelationsfunktion 1. Ordnung gibt damit an, wie groß die Überlappung beider Lichtpulse ist.

Wenn Licht nach Überlagerung der Einzelpulse in einen nichtlinearen optischen Kristall geschickt wird, tritt der Effekt der Frequenzverdopplung auf und wir erhalten somit sogenannte Höhere Harmonische. Die Intensität der 1. Harmonischen ist proportional zum Quadrat der einfallenden Intensität:

$$I(2\omega, t, \tau) = A[I_1(t) + I_2(t + \tau)]^2, \quad (2.42)$$

wobei A der Proportionalitätsfaktor ist. Wenn durch einen Filter nur die 1. Harmonische durchgelassen wird, ergibt sich für das Detektorsignal [DEM07]:

$$S(2\omega, \tau) = \frac{A}{T} \int_0^T I(2\omega, t, \tau) dt = A[\langle I_1^2 \rangle + \langle I_2^2 \rangle + 4 \langle I_1(t)I_2(t + \tau) \rangle]. \quad (2.43)$$

Die ersten beiden Terme sind die Quadrate der Einzelintensitäten und stellen einen konstanten Untergrund dar. Der dritte Term ist nun von τ abhängig und mithilfe der Korrelationsfunktion 2. Ordnung:

$$K^{(2)}(\tau) = \frac{\int I(t)I(t + \tau) dt}{\int I^2(t) dt} = \frac{\langle I(t)I(t + \tau) \rangle}{\langle I^2(t) \rangle} \quad (2.44)$$

erhalten wir für (2.44) mit $I_1 = I_2 = \frac{I}{2}$

$$S(2\omega, \tau) = A[K^{(2)}(0) + 2K^{(2)}(\tau)] = A[1 + 2K^{(2)}(\tau)] \quad (2.45)$$

da analog zur Korrelationsfunktion 1. Ordnung $K^{(2)}(0) = 1$ gilt. Wir finden durch (2.46) das Signalmaximum $3A$ für $\tau = 0$. Für völlig getrennte Pulse also für $\tau \rightarrow \infty$, gilt $K^{(2)}(\tau) \rightarrow 0$. Wenn nun die Verzögerung τ verändert wird, ergibt sich ein zur einfallenden Intensität des Pulses proportionales Signal. Dementsprechend ist die tatsächliche Pulsdauer Δt_P mit dem gemessenen Verzögerungsunterschied $\Delta\tau$ korreliert. Allerdings ist der Korrelationsfaktor abhängig von der angenommenen Pulsform. Bei einer gaußförmigen Pulsform beispielsweise ergibt sich $\Delta\tau \approx 1,41\Delta t$, während bei der Annahme eines Hyperbolischen Sekansprofils $\Delta\tau \approx 1,55\Delta t$ gilt.

FROG-Technik Autokorrelation zweiter Ordnung ist zeitsymmetrisch, d.h. sie kann keinerlei Auskunft über asymmetrische Pulsprofile geben. Daher wurde die FROG-Technik (frequency resolved optical gating) entwickelt, da sie in der Lage ist, die Autokorrelation 3. Ordnung zu bestimmen [DEM07].

Durch einen Polarisationssteiler wird der ankommende Puls in zwei Einzelpulse geteilt. Der erste Teilpuls $E_1(t)$ läuft durch eine Kerr-Zelle zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren. Auf diese Weise wird der Puls geblockt. Der zweite stärkere Puls $E_2(t)$ wird quer durch die Zelle geschickt. Sein elektrisches Feld bewirkt eine Drehung der Polarisationssebene des ersten Pulses, sodass dieser nicht mehr geblockt, sondern hindurchgelassen wird. Das zeitabhängige Frequenzspektrum des Pulses wird mithilfe eines Spektrographen und einer CCD-Kamera gemessen. Daraus kann man mittels Fourier-Transformation das Zeitprofil des Pulses bestimmen.

SPIDER-Technik Mithilfe der SPIDER-Technik (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction) ist man in der Lage, die Phase eines Pulses zu bestimmen, indem man die Interferenzstruktur zweier überlagerter Pulse misst [DEM07]. Wie zuvor erhält man aus dem Ausgangspuls durch einen Strahlteiler und zeitlicher Verzögerung zwei Einzelpulse, wobei der zweite Puls eine Kopie des ersten ist. Für die elektrische Feldstärke des ersten Pulses in Abhängigkeit vom Ort x erhält man

$$E_1(x) = \sqrt{I(x)} \cdot e^{i\phi(x)} \quad (2.46)$$

während für den zweiten Puls analog gilt

$$E_2(x) = \sqrt{I(x + \Delta x)} \cdot e^{i\phi(x + \Delta x)} \quad (2.47)$$

Bei Überlagerung dieser elektrischen Felder misst der Detektor die Gesamtamplitude

$$S(x) = [E_1(x) + E_2(x)]^2 \quad (2.48)$$

und mithilfe von (2.47) und (2.48) erhält man [DEM07]

$$S(x) = I(x) + I(x + \Delta x) + 2\sqrt{I(x)}\sqrt{I(x + \Delta x)} \cdot \cos[\phi(x) - \phi(x + \Delta x)]. \quad (2.49)$$

Wenn man also eine Intensitätsmessung am Ort x durchführt, erhält man Information über die Phasendifferenz $\Delta\phi = \phi(x) - \phi(x + \Delta x)$ zwischen der Phase der Wellenfront am Ort x und der am Ort $x + \Delta x$ [DEM07].

Danach werden die beiden Pulse in einem nichtlinearen Medium mit einem dritten Puls überlagert, der durch ein dispersives Medium geschickt wurde und daher gechirpt und wesentlich breiter ist als die beiden kurzen Pulse. Wegen des Chirps ändert sich die Frequenz ω_C des dritten Pulses mit der Zeit. Das bedeutet, wenn man zuerst den einen kurzen Puls und nach einer Verzögerungszeit Δt den anderen kurzen Puls mit dem Drittpuls überlagert (während der kurzen Pulsdauer des ersten und zweiten Pulses kann die

Frequenz des Drittpulses als monochromatisch angesehen werden), entsteht jeweils eine andere Summenfrequenz, da der Drittpuls seine Frequenz in der Verzögerungszeit Δt um Ω geändert hat. Der Detektor misst dann als von der Frequenz abhängige Gesamtintensität [DEM07]

$$S(\omega) = I(\omega + \omega_C) + I(\omega + \omega_C + \Omega) + 2\sqrt{I(\omega + \omega_C)}\sqrt{I(\omega + \omega_C + \Omega)} \cdot \cos[\phi(\omega + \omega_C) - \phi(\omega + \omega_C + \Omega)]. \quad (2.50)$$

Wird dieses Signal von einem Spektrographen als Funktion der Zeitverzögerung τ zwischen den beiden Pulsen gemessen, so kann man aus der Frequenzverschiebung Ω die Phase der Pulse und deren Entwicklung während der Pulsdauer über die Beziehung

$$\Omega = \phi \cdot \tau \quad (2.51)$$

ermitteln [DEM07].

2.4 Modulation der Pulsform

In den vorangegangenen Abschnitten haben wir die Beschreibung, Erzeugung und Messung ultrakurzer Lichtpulse diskutiert. Im Folgenden wird überlegt, wie man die Form eines Femtosekundenpulses verändern kann. Es wurden mehrere Techniken entwickelt, um kurze Pulse zu modulieren. Dabei hat sich vor allem die sogenannte Fouriertransformationsmethode durchgesetzt. Sie wurde zunächst für Pikosekundenpulse entwickelt und dann von Thurston und Weiner [WEI00] später auch auf Femtosekundenpulse angewandt. Sie basiert auf der Verwendung einer Gitter-Linsen Anordnung (Abb. 2.11). Durch das Gitter wird das Licht des Pulsasers in seine einzelnen Farben (Spektralkomponenten) zerlegt. Jede einzelne Farbe wird unter einem bestimmten Winkel (siehe Gittergleichung) vom Gitter reflektiert. Danach passieren die Spektralkomponenten die Linse, wodurch sie zueinander parallel ausgerichtet werden. Daraufhin sind die einzelnen Farben räumlich voneinander getrennt und treffen nun auf den Modulator. In dieser Arbeit wurde ein Modulator der Firma Jenoptik verwendet, der 320 Pixel im Modulationsfenster besitzt. In jedem Pixel kann ein beliebiger Phasenshift erzeugt werden (siehe Abschnitt 3.2). Die einzelnen Spektralkomponenten erhalten auf diese Weise im Vergleich zueinander verschiedene zeitliche Delays (siehe Phasenmodulation Abschnitt 2.4.2). Außerdem kann die Polarisation der jeweiligen Farbe geändert werden, was in Kombination mit einem Polarisator eine Amplitudenmodulation (siehe Abschnitt 2.4.2) ermöglicht. Durch Passieren einer

zweiten Gitter-Linse Anordnung werden die einzelnen Farben wieder recombiniert und durch die erfolgte Modulation entsteht ein Ausgangspuls, der nun eine andere Form als der Eingangspuls besitzt.

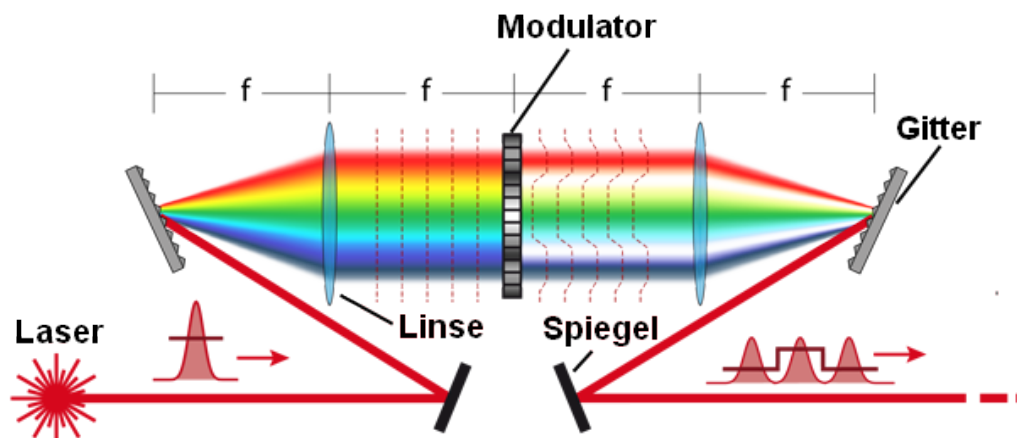


Abbildung 2.11: Aufbau eines Pulsformers [MIT12].

2.4.1 Aufbau eines Pulsformers

Die Formung eines Pulses mithilfe der Fouriertransformationsmethode unterliegt zum Einen geometrischen Bedingungen, die gewährleisten, dass der Puls räumlich in seine Spektralkomponenten zerlegt und aus ihnen wieder zusammengesetzt werden kann, zum anderen ist es beim Femtosekunden-Pulse-Shaping nötig, die Pulsdauer möglichst kurz zu halten, was zu der Bedingung führt, Dispersionseffekte (Chirps) zu minimieren.

4f-Konfiguration Die 4f-Konfiguration [WEI00] ist ein spezieller Aufbau aus Gittern und Linsen (oder zylindrischen Spiegeln), der gewährleistet, dass jede Spektralkomponente des Pulses jeweils genau in einen Punkt der Fourierebene fokussiert wird. Durch die Gitter werden die einzelnen Frequenzen des Pulsspektrums gebeugt, die dann durch eine Linse fokussiert werden. Dabei muss der Abstand des Gitters von der Linse genau der Brennweite der Linse entsprechen, damit die Strahlen unterschiedlicher Wellenlängen parallel zueinander in die Fourierebene laufen. Gleichzeitig wird es durch die 2f-Bedingung möglich, die Strahlen einer Farbe zu einer Linie auf dem SLM zu fokussieren. Um den Puls wieder zu rekonstruieren, benötigt man nach dem Modulator eine analoge Anordnung von Linse und Gitter (zusätzliche

2f-Bedingung). Dadurch wird die räumliche Ausdehnung des Pulsformers im Wesentlichen durch die 4f-Konfiguration bestimmt.

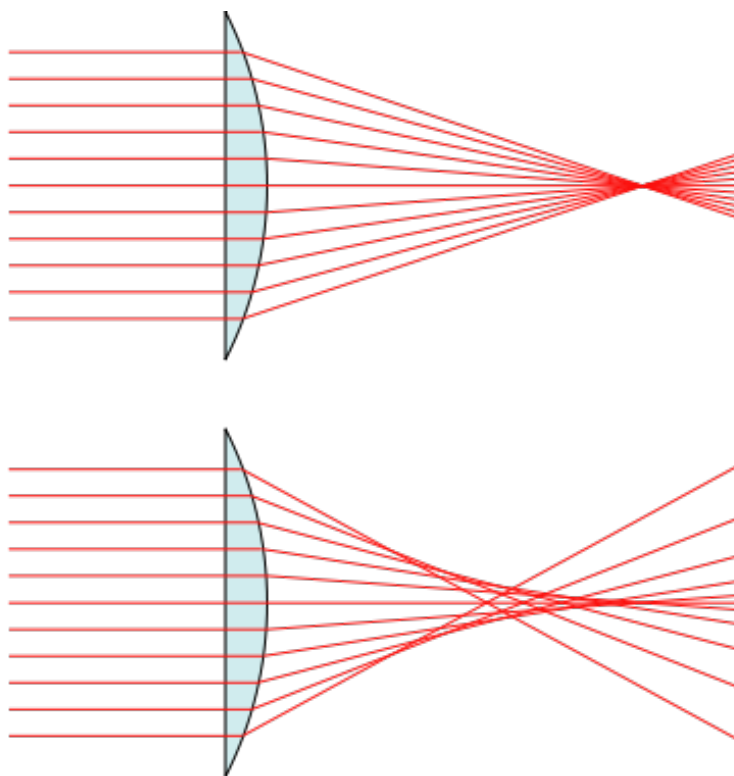


Abbildung 2.12: *Sphärische Aberration. Idealerweise werden alle Strahlen des Lichts genau in einen Punkt fokussiert (oben). Aufgrund der unterschiedlichen Auftrefforte der Lichtstrahlen werden diese an Linsen unterschiedlich stark gebrochen und definieren keinen eindeutigen Brennpunkt mehr (unten) [WIK12].*

Minimierung der Pulsverbreiterung Ein wichtiger Aspekt bei der Entwicklung eines Pulsformers ist die Erhaltung der Pulsdauer des Eingangspulses. Besonders beim Shapen von ultrakurzen Pulsen mit Pulsdauern von unter 20 Femtosekunden, nehmen Verbreiterungseffekte bedeutend an Einfluss zu. Diese treten u.a. wegen der sphärischen Aberration der Linsen (Abb. 2.12) auf. Da die auftreffenden Strahlen der einzelnen Frequenzen räumlich voneinander (stark) getrennt sind, werden Strahlen, die am Linsenrand auftreffen stärker gebrochen als Strahlen, die die Mitte der Linse passieren. Dadurch werden die Strahlen nicht mehr in einem Punkt fokussiert, bzw. umgekehrt laufen sie nicht mehr genau parallel von der Linse weg. Der gleiche Effekt

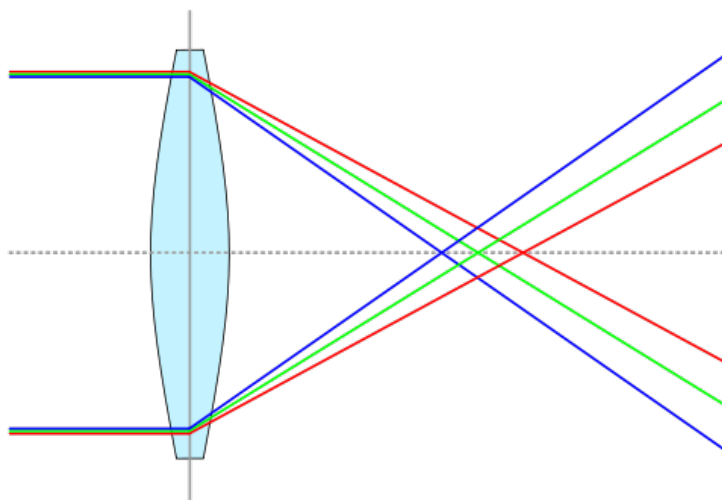


Abbildung 2.13: *Chromatische Aberration.* Aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex werden Lichtstrahlen verschiedener Wellenlänge an einer Linse unterschiedlich stark gebrochen und so nicht mehr in einen Punkt fokussiert [WIK12].

tritt auch bei der chromatischen Aberration (Abb. 2.13) auf, wo die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge Ursache dafür ist, dass die Strahlen unterschiedlich stark gebrochen werden. Durch beide Formen der Aberration entstehen Laufzeitunterschiede der einzelnen Spektralanteile, die eine Verbreiterung der Pulsdauer zur Folge haben.

Beide Effekte lassen sich durch die Verwendung von zylindrischen Hohlspiegeln anstatt Linsen minimieren. Die Strahlen dringen nicht in den Spiegel ein, sondern sie werden nur reflektiert, d.h. es tritt keine Dispersion und damit auch kein Chirp des Pulses auf.

Dispersionseffekte, die dadurch entstehen, dass Licht durch den Modulator tritt, sind nicht vermeidbar, können aber durch gechirpte Spiegel kompensiert werden.

2.4.2 Mathematische Beschreibung der Pulsmodulation

Für die mathematische Beschreibung der Pulsmodulation wurde zur Vereinfachung die Modulation im Frequenzbereich [WEI00] betrachtet.

Das Spektrum des Ausgangspulses ist das Produkt der Modulation $H(\omega)$ und dem Spektrum des Eingangspulses $E_{ein}(\omega)$

$$E_{aus}(\omega) = E_{ein}(\omega) \cdot H(\omega). \quad (2.52)$$

Um das Spektrum des Eingangspulses zu ermitteln, muss eine Fouriertransformation des elektrischen Feldes des Eingangspulses vorgenommen werden. Danach wird das Spektrum manipuliert: Wenn man für die Filterfunktion im Frequenzraum

$$H(\omega) = A(\omega)e^{-i\Psi(\omega)} \quad (2.53)$$

ansetzt, lässt sich mithilfe von (2.52) das Spektrum des Ausgangspulses schreiben als

$$E_{aus}(\omega) = |E_{ein}(\omega)| A(\omega)e^{i(\Phi(\omega)-\Psi(\omega))}, \quad (2.54)$$

wobei nun das Spektrum des Eingangspulses in der Amplitude durch den Amplitudenfilter $A(\omega)$ und in der Phase durch die Phasenantwort $\Psi(\omega)$ moduliert wird. Daraus ist ersichtlich, dass sich das Spektrum eines Eingangspulses mittels Amplitudenmodulation und Phasenmodulation verändern lässt. Die durch Fouriertransformation berechneten Spektren des Eingangspulses $E_{ein}(\omega)$ und des gewünschten Ausgangspulses $E_{aus}(\omega)$, erlauben die Bestimmung der benötigten Filterfunktion durch

$$H(\omega) = \frac{E_{aus}(\omega)}{E_{ein}(\omega)}. \quad (2.55)$$

Mittels Rücktransformation in den Zeitbereich erhalten wir dann die gewünschte Pulsform über

$$E_{aus}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_{aus}(\omega)e^{i\omega t}d\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{ein}(\omega)| A(\omega)e^{i(\Phi(\omega)-\Psi(\omega))}e^{i\omega t}d\omega. \quad (2.56)$$

Phasenmodulation Durch die Phasenmodulation $\Psi(\omega)$ wird die Phase bestimmter Spektralkomponenten geändert (Abb. 2.14), d.h. die Frequenzen erhalten jeweils verschiedene Phasenverschiebungen. Dadurch werden einige Farbanteile des Spektrums im Zeitraum vorlaufen, andere wiederum nachlaufen. In der Summe ergeben diese dann ein anderes zeitliches Profil als das des Eingangspulses. Je nach Verteilung der Phasenshifts lässt sich dadurch theoretisch jede beliebige Pulsform erreichen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Flüssigkeitskristallmodulator von Jenoptik verwendet, der die Phase der jeweiligen Spektralkomponenten moduliert.

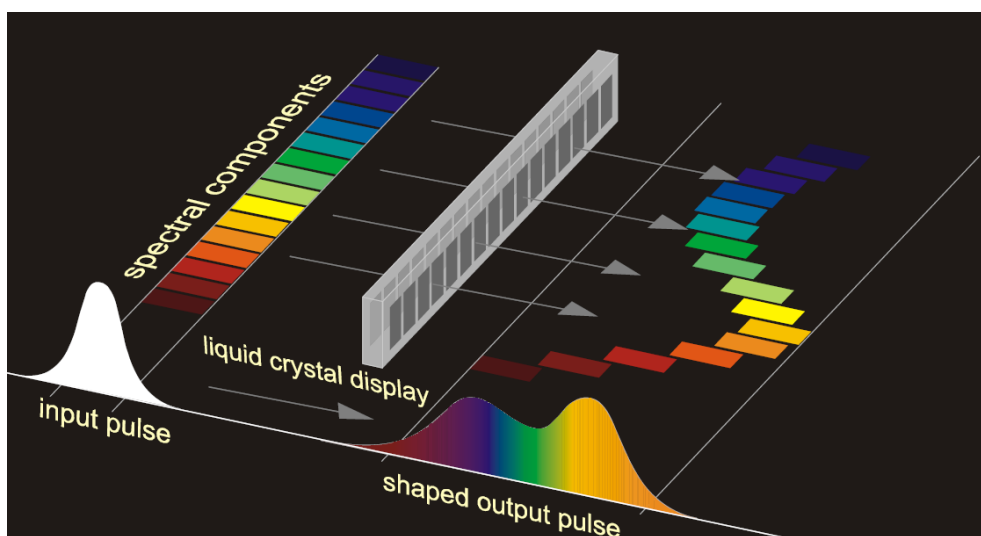


Abbildung 2.14: *Phasenmodulation. Einzelne Frequenzbereiche des Pulsspektrums erhalten verschiedene Phasenverschiebungen, was zu einer Änderung der Pulsform im Zeitraum führt. Dies ist das grundlegende Prinzip des Flüssigkristallmodulators, der im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde [WOL06].*

Amplitudenmodulation Die Modulation der einzelnen Amplituden der jeweiligen Spektralkomponenten $A(\omega)$ eines ultrakurzen Lichtpulses beruht darauf, dass einige Wellenlängen ausgeblendet werden können (Abb. 2.15). Auf diese Weise werden in einer sogenannten Maske einzelne Frequenzen aus dem Pulsspektrum entfernt, indem sie einfach von der Maske blockiert werden. Dadurch entsteht ein verändertes Pulsspektrum, welches im Zeitraum einer veränderten Pulsform entspricht.

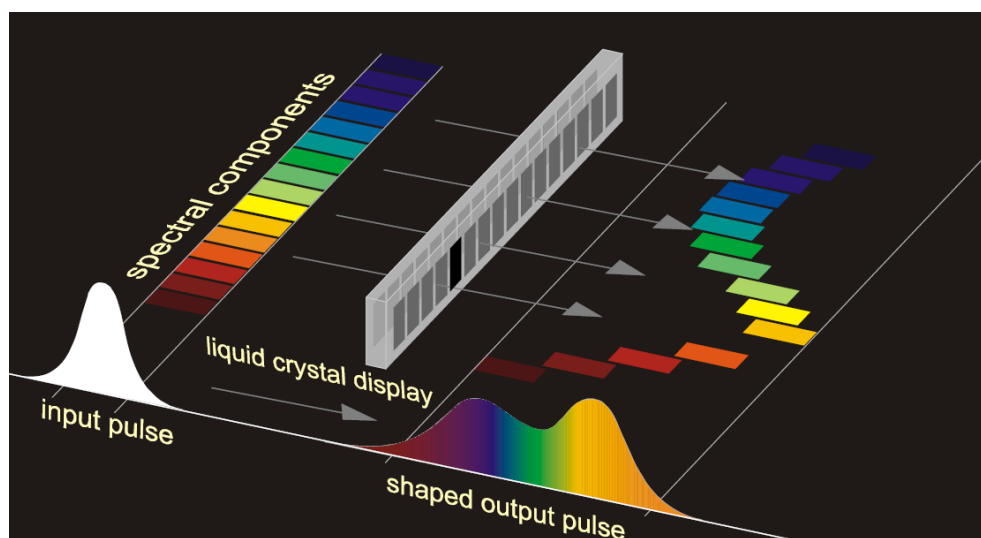


Abbildung 2.15: Amplitudenmodulation. Durch Ausblendung einzelner Frequenzbereiche des Pulsspektrums kann zusätzlich zu einer Phasenmodulation auch noch die Amplitude des Ausgangspulses geändert werden [WOL06].

2.4.3 Modulatoren

Der Modulator ist das zentrale Bauteil eines Pulsformers, denn in ihm findet die eigentliche Pulsformung statt. Wie auch die Methoden der Pulsformung mit der Zeit verbessert wurden, so wurden auch immer geeignetere Modulatoren entwickelt, um präzisere Pulsformungen erzielen zu können [STO03].

Statische Masken Statische Masken wurden vor allem zu Beginn der aufkommenden Modulationstechnik der ultrakurzen Lichtpulse eingesetzt. Sie wurden meist durch Ionenätzen (Phasenmasken) oder durch Metallbedampfung (Amplitudenmasken) hergestellt. Der Nachteil des Einsatzes fester Masken ist, dass sie statisch sind, d.h. sie besitzen keine Möglichkeit einer Steuerung und sind daher nicht flexibel.

Flüssigkristallmodulatoren In Flüssigkristallmodulatoren [JEN11] werden Flüssigkristalle verwendet, um Lichtpulse zu modulieren. Diese bestehen aus langkettigen Molekülen, die wie in einem Kristall in einer bestimmten Richtung orientiert sind, allerdings keinen festen Platz haben und daher als Flüssigkristalle bezeichnet werden, deren einfachster Typ die nematischen Flüssigkristalle sind. Ihre Ausrichtung kann durch Anlegen eines elektrischen Feldes beliebig geändert werden. Da bei einem einfallenden Lichtstrahl die

optische Achse längs durch die Moleküle verläuft, kann mit einer Drehung der Moleküle, die Lage der optischen Achse verändert werden und somit können die Brechungsindizes an dem Molekül geändert werden. Dadurch kann man den Weg für das Licht beliebig verkürzen oder verlängern, was einen negativen bzw. positiven Phasenshift der ausgehenden gegenüber der einfallenden Lichtwelle zur Folge hat. Durch die verschiedenen Segmente (Pixel), in die der Modulator eingeteilt ist, kann jeweils in jedem Pixel die Spannung des angelegten elektrischen Feldes verändert werden, sodass für jedes Segment ein bestimmter Phasenshift eingestellt werden kann. Auf diese Weise kann aus dem Einfallspuls ein Ausgangspuls beliebiger Form kreiert werden.

Neben der Phasenmodulation ist auch eine Amplitudenmodulation möglich, jedoch nur in Kombination mit einem nachgestellten Polarisator. Durch die Änderung des Phasenshifts zwischen außerordentlichen und ordentlichen Strahl (siehe Abschnitt 3.2.1) wird auch die Polarisation des austretenden Lichts verändert. Mit einem nachgestellten Polarisator, der nur Licht genau einer bestimmten Polarisationsrichtung hindurchlässt, ist man in der Lage, jede beliebige Frequenz des Eingangsspektrums zu blockieren (siehe Abschnitt 5.3).

Als Nachteil erweist sich die Diskretisierung des Modulators durch die endliche Auflösung (Pixel), wodurch keine kontinuierliche, sondern nur eine treppenförmige Form des Pulsspektrums erfasst werden kann.

Deformierbare Spiegel Deformierbare Spiegel sind Spiegel, deren Oberflächenform gezielt geändert werden kann. Sie bestehen aus einer Silizium-Nitrit-Membran, die in einem Abstand von ca. $100\ \mu\text{m}$ über Elektroden befestigt ist, durch die die Membran entweder angezogen oder abgestoßen wird. Mit unterschiedlicher Polung und Spannung der Elektroden wird eine gewünschte Oberflächenform des Spiegels erreicht.

Deformierbare Spiegel werden in der Fourierebene platziert, in der dann die Oberflächenform Ursache für einen Phasenshift $\Delta\phi$ der jeweiligen Spektralkomponenten des Eingangspulses ist

$$\Delta\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} 2\Delta z(\omega) \quad (2.57)$$

Der Höhe der Spiegeloberfläche z hängt dabei zunächst vom Ort auf dem Spiegel ab und dieser wiederum ist direkt verknüpft mit einer bestimmten Wellenlänge ω . Dadurch ergibt sich für eine bestimmte Farbe eine ganz bestimmte Spiegelhöhe z . Der Vergleich mit den Spiegelhöhen anderer Farben führt dann zum Höhenunterschied Δz . Durch die kontrollierte Verformung der Spiegeloberfläche lassen sich also beliebige Pulsformen kreieren. Aller-

dings ist der maximale Höhenunterschied Δz begrenzt und es sind nur glatte Formen der Oberfläche erzeugbar.

Akusto-optische Modulatoren Phasenunterschiede werden in akusto-optischen Modulatoren (AOM) durch Braggreflexion des Lichtes an einer akustischen Welle, die durch einen Kristall läuft, erzeugt. Hierbei verursacht die Phase der akustischen Welle im Kristall Verschiebungen der Kristallstruktur, wobei die ortsabhängigen Brechzahlen für unterschiedliche Wellenlängen des Lichtes geändert werden, während die Amplitude der akustischen Welle die Beugungseffizienz bestimmt. Somit ist man in der Lage Amplituden- und Phasenmodulation des Eingangspulses zu kontrollieren.

Vorteile der AOM sind vor allem ihre hohe spektrale Auflösung sowie das Fehlen von Diskretisierungen (z.B. durch Pixel) und den damit verbundenen Artefakten.

Ein großer Nachteil der Verwendung von AOM ist die niedrige Beugungseffizienz von ca. 30%, was die Intensität des Ausgangspulses erheblich beeinflusst.

3 Aufbau und Realisierung des Pulsformers

Im vorherigen Abschnitt wurde die Funktionsweise und der damit verbundene Aufbau eines Pulsformers erklärt. In diesem Kapitel soll nun der im Rahmen dieser Arbeit konstruierte Pulse-Shaper genauer erläutert und Gründe für den gewählten Aufbau dargelegt werden.

3.1 Geometrischer Aufbau des Pulsformers

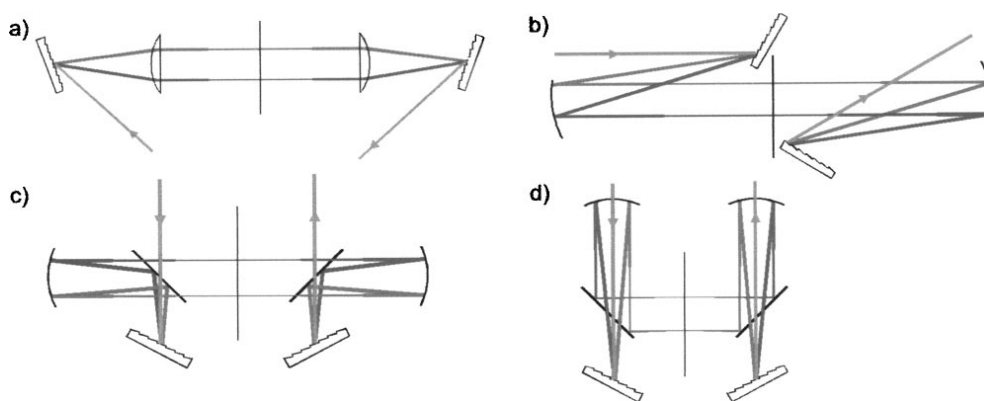


Abbildung 3.1: *Mögliche Aufbautypen eines Pulsformers [WOL03].*

Es gibt viele Varianten und Möglichkeiten den Aufbau des Pulsformers zu realisieren. Diese sind in Abb. 3.1 dargestellt. Variante a) ist ein klassischer Aufbau mit Linsen. Aufgrund von Dispersionseffekten wurden im Rahmen dieser Arbeit zylindrische Hohlspiegel verwendet, um eine Pulsverbreiterung zu vermeiden. Die Spiegel sind zylindrisch, weil durch die Gitter die Beugung des Eingangsstrahls nur in einer Ebene auftritt, was bedeutet, dass auf dem SLM Linien und keine Punkte erscheinen, was eine Verminderung der Energie pro Fläche zur Folge hat und dadurch die Gefahr der Zerstörung des SLM verringert wird. Daher kommen nur noch die Möglichkeiten b-d in Frage. Variante b ist ungeeignet, da zum Einen hier die Spiegel so stark gedreht werden müssen, dass die beiden äußeren gebeugten Strahlen nach dem Passieren des Spiegels nicht mehr zueinander parallel sind, zum Anderen müssen auch die Gitter gedreht werden, was eventuell negative Auswirkungen auf die Beugung des Eingangsstrahls hat. Die am besten verwendbaren Varianten sind c) und d), wobei letztere im Rahmen dieser Arbeit Anwendung fand, da die Montage einfacher als bei Variante c) ist und der platzsparendere Aufbau eine leichtere Integration in das Lasersystem ermöglicht.

3.1.1 Wahl des Gitters und der Brennweite der fokussierenden Spiegel

Bei der Wahl des Gitters und des Zylinderspiegels musste darauf geachtet werden, dass der Abstand zwischen Gitter und Spiegel bzw. zwischen Spiegel und Fourierebene stets gleich der Brennweite des Spiegels ist (4f-Bedingung). Das bedeutet, dass bei einmaliger Wahl des Spiegels und damit der Spiegelbrennweite, der Abstand zwischen Gitter und Spiegel fix ist. Die Gitterzahl entscheidet dann letztendlich über die Breite des entstehenden Strahls in der Fourierebene.

Für ein Reflexionsgitter gilt die Gittergleichung für die 1. Beugungsordnung des ausfallenden Lichtes

$$\sin \alpha + \sin \beta = \frac{\lambda}{g}, \quad (3.1)$$

wobei g der Gitterkonstanten und das Reziproke $\frac{1}{g}$ der Linienzahl pro Länge entspricht. α ist der Einfallswinkel, β der Ausfallswinkel und man erkennt deren Abhängigkeit von der Wellenlänge λ , denn wenn der Einfallswinkel für alle Wellenlängen als konstant angenommen wird, ergeben sich für verschiedene Wellenlängen, verschiedene Ausfallswinkel. Dies ist der Effekt der Beugung, der die Grundlage für die Zerlegung des Eingangspulses in seine Spektralkomponenten bildet. In der sogenannten Littrow-Anordnung des Gitters wird die Zentralwellenlänge λ_C des einfallenden Spektrums mit dem Einfallswinkel zurückgeworfen, d.h. die Differenz zwischen Ausgangs- und Eingangswinkel ist Null und damit gilt:

$$\alpha = \beta =: \alpha_L \quad (3.2)$$

wobei α_L der Littrow-Winkel ist, der die Neigung des Gitters angibt. Aus der Gittergleichung erhält man dann

$$2 \sin \alpha_L = \frac{\lambda}{g} \quad (3.3)$$

und daraus ergibt sich für den Neigungswinkel des Gitters

$$\alpha_L = \arcsin \left(\frac{1}{g} \frac{\lambda_C}{2} \right). \quad (3.4)$$

Durch die sogenannte Blaze-Struktur des Reflexionsgitters ist man in der Lage die 1. Beugungsordnung mit maximaler Intensität zurückzuwerfen (siehe Abb. 3.2)

1. Beugungsordnung

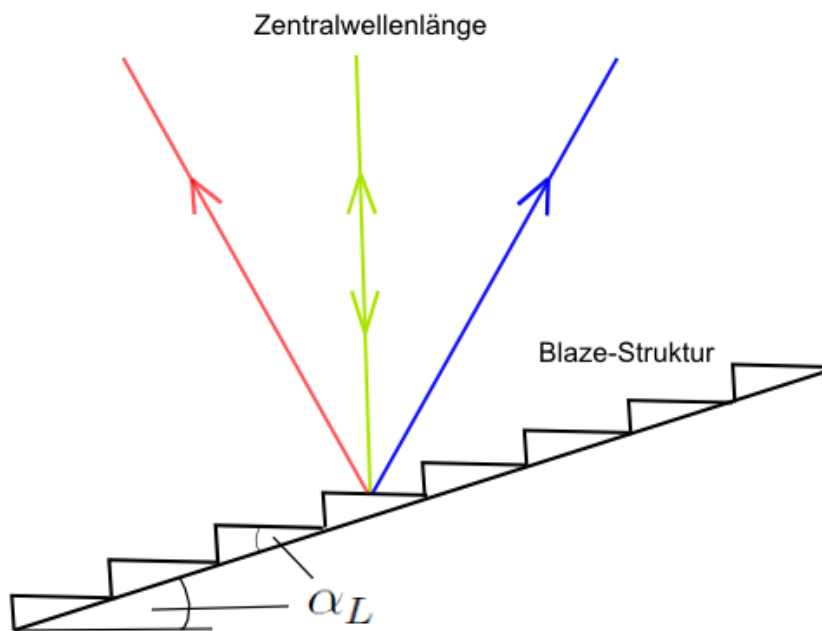


Abbildung 3.2: *Blaze-Gitter. Für die Zentralwellenlänge des Lichtpulsspektrums ist in der Littrow-Anordnung der Einfallswinkel und der Ausfallswinkel der 1. Beugungsordnung gleich. Durch die Blaze-Struktur (definiert durch den Littrow-Winkel α_L) wird die meiste Intensität des einfallenden Lichtes in der 1. Beugungsordnung zurückgeworfen.*

Den Ausfallswinkel β einer beliebigen Wellenlänge λ kann man berechnen durch

$$\beta(\lambda) = \arcsin\left(\frac{1}{g}\lambda - \sin \alpha_L\right) \quad (3.5)$$

und zusammen mit (3.4) folgt dann

$$\beta(\lambda) = \arcsin\left[\frac{1}{g}\left(\lambda - \frac{\lambda_C}{2}\right)\right]. \quad (3.6)$$

Es wird im Folgenden zur Vereinfachung angenommen, dass jede Farbe nur genau durch jeweils einen Strahl charakterisiert wird. Mit (3.6) können wir den Winkel $\Delta\beta$ zwischen der ausfallenden blauen Wellenlänge λ_B und der

ausfallenden roten Wellenlänge λ_R berechnen über

$$\Delta\beta = \beta(\lambda_R) - \beta(\lambda_B) = \arcsin \left[\frac{1}{g} \left(\lambda_R - \frac{\lambda_C}{2} \right) \right] - \arcsin \left[\frac{1}{g} \left(\lambda_B - \frac{\lambda_C}{2} \right) \right] \quad (3.7)$$

Zwischen den ausfallenden Grenzwellenlängen des Pulsspektrums befinden sich nun alle Spektralkomponenten des Pulses räumlich getrennt als einzelne Strahlen, die mit zunehmender Entfernung vom Gitter divergieren. Im Abstand f vom Gitter, wobei hier der Abstand entlang der Propagationsachse der Zentralwellenlänge gemessen wird, beträgt der Durchmesser des Strahls

$$\Delta s = 2f \cdot \tan \left(\frac{\Delta\beta}{2} \right). \quad (3.8)$$

Der Abstand zwischen Gitter und Spiegel wird so gewählt, dass f genau der Brennweite des Spiegels entspricht. Dadurch wird gewährleistet, dass Strahlen unterschiedlicher Wellenlänge hinter dem Fokussierspiegel parallel verlaufen und Strahlen gleicher Wellenlänge (verursacht durch endliche Ausdehnung des Eingangsstrahls auf das Gitter) in einen Streifen fokussiert werden. Da im Rahmen dieser Arbeit der Modulator SLM-S320 verwendet wurde, besitzt das Fenster, in welches das Spektrum des Pulses fokussiert wird, eine endliche Ausdehnung von ungefähr $\Delta s = 32$ mm. Das bedeutet, dass der Strahl maximal diese Ausdehnung besitzen darf. Bei einem Pulsspektrum mit den Grenzwellenlängen $\lambda_R = 1000$ nm und $\lambda_B = 500$ nm und der daraus resultierenden Zentralwellenlänge $\lambda_C = 750$ nm sowie der gewählten Gitterzahl von $\frac{1}{g} = 300$ mm⁻¹ ergibt sich damit unter Benutzung von (3.7) und (3.8) für die Brennweite

$$f = 215 \text{ mm}. \quad (3.9)$$

In dieser Arbeit wurden aus Gründen der technischen Umsetzung Standardspiegel der Brennweite $f = 200$ mm verwendet, sodass ein Strahldurchmesser von

$$\Delta s = 29,8 \text{ mm} \quad (3.10)$$

in der Fourierebene entsteht, der somit 93 % des Gesamtpixelbereichs des Modulators ausleuchtet.

Für den benötigten Neigungswinkel des Gitters erhalten wir aus (3.4) mit der Zentralwellenlänge $\lambda_C = 750$ nm

$$\alpha_L = 6,45^\circ. \quad (3.11)$$

3.1.2 Überprüfung der Strahlqualität

Um eine exakte Justierung des geometrischen Aufbaus des Pulsformers zu ermöglichen, benötigt man Parameter, die gewährleisten, dass der Laserstrahl nach Passieren des Pulsformers (ohne SLM) nahezu unverändert bleibt.

Optimales Strahlprofil und Beugungsmaßzahl M^2 Laserstrahlung besitzt viele überprüfbare Charakteristika wie mittlere Leistung, Farbe, Wellenlänge, Strahldurchmesser oder Strahldivergenz. Der Gaußstrahl (Grundmode TEM₀₀ [EIC04]) ist wegen seiner geringen Divergenz dabei das Optimum zahlreicher Experimente

$$I(x, y) = I_{max} e^{-\frac{8(x^2+y^2)}{d^2}}, \quad (3.12)$$

wobei d der Strahldurchmesser ist. Integriert man über die gesamte Fläche, so erhält man die Ausgangsleistung

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) dx dy = \frac{\pi}{8} d^2 I_{max}, \quad (3.13)$$

die von der maximalen Intensität I_{max} abhängig ist.

Der Durchmesser des Laserstrahl d ist von der Ausbreitungsrichtung z abhängig, denn je weiter der Strahl propagiert, desto größer wird der Strahldurchmesser. Diese Vergrößerung unterliegt folgender Beziehung [EIC04]

$$d(z) = d_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (3.14)$$

wobei $z_R = \frac{\pi d_0^2}{4\lambda}$ die Länge angibt, für die d_0 um das $\sqrt{2}$ -fache angewachsen ist. Für $z \rightarrow \infty$ gilt dann die lineare Näherung

$$d(z) \approx \frac{d_0}{z_R} \cdot z = \frac{4\lambda}{\pi d_0} \cdot z, \quad (3.15)$$

wobei

$$\theta = \frac{d_0}{z_R} = \frac{4\lambda}{\pi d_0} \quad (3.16)$$

der Divergenzwinkel und λ die Wellenlänge des Lasers ist. Durch Umstellen der Gleichung erhält man das sogenannte Strahlparameterprodukt

$$\frac{d_0 \theta}{4} = \frac{\lambda}{\pi}. \quad (3.17)$$

Für höhere Moden in einem Laserresonator sind sowohl der Divergenzwinkel θ als auch der Strahldurchmesser um den Faktor M größer

$$\theta_{Mod} = M \cdot \theta \quad (3.18)$$

$$d_{0_{Mod}} = M \cdot d_0 \quad (3.19)$$

Dadurch gilt für ein Modengemisch das Strahlparameterprodukt

$$\frac{d_{0_{Mod}} \theta_{Mod}}{4} = M^2 \cdot \frac{\lambda}{\pi} \quad (3.20)$$

Für die Beugungsmaßzahl M^2 ergibt sich das Gaußsche Strahlprofil für $M^2 = 1$. Dieser Wert entspricht also dem Optimum eines Strahlprofils.

Experimentelle Bestimmung der Beugungsmaßzahl M^2 Bei einem nicht gaußförmigen Strahl können wir einen Strahldurchmesser auf der x-Achse d_x und einen Strahldurchmesser auf der y-Achse d_y definieren. Diese sind dann berechenbar über

$$d_x(z) = 4\sqrt{\langle x^2(z) \rangle} \quad (3.21)$$

$$d_y(z) = 4\sqrt{\langle y^2(z) \rangle}, \quad (3.22)$$

wobei für die Varianzen gilt

$$\langle x^2(z) \rangle = \frac{\int (x - \langle x \rangle)^2 I(x, y, z) dx dy}{\int I(x, y, z) dx dy} \quad (3.23)$$

$$\langle y^2(z) \rangle = \frac{\int (y - \langle y \rangle)^2 I(x, y, z) dx dy}{\int I(x, y, z) dx dy}. \quad (3.24)$$

$\langle x \rangle$ und $\langle y \rangle$ sind die Strahlschwerpunkte des Strahlprofils:

$$\langle x(z) \rangle = \frac{\int x I(x, y, z) dx dy}{\int I(x, y, z) dx dy} \quad (3.25)$$

$$\langle y(z) \rangle = \frac{\int y I(x, y, z) dx dy}{\int I(x, y, z) dx dy}. \quad (3.26)$$

Bei Kenntnis des Intensitätsprofils $I(x, y, z)$, welches durch eine CCD-Kamera gemessen werden kann, ist also der Durchmesser des Strahles sowohl für die x-als auch für die y-Achse bestimmbar. Gleichung 3.14 kann man umschreiben in

$$d^2 = d_0^2 + (z - z_0)^2 \theta^2. \quad (3.27)$$

Wenn man nun den Strahldurchmesser in Abhängigkeit der Entfernung z misst, erhält man Werte die durch die Parabel

$$d^2 = A + Bz + Cz^2 \quad (3.28)$$

gefittet werden können und dabei erhält man Ergebnisse für die Parameter A, B und C . Aus diesen lassen sich dann die Lage der Strahltaile z_0 , ihr Durchmesser $d_{0_{Mod}}$ und der Divergenzwinkel θ_{Mod} über

$$z_0 = \frac{-B}{2C} \quad (3.29)$$

$$d_{0_{Mod}} = \sqrt{A - \frac{B^2}{4C}} \quad (3.30)$$

$$\theta_{Mod} = \sqrt{C} \quad (3.31)$$

ermitteln. Über das Strahlparameterprodukt lässt sich dann M_x^2 für die x-Achse und M_y^2 für die y-Achse ermitteln. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit mit einem He-Ne-Laser durchgeführt (siehe Abschnitt 5.1).

3.2 Der Modulator SLM-S320



Abbildung 3.3: Der Flüssigkristallmodulator SLM-S320 [JEN11].

Die Modulation der Phasen der einzelnen Wellenlängen des Pulsspektrums erfolgt in dieser Arbeit durch einen Flüssigkristallmodulator der Firma Jenoptik (Abb. 3.3) des Typs SLM-S320 (engl. **S**patial **L**ight **M**odulator).

3.2.1 Funktionsweise und Aufbau

Der Modulator SLM-S320 ist ein Flüssigkristallmodulator, d.h. er verwendet Flüssigkristalle (engl. Liquid Chrystal), um die Spektralkomponenten des Eingangspulses zu modulieren. Flüssigkristalle (siehe Abschnitt 2.4.3) sind Stoffe, deren längliche Moleküle wie in einem Kristall eine Orientierung in ihrer Ausrichtung anzeigen, jedoch haben diese wie in einer Flüssigkeit keine feste Position. In nematischen Flüssigkristallen bevorzugen die Moleküle eine meist parallele Ausrichtung zueinander, wodurch das Material optisch anisotrop wird.

Flüssigkristallmoleküle können durch Einwirken äußerer Kräfte ihre Ausrich-

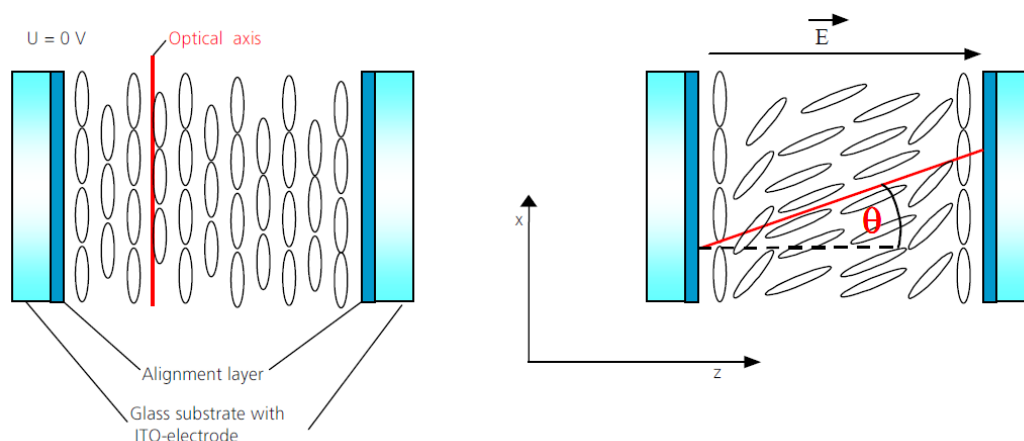


Abbildung 3.4: Nematische Flüssigkristallmoleküle. Bei $U = 0\text{ V}$ sind die Moleküle entlang der x -Achse ausgerichtet. Nach Anlegen eines elektrischen Feldes orientieren sich diese entlang der Feldlinie (Abb. 3.4). Auf diese Weise kann die Lage der optischen Achse des Flüssigkristalls mithilfe der angelegten Spannung kontrolliert werden [JEN11].

tung ändern [JEN11]. Wenn sich ein dünner Film eines Flüssigkristalls zwischen zwei Elektroden befindet und ein elektrisches Feld zwischen diesen angelegt wird, orientieren sich die Flüssigkristallmoleküle entlang der Richtung des elektrischen Feldes.

Der SLM-S320 besteht aus zwei Glasplatten der Dicke z_G , die einen Abstand

z_F voneinander haben und auf denen Elektroden aufgebracht sind. Außerdem befindet sich auf den Elektroden eine Orientierungsschicht, die sich durch ihre Oberflächenstruktur auf die Vorzugsausrichtung der Flüssigkristallmoleküle auswirkt. Ohne Anlegen eines elektrischen Feldes sind die Moleküle parallel zu den Glasplatten orientiert (Abb. 3.4).

Wird nun ein elektrisches Feld zwischen den Elektroden wie in einem Kondensator aufgebaut, drehen sich die Moleküle und richten sich in Richtung des elektrischen Feldes aus. Der Winkel θ beschreibt dabei den Winkel zwischen optischer Achse (oder auch Orientierung der Moleküle) und der Richtung des elektrischen Feldes. Er wird umso kleiner, je größer die Spannung des elektrischen Feldes ist (Abb. 3.4).

Der Flüssigkristall ist ein einachsiger doppelbrechendes Medium, d.h. bei jedem Eintritt eines Lichtstrahls in den Kristall entsteht ein außerordentlicher und ein ordentlicher Strahl, welchen jeweils Brechzahlen $n_e(\omega)$ und $n_o(\omega)$ in Abhängigkeit der einfallenden Wellenlänge zugeordnet werden können. Durch Drehung der Moleküle wird die optische Achse gedreht und somit ergibt sich für einen einfallenden Lichtstrahl eine effektive Brechzahl $n_{eff}(U, \omega)$, die nun außer von der Wellenlänge auch noch von der Spannung U abhängig ist

$$\frac{1}{n_{eff}^2(U, \omega)} = \frac{\cos^2 \theta(U)}{n_o^2(\omega)} + \frac{\sin^2 \theta(U)}{n_e^2(\omega)}. \quad (3.32)$$

Der gesamte Phasenshift ergibt sich aus dem Phasenshift, den das Licht beim Durchgang durch die zwei Glasplatten erhält und aus dem Phasenshift, den es beim Durchgang durch den Kristall gewinnt, wobei letzterer spannungsabhängig ist. Daraus erhält man dann zunächst

$$\Delta\phi = \frac{\omega}{c} [n_{eff}(\omega, U) \cdot z_F + 2n_G(\omega) \cdot z_G], \quad (3.33)$$

wobei $n_G(\omega)$ die Brechzahl und z_G die Dicke einer Glasplatte ist.

Da nur der effektive Brechungsindex für den außerordentlichen Strahl spannungsabhängig ist, können wir in Abhängigkeit der Spannung eine Differenz zwischen den Brechungsindizes des außerordentlichen und ordentlichen Strahls definieren

$$\Delta n(\omega, U) = n_{eff}(\omega, U) - n_o(\omega). \quad (3.34)$$

Zusammen mit (3.33) erhält man dann für den gesamten Phasenshift

$$\Delta\phi = \underbrace{\frac{\omega}{c} \Delta n(\omega, U) \cdot z_F}_{\Delta\phi(\omega, U)} + \underbrace{\frac{\omega}{c} [n_o(\omega) \cdot z_F + 2n_G(\omega) \cdot z_G]}_{\Delta\phi_{const.}}. \quad (3.35)$$

Hier ist zu erkennen, dass der gesamte Phasenshift, den der Lichtstrahl beim Passieren durch das SLM erhält, sich aus einem spannungsabhängigen Phasenshift $\Delta\phi(\omega, U)$ und einem konstanten Phasenshiftsanteil $\Delta\phi_{const.}$ zusammensetzt [JEN11]. Das bedeutet, dass auch bei einer Spannung von $U = 0$ V jede Wellenlänge des Pulsspektrums einen eigenen Phasenshift erhält, da der konstante Phasenshift frequenzabhängig ist. Bei einer Spannung $U > 0$ V kann dann zusätzlich zu dem konstanten Wert ein beliebiger Phasenshift eingestellt werden. Wenn dieses Prinzip in jedem Pixel individuell angewandt wird, können die Phasenshifts in jedem Pixel unabhängig voneinander reguliert werden. Dadurch lässt sich theoretisch jede beliebige Pulsform kreieren.

Das Modulationsfenster (Abb. 3.5) des SLM-S320 ist 13 mm hoch und hat eine Breite von 32 mm, auf welcher es 320 Pixel trägt. In jedem Pixel befinden sich Elektroden von $97 \mu\text{m}$ Breite und zwischen ihnen ist der Abstand $3 \mu\text{m}$ groß. Die Dicke der Flüssigkristallschicht beträgt $z_F = 9 \mu\text{m}$ und die Dicke der Glasplatten hat einen Wert von $z_G = 1,5 \text{ mm}$. Die Ebene der Polarisationsrichtung des außerordentlichen Strahls ist die x-Richtung (siehe Zeichnung). Diese Polarisationsrichtung ist für die Beugungseffizienz der Gitter wichtig, da diese in x-Richtung entscheidend höher ist als in eine beliebig andere Richtung. Die Steuerspannung jedes Displays kann mit einer Auflösung von 12 Bit zwischen 0 und 5V (Low Voltage) oder zwischen 0 und 8V (High Voltage) eingestellt werden.

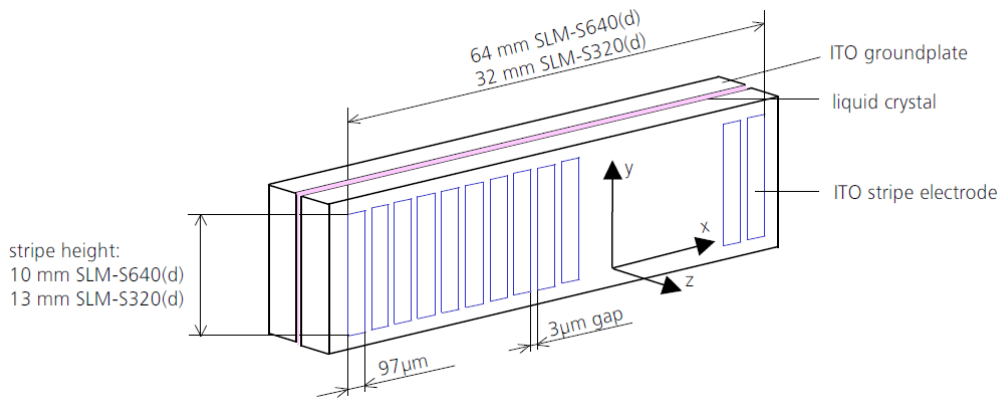


Abbildung 3.5: Modulatorfenster des SLM mit geometrischen Größen der einzelnen Pixel [JEN11].

3.2.2 Kalibrierung des SLM-S320

Nach (3.35) ist eine gewünschte Phasenverschiebung $\Delta\phi$ abhängig von der Brechzahldifferenz $\Delta n(\omega, U)$, der Dicke der Flüssigkristallschicht z_F und der Wellenlänge des durchgehenden Lichtes ω . Da die Dicke des Kristalls z_F eine Konstante und darüber hinaus gut messbar ist ($z_F = 9 \mu\text{m}$) und die Wellenlänge des Lichtes in den meisten Fällen ebenfalls bekannt ist, bleibt nur noch die Bestimmung der Brechzahldifferenz, um einen beliebigen Phasenshift zu erzeugen. Da die Brechzahldifferenz aber sowohl von der Wellenlänge als auch von der Spannungsung abhängig, müssen diese Abhängigkeiten experimentell bestimmt werden.

Optische Anisotropie des Flüssigkristalls Um die Frequenzabhängigkeit der Brechzahldifferenz zu ermitteln, benutzt man die Gleichung

$$\Delta\phi(\omega, U) = \frac{\omega}{c} \Delta n(\omega, U) \cdot z_F, \quad (3.36)$$

die den spannungsabhängigen Phasenshift aus (3.35) darstellt. Bei messbarer Phasenverschiebung $\Delta\phi$ und bekannter Wellenlänge ω kann hieraus die Brechzahldifferenz ermittelt werden. Bei bekannter Brechzahl des ordentlichen Strahls kann über die Beziehung

$$\frac{n_{eff}(\omega, U)}{n_0(\omega)} = 1 + \frac{\Delta n(\omega, U)}{n_0(\omega)} \quad (3.37)$$

das Brechzahlverhältnis zwischen außerordentlichen und ordentlichen Strahl bestimmt werden, was auch im Bereich großer Dispersion nur um einige Prozent von einem konstanten Mittelwert abweicht und daher als konstant angenommen werden kann. Wird nun (3.35) umgeformt, erhält man mit dem konstanten Brechzahlverhältnis für die Brechzahldifferenz

$$\Delta n(\omega, U) = n_0(\omega) \left\{ \frac{\frac{n_e(\omega)}{n_0(\omega)}}{\sqrt{1 + \left[\left(\frac{n_e(\omega)}{n_0(\omega)} \right)^2 - 1 \right] \cos^2 \theta(U)}} - 1 \right\} \quad (3.38)$$

Hieraus ist zu erkennen, dass die Brechzahldifferenz näherungsweise aus einem dispersiven (frequenzabhängigen) und einem spannungsabhängigen Anteil besteht. Daher ist der Separationsansatz

$$\Delta n(\omega, U) = \Delta n(\omega) \cdot f(U) \quad (3.39)$$

näherungsweise gerechtfertigt, wobei f eine ausschließlich von der Spannung abhängige normierte Funktion ist. In diesem vereinfachten, aber hinreichend genügen Modell [JEN11] müssen nur die normierte Spannungsabhängigkeit $f(U)$ und die Frequenzabhängigkeit $\Delta n(\omega)$ bestimmt werden, um die frequenz- und spannungsabhängige Brechzahldifferenz $\Delta n(\omega, U)$ zu erhalten.

Spannungsabhängigkeit der Brechzahldifferenz Um die Spannungsabhängigkeit der Brechzahldifferenz zu ermitteln, muss die Phasenverschiebung bei gegebener Frequenz ω bestimmt werden. Dies geschieht durch Messung der Transmission des Lichtes der Frequenz ω in Abhängigkeit von der Steuerspannung U . Bei $U = 0$ ist die Phasenverschiebung $\Delta\phi$ maximal, da die Anisotropie des Flüssigkristalls in diesem Zustand maximal ist. Mit zunehmender Spannung nähert sich die optische Achse der Ausbreitungsrichtung der Lichtwelle an, sodass die Brechzahldifferenz bei maximaler Spannung den (theoretischen) Wert 0 annimmt. Für die Transmission T in Abhängigkeit von der Spannung U erhält man den Verlauf in Abb. 3.6. Weiterhin gilt

$$T(U) = T_0 \cdot \sin^2 \left(\frac{\Delta\phi(U)}{2} \pm k\pi \right) \text{ mit } k = 0; 1; \dots, \quad (3.40)$$

wobei T_0 die maximale Transmission ist.

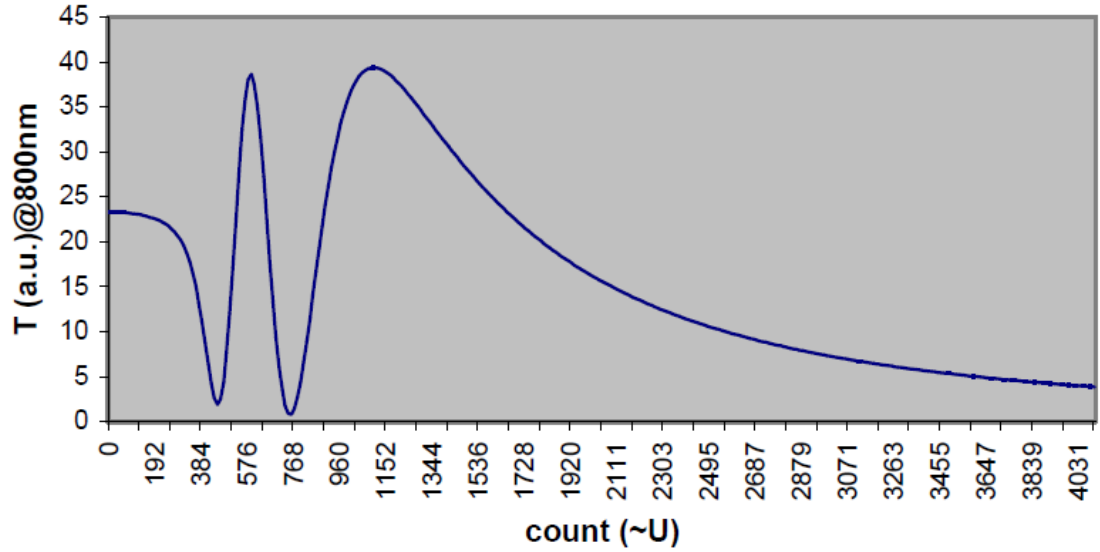


Abbildung 3.6: *Typischer Verlauf der Transmission T des Lichts in Abhängigkeit von der angelegten Spannung U [JEN11]. Die Spannung wird in Steuereinheiten (counts) angegeben, welche die Einheiten für die Ansteuerung am PC sind. Sie sind zur real angelegten Spannung proportional.*

Daraus ergibt sich durch Umformung für den Phasenshift

$$\Delta\phi(U) = 2k\pi \pm 2 \arcsin \sqrt{\frac{T}{T_0}}. \quad (3.41)$$

Auf diese Weise lässt sich die spannungsabhängige Phasenverschiebung $\Delta\phi(U)$ und somit auch die spannungsabhängige Brechzahldifferenz $\Delta n(U)$ bzw. die Normierungsfunktion $f(U)$ durch Messung der Transmission des Lichtes bestimmen (Abb. 3.7).

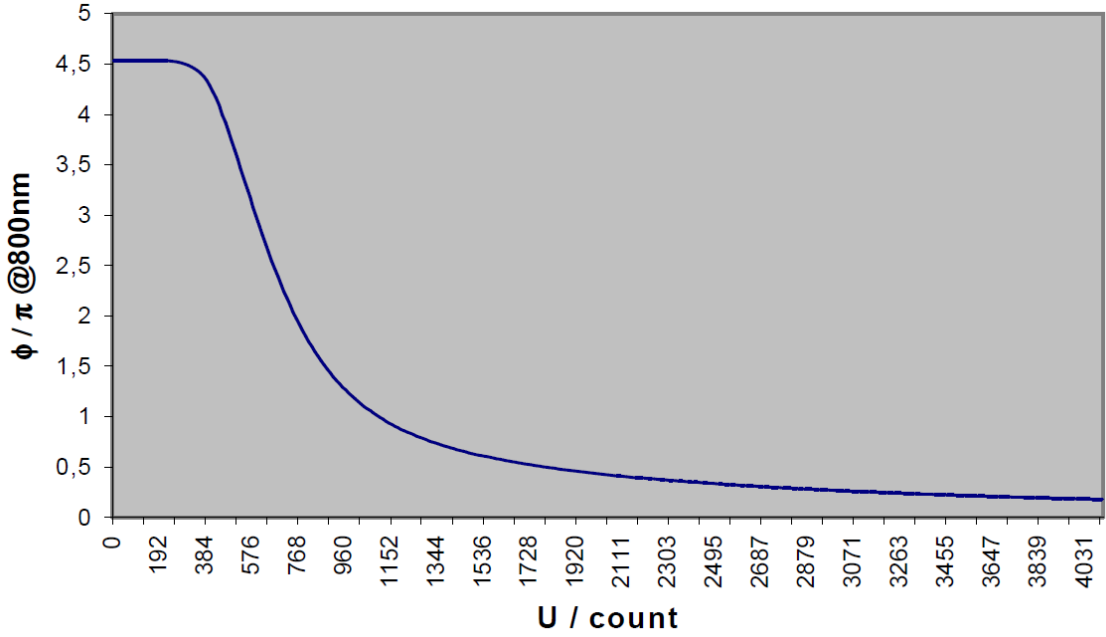


Abbildung 3.7: Typischer Verlauf der Phase ϕ in Abhängigkeit von der angelegten Spannung U [JEN11].

Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahldifferenz Wir kennen aus (3.36) die Abhängigkeit der Phasenverschiebung von der Frequenz des einfallenden Lichtes. Unter Verwendung von $\lambda \cdot \frac{\omega}{2\pi} = c$ können wir die Gleichung umformen zu

$$\Delta\phi(\lambda, U) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(U, \lambda) \cdot z_F \quad (3.42)$$

Mit $U = 0$ erhält man

$$\Delta\phi(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(\lambda) \cdot z_F \quad (3.43)$$

Wird also bei bekannter Zelldicke z_F der Phasenshift in Abhängigkeit der Wellenlänge bestimmt, so kann auch eine Aussage über die Brechzahldifferenz $\Delta n(\lambda)$ getroffen werden.

Aus früheren Messreihen [JEN11] wurde die Fit-Funktion

$$\Delta n(\lambda) = \frac{\Delta n_\infty \cdot \lambda}{\sqrt{\lambda^2 - \lambda_0^2}}, \quad (3.44)$$

ermittelt, die in Abb. 3.8 dargestellt ist. $\Delta n_\infty = 0,2002$ gibt die Brechzahl-differenz bei unendlich großer Wellenlänge wieder und $\lambda_0 = 327,44$ nm ist die Wellenlänge, bei der die Messung begonnen wurde.

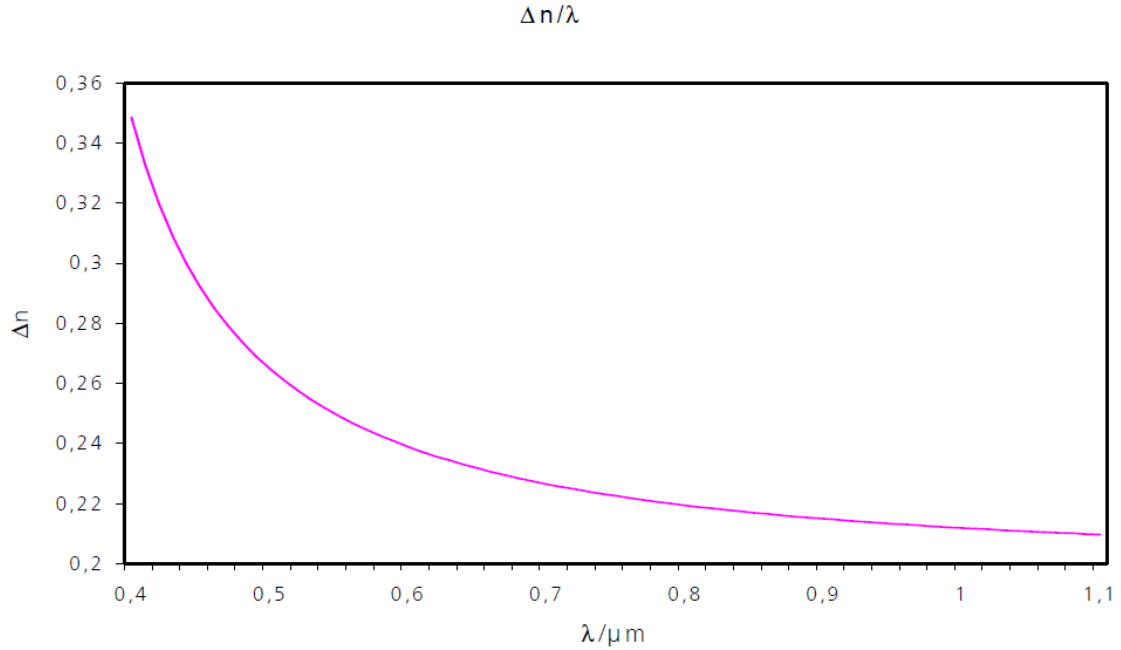


Abbildung 3.8: Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahldifferenz [JEN11].

Da nun $\Delta n(\lambda)$ sowie $f(U)$ bestimmt sind, kann nun laut (3.39) zu jeder beliebigen Frequenz und jeder beliebigen Spannung die Brechzahldifferenz und daraus mithilfe von (3.36) die resultierende Phasenverschiebung in guter Näherung berechnet werden. Umgekehrt kann natürlich auch die benötigte Spannung eines gewünschten Phasenshifts einer bestimmten Lichtfrequenz berechnet werden.

Experimentelle Kalibrierung des Flüssigkristallmodulators Wird für eine bestimmte Wellenlänge λ_m die Transmissions-Spannungs-Kurve gemessen, so kann diese in eine Phasenshift-Spannungs-Kurve $\Delta\phi_m(U, \lambda_m)$ mithilfe von (3.41) umgerechnet werden. Durch diese aufgenommene Kalibrierkurve kann nun bei Kenntnis von $\Delta n(\lambda)$ (siehe vorheriger Abschnitt) die Kennlinie jeder beliebigen Wellenlänge mit folgender Gleichung berechnet werden:

$$\Delta\phi(\lambda, U) = \Delta\phi_m(\lambda, U) \cdot \frac{\lambda_m}{\lambda} \cdot \frac{\Delta n(\lambda)}{\Delta n(\lambda_m)}. \quad (3.45)$$

Ansteuerung des Flüssigkristallmodulators mithilfe des Terminals

Die Ansteuerung des SLM ist mit einem Terminal (slmterminal.rb) möglich. Es wird dabei die Programmiersprache Ruby verwendet. Das Programm slmterminal.rb greift beim Starten auf die Datei functions.rb zu, welche vorprogrammierte Funktionen enthält, die auf das SLM gelegt werden können. Um einen Sinus als spektrale Phasenfunktion zu erzeugen, gibt man folgende Befehle ein:

```
> > > connect 0    Verbindung mit dem SLM herstellen (0 ist Anschluss  
des Geräts)
```

```
> > > init        SLM initialisieren, Gerät betriebsbereit.
```

```
> > >* directsinus(0)  Programm lädt aus der Datei functions.rb die  
definierte Funktion directsinus mit Phasenshift 0
```

```
> > > exit        Beendet die Arbeit mit dem SLM.
```

```
> > > disconnect   Trennt die Verbindung mit dem SLM.
```

Natürlich lassen sich in der Datei functions.rb weitere, beliebige Funktionen definieren.

Ansteuerung des Flüssigkristallmodulators mit LabVIEW Der Hersteller des SLM-320 Jenoptik liefert zusammen mit dem Gerät auch eine umfassende LabView-Programmiersbibliothek, mit deren Hilfe man als Benutzer in der Lage ist, den Modulator anzusteuern.

1. Zunächst muss die Bibliothek slms640d.dll (Init) initialisiert werden.
2. Danach kann die Verbindung mit dem SLM-S320 hergestellt werden (Connect).
3. Nun erfolgt die Initialisierung des Modulators (Init Modulator).
4. Dann kann ein benutzerspezifischer Programmablauf erfolgen, d.h. der Benutzer selbst kann nun die Ansteuerung der einzelnen Pixel nach Wunsch programmieren und damit beliebige Pulsformen kreieren.
5. Nach der Arbeit wird das Programm beendet (Exit Modulator).
6. Zum Schluss muss die Verbindung mit dem SLM getrennt werden (Disconnect).

3.3 Technische Limitierung des Pulsformers

Die Pulsformer, der im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, ist zum Einen durch die geometrischen Genauigkeit des 4f-Streckers und zum Anderen durch die technischen Grenzen des Flüssigkristallmodulators in seiner Funktionsweise limitiert.

3.3.1 Grenzen der geometrischen Genauigkeit

Die Geometrie des Pulsformer-Aufbaus (siehe Abschnitt 3.1) ist vor allem determiniert durch die 4f-Konfiguration und damit abhängig vom Gitter und vom zylindrischen Hohlspiegel.

Spektrale Auflösung und Reflexionsgrad der Gitter Aus Gleichung (3.6) wissen wir, dass die Anzahl der Gitterlinien $1/g$ einen Einfluss auf den Ausfallswinkel des Lichts vom Gitter hat. Je größer die Anzahl der Linien, desto größer ist auch der Ausfallswinkel beziehungsweise die durch (3.7) beschriebene räumliche Auffächerung der Spektralkomponenten. Je größer diese ist, desto genauer können einzelne Frequenzen aufgelöst und damit moduliert werden. Da sowohl die Länge des Modulationsfensters Δs als auch die Länge eines einzelnen Pixels fix ist, ergibt sich eine Abhängigkeit der Brennweite von der räumlichen Auffächerung der Spektralkomponenten. Da der Wert der Brennweite aufgrund der technischen Umsetzung innerhalb des Gesamtlasersystems nach oben hin begrenzt ist, so ist auch die Gitterzahl nach oben hin begrenzt. Dies hat zur Folge, dass der Pulsformer aus geometrischen Gründen nicht beliebig genau die einzelnen Spektralkomponenten des Eingangspulses modulieren kann.

Ein wichtiger Aspekt ist vor allem der Reflexionsgrad der Gitter. Dieser beträgt bei einem Gitter der 1. Ordnung Littrow der Zentralwellenlänge 760 nm im Bereich von 600 - 850 nm über 80 Prozent. Für größere bzw. kleinere Wellenlängen fällt dagegen der Reflexionsgrad schnell ab (siehe Abb. 3.9).

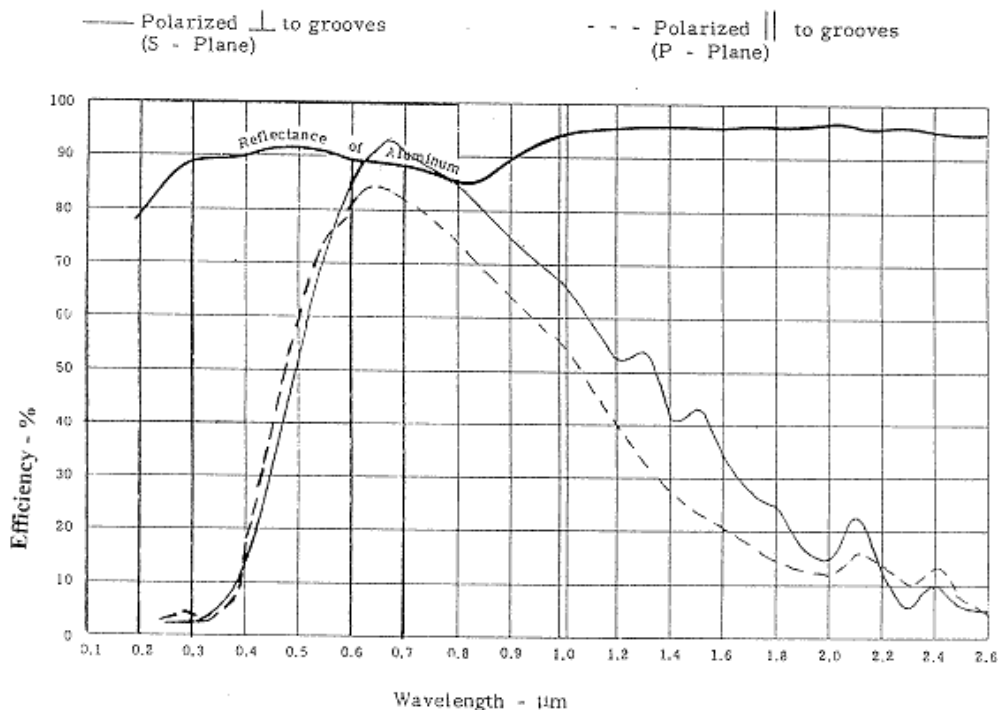


Abbildung 3.9: Abhängigkeit des Reflexionsgrads von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes für ein Reflexionsgitter 1. Ordnung Littrow der Zentralwellenlänge 760 nm [NEW12].

Reflexionsgrad der fokussierenden Zylinderspiegel Die Qualität der Reflexion an den Zylinderspiegeln ist generell für versilberte Spiegel im Bereich des sichtbaren Lichts am größten, weist aber im Vergleich verschiedener Wellenlängen innerhalb dieses Bereichs Diskrepanzen auf. So ist aus Abb. 3.10 erkennbar, dass der Reflexionsgrad bei einer Wellenlänge von 400 nm, was die Grenze zum ultravioletten Bereich markiert, schnell auf ein Maximum von über 97 % bei 500 nm ansteigt, dann einen Einbruch bei einer Wellenlänge von 600 nm auf 95,5 % hat und schließlich bis 800 nm einen Wert von ca. 98 % erreicht. Bei einer Zentralwellenlänge von geschätzten 750 nm, beträgt der Reflektionsgrad ungefähr 97,5 %. Dies bedeutet, dass der Strahl der Frequenz der Zentralwellenlänge mit einer Eingangsintensität I_{in} nach Passieren des Spiegels eine Intensität von

$$I_{1C} = 0.975 \cdot I_{ein} \quad (3.46)$$

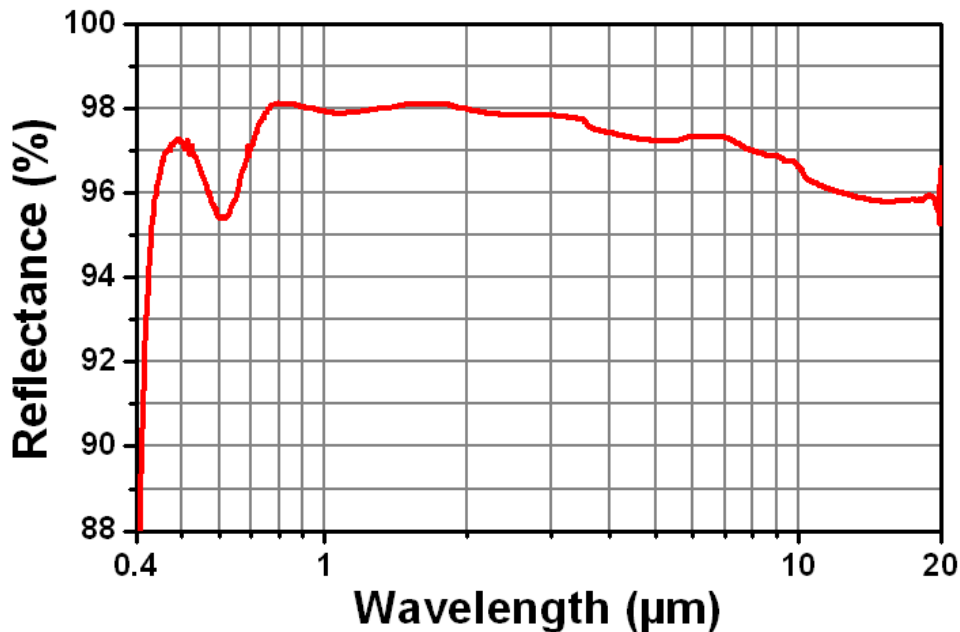


Abbildung 3.10: Abhängigkeit des Reflexionsgrads von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes für einen silber-beschichteten Spiegel [THO12].

besitzt. Nach Passieren des zweiten Zylinderspiegels beträgt die Intensität nur noch

$$I_{2C} = 0.975^2 \cdot I_{ein} = 0.951 \cdot I_{ein} \quad (3.47)$$

Dies bedeutet, dass im Bereich der Zentralwellenlänge die Intensität, die in diesem Bereich des Spektrums ihr Maximum erreicht, um ca. 4,9 % allein durch Reflexion an den Spiegeln sinkt. Für den Bereich um 600 nm liegt der Wert sogar bei 8,8 %. Allerdings sind die Verluste, die durch die Spiegel verursacht werden, im Vergleich zu den Intensitätsverlusten an den Gittern marginal.

3.3.2 Technische Limitierung des Flüssigkristallmodulators SLM-S320

Möglicher Wellenlängenbereich Aufgrund der Eigenschaften der Flüssigkristallmoleküle, kann der Modulator nur in einem Wellenlängenbereich von 430 nm - 1600 nm betrieben werden. Wellenlängen im Bereich des Ul-

travioletten, also kleiner als 430 nm, können irreversible Veränderungen innerhalb der Flüssigkristallzelle hervorrufen, z.B. indem durch energiereiche Strahlung die großen Flüssigkristallmoleküle durch Herausschlagen von Elektronen zerstört werden können [JEN11].

Diskretisierung der Maske Aufgrund der endlichen Anzahl von N Pixeln im Modulator, kann das Spektrum des Laserpulses nur diskret abgetastet werden. Für die Beziehung zwischen Filterfunktion $H(\omega)$ aus (2.54) und räumlicher Maske $M(x)$ gilt

$$H(\omega) \propto M\left(\frac{x}{a}\right), \quad (3.48)$$

d.h. die ortsabhängige Filterung $M(x)$ ist direkt proportional zur Frequenzfilterung $M(\omega)$, da jede Farbe des Spektrums in der Fourierebene eine eigene Position hat.

Im Allgemeinen bestehen Flüssigkristallmodulatoren aus einer endlichen Anzahl von Pixeln N , die einen konstanten Abstand Δx voneinander haben. Gleichzeitig stellt Δx auch die Breite der Pixel dar. Die Abstände zwischen den Elektroden werden vernachlässigt. Wenn $M(x)$ die Filtermaske ist, so kann ein diskreter Modulator nur ein treppenförmiges Abbild $M_{Pix}(x)$ erzeugen. Dieses ergibt sich aus der Gleichung

$$M_{Pix}(x) = \sum_{l=-N/2}^{N/2} M(l \cdot \Delta x) \cdot \text{rect}\left(\frac{x - l \cdot \Delta x}{\Delta x}\right). \quad (3.49)$$

mit

$$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1 & |x| \leq \frac{1}{2} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.50)$$

Laut dieser Beziehung, gibt es für die diskrete Filterfunktion nur genau die Beiträge $M(-l \cdot \Delta x), \dots, M(-2\Delta x), M(-\Delta x), M(+\Delta x), M(2\Delta x), \dots, M(l \cdot \Delta x)$ aus der kontinuierlichen Filterfunktion $M(x)$ und nur für die x -Bereiche, wo die Pixel auch lokalisiert sind.

Gleichung (3.49) lässt sich mithilfe der Faltung (\otimes) ausdrücken als

$$M_{Pix}(x) = \left\{ M(x) \cdot \sum_{l=-N/2}^{N/2} \delta(x - l \cdot \Delta x) \right\} \otimes \text{rect}\left(\frac{x}{\Delta x}\right) \quad (3.51)$$

Wenn angenommen wird, dass die Ortsabhängigkeit der Frequenzkomponenten $x(\omega)$ linear ist, d.h.

$$x(\omega) = a\omega \quad (3.52)$$

wird von unendlich kleinen Foki jeder Spektralkomponente in der Fourierebene ausgegangen. Mit dieser Näherung ist es möglich die diskrete Filterfunktion $H_{Pix}(\omega)$ zu bestimmen, indem man (3.52) in (3.51) einsetzt:

$$H_{Pix}(\omega) = M_{Pix}(a\omega) = \left\{ H(\omega) \cdot \sum_{l=-N/2}^{N/2} \delta\left(\omega - \frac{l \cdot \Delta x}{a}\right) \right\} \otimes \text{rect}\left(\frac{a\omega}{\Delta x}\right), \quad (3.53)$$

wobei $H(\omega) = M(a\omega)$ die gewünschte kontinuierliche Filterfunktion ist. Die zeitliche Modulierfunktion erhält man über

$$h_{Pix}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_{Pix}(\omega) e^{i\omega t} d(\omega) \quad (3.54)$$

Daraus ergibt sich dann für die diskrete Filterfunktion im Zeitraum

$$h_{Pix}(t) = \left\{ \sum_{l=-\infty}^{\infty} h\left(t - l \cdot \frac{\pi 2a}{\Delta x}\right) \right\} \cdot \text{sinc}\left(\frac{\Delta x}{2a}t\right) \quad (3.55)$$

für den zeitlichen Verlauf des Ausgangspulses. In Zeitabständen von $t_n = \frac{2\pi a}{\Delta x} \cdot n$ nimmt die Funktion $h_{Pix}(t)$ verursacht durch die Sinc-Funktion Maximalwerte an, die mit steigendem n einer Dämpfung unterliegen. Bei $n = 0$ liegt das größte Maximum, was in der Faltung mit dem Eingangsfeld E_{ein} den eigentlichen Ausgangspuls ergibt. Dadurch dass aber auch weitere Maxima ($n \neq 0$) mit dem Eingangsfeld gefaltet werden, entstehen Kopien des Ausgangspulses zu den Zeiten t_n . Die Diskretisierung der Filterfunktion durch eine endliche Pixelzahl führt also zu Kopien des Ausgangspulses [WAX09], was bei einigen Experimenten eventuell berücksichtigt werden sollte.

Begrenzung der Phase durch das Nyquistlimit Der Phasenunterschied zwischen zwei Pixeln, denen über die räumliche Auffächerung der Spektralkomponenten ein Frequenzunterschied von $\Delta\omega = \frac{\Delta x}{a}$ laut (3.52) zugeordnet ist, sollte immer kleiner als π sein, das bedeutet also

$$|\phi(\omega + \Delta\omega) - \phi(\omega)| < \pi, \quad (3.56)$$

da ansonsten die Eindeutigkeit des diskretisierten Phasenverlaufs nicht mehr gegeben ist [WAX09].

4 Simulation der Pulsformung

Im folgenden Kapitel wird eine Simulation vorgestellt, die die Formung ultrakurzer Lichtpulse beschreibt.

4.1 Näherungen

Folgende Näherungen wurden bei der Entwicklung der Simulation angenommen:

- Intensitätsverluste durch Gitter oder Spiegel werden vernachlässigt.
- Das Spektrum des Eingangspulses ist nicht kontinuierlich, sondern es besteht aus 640 Frequenzen, die über einen Bereich von 440 bis 1080 nm äquidistant verteilt sind
- Das Intensitätsspektrum in Abhängigkeit von der Frequenz wird durch eine Gauß-Funktion beschrieben, wobei deren Mittelwert bei 760 nm liegt und die Standardabweichung 100 nm beträgt.
- Es wird ein Modulator mit 32 Pixeln simuliert. In jedem dieser Pixel treten 20 Frequenzen auf, welche den gleichen Phasenshift erhalten. Dadurch wird die Diskretisierung des Frequenzspektrums durch das SLM simuliert.

4.2 Physikalischer Hintergrund

Nach Erläuterung der Näherungen wird nun im Folgenden das Verfahren beschrieben, welches die Grundlage für die Simulation bildet.

Zunächst sind ebene Wellen (rein zeitabhängig) Ausgangspunkt der Diskussion. Eine einzelne ebene Welle der Frequenz ω und Wellenlänge λ kann beschrieben werden durch:

$$E(t) = E_0 \cdot e^{i\omega t} = E_0 \cdot e^{i \cdot \frac{2\pi c}{\lambda} t} \quad (4.1)$$

Die Erzeugung von ultrakurzen Pulsen resultiert aus der geeigneten Superposition dieser Wellen. In der Simulation wird dies durch eine Summe über die Wellenlänge ausgedrückt. Man erhält

$$E_{Puls}(t) = \sum_{\lambda=441 \text{ nm}}^{\lambda=1080 \text{ nm}} E_0 \cdot e^{i \frac{2\pi c}{\lambda} t}, \quad (4.2)$$

was dem elektrischen Feld des Eingangspulses entspricht. Für jede Wellenlänge λ kann eine Phase ϕ_λ dazuaddiert werden:

$$E_{Puls}(t) = \sum_{\lambda=441 \text{ nm}}^{\lambda=1080 \text{ nm}} E_0 \cdot e^{i(\frac{2\pi c}{\lambda} t + \phi_\lambda)} \quad (4.3)$$

wobei für die verschiedenen Phasen ϕ_λ gilt:

$$\phi_{441 \text{ nm}} = \phi_{442 \text{ nm}} = \dots = \phi_{460 \text{ nm}} \quad (4.4)$$

$$\phi_{461 \text{ nm}} = \phi_{462 \text{ nm}} = \dots = \phi_{480 \text{ nm}} \quad (4.5)$$

$$\phi_{481 \text{ nm}} = \phi_{482 \text{ nm}} = \dots = \phi_{500 \text{ nm}} \quad (4.6)$$

$$\phi_{501 \text{ nm}} = \phi_{502 \text{ nm}} = \dots = \phi_{520 \text{ nm}} \quad (4.7)$$

$$\dots \quad (4.8)$$

$$\phi_{1061 \text{ nm}} = \phi_{1062 \text{ nm}} = \dots = \phi_{1080 \text{ nm}} \quad (4.9)$$

$$(4.10)$$

Das bedeutet, dass die Phasenverschiebungen für jeweils 20 Frequenzen in einem Pixel gleich sind, was der Diskretisierung der Maskenfunktion (siehe Abschnitt 3.3.2) entspricht. Ist die jeweilige Phase nun gleich dem Funktionswert einer Maskenfunktion $m(x_\lambda)$

$$\phi_\lambda = m(x_\lambda) \quad (4.11)$$

so besteht die Möglichkeit, die Wirkung beliebiger Modulierfunktionen $m(x)$ auf den Eingangspuls zu simulieren. Durch Bildung des Real- und Imaginärteils von Gleichung (4.3) kann man das Betragsquadrat des komplexen elektrischen Feldes errechnen und erhält so die zeitlich gemittelte Intensität des Ausgangspulses [LIN12]

$$I_{Puls}(t) = (\text{Re}[E_{Puls}(t)])^2 + (\text{Im}[E_{Puls}(t)])^2. \quad (4.12)$$

4.3 Implementierung der Simulation mit Mathematica

Im nächsten Abschnitt soll der Programmierablauf der Simulation vorgestellt und nähere Einzelheiten zur Beschreibung der Physik erläutert werden.

Diskretisierung der Phasenfunktion Um der diskretisierenden Wirkung des Pulsformers gerecht zu werden, muss die Phasenfunktion, die auf den SLM gelegt wird, abschnittsweise definiert werden. In dieser Simulation

beträgt die Anzahl der Pixel 32, das ist ein Zehntel der Pixel, die der Pulsformer in Realität besitzt. Dementsprechend werden Effekte der Diskretisierung in der Simulation wesentlich größer als in Wirklichkeit sein, dies hat aber den Vorteil, dass sie dadurch deutlicher hervortreten.

Zunächst werden 32 äquidistante Argumente (x-Werte) im Bereich von von 0,196 bis 6,272 erstellt. Dies geschieht in Mathematica durch die Erstellung des Vektors

$$vec := Range[0.196, 6.272, 0.196]. \quad (4.13)$$

Jeder einzelne x-Wert wird dabei einem Pixel zugeordnet. Dadurch das später jedem x-Wert ein Funktionswert $m(x)$ zugeordnet wird, erhält jedes Pixel seinen eigenen Funktionswert $m(x)$, welcher dann dem Phasenshift entspricht. Jedes Argument wird durch $m(vec)$ ausgewertet und einer Funktion namens *fktwert* zugeordnet

$$fktwert := m[vec] \quad (4.14)$$

Diese Funktion ist nun ein Vektor, der nun die Funktionswerte $m(x)$ (Phasenverschiebungen für jedes Pixel) der Argumente x enthält. Nun kann eine abschnittsweise definierte Funktion, welche hier *phdiskret* heißt, erstellt werden.

$$phdiskret := Piecewise[fktwert[[1]], freq[440] > w \geq freq[460], \quad (4.15)$$

$$fktwert[[2]], freq[460] > w \geq freq[480], \quad (4.16)$$

$$fktwert[[3]], freq[480] > w \geq freq[500], \quad (4.17)$$

$$\dots \quad (4.18)$$

$$fktwert[[30]], freq[1020] > w \geq freq[1040], \quad (4.19)$$

$$fktwert[[31]], freq[1040] > w \geq freq[1060], \quad (4.20)$$

$$fktwert[[32]], freq[1060] > w \geq freq[1080] \quad (4.21)$$

Jedes Pixel passieren 20 Frequenzen, welche den gleichen Phasenshift, also den gleichen Funktionswert erhalten. Damit wird jedem Pixel genau ein Funktionswert der Funktion $m(x)$ zugeordnet, so wie es in der Realität der Fall ist.

Mit dem Befehl

$$phi[w0_] := pw/.w- > w0 \quad (4.22)$$

kann nun jeder Frequenz die richtige Phase zugeordnet werden. Dadurch erhalten jeweils 20 Frequenzen in der Summe den gleichen Phasenshift.

Ausgabe des Pulsprofils Mit dem Befehl

$$epulsout := Sum[Sqrt[gauss[w0]]*Exp[I*(w0*t+phi[w0])], w0, minfreq, maxfreq, step] \quad (4.23)$$

wird über die ebenen Wellen mit Berücksichtigung des jeweiligen Phasenshifts summiert, wobei $gauss[w_0]$ eine Gaußfunktion ist, die den Beitrag der einzelnen Wellenlängen zur Intensität beschreibt (siehe Abschnitt 4.1).

Nun wird der Real- und Imaginärteil des komplexen elektrischen Feldes gebildet:

$$Relepulsout := Re[epulsout] \quad (4.24)$$

$$Imagepulsout := Im[epulsout]. \quad (4.25)$$

Das Betragsquadrat des elektrischen Feldes entspricht dann der zeitlichen gemittelten Intensität [LIN12]

$$intpulsout := Relepulsout^2 + Imagepulsout^2, \quad (4.26)$$

die dann im Programm durch

$$Plot[intpulsout, t, t1 * 10^{(-15)}, t2 * 10^{(-15)}] \quad (4.27)$$

geplottet wird. $t1$ und $t2$ geben den Zeitbereich an, in dem die Intensität gezeichnet wird. Diese Parameter sind vom Benutzer des Programms wählbar.

4.4 Ergebnisse der Simulation

In der Simulation können nun verschiedene Funktionen, wie z.B. Polynome oder trigonometrische Funktionen eingegeben werden, was in der Realität dem Anlegen bestimmter Spannungen an bestimmte Pixel entspricht. Die folgenden Abbildungen zeigen den Eingangspuls (Abb. 4.1) im direkten Vergleich zum geformten Puls bei einer bestimmten Modulierungsfunktion.

4.4.1 Lineare Modulierungsfunktion

Die Modulierungsfunktion, die im Programm angelegt wird, lautet

$$m(x) = k \cdot x. \quad (4.28)$$

Durch diese Funktion wird eine in der Wellenlänge lineare spektrale Phase aufgeprägt

$$\phi(\omega) = K\omega. \quad (4.29)$$

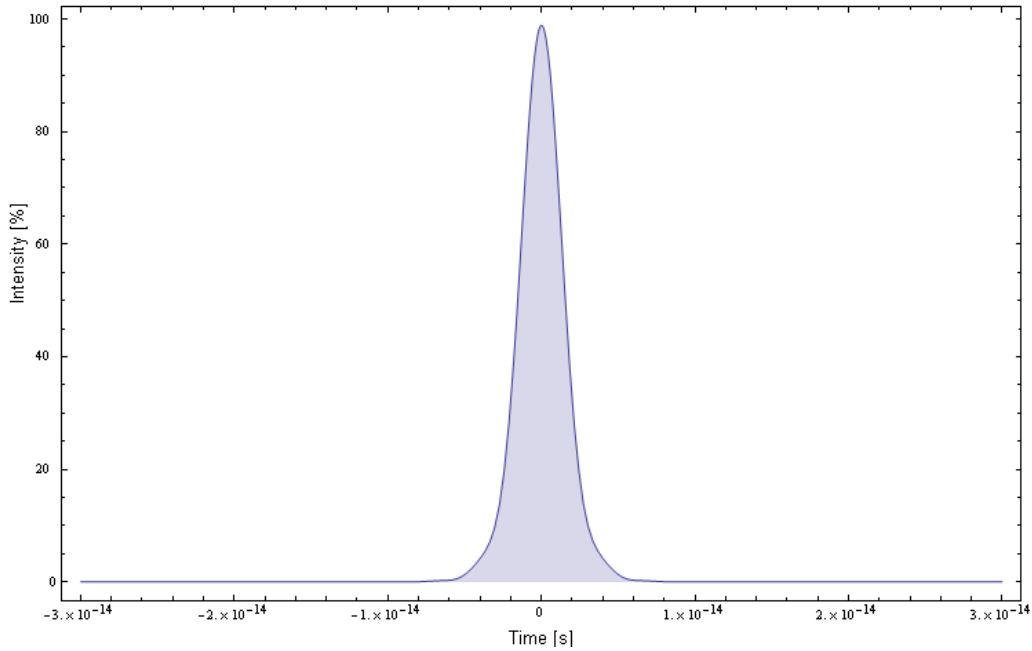


Abbildung 4.1: Eingangspuls des Lasers, der durch die Summe der ungeformten spektralen Phasen modelliert wird.

Wenn die Anzahl der Pixel bei einer endlichen Länge des SLM gegen unendlich geht, wird es möglich eine perfekte lineare spektrale Phase zu realisieren, die lediglich einen Zeitshift des zeitlichen Intensitätsprofils des Eingangspulses verursacht, jedoch seine Pulsform nicht ändert. Bei endlicher Anzahl der Pixel wird die spektrale Phase diskretisiert, was zur Folge hat, dass die einzelnen Phasenverschiebungen nicht mehr durch eine lineare Funktion beschrieben werden können. Effektiv wird also statt einer linearen Funktion eine Treppenfunktion angelegt

$$\phi(\omega) = K[\theta(\omega - \omega_0) + \theta(\omega - (\omega_0 + \Delta\omega)) + \theta(\omega - (\omega_0 + 2\Delta\omega)) + \dots + \theta(\omega - (\omega_0 + (n - 1)\Delta\omega))], \quad (4.30)$$

wobei n die Anzahl der Pixel ist. Dadurch wird die Pulsform auch bei einer linearen, spektralen Phase verändert. Die Stärke der Pulsformänderung wird mit zunehmendem Anstieg der angelegten linearen Funktion k erhöht (Vergleich Abb. 4.2 und Abb. 4.3).

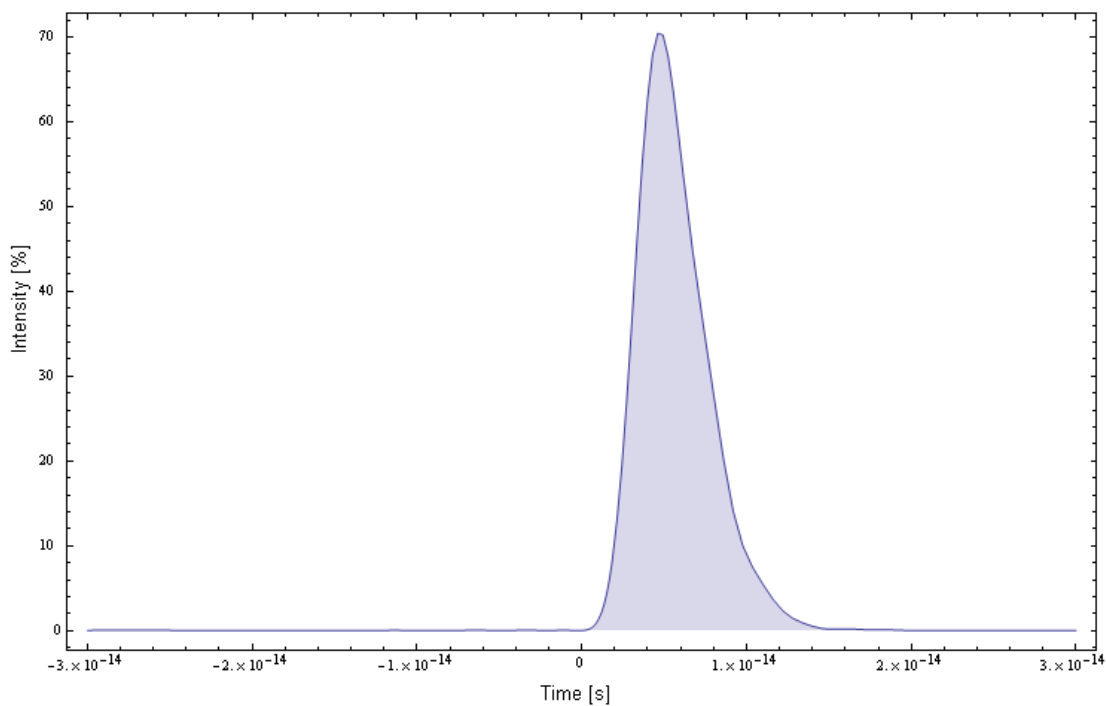


Abbildung 4.2: Geformter Ausgangspuls. Die Modulierungsfunktion der spektralen Phase lautet $m(x) = 2x$. Deutlich erkennbar ist die zeitliche Verschiebung aber auch eine Veränderung des Pulsprofils, die auf die Diskretisierung, verursacht durch die einzelnen Pixel des Pulsformers, zurückzuführen ist.

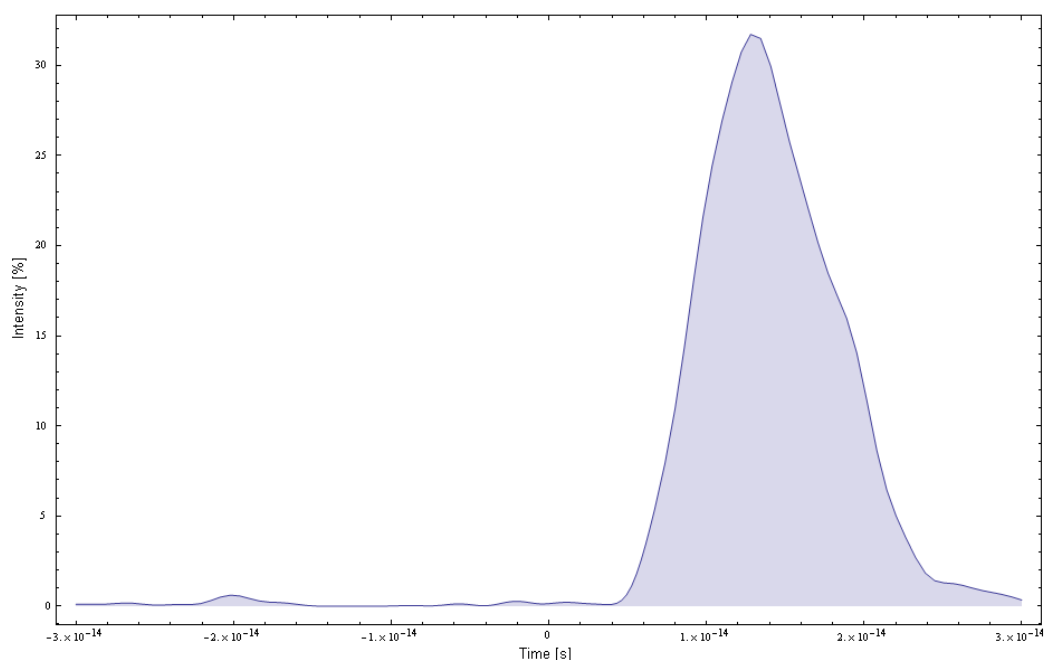


Abbildung 4.3: *Geformter Ausgangspuls. Die Modulierungsfunktion der spektralen Phase lautet $m(x) = 5x$. Wieder deutlich erkennbar ist die zeitliche Verschiebung des Pulsprofils, die Veränderung der Pulsform ist hier stark ausgeprägt, da sich die Effekte der Diskretisierung bei einer linearen Funktion $m(x) = kx$ mit zunehmendem Anstieg k verstärken.*

4.4.2 Nichtlineare Modulierungsfunktion

Bei der Wahl höherer Polynome als Modulierungsfunktion entstehen deutlich veränderbare Pulsformen (Abb. 4.4). Wie auch bei der linearen spektralen Phase können auch nichtlineare Phasenunterschiede nur durch Treppenfunktionen angenähert werden (endliche Anzahl von Pixeln).

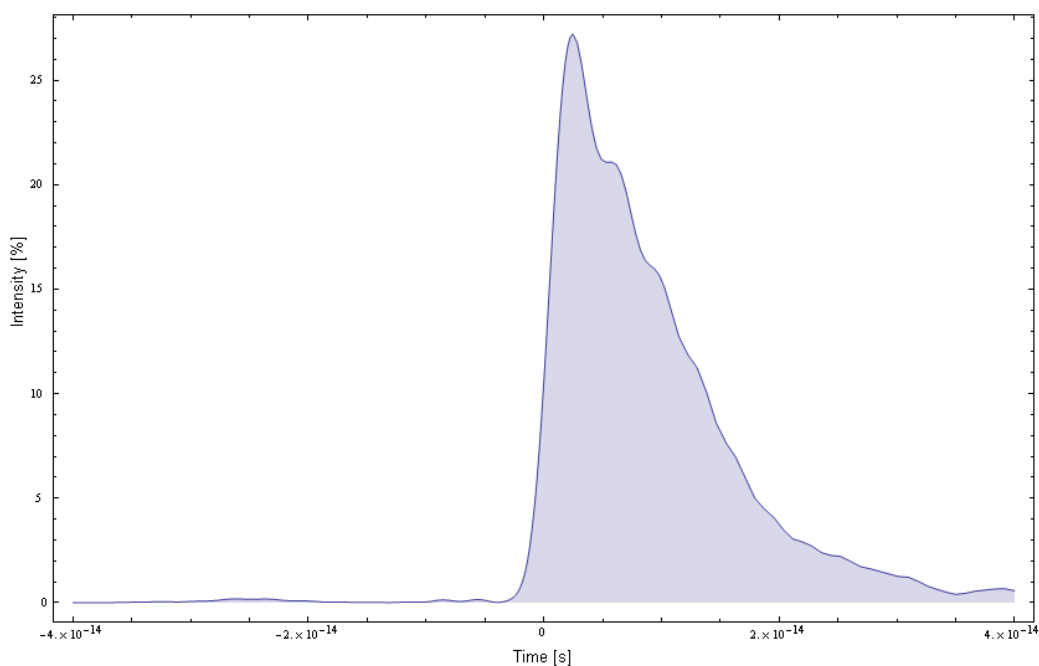


Abbildung 4.4: *Geformter Ausgangspuls. Die Modulierungsfunktion der spektralen Phase lautet $m(x) = 0.1x^3$. Deutlich erkennbar ist der Einfluss höherer Polynome in der Phasenfunktion auf die Pulsform.*

Bei zahlreichen Simulationen stellte sich heraus, dass vor allem trigonometrische Funktionen als spektrale Phase geeignet sind, um zwei Pulse zu erzeugen (Abb. 4.5). Die Parameter der trigonometrischen Funktion entscheiden in der Simulation über die Anzahl der Pulse, über deren Intensität und über den zeitlichen Abstand der Pulse voneinander.

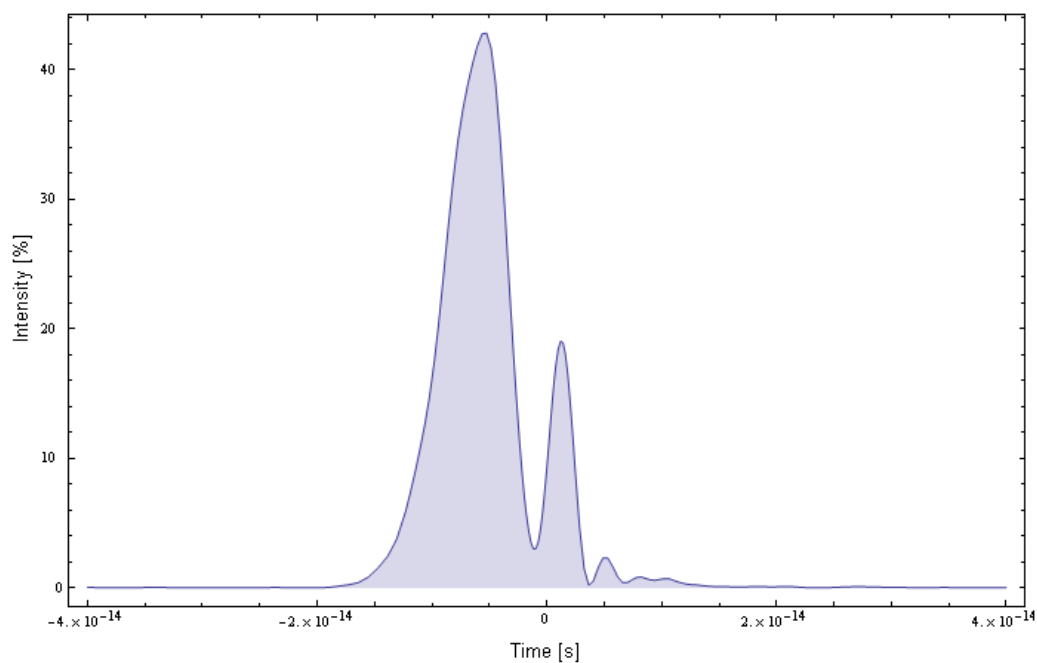


Abbildung 4.5: *Geformter Ausgangspuls. Die Modulierungsfunktion der spektralen Phase lautet $m(x) = 3 \sin x$. Hier erkennt man, dass trigonometrische Funktionen vor allem zur Erzeugung von Doppel- oder Dreifachpulsen geeignet sind.*

5 Messungen

5.1 Messung der Strahlqualität vor und hinter dem Pulsformer

Ein wichtiges Charakteristikum eines Pulsformers ist die Strahlqualität des ausgehenden Laserlichts. Wenn die Beugungsmaßzahlen M^2 vor und nach dem Shaper gleich groß sind, so ist der Pulse-Shaper optimal justiert, da er im Idealfall den Lichtstrahl nicht verändern soll.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Messung des M^2 mit einem He-Ne-Laser mit dem Ziel durchgeführt, um abschätzen zu können, inwieweit der jetzige Aufbau dem Optimum nahe kommt.

5.1.1 Messung der Strahlqualität vor dem Pulsformer

Es wurde mithilfe einer Linse der eingehende Laserstrahl fokussiert und dann mit einer CCD-Kamera das Intensitätsprofil für verschiedene Abstände von der Linse aufgenommen. Für jedes Intensitätsprofil wurde einmal die Intensität in x-Richtung und in y-Richtung aus den Daten extrahiert und mithilfe der Gauß-Funktion

$$f(x) = y_0 + Ae^{\frac{(x-x_c)^2}{2w^2}} \quad (5.1)$$

gefittet. Das Ergebnis gibt somit Auskunft über den Durchmesser d_x des Strahlprofils entlang der x-Achse und über den Durchmesser d_y des Strahlprofils entlang der y-Achse. Wiederholt wurde diese Messung für verschiedene Orte entlang des Laserstrahls. Somit konnte die Abhängigkeit der quadrierten Durchmesser d_x^2 und d_y^2 von z mithilfe von (3.28) experimentell bestimmt und daraus mit (3.20) und (3.29) M_x^2 und M_y^2 ermittelt werden.

Es ergeben sich für das Intensitätsprofil des He-Ne-Lasers in x-Richtung folgende Daten:

$$d_{0x} = 0.053 \text{ mm} \quad (5.2)$$

$$\theta_x = 0.0208 \quad (5.3)$$

und in y-Richtung erhält man

$$d_{0y} = 0.057 \text{ mm} \quad (5.4)$$

$$\theta_y = 0.0225 \quad (5.5)$$

und mithilfe der bekannten Wellenlänge des He-Ne-Lasers ($\lambda = 633 \text{ nm}$) erhalten wir schließlich über (3.20)

$$M_x^2 = 1.366 \quad (5.6)$$

und

$$M_y^2 = 1.590. \quad (5.7)$$

Die Ergebnisse liegen immer noch im Bereich unter $M^2 = 2$, jedoch würde man grundsätzlich kleinere M^2 erwarten. Eine mögliche Fehlerquelle könnte u.U. die Linse sein, da der Laserstrahl eventuell durch Aberration nicht in einen Punkt fokussiert wurde. Ein 3D-Gaußfit des Strahlprofils würde weitere Fehler minimieren, da auf diese Weise nicht nur ein kleiner Teil sondern die Gesamtheit der Daten analysiert werden kann.

5.1.2 Messung der Strahlqualität nach dem Pulsformer

Analog zum vorherigen Abschnitt wurden nun M_x^2 und M_y^2 nach dem Pulsformer gemessen. Man erhält folgende Ergebnisse für die x-Richtung:

$$d_{0,x} = 0.04065 \text{ mm} \quad (5.8)$$

$$\theta_x = 0.03755 \quad (5.9)$$

und für die y-Richtung:

$$d_{0,y} = 0.040 \text{ mm} \quad (5.10)$$

$$\theta_y = 0.0261. \quad (5.11)$$

Für die Beugungsmaßzahlen der jeweiligen Koordinatenachsen erhalten wir schließlich nach dem Pulsformer:

$$M_x^2 = 1.894 \quad (5.12)$$

und

$$M_y^2 = 1.284. \quad (5.13)$$

Aus den Ergebnissen ist ableitbar, dass sich die Divergenzwinkel θ_i für die Intensitätsprofile beider Koordinatenachsen im Vergleich zu den Ergebnissen vor dem Pulsformer vergrößern, was den Erwartungen entspricht. Wir erhalten für das Strahlprofil der y-Richtung nach dem Pulsformer eine kleinere Beugungsmaßzahl als vor dem Pulsformer. Dies kann auf systematische Fehler wie z.B. Aberration zurückzuführen sein, jedoch erhält man quantitativ die Aussage, dass das Profil in y-Richtung akzeptabel ist. Für die x-Richtung erhalten wir nach dem Pulsformer eine eindeutig größere Beugungsmaßzahl als vor dem Pulse-Shaper. Die Ursache hierfür liegt mit großer Wahrscheinlichkeit daran, dass die zylindrischen Spiegel nicht genau den Abstand $2f$ zueinander besitzen. Optimiert werden kann M_x^2 also durch eine exaktere Positionierung der Spiegel.

Nach der Integration des Pulsformers in das Femtosekunden-Lasersystem wurden diese Optimierungen, sofern es im Rahmen dieser Arbeit möglich war, mithilfe des Autokorrelationssignals vorgenommen.

5.2 Messung des Autokorrelationssignals nach dem Pulsformer

Mit einem Autokorrelator (siehe Abschnitt 2.3.2) wurde das Autokorrelationssignal des Pulses bei nichtaktiviertem Pulsformer gemessen, mit dessen Hilfe der geometrische Aufbau des Pulse-Shapers optimiert wurde. Ziel war dabei das Erreichen einer idealen Autokorrelationsfunktion (Abb. 5.1).

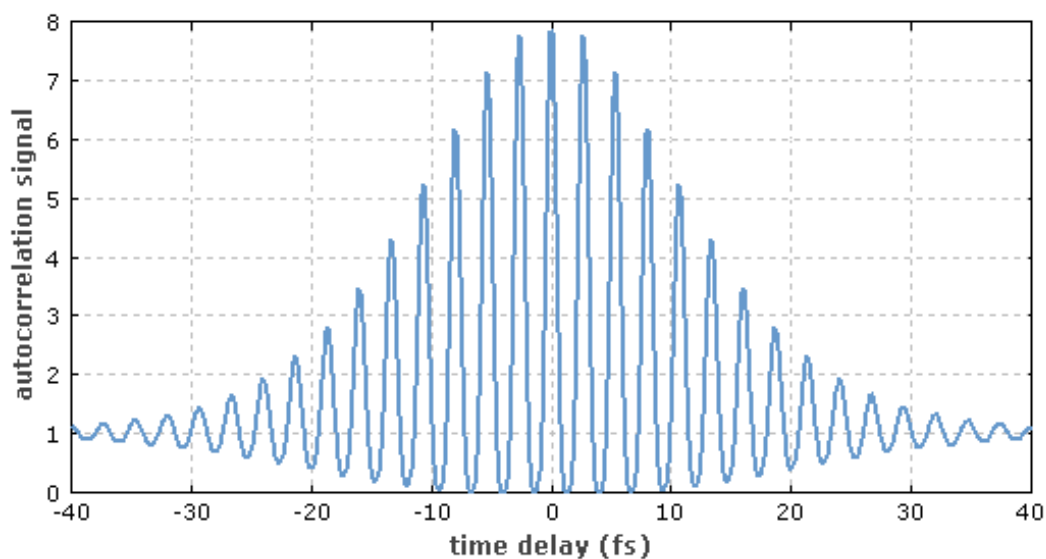


Abbildung 5.1: *Ideales Autokorrelationssignal eines Femtosekunden-Lichtpulses [PHO12].*

Das gemessene Autokorrelationssignal ist in Abb. 5.2 auf Langzeitskala und in Abb. 5.3 auf Kurzzeitskala dargestellt.

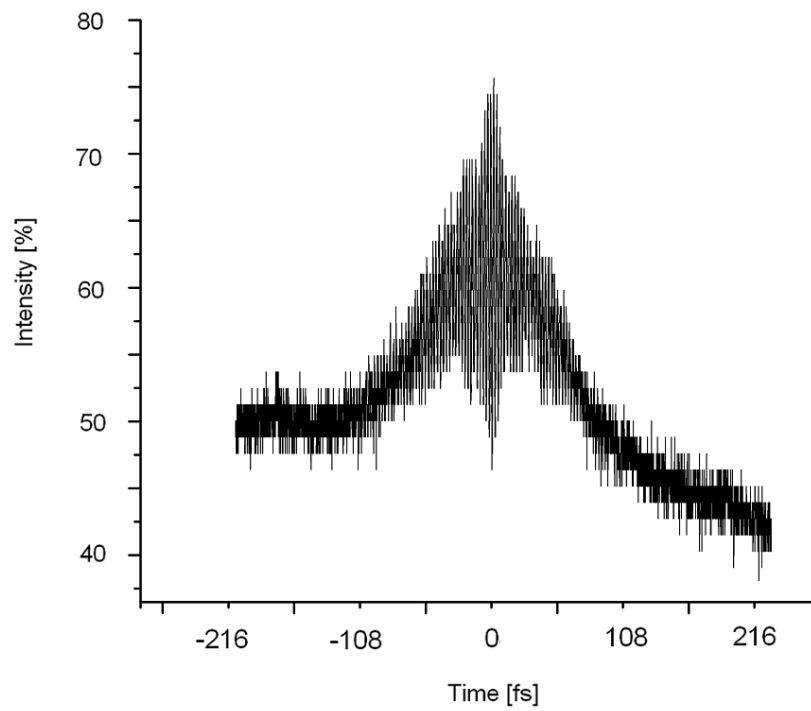


Abbildung 5.2: Gemessenes Autokorrelationssignal nach dem Pulsformer bei nicht aktiviertem SLM auf langer Zeitskala.

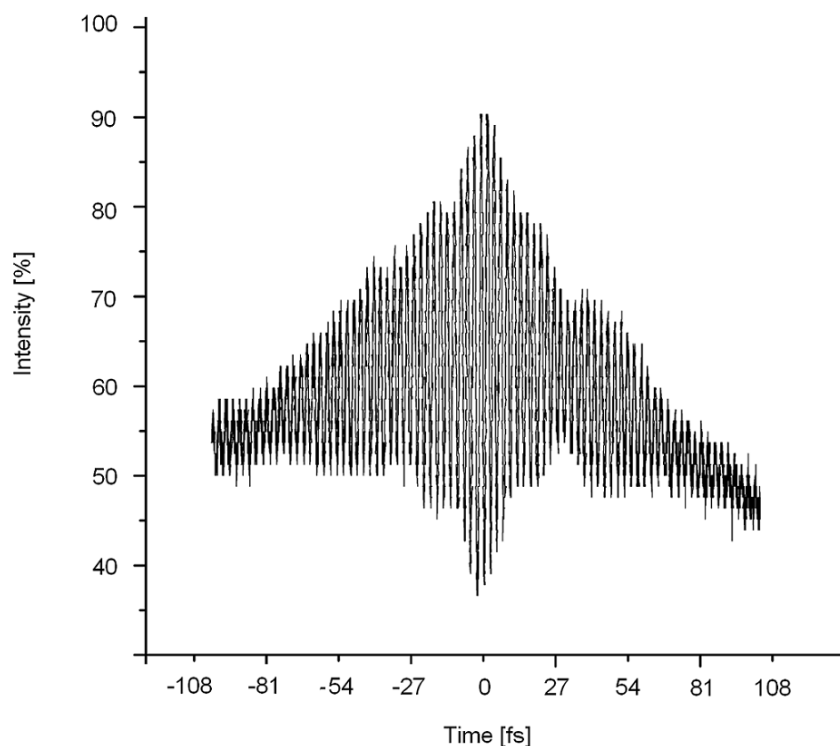


Abbildung 5.3: *Gemessenes Autokorrelationssignal nach dem Pulsformer bei nicht aktiviertem SLM auf kurzer Zeitskala.*

Messung des Autokorrelationssignals mit linearer Funktion als spektrale Phase Zunächst wurde die Funktion "Graukeil", die von Jenoptik vorprogrammiert wurde, auf den SLM gelegt. Es handelt sich dabei um eine lineare Funktion. Wie erwartet hat sich das Autokorrelationssignal nicht verändert, da eine lineare Funktion die Pulsform nicht ändern kann. Diskretisierungseffekte konnten nicht beobachtet werden, da das gemessene Autokorrelationssignal nicht beliebig präzise war. Im Vergleich zur Simulation besitzt der SLM in Realität zehnmal soviel Pixel, was die Diskretisierungseffekte erheblich minimiert.

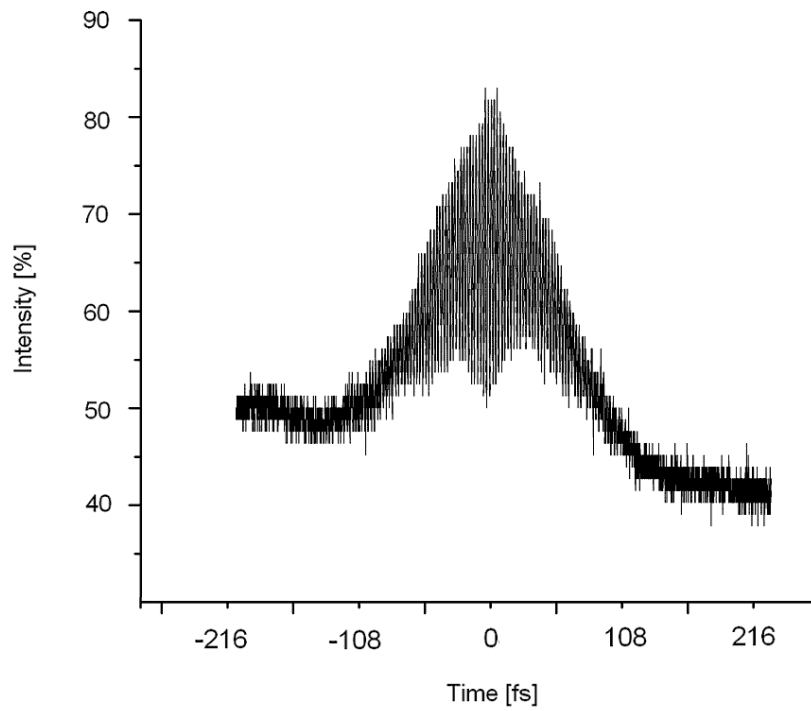


Abbildung 5.4: Gemessenes Autokorrelationssignal beim Anlegen einer linearen Phasenfunktion (aktivierter SLM) auf langer Zeitskala.

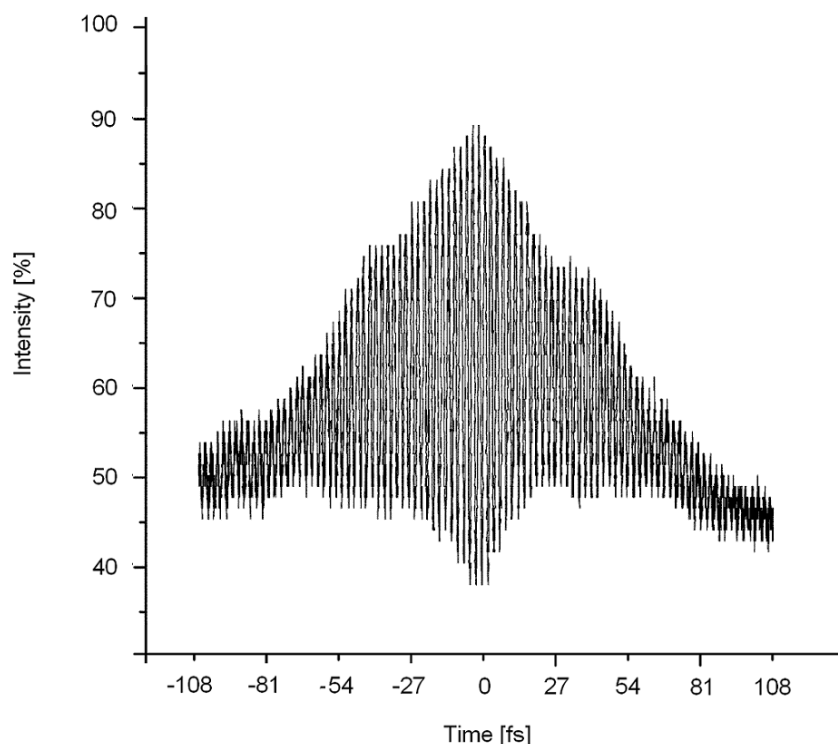


Abbildung 5.5: Gemessenes Autokorrelationssignal bei Anlegen einer linearen Phasenfunktion (aktivierter SLM) auf kurzer Zeitskala.

Messung des Autokorrelationssignals mit Sinusfunktion als spektrale Phase Nun wurde eine von Jenoptik voreingestellte Sinusfunktion namens "direct_sinus(0)" auf die Pixel des SLM per Terminalsteuerung gelegt. Wird die Länge des SLM-Modulationsfensters als Phase 2π definiert und wenn die Variable x der Phase entspricht, so lautet die angelegte Funktion $f(x) = 750 * (\sin(5x) + 1)$. Das Ergebnis ist in Abb.5.6 für lange Zeitskalen und in Abb.5.7 für kurze Zeitskalen dargestellt. Es ist eine deutliche Veränderung des Autokorrelationssignals zu erkennen, was auf die Formung des elektrischen Felds des Eingangspulses zurückzuführen ist. Im Vergleich zum Autokorrelationssignal des ungeformten Pulses lassen sich beim geformten Signal drei deutlich erkennbare Maxima feststellen, was ein Hinweis auf die Erzeugung eines Doppelpulses durch den Pulse-Shaper sein könnte. Zwei mögliche, weitere Maxima kleinerer Intensität sind ebenfalls zu sehen. Außerdem ist ersichtlich, dass die Intensität des zentralen Peaks im Vergleich

zum Signal des ungeformten Pulses abgenommen hat, was der Erwartung entspricht (siehe Simulation), da sich die Intensität des Eingangspulses durch die Erzeugung einer verbreiterten geformten Pulsstruktur zeitlich verteilt. Um genauere Informationen über das tatsächliche elektrische Feld des geformten Pulses zu erlangen, müssten weitere Techniken wie FROG oder SPIDER angewendet werden.

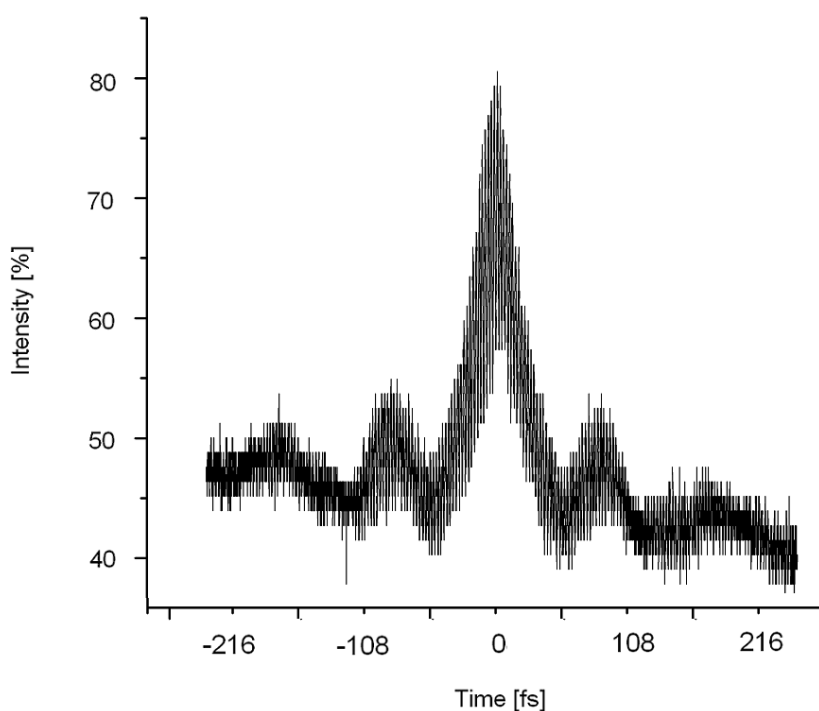


Abbildung 5.6: Gemessenes Autokorrelationssignal beim Anlegen einer Sinusfunktion auf den SLM (lange Zeitskala).

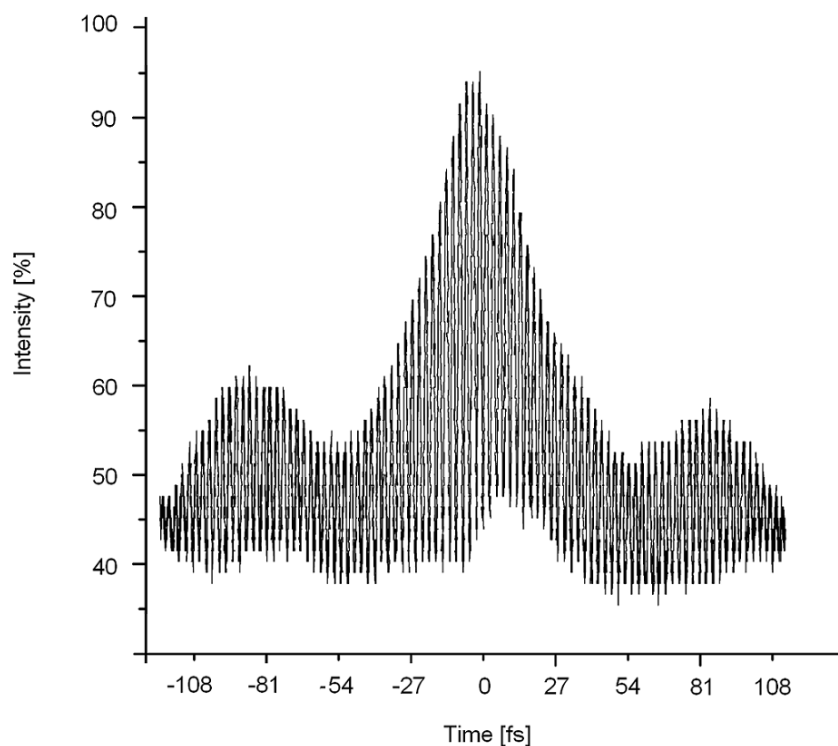


Abbildung 5.7: Gemessenes Autokorrelationssignal beim Anlegen einer Sinusfunktion auf den SLM (kurze Zeitskala).

Messung des Autokorrelationssignals mit Cosinusfunktion als spektrale Phase Nach obiger Definition der Phase in Bezug auf das SLM-Fenster wurde nun die Funktion $f(x) = 750 * (\cos(5x) + 1)$, was in der Programmierung einem “direct_sinus(1.57)” entspricht, an den SLM angelegt. Im Ergebnis erkennt man neben dem Hauptmaximum acht weitere Maxima der Autokorrelationsfunktion, was auf eine deutliche Formung des elektrischen Feldes des Eingangspulses zurückzuführen ist.

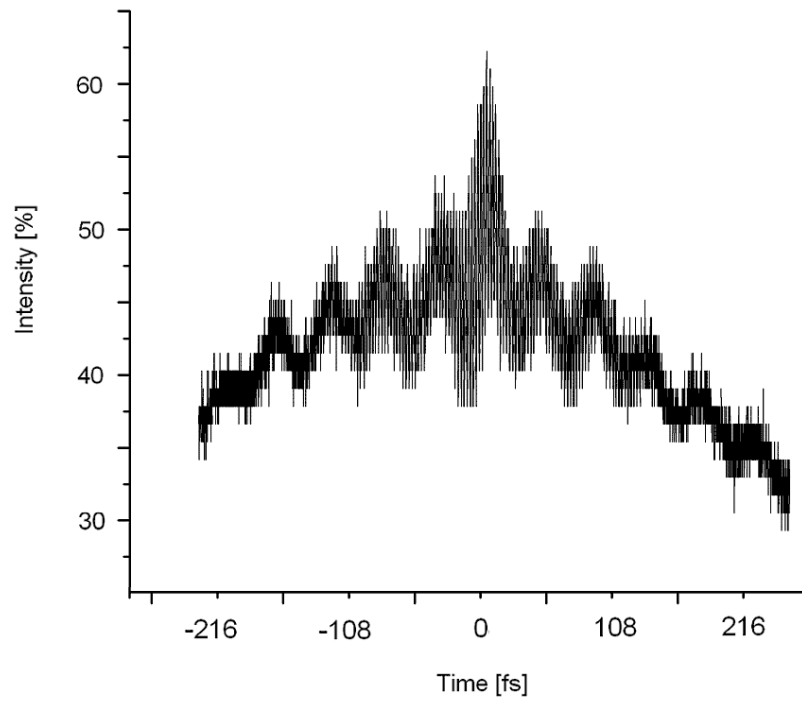


Abbildung 5.8: Gemessenes Autokorrelationssignal beim Anlegen einer Cosinusfunktion auf den SLM (lange Zeitskala).

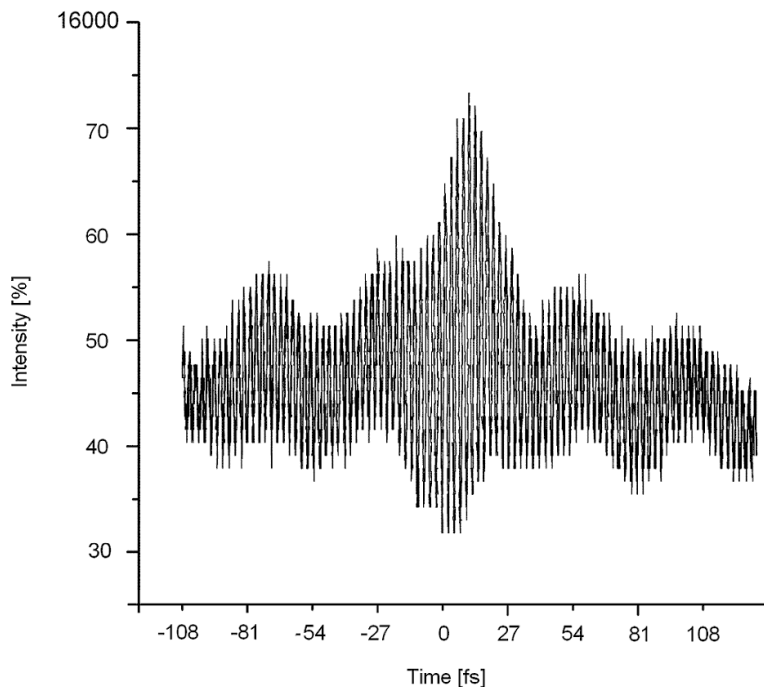


Abbildung 5.9: Gemessenes Autokorrelationssignal beim Anlegen einer Cosinusfunktion auf den SLM (kurze Zeitskala).

5.3 Messung der spektralen Auflösung und Charakterisierung der Amplitudenmodulation des SLM

Im Folgenden wurde das Spektrum des Pulses nach dem Pulsformer bei nicht aktiviertem SLM gemessen (Abb. 5.10).

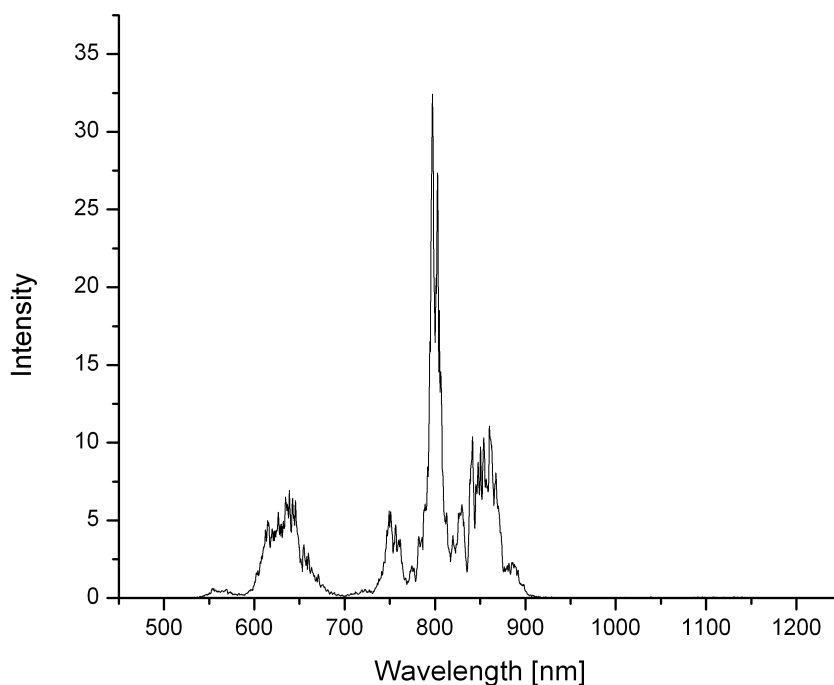


Abbildung 5.10: *Gemessenes Spektrum des Ausgangspulses bei nicht aktiviertem SLM.*

Zur Bestimmung der spektralen Auflösung wurde das SLM als Amplitudenmodulator benutzt, das heißt er wurde in Kombination mit einem im Strahlengang nachgestellten Polarisator verwendet. Nun wurde auf die Pixelnummer 114 eine bestimmte Spannung gelegt. Dies hatte zur Folge, dass die spektrale Komponente im Wellenlängenbereich von 640 ± 1 nm einen Phasenshift erhielt. Das Resultat war eine Vertiefung des Spektrums im besagten Wellenlängenbereich. Nach Optimierung der Spannung konnte das Licht nahezu vollständig geblockt werden (siehe Abb. 5.11).

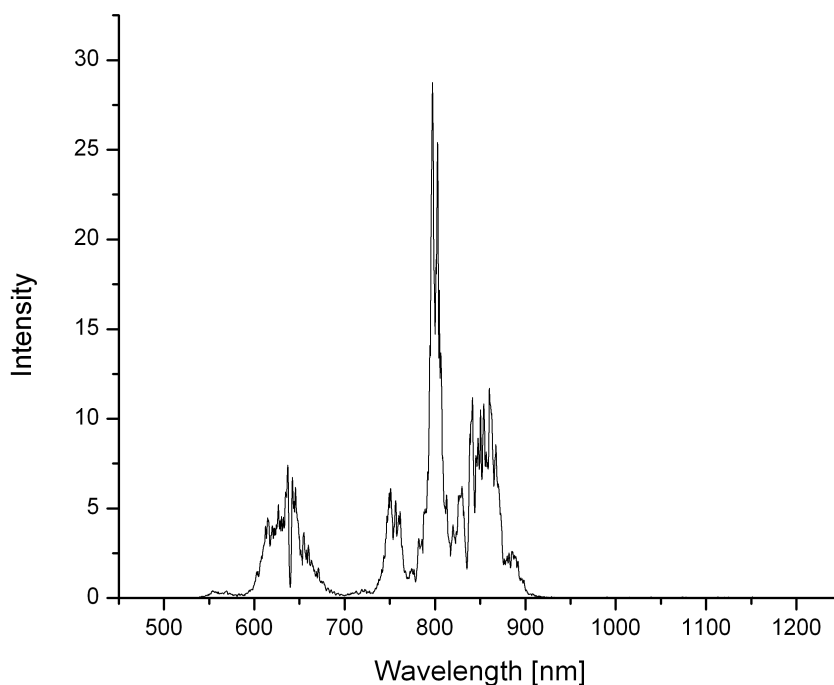


Abbildung 5.11: *Gemessenes Spektrum des Ausgangspulses. Durch die Ansteuerung des Pixels 114 mit einer bestimmten Spannung konnte das Licht der Wellenlänge 640 nm nahezu völlig ausgeblendet werden.*

Nach dem eine Gaußfunktion an die Vertiefung gefittet wurde (Abb. 5.12), kann man die spektrale Auflösung des Pulsformer über die Halbwertsbreite charakterisieren. Daher kann man mit dem SLM mit der Verwendung eines Pixels eine spektrale Auflösung von

$$\Delta\lambda = 2.2 \text{ nm} \quad (5.14)$$

erreichen.

Im ungeblocktem Spektrum hatte das Licht bei der Wellenlänge von 640 nm eine Intensität von 5.08. Im Falle des modulierten Spektrums ergibt sich an dieser Stelle eine Intensität von 0.6. Somit ist das SLM in der Lage ca.

$$88.2\% \quad (5.15)$$

des Lichts der Wellenlänge 640 nm auszublenden.

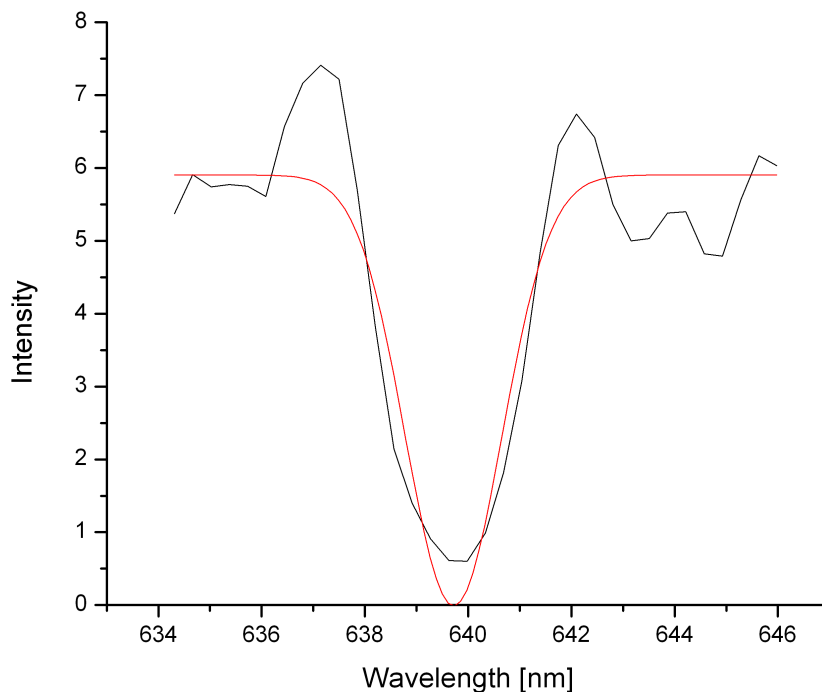


Abbildung 5.12: Ausschnitt aus dem modulierten Spektrum. Durch die Ansteuerung des Pixels 114 mit einer bestimmten Spannung konnte das Licht der Wellenlänge 640 nm nahezu völlig ausgeblendet werden. Über die Halbwertsbreite (FWHM) des Gauß-Fits kann man auf die spektrale Auflösung des SLM schließen.

Im Folgenden konnte außerdem gezeigt werden, dass sich Vertiefungen im Spektrum an jeder beliebigen Stelle erzeugen lassen. So ist in Abb. 5.13 ersichtlich, dass zwei Pixel angesteuert wurden, die jeweils die Wellenlängen 640 und 650 nm ausblenden.

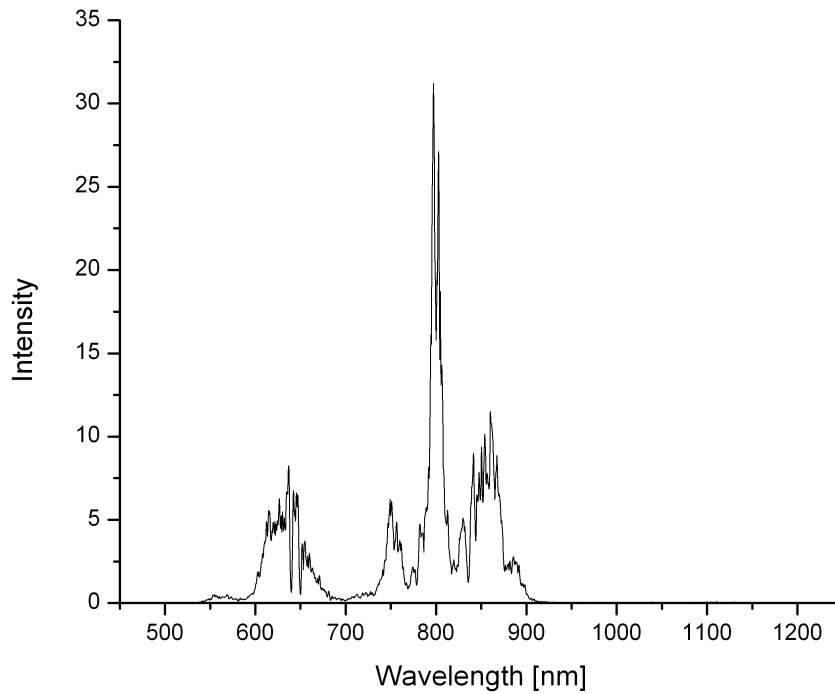


Abbildung 5.13: Gemessenes Spektrum des Ausgangspulses. Durch die Ansteuerung der Pixels 114 und 120 konnte das Licht der Wellenlängen 640 und 650 nm nahezu völlig ausgeblendet werden.

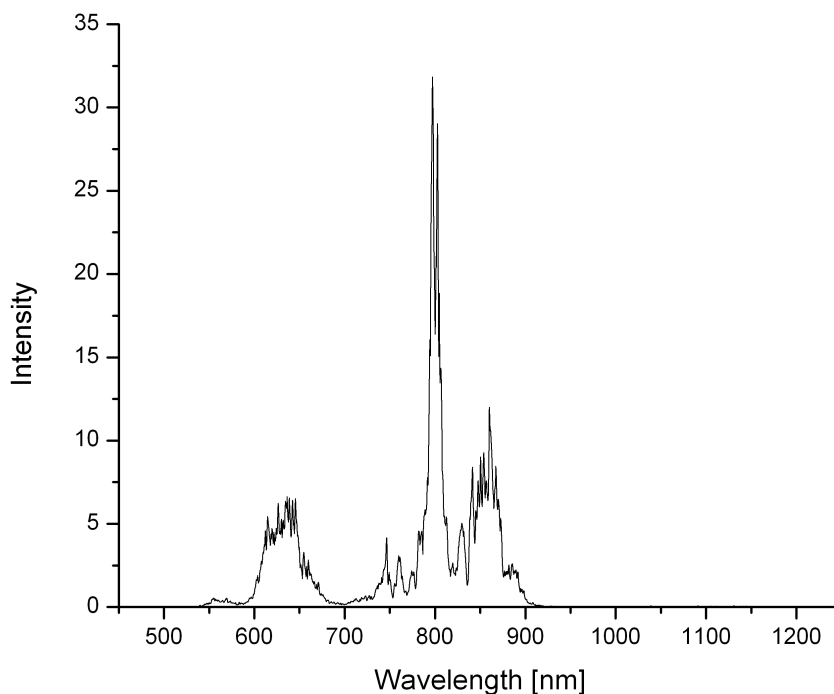


Abbildung 5.14: *Gemessenes Spektrum des Ausgangspulses. Durch die Ansteuerung der Pixel 180, 181, 182 und 183 konnte der Peak im Wellenlängenbereich um 751 nm nahezu völlig ausgeblendet werden.*

Auch ganze Spektralbereiche können geblockt werden: So ist auf Abb. 5.14 ersichtlich, dass der große Peak um 751 nm vollständig ausgeblendet worden ist. Abb. 5.15 zeigt, dass der gesamte Spektralbereich von 600-700 nm blockiert wurde. Auf diese Weise konnte die Flexibilität des SLM in Bezug auf das Pulse-Shaping nachgewiesen werden.

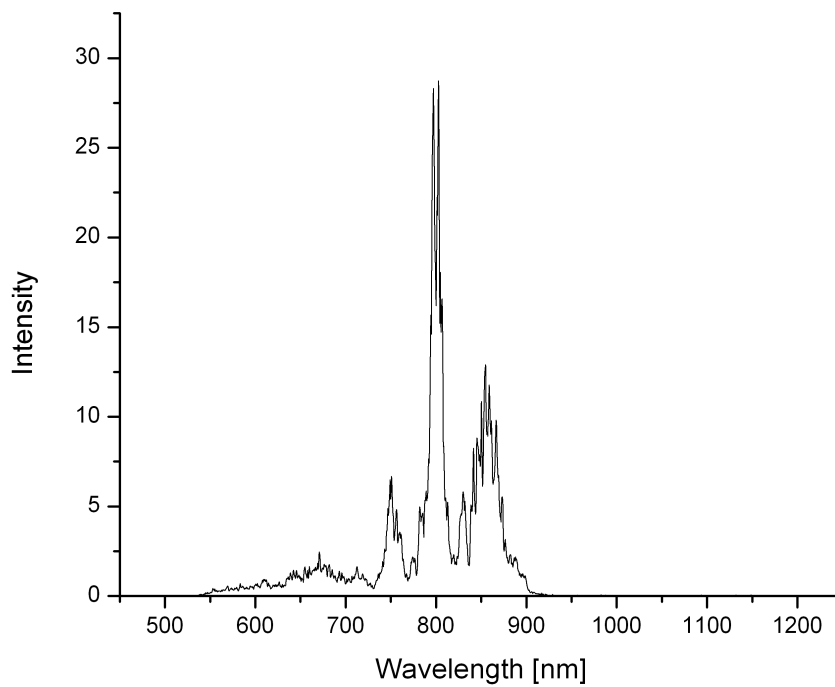


Abbildung 5.15: Gemessenes Spektrum des Ausgangspulses. Durch die Wahl einer bestimmten Spannung konnte der Spektralanteil im Bereich 600-700 nm unterdrückt werden.

6 Anwendungen der Pulsformung

In diesem Kapitel sollen Anwendungen und Einsatzgebiete der Pulsformung [WEI00] näher erläutert werden.

6.1 Optische Fasern und Photonik

Nichtlineare Optik in optischen Fasern In der ultrakurzen, nichtlinearen Wellenoptik werden Pulse zu Quadratpulsen geformt. In allen optischen Umschaltexperimenten zeigte sich, dass die Verwendung geformter Pulse Vorteile mit sich bringt. Sogenannte geformte “dunkle“ Pulse wurden benutzt, um die fundamentale dunkle Soliton Propagation in optischen Fasern eindeutig zu demonstrieren. Weiterhin wurde Pulsformung auch für die Erzeugung von phasenmodulierten Eingangspulsen benutzt, um Experimente mit phasenmodulierten, hellen Solitonen höherer Ordnung zu ermöglichen.

Optische Kommunikationssysteme Pulse-Shaping wurde auch für das Studium optischer, ultrakurzer Puls-CDMA-Kommunikation eingesetzt. Diese Art der Kommunikation basiert auf der Verschlüsselung von Codes über die spektrale Phase des Pulses. Auf diese Weise können mehrere Teilnehmer ein gemeinsames optisches Medium (Faser) benutzen, da sie durch die spektralen Codes eindeutig zugeordnet werden können. Der CDMA Receiver erkennt die gewünschten Daten durch den starken Intensitätsunterschied zwischen korrekt codierten und nicht korrekt codierten Pulsen.

Dispersionskorrektur Ein programmierbarer Pulsformer wurde als spektraler Phasenequalizer verwendet und durch dispersionskompensierende Fasern geschickt. Dadurch wurde die freie Übertragung von 400 fs Pulsen über eine Strecke von 10 km hinweg möglich. Dieser Aspekt könnte in Zukunft auch interessant für die CDMA-Technologie oder die TDM-Kommunikation sein.

6.2 Biomedizinische Anwendungen

Im Bereich der biomedizinischen Bildverarbeitung wurde die Pulsformung bereits als eine Methode für schnelles Scannen angewandt. Ebenfalls findet die Pulsformung Anwendung im Gebiet der konfokalen Multiphotonmikroskopie. Ziel ist es, die Form des Pulses so einzustellen, dass die Effizienz des nichtlinearen Prozesses maximiert wird, was wichtig ist, um ein helles Bild zu

erzeugen und gleichzeitig biologisch empfindliche Strukturen geringstmöglich dem Laserlicht auszusetzen.

6.3 Phasenkontrolle in Femtosekunden-Verstärkern

In Femtosekunden-CPA-Systemen ist es von entscheidender Bedeutung, Chirps präzise und vollständig zu kompensieren. Dazu ist die Kontrolle der spektralen Phasen notwendig, um die Randbereiche der Pulsintensität zu unterdrücken und somit eine minimale Pulsbreite zu erhalten. In einem frühen Experiment wurden mithilfe eines Pulsformers die dritte und vierte Ordnung der spektralen Phase kompensiert, was zu einem starken Abfall der Randbereiche der Pulsintensität führte.

Phasenkompensation in CPA-Systemen ist bis zu einer Pulsbreite von unter 30 fs auch ohne programmierbare Methoden wie das Pulse-Shaping möglich. Pulsformung wird vor allem verwendet, um noch kürzere Pulse von hoher Qualität zu erhalten und um die Möglichkeit zu haben, ein beliebig konstruiertes CPA-System jederzeit, sofern es notwendig wird, zu optimieren.

6.4 Bandpass-Filter

Eine einfache Anwendung benutzt den Pulsformer zusammen mit einer einstellbaren Blende in der Fourierebene als einen variablen, optischen Bandpassfilter. Dieses Verfahren wurde von mehreren Gruppen verwendet, um abstimmbare, bandbreitenreduzierte Pulse aus einem Femtosekunden-Weißlicht Spektrum zu erzeugen. Solche Pulse wurden vor allem in der zeitaufgelösten Halbleiter- und Nanokristall-Spektroskopie sowie in Studien für atomare Gase in Wechselwirkung mit hoher Lichtintensität eingesetzt.

6.5 Quantendynamische Kontrolle und nichtlineare Optik

Das Haupteinsatzgebiet der Pulsformung liegt in der Kontrolle von Quantensystemen, wo versucht wird, quantenmechanische Prozesse mithilfe von Phasen- und Intensitätsprofilen der Laserstrahlung zu kontrollieren und zu steuern. Um quantenmechanische Bewegungen beobachten zu können, werden Pulsdauern von wenigen Femtosekunden benötigt. Pulsformer verändern die zeitliche Intensitätsverteilung der Laserpulse, was eine Grundvoraussetzung für die Flexibilität im Experiment ist.

Literatur

- [DEM07] W. Demtröder. Laserspektroskopie. Springer Berlin Heidelberg. Auflage: 5. 2007.
- [WOL03] A. Präkelt, M. Wollenhaupt, A. Assion, Ch. Horn, C. Sarpe-Tudoran, M. Winter. Compact, robust, and flexible setup for femtosecond pulse shaping. *Review of scientific instruments*, Vol. 74, No. 11. 2003.
- [WOL06] M. Wollenhaupt, Grundlagen der Femtochemie, Institut für Physik, Universität Kassel, 2006.
- [WEI00] A.M. Weiner. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators. *Review of scientific instruments* volume 71, number 5. 2000.
- [WEI92] A.M. Weiner, Daniel E. Leaird, J. S. Patel, und John R. Wullert, Programmable Shaping of Femtosecond Optical Pulses by Use of 128-Element Liquid Crystal Phase Modulator. *IEEE Journal of quantum electronics*, Vol. 28, 1992.
- [REI92] D. H. Reitze, A. M. Weiner, and D. E. Leaird. Shaping of wide bandwidth 20 femtosecond optical pulses. *Appl. Phys. Lett.* 61, 1260. 1992.
- [DIE85] J.C.M. Diels, J. Joel, C. Ian, McMichael and F. Simoni, Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy, *Applied Optics*, Vol. 24, No. 9, 1985.
- [MUL10] T.G. Mullins. Dissertation. High-Resolution Ultra-short Optical Pulse Shaping and Coherent Control over the Photoassociation of Ultra-Cold Atoms. Albert-Ludwigs-Universität Freiburg. 2010.
- [STO03] G.Stobrawa. Dissertation. Aufbau und Anwendungen eines hochauflösenden Impulsformers zur Kontrolle ultrakurzer Laserpulse. Friedrich-Schiller Universität Jena. 2003.
- [WAX09] P. Waxmann. Diplomarbeit. Aufbau und Charakterisierung eines Pulsformers zur adaptiven Optimierung ultrakurzer Lichtpulse. Freie Universität Berlin. 2009.
- [EIC04] J. Eichler, L. Dünkel, und B. Eppich, Die Strahlqualität von Lasern – Wie bestimmt man Beugungsmaßzahl und Strahldurchmesser in der Praxis?. *LTJ*, 1: 63–66. 2004.

- [BIN05] Thomas Binhammer, Eva Rittweger, Richard Ell, Franz X. Kärtner, Senior Member, IEEE, und Uwe Morgner, Prism-Based Pulse Shaper for Octave Spanning Spectra, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 41, No 12. 2005.
- [LIN12] Norbert Lindlein, F-Praktikum Versuch 35, Institut für Optik, Information und Photonik, Universität Erlangen-Nürnberg, 2012.
- [JEN11] Jenoptik | Optische Systeme GmbH, SLMS640/S320-Technische Dokumentation, 2011.
- [NEW12] Newport Corporation, 2012.
- [THO12] Thorlabs Inc., 2012.
- [HER08] Andreas Hertwig, Intensity of a modelocked pulse train at different numbers of coherent modes, Wikipedia, 2008.
- [MEL12] Bob Mellish, Self-phase modulation, Wikipedia 2012.
- [MAN10] Paul Mandel, Nonlinear optics, Wiley-VCH Weinheim, 2010.
- [MIT12] Fedor Mitschke, Experimentelle Optik, Institut für Physik, Universität Rostock, 2012.
- [WIK12] Wikipedia, 2012.
- [PHO12] <http://www.rp-photonics.com/autocorrelators.html>, 2012.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Gaußförmiges Wellenpaket	9
2.2	Cosinus-Puls	11
2.3	Sinus-Puls	11
2.4	Up-Chirp	12
2.5	Down-Chirp	13
2.6	Modenkopplung	15
2.7	CPM-Farbstofflaser	17
2.8	Kerr-Linsen-Modenkopplung	18
2.9	Selbstphasenmodulation	19
2.10	Optische Pulskompression	21
2.11	Aufbau eines Pulsformers	26
2.12	Sphärische Aberration	27
2.13	Chromatische Aberration	28
2.14	Phasenmodulation	30
2.15	Amplitudenmodulation	31
3.1	Mögliche Bautypen eines Pulsformers	34
3.2	Blaze-Gitter	36
3.3	Flüssigkristallmodulator SLM-S320	40
3.4	Nematische Flüssigkristallmoleküle	41
3.5	Modulatorfenster des SLM	43
3.6	Transmission T des Lichts in Abhängigkeit von der angelegten Spannung U	46
3.7	Phase ϕ in Abhängigkeit von der angelegten Spannung U	47
3.8	Wellenlängenabhängigkeit der Brechzahldifferenz	48
3.9	Abhängigkeit des Reflexionsgrads von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes für ein Reflexionsgitter 1. Ordnung Littrow der Zentralwellenlänge 760 nm	51
3.10	Abhängigkeit des Reflexionsgrads von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes für einen silber-beschichteten Spiegel	52
4.1	Simulation: Eingangspuls des Lasers	59

4.2	Simulation: Geformter Ausgangspuls bei Modulierfunktion $m(x) = 2x$	60
4.3	Simulation: Geformter Ausgangspuls bei Modulierfunktion $m(x) = 5x$	61
4.4	Simulation: Geformter Ausgangspuls bei Modulierfunktion $m(x) = 0.1x^3$	62
4.5	Simulation: Geformter Ausgangspuls bei Modulierfunktion $m(x) = 3 \sin x$	63
5.1	Ideales Autokorrelationssignal eines Femtosekunden-Lichtpulses	66
5.2	Gemessenes Autokorrelationssignal nach dem Pulsformer bei nicht aktiviertem SLM auf langer Zeitskala	67
5.3	Gemessenes Autokorrelationssignal nach dem Pulsformer bei nicht aktiviertem SLM auf kurzer Zeitskala	68
5.4	Gemessenes Autokorrelationssignal beim Anlegen einer linearen Phasenfunktion (aktivierter SLM) auf langer Zeitskala	69
5.5	Gemessenes Autokorrelationssignal bei Anlegen einer linearen Phasenfunktion (aktivierter SLM) auf kurzer Zeitskala	70
5.6	Gemessenes Autokorrelationssignal beim Anlegen einer Sinusfunktion auf den SLM (lange Zeitskala)	71
5.7	Gemessenes Autokorrelationssignal beim Anlegen einer Sinusfunktion auf den SLM (kurze Zeitskala)	72
5.8	Gemessenes Autokorrelationssignal beim Anlegen einer Cosinusfunktion auf den SLM (lange Zeitskala)	73
5.9	Gemessenes Autokorrelationssignal beim Anlegen einer Cosinusfunktion auf den SLM (kurze Zeitskala)	74
5.10	Gemessenes Spektrum des Ausgangspulses bei nicht aktiviertem SLM	75
5.11	Gemessenes Spektrum des Ausgangspulses bei Ansteuerung des Pixels 114	76
5.12	Ausschnitt aus dem modulierten Spektrum bei Ansteuerung des Pixels 114	77
5.13	Gemessenes Spektrum des Ausgangspulses bei Ansteuerung der Pixel 114 und 120	78
5.14	Gemessenes Spektrum des Ausgangspulses bei Ansteuerung der Pixel 180, 181, 182 und 183	79

5.15 Gemessenes Spektrum des Ausgangspulses bei Ansteuerung
aller Pixel mit bestimmter Spannung 80

ERKLÄRUNG

Hiermit versichere ich, dass ich diese Masterarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Die Stellen meiner Arbeit, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken entnommen sind, habe ich in jedem Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht. Dasselbe gilt sinngemäß für Tabellen, Karten und Abbildungen. Diese Arbeit hat in dieser oder einer ähnlichen Form noch nicht im Rahmen einer Prüfung vorgelegen.

(Ort, Datum)

(Unterschrift)