

Aufbau einer Apparatur zur  
Vorpulsunterdrückung  
eines 15 Terawatt–Titan:Saphir–Lasers

DIPLOMARBEIT

Friedrich-Schiller-Universität Jena

Physikalisch-Astronomische Fakultät



---

seit 1558

eingereicht von Daniel Albach  
geboren am 18. Juli 1980 in Sömmerda

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. R. Sauerbrey

2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. E. Förster

Tag der Verleihung des Diploms:

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Das Jenaer Lasersystem – JETI . . . . .	3
2.2. Die verstärkte spontane Emission . . . . .	5
2.3. Pulsstreckung . . . . .	7
2.4. Techniken zur Puls-Diagnostik . . . . .	12
2.4.1. Die Photodiode . . . . .	12
2.4.2. Die Autokorrelation . . . . .	16
2.4.3. Weitere Verfahren . . . . .	19
2.5. Möglichkeiten der Vorpuls-Kontrolle . . . . .	20
2.5.1. Nanosekunden-Zeitregime – Die Pockelszelle . . . . .	20
2.5.2. Pico- und Femtosekunden-Zeitregime . . . . .	26
2.6. Untersuchung an optisch ein- und zweiachsigen Kristallen . . . . .	28
<b>3. Charakterisierung des Pulszuges</b>	<b>30</b>
3.1. Allgemeine Definitionen . . . . .	30
3.1.1. Filterfaktor und Transmission . . . . .	30
3.1.2. Energie – und Intensitätskontrast . . . . .	30
3.1.3. Lösungsverhältnis . . . . .	31
3.2. Verfügbare diagnostische Verfahren . . . . .	32
3.3. Aufbau einer Vorpulsbeobachtung . . . . .	32
3.4. Charakterisierung des Pulszuges . . . . .	36
3.4.1. Charakterisierung des Hauptpuls . . . . .	36
3.4.2. Charakterisierung der Vorpulse . . . . .	40
3.4.3. Charakterisierung der ASE . . . . .	41

<b>4. Vorpulsunterdrückung</b>	<b>43</b>
4.1. Vorpulsmanipulation mittels 4-Pass-Verstärker . . . . .	43
4.2. Vorpulsmanipulation mittels einer Pockelszelle . . . . .	48
4.2.1. Aufbau einer Vorpulskontrolle . . . . .	48
4.2.2. Die Hochspannungsquelle und deren Fehlanpassung . . . . .	52
4.2.3. Justage . . . . .	55
4.2.4. Charakterisierung . . . . .	57
<b>5. Zusammenfassung</b>	<b>69</b>
<b>A. Die Nichtlineare Polarisation</b>	<b>71</b>
<b>B. Fundamentalgleichung der NLO</b>	<b>76</b>
<b>C. Gitterstrecker und Kompressor</b>	<b>77</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>80</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>82</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>83</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>83</b>

# 1. Einleitung

Während die ersten gepulsten Laser (light amplification by stimulated emission of radiation) Pulslängen im Mikrosekunden-Bereich aufwiesen, so ermöglichte es die Modenkopplung, insbesondere die Kerr-Linsen-Modenkopplung (KLM, kerr-lens-modelocking) [1], ultrakurze Pulse zu erzeugen. Ultrakurze Pulse haben eine Pulslänge von nur noch wenigen Femtosekunden ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ). So hat ein 100 fs langer Puls eine räumliche Länge von  $30 \mu\text{m}$ , was weniger als der Stärke eines menschlichen Haares entspricht.

Eine Verstärkung solcher Pulse ist schwierig, da die Pulse schon bei geringer Energie hohe Spitzenintensitäten besitzen und somit die Verstärkermedien und Optiken beschädigen können. Mit der Einführung der „chirped pulse amplification“ (CPA) [2] gelang es, ultrakurze Pulse mit verhältnismäßig geringen Mitteln wirkungsvoll zu verstärken. Diese Technik ermöglicht es, kleinere Systeme mit hohen Spitzenintensitäten zu bauen, sogenannte „table-top-Systeme“ [3]. Solche Systeme sind in ihren Ausmaßen verhältnismäßig klein zu Systemen mit langer Pulsdauer und hoher Pulsenergie. So ist es möglich, mit solchen Systemen Intensitäten im Laserfokus von mehr als  $10^{20} \text{ W/cm}^2$  zu erreichen.

In den letzten Jahren ist eine stetig wachsende Anzahl von solchen Systemen entstanden, oder befinden sich in Planung.

Bei solch verfügbaren Spitzenintensitäten wird es nötig, die Pulsstruktur zu kennen und zu kontrollieren. Bereits die steigende Flanke eines hochintensiven Laserpulses reicht aus, um Plasmen zu erzeugen. Somit ist die zeitliche Struktur vor dem eigentlichen Puls von besonderem Interesse. Selbst wenn die zeitlichen Strukturen vor dem eigentlich Puls eine Million mal schwächer in der Intensität als der Hauptpuls sind, so erreichen diese bei Spitzenintensitäten von  $10^{20} \text{ W/cm}^2$  Intensitäten von  $10^{14} \text{ W/cm}^2$ . Die experimentellen Ergebnisse sind jedoch oft stark von der Charakteristik des Pulses abhängig.

Während des Experiments ist eine gute Kenntnisse über Form und zeitlichen Verlaufes des Pulses unabdingbar. Insbesondere der Einfluss der Pulsstruktur auf die Wechselwirkung mit Gasen [4] oder Festkörpern [5] unterliegen einem stetig wachsendem Interesse. Mit der steigenden Leistung moderner Lasersysteme ist damit zu rechnen, dass dieses Feld immer weiter in das Interesse für die Optimierung von Experimenten rückt.

Mit der zeitlichen Struktur des Pulses des Multi-Terawatt-Laser-Systems JETI am Institut für Optik und Quantenelektronik in Jena beschäftigt sich diese Diplomarbeit. Hierbei soll diese untersucht und die Vorpulse sowie die verstärkte spontane Emission (ASE) charakterisiert werden. Für die vorhandenen Vorpulse im Nanosekundenbereich ( $1 \text{ ns} = 10^{-9} \text{ s}$ ) soll eine Unterdrückung mittels einer Pockelszelle aufgebaut werden. Die verstärkte spontane Emission soll dabei in ihrer zeitlichen Ausdehnung ebenso kontrolliert und soweit möglich, variabel beschnitten werden, wie es bereits an anderen Lasersystemen dieser Art möglich ist [6, 7].

Ein besonderer Augenmerk soll darauf gelegt werden, dass die Unterdrückung für den täglichen Gebrauch am Lasersystem nutzbar ist. Dies stellt für kommende Experimente aller Art eine Vorarbeit dar.

Diese Arbeit gliedert sich in drei wesentliche Teile. Im ersten Teil sollen die wesentlichen Grundlagen für die weitere Behandlung des Themas gegeben werden. Im anschließenden Teil soll eine Charakterisierung des Pulses, insbesondere für den Zustand vor dem Umbau, gemacht werden. Im abschließende Abschnitt wird die Vorpulsunterdrückung vorgestellt und charakterisiert.

## 2. Grundlagen

### 2.1. Das Jenaer Lasersystem – JETI

Das Jenaer Multi-Terawatt-Lasersystem am Institut für Optik und Quantenelektronik ist ein sogenanntes „table-top-System“. Wie viele Systeme dieser Art [8, 9] basiert es auf der CPA-Technik und besteht im Wesentlichen aus vier Teilen.

1. Pulserzeugung
2. Pulsstreckung
3. Verstärkung über mehrere Stufen
4. Pulscompression

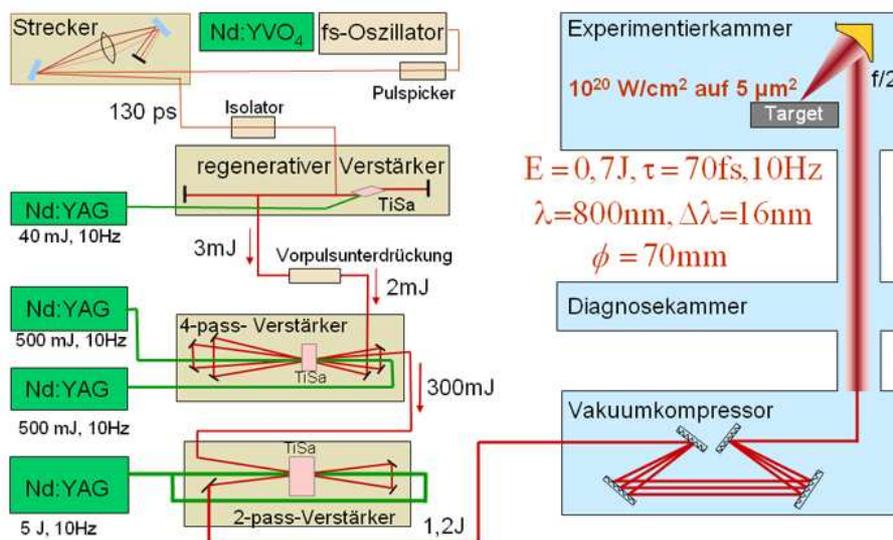


Abbildung 2.1.: Schematischer Aufbau des Multi-Terawatt Lasersystems in Jena

In Abbildung 2.1 ist der schematische Aufbau des Lasersystems dargestellt. Die Pulserzeugung beginnt mit einem Ti:Saphir-Oszillator (*Tsunami*, Firma Spectra

*Physics*). Dieser bietet Pulse mit einer Bandbreite von 24 nm (FWHM) bei einer Zentralwellenlänge von 792 nm, einer Repetitionsrate von 80 MHz und einer Leistung von 600 mW. Dies entspricht einer Pulsenergie von rund 8 nJ. Die Pulserzeugung im Oszillator erfolgt mittels der KLM. Als Pumplaser dient ein frequenzverdoppelter Nd:YVO<sub>4</sub> Pumplaser (*Verdi, Firma Coherent*), mit einer optische Leistung von 5,5 W. Mittels einer Pockelszelle mit Polarisatoren (Pulse-Picker) wird die Wiederholrate des Lasers auf 10 Hz heruntersgesetzt. Um die Pulse verstärken zu können, werden diese in einem Strecker (Öffner-Triplett [10]) auf ca. 130 ps gestreckt.

Die Verstärkung des Pulses erfolgt in mehreren Stufen. Zuerst kommt ein regenerativer Verstärker mit je nach Betriebsart 19 bis 21 Umläufen zum Einsatz. Der verstärkte Puls besitzt nach der ersten Verstärkerstufe eine Bandbreite von 20 nm. Der Verstärkungsfaktor beträgt  $5 \cdot 10^5$ , so dass die Pulsenergie auf 3 mJ angestiegen ist. Als Pumpquelle dient ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser (*SureLite, Firma Continuum*) mit 10 Hz Wiederholrate und einer Pulsenergie von 40 mJ und einer Pulsdauer von 10 ns.

Nach dieser ersten Verstärkerstufe kommt eine Vorpulsunterdrückung (Pockelszelle mit Polarisatoren), die der Gegenstand dieser Diplomarbeit ist. Mit Hilfe dieser kann neben dem Vorpuls auch ein Teil des ASE-Podestes vor dem eigentlichen Hauptpuls beschnitten werden. Nach der Vorpulsunterdrückung weist der Puls noch 2 mJ auf. Nach einer Aufweitung kann der Puls weiterverstärkt werden. dazu dient ein eineinhalb Zentimeter dicker Ti:Saphir-Kristall, der von beiden Seiten gepumpt wird. Als Pumpquelle werden zwei frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser (*PowerLite, Firma Continuum*) verwendet, die eine Pumpenergie von 600 mJ bei einer Pulsdauer von 10 ns besitzen. Die Pulsenergie ist nach vier Durchläufen auf bis zu 300 mJ gestiegen. Eine weitere Verstärkerstufe, bestehend aus einem umgebauten Pumplaser-System der Firma Continuum (5 J, 20 ns Pulsdauer), sorgt in zwei Durchläufen für eine Gesamt-Energie von 1,2 J.

Nach der Verstärkung wird der Puls in einem Gitterkompressor auf eine Pulslänge von 70 fs komprimiert. Die Energie beträgt 700 mJ bei einem Strahldurchmesser von rund 70 mm.

## 2.2. Die verstärkte spontane Emission

Die verstärkte spontane Emission ist seit der Entwicklung des Lasers ein stark untersuchtes Gebiet. Zuerst wurde das Phänomen dem bereits bekannten Effekt der „Superfluoreszenz“ [11] zugeordnet. Dies ist ein kollektiver Effekt, bei dem die beteiligten angeregten Atome/Moleküle zur gleichen Zeit abstrahlen. Dahingegen ist die ASE ein anderer. Aus einer spontanen Emission wird ein Photon erzeugt, welches in einem invertierten Medium weiter verstärkt wird. Der Unterschied wurde erst später deutlich hervorgehoben [12].

Schnell wurde erkannt, dass die ASE ein wesentlicher Faktor bei der Effizienz von nichtlinearen Effekten in invertierten Medien ist [13]. Besondere Bedeutung erhält sie im Zusammenhang mit langen Verstärkern und Lasern mit hohen Verstärkungen [14], insbesondere bei Scheibenlasern [15].

Eine Abschätzung der Intensität der ASE kann folgendermaßen gemacht werden. Die ASE stammt aus einer spontanen Emission. Für ein invertiertes Material der Länge  $l$ , der Inversion  $\Delta n$ , mit einer Strahlungslebensdauer  $\tau$ , mit einem Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission  $\sigma$  und der Anzahl der angeregten Atome im oberen Laserniveau  $N_2$ , ergibt sich für die Ratengleichung der Intensität  $I$ :

$$\frac{dI}{dz} = \underbrace{\sigma \Delta n \cdot I}_{\text{stimulierte Emission}} + \underbrace{\frac{N_2}{\tau} \frac{\Omega}{4\pi} h\nu}_{\text{spontane Emission}} = 0. \quad (2.2.1)$$

Hierbei ist  $\Omega$  der Raumwinkel nach Abbildung 2.2 unter der die ASE für die Verstärkung effektiv emittiert wird,  $\nu$  die Frequenz des emittierten Photons und  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum. Die anfängliche Intensität sei Null, also:

$$I(0) = 0. \quad (2.2.2)$$

Mit Hilfe der Randbedingung (2.2.2) lässt sich die Differentialgleichung lösen zu:

$$I(l) = \frac{N_2 l}{\tau} \frac{\Omega}{4\pi} h\nu \frac{G_0 - 1}{\ln(G_0)}, \quad (2.2.3)$$

wobei  $G_0 = \exp(\sigma \Delta n l)$  der Gesamtverstärkungsfaktor ist. Der Raumwinkel  $\Omega$  innerhalb und außerhalb des Mediums der Brechzahl  $n$  ist verschieden. Wie in Abbildung 2.2 angedeutet ist, muss in Gleichung (2.2.3) noch ein Faktor von  $1/n^2$  berücksichtigt werden. Die Intensität der verstärkten spontanen Emission nach der Länge  $l$  ergibt

sich also zu:

$$I(l) = \frac{N_2 l \Omega}{\tau n^2 4\pi} h\nu \frac{G_0 - 1}{\ln(G_0)}. \quad (2.2.4)$$

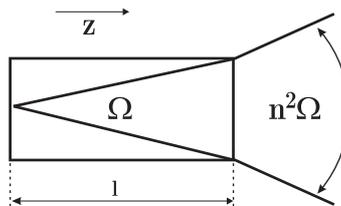
Eine häufig benutzte Abschätzung ist nach [14], die folgende. Die Intensität der ASE im Vergleich zur Sättigungsintensität ist:

$$\frac{I_{\text{ASE}}}{I_{\text{Sat}}} \leq \frac{\Omega}{4n^2} \frac{G_0}{(\ln(G_0))^{1/2}}. \quad (2.2.5)$$

Für unseren Fall ergibt sich durch Vergleich zwischen (2.2.4) und (2.2.5):

$$\frac{I_{\text{ASE}}}{I_{\text{Sat}}} \leq \frac{\Omega}{4\pi n^2} \frac{G_0 - 1}{\ln(G_0)}. \quad (2.2.6)$$

Dies ergibt sich für eine Abschätzung der Intensität der verstärkten spontanen Emission nach einem Durchlauf durch das laseraktive Material. Um den Kontrast zu erhöhen wählt man den Raumwinkel  $\Omega$  so klein wie möglich und man benutzt ein Material mit einer hohen Strahlungslebensdauer  $\tau$ .



**Abbildung 2.2.:** Raumwinkel innerhalb und außerhalb eines Mediums der Brechzahl  $n$

## 2.3. Pulsstreckung

Bei weiterer Verstärkung kurzer Pulse zu höheren Pulsenergien treten Spitzenintensitäten auf, die die verwendeten Materialien beschädigen. Die Zerstörschwelle für die meisten Materialien (üblicherweise für 10 Nanosekunden-Pulse bei 1064 nm angegeben) ist im Bereich von mehreren hundert MW/cm<sup>2</sup> bis einige GW/cm<sup>2</sup>. Der Strahl kann durch Teleskope aufgeweitet werden, hierbei sind aber die Verstärkermedien (Kristalle oder Gläser bei Festkörperlasern) von der Größe begrenzt. Ebenso wird es schwieriger diese Verstärker effektiv zu nutzen, da auf dieser Fläche entsprechend gepumpt werden muss. Für eine effektive Verstärkung sollte des Weiteren die Energiedichte nahe der Sättigungsenergiedichte sein.

Die zeitliche Streckung des Pulses senkt die Spitzenintensität um den Streckungsfaktor. Die Streckung geschieht durch das Aufbringen einer nichtlinearen Phase im Spektralbereich [2]. Hier soll dies dargestellt werden.

Das elektrische Feld (E-Feld) eines Gausspulses stellt sich folgendermaßen dar:

$$E(t) = A(t)e^{i\omega_0 t} \propto \exp[-\Gamma t^2 + i(\Gamma^{(1)}t^2 + \Gamma^{(2)}t^3 + \dots)]e^{i\omega_0 t} \quad (2.3.1)$$

wobei  $\omega_0$  die Mittenfrequenz,  $\Gamma$  die inverse Pulsbreite zum Quadrat ist und die  $\Gamma^{(i)}$  nichtlinearen Phasenanteile sind. Um den Einfluss der Phasenterme auf das elektrische Feld darzustellen, ist in Abbildung 2.3 beispielhaft für verschieden hohe Phasenterme der Realteil des elektrischen Feldes abgebildet.

Während eine konstante Phasenverschiebung ohne Bedeutung ist und eine lineare Phase nur eine Verschiebung des Pulses bewirkt, so haben die höheren Phasenanteile eine entscheidendere Bedeutung. Die  $\Gamma^{(n)}$  heißen auch Chirp nter Ordnung. So bewirkt ein linearer Chirp  $\Gamma^{(1)}$ , dass der Puls zeitlich verbreitert wird. Für die totale Phase  $\phi_{\text{tot}}$  und die momentane Frequenz  $\omega_{\text{mom}}$  gilt:

$$\phi_{\text{tot}} = \omega_0 t + \Gamma^{(1)}t^2 + \Gamma^{(2)}t^3 + \dots \quad (2.3.2)$$

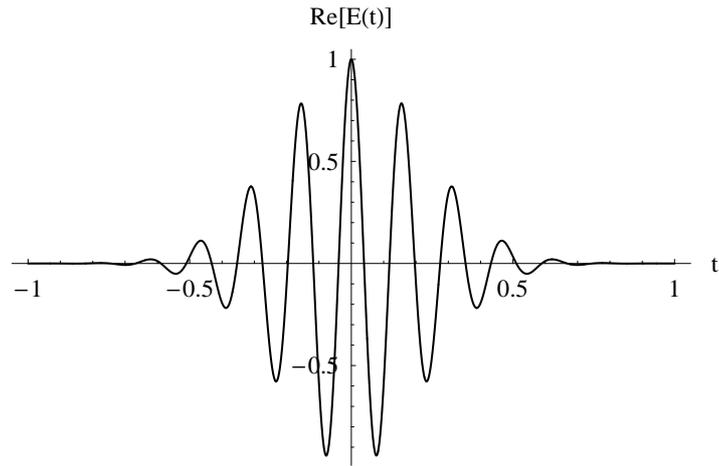
$$\omega_{\text{mom}} = \frac{\partial \phi_{\text{tot}}}{\partial t} = \omega_0 + 2\Gamma^{(1)}t + 3\Gamma^{(2)}t^2 + \dots \quad (2.3.3)$$

Bei der Manipulation während der Pulsausbreitung (z.B. Transmission durch ein dispersives Medium [16] der Länge L) ist die Entwicklung des Wellenvektors wichtig. Dieser wird in eine Taylor-Reihe entwickelt.

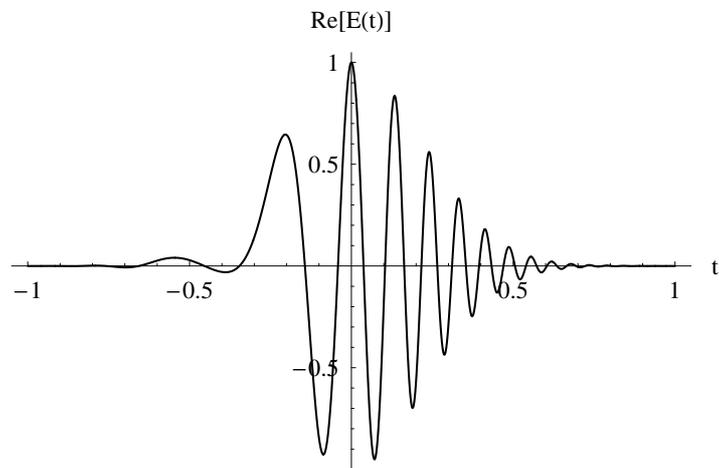
$$k_n(\omega) \cong k_n(\omega_0) + k'_n(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}k''_n(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}k'''_n(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.3.4)$$

Für das ursprüngliche E-Feld gilt:

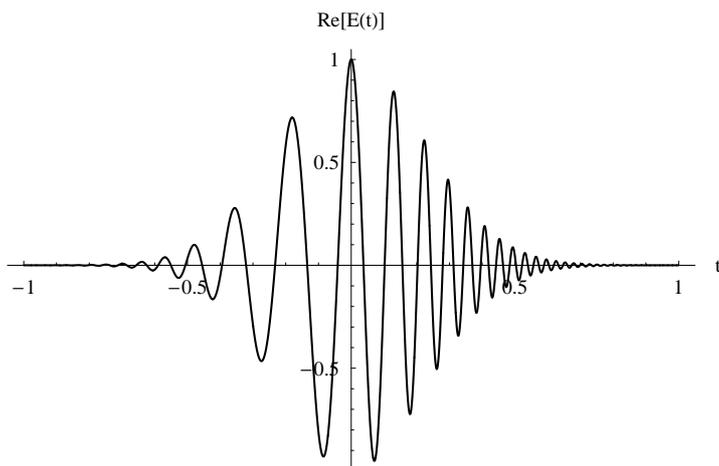
$$E(z = 0, t) = \exp(-\Gamma(0)t^2)\exp(i(\omega_0 t - k_n(\omega_0)z)). \quad (2.3.5)$$



(a) Ohne Phasenmodulation,  $\Gamma = 10 \text{ s}^{-2}$ ,  $\omega_0 = 40 \text{ s}^{-1}$ .



(b) Mit linearem Chirp,  $\Gamma = 10 \text{ s}^{-2}$ ,  $\omega_0 = 40 \text{ s}^{-1}$ ,  $\Gamma^{(1)} = 50 \text{ s}^{-2}$ .



(c) Mit linearem und quadratischen Chirp,  $\Gamma = 10 \text{ s}^{-2}$ ,  
 $\omega_0 = 40 \text{ s}^{-1}$ ,  $\Gamma^{(1)} = 50 \text{ s}^{-2}$ ,  $\Gamma^{(2)} = 80 \text{ s}^{-3}$ .

**Abbildung 2.3.:** Realteil des elektrischen Feldes eines Gauss-Pulses mit und ohne Phasenmodulation.

Da es sich um ein lineares System handelt, verändert sich das Spektrum durch die Manipulation nicht [17]. Somit kann alles im Fourier-Raum vollzogen werden. Die Einhüllende des elektrischen Feldes schreibt sich im Frequenz-Raum:

$$\tilde{A}(z = 0, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\Gamma(0)t^2) e^{-i\Delta\omega t} dt = \sqrt{\frac{\pi}{\Gamma(0)}} \exp\left\{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\Gamma(0)}\right\}. \quad (2.3.6)$$

Nach [18] gilt für den Durchgang durch ein Medium der Dicke  $L$  bis einschließlich dem Chirp zweiter Ordnung und  $\Delta\omega = (\omega - \omega_0)$ :

$$\tilde{A}(L, \omega) = \tilde{A}(z = 0, \omega) \exp[-i(k_n(\omega) - k_n(\omega_0))L]. \quad (2.3.7)$$

$$\begin{aligned} \tilde{A}(L, \omega) = & \sqrt{\frac{\pi}{\Gamma(0)}} \exp\left\{-\frac{(\Delta\omega)^2}{4\Gamma(0)}\right\} \\ & \times \exp\left\{-i(k'_n \Delta\omega + \frac{1}{2}k''_n(\Delta\omega)^2 + \frac{1}{6}k'''_n(\Delta\omega)^3 + \dots)L\right\} \end{aligned} \quad (2.3.8)$$

Dieses Ergebnis muss nun für die Auswertung wieder in den Zeit-Raum mit Hilfe der inversen Fourier-Transformation gebracht werden. Unter Vernachlässigung des Chirps zweiter und höherer Ordnung vereinfacht sich das Integral auf:

$$A(L, t) = \sqrt{\frac{\pi}{\Gamma(0)}} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left\{-\frac{(\Delta\omega)^2}{4\Gamma(L)}\right\} \exp\{i\Delta\omega(t - k'_n L)\} d(\Delta\omega). \quad (2.3.9)$$

Hierbei wurde folgende Abkürzung verwendet:

$$\frac{1}{\Gamma(L)} = \frac{1}{\Gamma(0)} + 2ik'_n L. \quad (2.3.10)$$

Das Integral lässt sich analytisch lösen. Für das E-Feld ergibt sich somit:

$$E(L, t) \propto \exp\left[i\omega_0 \left(\frac{L}{v_p(\omega_0)}\right)\right] \cdot \exp\left[-\Gamma(L) \left(\frac{L}{v_g(\omega_0)}\right)^2\right], \quad (2.3.11)$$

wobei als Abkürzung die Phasengeschwindigkeit  $v_p$  und die Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  verwendet wurde. Ein Gauss-Puls bleibt beim Auftragen einer quadratischen spektralen Phase ein Gauss-Puls, bloß mit einer veränderten Halbwertsbreite  $\tau$ .

Für diese lässt sich angeben [19]:

$$\frac{\tau_p(L)}{\tau_p(0)} = \sqrt{1 + \left( \frac{4 \ln 2 k_n'' L}{\tau_p^2(0)} \right)^2}. \quad (2.3.12)$$

Da sich die für die Phase  $\phi = k_n \cdot L$  schreiben lässt, folgt also :

$$\frac{\tau_p(L)}{\tau_p(0)} = \sqrt{1 + \left( \frac{4 \ln 2 \frac{d^2 \phi}{d\omega^2}}{\tau_p^2(0)} \right)^2}. \quad (2.3.13)$$

An dieser Stelle soll für das vorliegende Lasersystem die Streckung im vorhandenen Strecker berechnet werden. Hierbei wird die Gleichung (C.13b)

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} = -\frac{2\lambda^3 m^2 g \cos \beta_0}{\pi d^2 c^2} \left\{ 1 - \left[ \frac{m\lambda}{d} - \sin \alpha \right]^2 \right\}^{-\frac{3}{2}}$$

und Gleichung (2.3.13) benutzt. Die Angaben nach [20] für den Strecker sind:

$$\begin{aligned} g \cos \beta_0 &= 637,6 \text{ mm} \\ d &= 833 \text{ nm} \\ \alpha &= 35^\circ \\ \lambda &= 795 \text{ nm} \\ m &= -1 \end{aligned}$$

folgt damit für den linearen Chirp (quadratische Phasenmodulation):

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} = 2,07 \cdot 10^6 \text{ fs}^2.$$

Nach (2.3.13) folgt bei einer anfänglichen Pulsbreite von 45 fs nach dem Strecker:

$$\tau_p = 127 \text{ ps}.$$

Für die Gleichung (2.3.9) lässt sich unter Berücksichtigung eines höheren Chirps eine analytische Lösung nicht mehr angeben. Eine allgemeine Lösung des Problems lässt sich zum Beispiel in [19] nachlesen. Für lange Pulse ist im Normalfall der Einfluss höheren Chirps für die zeitliche Verbreiterung vernachlässigbar. Allerdings wird die Pulsstruktur verändert. Der Puls weist dann eine komplizierte Struktur in der Nähe des eigentlichen Hauptpulses auf [21].

Meist wird die Lösung numerisch gesucht [21]. Hier soll jedoch eine Lösung möglichst nahe einer analytischen Lösung gesucht werden. Ausgehend von Gleichung (2.3.8) schreibt sich mit Hilfe der folgenden Substitutionen

$$\omega = \frac{\Delta\omega}{\sqrt{4\Gamma(0)}} \quad (2.3.14)$$

$$4\Gamma(0) = \Gamma^2 \quad (2.3.15)$$

anstelle von (2.3.9):

$$A(L, t) = \frac{1}{\Gamma\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ iA\omega - i\frac{1}{3}B\omega^3 - (1 + iC)\omega^2 \right\} d\omega, \quad (2.3.16)$$

wobei folgende Abkürzungen verwendet worden sind:

$$A = \Gamma(t - k_n' L) \quad (2.3.17)$$

$$B = \frac{1}{2} k_n''' L \Gamma^3 \quad (2.3.18)$$

$$C = -2i k_n'' L \Gamma^2. \quad (2.3.19)$$

Für diese Form eines komplexen Integrals kann nach [22] eine Lösung gefunden werden. Diese schreibt sich zu:

$$A(L, t) = \frac{2}{\Gamma\sqrt{\pi}} |B|^{-\frac{1}{3}} \cdot \exp \left\{ \frac{2 - 3AB - 6C^2}{3B^2} - iC \frac{3AB - 2C^2 - 6}{3B^2} \right\} \\ \times A_i \left[ (1 - AB - C^2 + 2iC) B^{-\frac{4}{3}} \right], \quad (2.3.20)$$

wobei  $A_i$  die Airy-Funktion ist. Wie zu sehen ist, bleibt der Gauss-Puls nach dem Aufbringen des Chirps zweiter Ordnung kein Gauss-Puls mehr.

Zum Aufbringen der Phasen, um die Streckung des Pulses zu erreichen, wurde historisch zuerst die Dispersion in einer Faser genutzt. Man kann Fasern lang genug machen, um die nötigen Beträge in der nichtlinearen Phase zu erlangen. In den meisten „table-top-Systemen“ hat sich der Gitter-Strecker durchgesetzt, bei dem über den Gitterabstand die Dispersion eingestellt wird [23].

Dank der in Kapitel 2.2 vorgestellten Eigenschaft des Gitter-Streckers kann dieser auch in einen Gitter-Kompressor umgewandelt werden. Die bei der Verstärkung auftretende Materialdispersion des Verstärkermaterials, Optiken sowie optischer Isolatoren etc. muss zum Erreichen ultrakurzer Pulse ebenfalls kompensiert werden [23]. Meist wird dazu eine Kombination aus Gitter- und Prismen-Kompressor verwendet. Weitere Möglichkeiten bieten verschiedene Arten von Dispersionsmanagement wie verformbare Spiegel [24], LCD-Matrizen [25] oder eines AOPDF (acousto-optic programmable dispersive filter) [26].

## 2.4. Techniken zur Puls–Diagnostik

Für die Bestimmung der Intensitätsverhältnisse und die zeitliche Struktur eines Pulszuges sind zwei Zeitbereiche zu unterscheiden. Zum Einen der Nanosekunden–Bereich, der meist mittels Photodioden untersucht wird und zum Anderen der Sub–Picosekunden–Bereich, der nicht direkt gemessen werden kann. Hierfür stehen indirekte Messmethoden, z.B. eine Autokorrelation, zur Verfügung. In den folgenden Abschnitten sollen die wichtigsten Diagnosetechniken kurz vorgestellt werden.

### 2.4.1. Die Photodiode

In diesem Abschnitt soll die Messbandbreite und die Zeitauflösung einer Photodiode ermittelt werden. Ausgehend von einer idealen Photodiode soll die Übertragungsfunktion hergeleitet werden.

#### Schaltkreis

Der äquivalente Schaltkreis einer Photodiode ist eine Stromquelle, welche mit einem Serienwiderstand  $R_S$  und Kondensator  $C_P$  nach Abbildung 2.4 geschaltet ist. Normalerweise ist der Serienwiderstand  $R_S$  sehr klein und kann somit später vernachlässigt werden. Somit schreibt sich die Gesamtkapazität  $C$  zu:

$$C = C_L + C_P. \quad (2.4.1)$$

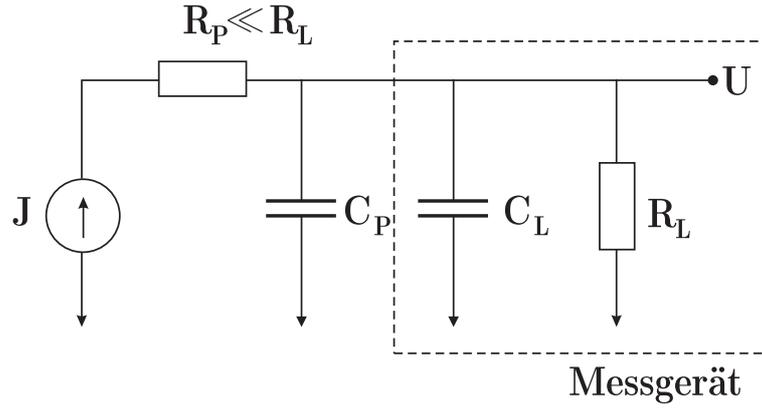
Der in der Photodiode erzeugte elektrische Strom  $J$  ist gegeben durch die einfallende optische Leistung  $P_{\text{opt}}$ :

$$J = \frac{q\eta}{h\nu} P_{\text{opt}}, \quad (2.4.2)$$

wobei  $q$  die Elektronenladung,  $\eta$  die Quanteneffizienz des Photodetektors und  $\nu$  die Frequenz des einfallenden Lichtes ist.

In der Messtechnik hat sich im Hochfrequenzbereich ein Eingangswiderstand und eine Transmissionslinie von  $50 \Omega$  durchgesetzt. Dadurch werden Reflexionen vermieden. Die Länge des Kabels spielt damit bis auf die Bandbreitenbegrenzung, die Dispersion und die Verluste keine Rolle.

An dieser Stelle soll die Impulsantwort für eine ideale Diode untersucht werden. Für einen Kondensator der Kapazität  $C$  bei einer angelegten Spannung  $U$  und einer



**Abbildung 2.4.:** Äquivalenter Schaltkreis einer Diode mit angeschlossenem Messgerät.

aufgebrachten Ladung  $Q$  gilt :

$$U = \frac{Q}{C} \quad (2.4.3a)$$

$$J = \frac{dQ}{dt}, \quad (2.4.3b)$$

somit der Strom durch den Kondensator:

$$J_C = C \frac{dU}{dt}. \quad (2.4.3c)$$

Aus dem Knotensatz und Abbildung 2.4 folgt:

$$-J + C \frac{dU}{dt} + \frac{U}{R_L} = 0. \quad (2.4.4)$$

Das Messgerät besitzt hierbei den Lastwiderstand  $R_L$ . Die daraus resultierende Differentialgleichung ist somit:

$$\frac{J}{C} = \frac{dU}{dt} + \frac{U}{R_L C}. \quad (2.4.5)$$

Die Lösung von Gleichung (2.4.5) ergibt die Stufenantwort des Systems:

$$U(t) = R_L J [1 - e^{-t/\tau}]. \quad (2.4.6)$$

Die Fouriertransformation für die Übertragungsfunktion ist:

$$h(\omega) = \frac{\mathcal{F}(U(t))}{\mathcal{F}(R_L J(t))} = \frac{1}{1 + i \omega \tau}. \quad (2.4.7)$$

Das Leistungsspektrum ist somit:

$$|h(\omega)|^2 = \frac{1}{1 + (\tau\omega)^2}. \quad (2.4.8)$$

Entscheidend ist die 3dB-Bandbreite. Sie ist so definiert, dass das Leistungsspektrum auf die Hälfte abgefallen ist:

$$\frac{1}{1 + (\tau\omega)^2} = \frac{1}{2} \Rightarrow \tau = \frac{1}{\omega_{3dB}} \Rightarrow f_{3dB} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (2.4.9)$$

Die An- und Abfallszeiten werden durch  $\tau$  bestimmt.

Meist wird die Stufenantwort nach Gleichung (2.4.6) als Maß genommen. Eine Definition der Anstiegs- und Abfallszeiten erfolgt über die Zeitspanne, in der das gemessene Signal von 10% auf 90% ansteigt/abfällt. Es ergibt sich also :

$$\Delta t[\text{ps}] = \ln 9 \cdot \tau[\text{ps}] \approx \frac{350\text{GHz}}{f_{3dB}[\text{GHz}]} \quad (2.4.10)$$

### Zeitauflösung und Messbandbreite

Um die Zeitauflösung mehrerer hintereinander geschalteter Systeme abschätzen zu können, ist es zweckmäßig auf eine gaussförmige Impulsantwort zurückzugreifen:

$$h(t) = e^{-t^2/\tau^2}. \quad (2.4.11)$$

Die totale Zeitauflösung aus der Kenntnis der einzelnen Zeitaufösungen lässt sich folgendermaßen gewinnen. Die Analyse im Zeit-Bereich wird durch Multiplikation der Übertragungsfunktionen im Fourier-Raum erleichtert. Hierbei ist die Fourier-transformierte von (2.4.11) :

$$\tilde{h}(\omega) = \mathfrak{F}[h(t)] = \exp\left[-\frac{\omega^2\tau^2}{4}\right]. \quad (2.4.12)$$

Die Multiplikation mehrerer Exponential-Funktionen entspricht einer Addition der Argumente der Exponentialfunktionen. Also folgt :

$$\tilde{h}(\omega) = \exp\left[-\frac{\omega^2\tau_1^2}{4}\right] \cdots \exp\left[-\frac{\omega^2\tau_n^2}{4}\right] = \exp\left[-\frac{\omega^2\tau_{\text{tot}}^2}{4}\right]. \quad (2.4.13)$$

Es addieren sich somit die Quadrate der Zeitaufösungen und ergeben das Quadrat der Gesamt-Zeitauflösung:

$$\tau_{\text{tot}} = \sqrt{\tau_1^2 + \cdots + \tau_n^2}. \quad (2.4.14)$$

Obwohl eine Gauss-Antwort nicht der Antwort des Systems entspricht, so stellt sie für Photodioden eine meist gute Näherung dar. Diese soll im weiteren Verlauf auch benutzt werden.

Angenommen, die Impulsantwort könne durch die Gleichung (2.4.11) beschrieben werden, wobei  $\tau_{\text{FWHM}}$  die volle Halbwertsbreite ist:

$$h(t) = \exp \left[ -4 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_{\text{FWHM}}^2} \right], \quad (2.4.15)$$

so wäre die Fouriertransformierte :

$$\tilde{h}(\omega) = \exp \left[ -\frac{\omega^2 \tau_{\text{FWHM}}^2}{16 \ln 2} \right]. \quad (2.4.16)$$

Entscheidend ist das Leistungsspektrum, welches sich direkt aus (2.4.16) ergibt:

$$\tilde{H} = \left| \tilde{h}(\omega) \right|^2 = \exp \left[ -4 \ln 2 \frac{\omega^2}{\Delta \omega_{\text{FWHM}}^2} \right] = \exp \left[ -2 \ln 2 \frac{\omega^2}{\Delta \omega_{3\text{dB}}^2} \right]. \quad (2.4.17)$$

Analog zu (2.4.10) lässt sich schreiben:

$$\Delta t [\text{ps}] \approx \frac{312 \text{GHz}}{f_{3\text{dB}} [\text{GHz}]}. \quad (2.4.18)$$

Dies ist die Zeitauflösung in Verbindung mit einer gaussförmigen Systemantwort nach Gleichung (2.4.11). Ein Oszilloskop mit  $f_{3\text{dB}} = 1 \text{GHz}$  hat in der Näherung einer gaussförmigen Systemantwort eine Zeitauflösung von  $\Delta t = 312 \text{ps}$ . In Verbindung mit einer Photodiode mit  $f_{3\text{dB}} = 500 \text{MHz}$  Bandbreite ist somit die Zeitauflösung des Gesamtsystems begrenzt auf ca.  $\Delta t \approx 700 \text{ps}$ .

## 2.4.2. Die Autokorrelation

Ein wesentlicher Nachteil der Messung von ultrakurzen Pulsen mit Photodioden ist ihre Zeitauflösung. Diese liegt selbst im günstigsten Fall bei einigen Picosekunden. Eine 50 GHz Photodiode hat nach (2.4.18) eine Zeitauflösung von  $\Delta t = 6,2$  ps. Die schnellsten Einzelschuss-Oszilloskope haben eine 3 dB-Bandbreite von bis zu  $f_{3dB} = 18$  GHz, also eine Zeitauflösung von  $\Delta t = 17,3$  ps. Ohne Einfluss der Übertragung ist die Zeitauflösung insgesamt  $\Delta t = 18,5$  ps. Dies stellt momentan für Einzeleignisse die untere Grenze der Zeitauflösung dar. Als Alternative bieten sich bis in den sub-ps-Bereich noch die sogenannten Streak-Kameras an, welche ähnlich einer Braun'schen Röhre arbeiten. Diese haben jedoch meist mit zwei bis drei Größenordnungen eine zu geringe Dynamik, um tiefgehende Aufschlüsse in der Pulsstruktur zu ermöglichen.

Als Lösung dieses Problems bietet sich der Übergang von einer Zeitmessung zu einer Längenmessung an. Die räumliche Ausdehnung eines 100 fs-Puls ist ca. 30  $\mu\text{m}$ . Längenänderungen im  $\mu\text{m}$ -Bereich sind ohne weiteres messbar.

Hierbei benutzt man ein mathematisches Instrument, die Kreuz- bzw. Autokorrelation.

Unter einer Kreuzkorrelation versteht man ein Abtasten des gewünschten Signals mit Hilfe einer Abtastfunktion. Als Spezialfall tritt dabei die Autokorrelation auf, die als Abtastfunktion sich selbst benutzt. Vom mathematischen Gesichtspunkt ist die AKF (Autokorrelationsfunktion) des Signalverlaufes  $S(t)$  in der  $n$ ten Ordnung definiert zu:

$$g(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1}) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} S(t) \cdot S(t - \tau_1) \cdot S(t - \tau_2) \dots S(t - \tau_{n-1}) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} [S(t)]^n dt}. \quad (2.4.19)$$

Aus diesem Zusammenhang kann man das Vorgehen zur Bestimmung der AKF erkennen. Es beruht auf nichts anderem, als Kopien von dem Originalverlauf zu erstellen, diese um  $+\tau$  zu verschieben und danach über das gesamte Gebiet zu integrieren. Die Normierung erfolgt so, dass bei keiner Verschiebung ( $\tau = 0$ ) die AKF 1 ergibt. Das Ergebnis kann als Funktion der  $\tau_k$  aufgefasst werden. Besondere Bedeutung hat die AKF in der Messtechnik, wo sie insbesondere bei verrauschten Signalen zum Einsatz kommt, da ein „klassisches“ Rauschen keinen Zusammenhang in sich besitzt und mit der Verschiebung verschwindet. Wie aus (2.4.19) zu erkennen

ist, ist die AKF der zweiten Ordnung definiert zu:

$$g_2(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} S(t) \cdot S(t - \tau) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} [S(t)]^2 dt}. \quad (2.4.20)$$

Der Detektor misst Intensitäten und nicht Feldstärken. Für die Intensität gilt:  $I = \frac{1}{2}\epsilon_0 c |E(t)|^2$ . Somit sind die Formeln für die Autokorrelationsfunktion zu modifizieren :

$$g(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1}) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |E(t) \cdot E(t - \tau_1) \cdot E(t - \tau_2) \dots E(t - \tau_{n-1})|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(t)|^{2n} dt}.$$

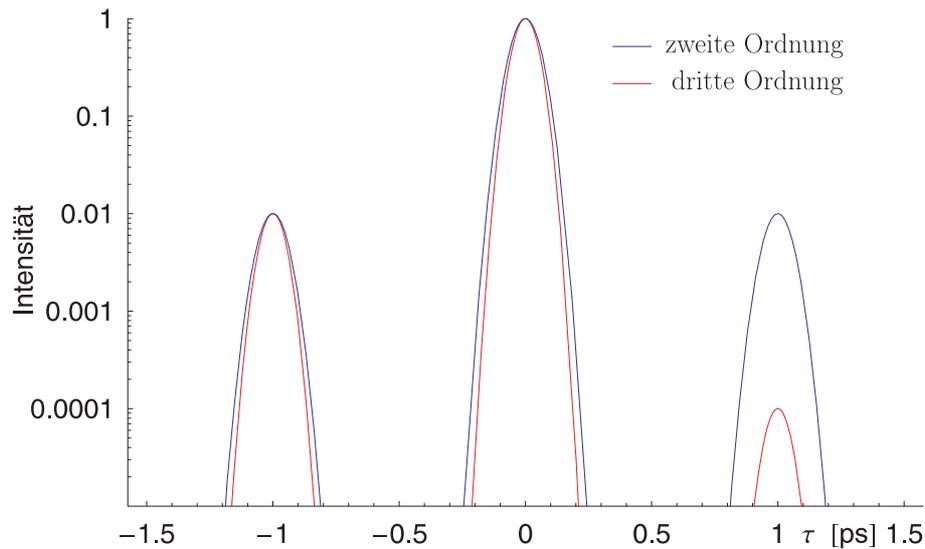
Speziell für die AKF zweiter Ordnung :

$$g_2(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |E(t) \cdot E(t - \tau)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(t)|^4 dt}.$$

Ein für die Anwendung interessanter Fall ist es, wenn die Autokorrelation dritter Ordnung als Kreuzkorrelation zwischen dem Quadrat des Signalverlaufs und dem Signalverlauf selbst dargestellt ist:

$$g_3(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |E^2(t) \cdot E(t - \tau)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(t)|^6 dt}.$$

Als Beispiel ist in Abbildung 2.5 eine Autokorrelation zweiter und dritter Ordnung abgebildet. Das Ausgangssignal bildet ein 100 fs breiter Gauss (FWHM), der als Vorpuls einen Gauss mit ebenfalls 100 fs Breite besitzt. Der zeitliche Abstand beträgt eine Picosekunde, der Intensitätskontrast beträgt  $10^{-2}$  zwischen Vor- und Hauptpuls. Wie daran zu erkennen ist, ist eine Autokorrelation zweiter Ordnung symmetrisch. An dem Signalverlauf kann man nicht erkennen, ob es sich um einen Vor- oder Nachpuls handelt. In Korrelatoren ungerader Ordnung kann anhand der Intensitätsverhältnisse zwischen den zum Hauptpuls symmetrisch liegenden Pulsen zwischen Vor- und Nachpuls unterschieden werden. In dem dargestellten Fall ist das Verhältnis zwischen Vor- und Nachpuls gerade das Quadrat des Kontrastes. Somit handelt es sich in Abbildung 2.5 um einen Vorpuls.



**Abbildung 2.5.**

Autokorrelation dritter und zweiter Ordnung für einen 100 fs–Gauss–Puls mit einem 100 fs–Gauss–Puls als Vorpuls, bei einem Abstand von einer Picosekunde und einem Intensitätskontrast von  $10^{-2}$  zwischen Vor– und Hauptpuls. Der Vorpuls tritt in der Autokorrelation in einem gleichen Abstand vor und nach dem Hauptpuls auf. Zur Bestimmung, ob dieser vor oder nach dem Hauptpuls liegt, verwendet man das Verhältnis zwischen Beiden.

## Arten von Korrelatoren

Von der Grundform unterscheidet man Intensitäts– und interferometrische Korrelatoren. Für interferometrische Korrelatoren werden oft Michelson–Interferometers verwendet. Man erhält ein Interferogramm in Abhängigkeit von der zeitlichen Verzögerung der Felder gegeneinander. Sie weisen keine hohe Dynamik auf, bieten aber die Möglichkeit, wie einen verbleibenen Chirp, Selbstphasenmodulation etc. anhand der Korrelation bei Annahme einer Pulsstruktur zu ermitteln [18]. Für Intensitäts–Korrelatoren ist dies nicht möglich. Sie stellen dafür eine meist deutlich höhere Dynamik zur Verfügung. Sie werden zudem meist hintergrundfrei betrieben. Hierbei wird das eigentliche Messsignal von allen anderen Signalen getrennt, sei es durch eine Zerlegung nach Wellenlängen (Prisma, Gitter etc.) oder durch einen Aufbau, bei dem sich die Strahlen im nichtlinearen Kristall kreuzen (mit anschließender Blende).

Für den Betrieb gibt es daneben noch zwei weitere Konstruktionskonzepte. Zum Einen einen Mehrschuss–Aufbau und zum Anderen den Einzelschuss–Aufbau. Bei dem Mehrschuss–Aufbau wird die Verzögerung zwischen den zu überlagernden Feldern nach und nach verändert, um möglichst viele Stützstellen zu erhalten. Man fährt z.B. mittels Linearversteller eine Verzögerungsstrecke durch und variiert somit

beliebig die Verzögerung. Dieses Vorgehen benötigt aber viele ähnliche Pulse in Abfolge. Um kleine Schwankungen im Lasersystem auszugleichen, ist eine Mittelung mehrerer Messwerte notwendig. Man kann damit, wenn nötig, große Zeitbereiche überstreichen, die nur durch die verfügbaren Linearverstärker begrenzt sind.

Der Einzelschuss-Aufbau empfiehlt sich vor allem für wenige zur Verfügung stehende Pulse (niederrepetitive Systeme) oder bei großer Schwankung von Puls zu Puls. Dabei wird die Pulsfront in sich unterschiedlich verzögert, und dann mit dem Referenzfeld nichtlinear überlagert. Man benötigt aber dafür einen Detektor mit Ortsauflösung.

### 2.4.3. Weitere Verfahren

Der Nachteil der Autokorrelation ist es, dass der Zeitverlauf nicht direkt rekonstruiert werden kann. Durch die Messung ist es zwar möglich, die Zeitrichtung zu bestimmen, dies allerdings nur bei Korrelatoren ungerader Ordnung. Man erhält keinerlei Phaseninformation. Um dennoch Angaben über die Pulsstruktur machen zu können, muss eine Pulsform vorausgesetzt werden. Da für die Rekonstruktion des Signals im Zeitbereich sowohl Amplitude und auch Phase benötigt wird, sind bei  $N$  Stützstellen also  $2N$  Variablen zu bestimmen. Eine Korrelation bleibt hierbei mit  $N$  Gleichungen unterbestimmt.

Als Ausweg aus dieser Situation bietet sich der sogenannte „FROG“ (frequency resolved optical gating) [27] an. Dieser ist im einfachsten Fall ein Autokorrelator mit einem nachgeschalteten abbildenden Spektrometer. Er bietet  $N^2$  Bedingungen für die Bestimmung von Phase und Zeit, was vollkommen ausreichend für die Lösung des Problems ist. Über einen Algorithmus lässt sich der zeitliche Verlauf mit Phase bestimmen [27].

Eine bemerkenswert einfache Version des „FROG“ ist der „GRENOUILLE“ (grating-eliminated no-nonsense observation of ultrafast incident laser light e-fields). Während der „FROG“ ein abbildendes Spektrometer zur Detektion benutzt, wird es in dieser Methode von dem nichtlinearen Medium übernommen [28].

Eine interferometrische Messmethode ist der „SPIDER“ (spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction) [29]. Das Messsignal wird hierbei durch eine Überlagerung des zu messenden Pulses und einer stark gechirpten Replik erzeugt. Dies entspricht einer Korrelation mit einem stark gechirpten Puls [30].

## 2.5. Möglichkeiten der Vorpuls-Kontrolle

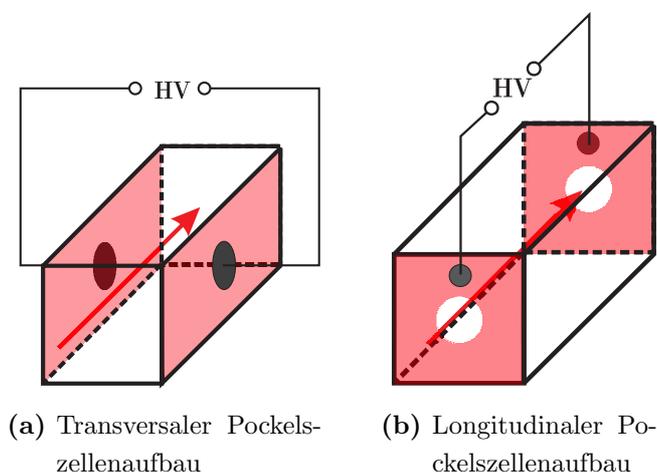
### 2.5.1. Nanosekunden-Zeitregime – Die Pockelszelle

Der Pockelseffekt wird auch als linearer elektrooptischer Effekt bezeichnet. Hierbei handelt es sich aber um einen nichtlinearen Effekt. Die Bezeichnung „linear“ bezieht sich darauf, dass die hervorgerufene Phasenverschiebung linear mit der angelegten Spannung einhergeht.

Der damit verbundene Effekt ist in der Literatur weitestgehend beschrieben und soll hier nicht in seiner Gesamtheit wiederholt werden.

#### Typen und Betriebsarten

Für den Aufbau der Pockelszellen stehen zwei wesentliche Grundformen zur Verfügung. Zum einen die transversalen und zum anderen die longitudinalen Pockelszellen. Eine Zusammenstellung ist in Abbildung 2.6 illustriert. Bei der transversalen Pockelszelle in Abbildung 2.6(a) liegt die Hochspannung an den Seiten senkrecht zur Strahlrichtung an, bei der longitudinalen Pockelszelle in Abbildung 2.6(b) ist die Kontaktierung an den Durchstoßseiten des Strahls durch den Kristall angebracht. Diese besitzen aber meist nicht die nötige Zerstörfestigkeit. Da man dafür eine trans-



**Abbildung 2.6.:** Schematische Kontaktierung für die longitudinale und transversale Pockelszelle. An den entsprechenden Seiten liegt die Hochspannung HV an. Der Pfeil gibt die Strahlrichtung an.

parente Elektrode benötigt, oder diese mit einem Loch versehen muss, weicht man

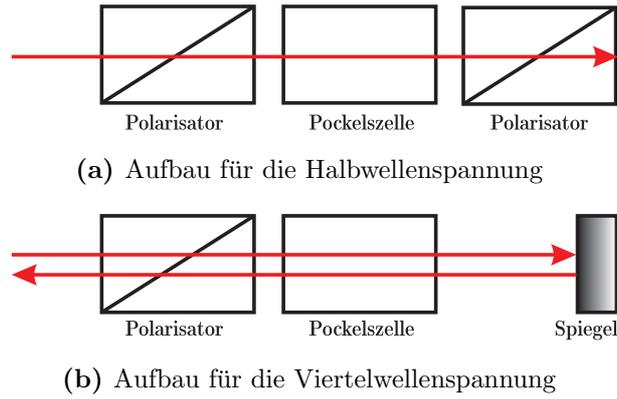
von diesem Prinzip ab und benutzt stattdessen eine Kontaktierung, wie in Abbildung 2.7 zu sehen ist. Die Kontaktierung liegt hierbei ringförmig um die Enden des runden Kristalls. Damit entfallen die transparenten Elektroden. Neben dem Vorteil, dass die Elektroden nicht mehr direkt durch den Laserstrahl beschädigt werden können, hat es den Vorteil, dass das E-Feld homogener anliegt. Damit kann die anzulegende Spannung reduziert werden. Da die Pockelszelle die Polarisation des Lichtes drehen



**Abbildung 2.7.:** Eine zerlegte longitudinale Pockelszelle (KD\*P), deren Kontaktierung ringförmig um den Kristall gelegt ist. Durch die Demontage sind die Silberkontaktierungen für die Hochspannung verrutscht, welche sich am Ende des Kristalls befinden. Das schwarze Material dient der Isolierung.

kann, wird sie meist so genutzt, dass die eintretende Polarisation senkrecht zu der (geschalteten) austretenden Polarisation steht. Neben der Ein- und Auskoppelung mit Hilfe von Polarisationsstrahlteilern lassen sich ebenso Modulatoren und optische Schalter in Verbindung mit Polarisator und Analysator realisieren.

Die einfachste Möglichkeit ist es, eine Hochspannung  $U_\pi$  anzulegen, die die Polarisation des Lichtes dreht (senkrecht). Andererseits ist es schwierig, Hochspannungen zu realisieren. Deswegen gibt es die Möglichkeit, das Licht zweimal durch die Pockelszelle laufen zu lassen. Damit durchläuft das Licht den doppelten Weg durch den Kristall. Somit ist nur die halbe Spannung nötig,  $U_{\pi/2}$ . Diese beiden konzeptionell unterschiedlichen Anordnungen sind in Abbildung 2.8 abgebildet.



**Abbildung 2.8.:** Schematische Gegenüberstellung der Betriebsarten mit Halbwellenspannung und Viertelwellenspannung. Der Pfeil gibt die Strahlrichtung an. Während in (a) die volle Spannung  $U_\pi$  bei einem Durchlauf benötigt wird, genügt bei dem gefalteten Aufbau (b) die Hälfte der Spannung.

## Die Halbwellenspannung in der klassischen Optik

In diesem Abschnitt soll die Halbwellenspannung über das Indexellipsoid im Kristallsystem hergeleitet werden. Eine Zusammenfassung und Übersicht über den Einfluss äußerer Felder auf das Indexellipsoid lässt sich insbesondere in [31] nachlesen.

Für den vorliegenden Fall beschränkt man sich auf ein Kristallsystem. Da die im späteren behandelte Pockelszelle der Kristallklasse  $\bar{4}2m$  (KD\*P) angehört, beschränken wir uns der Einfachheit halber auf einen einachsigen Kristall des Types KDP [32]. Ausgehend von dem Index-Ellipsoid mit den Brechzahlen  $n_i$  in den Koordinatenrichtungen des Kristallsystems:

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1, \quad (2.5.1)$$

vereinfacht sich dies für einen optisch einachsigen Kristall zu:

$$\frac{1}{n_o^2} [x^2 + y^2] + \frac{z^2}{n_e^2} = 1, \quad (2.5.2)$$

wobei  $n_e$  der Brechungsindex des außerordentlichen Strahls und  $n_o$  der des ordentlichen Strahles ist. Beim Anlegen eines äußeren Feldes in die Richtung der optischen Achse (o.B.d.A. die  $z$ -Richtung),

$$\mathbf{E} = E_s \cdot \mathbf{e}_z, \quad (2.5.3)$$

wird der Kristall optisch zweiachsig. Für die Brechzahl entlang der neuen optischen Achsen a und b gilt nach [32]:

$$\frac{1}{n_a^2} = \frac{1}{n_o^2} - r_{63} E_s \quad (2.5.4)$$

$$\frac{1}{n_b^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{63} E_s. \quad (2.5.5)$$

Der Koeffizient  $r_{63}$  ist gut tabelliert, z.B. [33]. Die Größenordnung dafür beträgt in Abhängigkeit vom Material ( $10^{-11} \dots 10^{-13}$ )  $\text{mV}^{-1}$ . Unter der Annahme, dass das angelegte Feld nur eine kleine Änderung der Brechzahl hervorruft, lässt sich dies vereinfachen zu:

$$n_a \approx n_o + \frac{1}{2} r_{63} n_o^3 E_s \quad (2.5.6)$$

$$n_b \approx n_o - \frac{1}{2} r_{63} n_o^3 E_s. \quad (2.5.7)$$

Die Phasenverschiebung  $\Delta\phi$  über die Länge des Mediums soll gerade der halben Wellenlänge entsprechen:

$$\Delta\phi = (n_a - n_b) \frac{2\pi L}{\lambda} = \pi. \quad (2.5.8)$$

Die benötigte Spannung  $U = E_s \cdot L$  ergibt sich somit zu:

$$\boxed{U_\pi = \frac{\lambda}{2n_o^3 r_{63}}}. \quad (2.5.9)$$

Dies entspricht der klassischen Halbwellenspannung.

## Nichtlineare Polarisation und der Pockelseffekt

Der Pockelseffekt ist ein degenerierter Effekt zweiter Ordnung. Ein äußeres Feld verursacht die nichtlineare Polarisation, die wiederum mit dem einfallenden Lichtfeld wechselwirkt. Das von der nichtlinearen Polarisation erzeugte elektrische Feld besitzt die gleiche Frequenz wie das einfallende elektrische Feld.

Um die Änderung der Amplituden des einfallenden Feldes zu untersuchen, bedienen wir uns der Gleichung (B.9):

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} = i \frac{\mu_0}{2k} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\text{NL}}}{\partial t^2} e^{-i(\omega t - kz)}. \quad (2.5.10)$$

Um die darin auftauchende nichtlineare Polarisation zu erhalten verwendet man die Gleichung (A.28), welche ausgeschrieben ist:

$$\begin{pmatrix} P_x^{(2)} \\ P_y^{(2)} \\ P_z^{(2)} \end{pmatrix} = K\epsilon_0 \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_x E_z \\ 2E_x E_y \end{pmatrix}. \quad (2.5.11)$$

Unter der Annahme, dass es sich um einen Kristall des Types  $x\text{H}_2\text{PO}_4$  [31] handelt, vereinfacht sich das Gleichungssystem mit  $K=1$ :

$$P_x = 2\epsilon_0 d_{14} A_y E_s e^{i(\omega t - kz)} \quad (2.5.12)$$

$$P_y = 2\epsilon_0 d_{25} A_x E_s e^{i(\omega t - kz)}. \quad (2.5.13)$$

Durch Einsetzen in die Gleichung (2.5.10) erhält man die zu lösenden gekoppelten Differentialgleichungen:

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} = -i \frac{k}{n_x^2} d_{14} A_y E_s \quad (2.5.14)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} = -i \frac{k}{n_y^2} d_{25} A_x E_s. \quad (2.5.15)$$

Vereinfachend wird angenommen, dass  $d_{14} \approx d_{25} = d$  und  $n_x \approx n_y = n$  ist. Das System kann durch Einsetzen der Gleichungen ineinander gelöst werden zu:

$$A_x = A \cos(\phi z) \quad (2.5.16)$$

$$A_y = -i A \sin(\phi z) \quad (2.5.17)$$

$$\text{mit } \phi = \frac{k}{n^2} d E_s. \quad (2.5.18)$$

Wie man anhand dieser Gleichungen sieht, wird je nach durchlaufener Wegstrecke eine Amplitude auf Kosten der anderen Polarisation stärker. Es werden also die

Polarisationszustände des einfallenden Lichtes ineinander umgewandelt. Dieses Verhalten kann man ausnutzen, um gezielt die Polarisation des einfallenden Feldes zu verändern. Mittels der Phase (2.5.18) kann man in Analogie zu (2.5.9) schreiben:

$$\boxed{U_\pi = \frac{\lambda n^2}{2d}}. \quad (2.5.19)$$

Anhand des oszillatorischen Verhaltens der jeweiligen Komponenten der Polarisation lässt sich in Verbindung mit einem Analysator für ein dazu senkrecht vorpolarisiertes elektrisches Feld die transmittierte Intensität schreiben :

$$\boxed{\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \frac{U}{U_\pi} \right)}. \quad (2.5.20)$$

## 2.5.2. Pico– und Femtosekunden–Zeitregime

In den letzten Jahren wurden viele Fortschritte in der Kontrolle von ASE und Vorpulsen gemacht. Diese basieren sehr oft auf passiven Techniken. Der Nachteil aktiver Methoden besteht darin, dass die Zeitskala, in der agiert wird, deutlich größer ist als die Pulsdauer. Nahe am Puls gelegene Strukturen lassen sich damit nicht beeinflussen. Im Gegenzug zu dem Pockelseffekt sollen hier noch weitere Möglichkeiten vorgestellt werden, die in letzter Zeit intensiver untersucht worden sind.

Wenn ein hochintensiver Laserpuls auf eine Festkörperoberfläche trifft, so kann ein Plasma erzeugt werden. Dieses sorgt dafür, dass nachfolgende Teile des Pulses nur bis zur Skin–Tiefe eindringen können und somit teilweise reflektiert werden. Die im Plasma befindlichen Elektronen geben oberhalb einer kritischen Dichte (ca.  $2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  für 800nm) dem Plasma einen metallischen Charakter. Dieser eigentlich im Experiment ungewünschte Effekt kann, bewusst ausgenutzt, nach einer definierten Zeit eine hohe Reflektivität erzeugen, während davor eine möglichst geringe Reflektivität herrscht. Ein solcher Aufbau wird „Plasma–Mirror“ oder „Plasma–Shutter“ genannt [34, 35].

Die Aufbauten bestehen üblicherweise aus einer entspiegelten Oberfläche und einer Fokussierung, die die nötigen Intensitäten von  $10^{13} - 10^{14} \text{ W/cm}^2$  erzeugt [36]. Wählt man die Eingangsenergiedichte richtig (auch zeitlich), so wird der Hauptpuls entsprechend reflektiert und somit der Kontrast zu der vorherigen Pulsstruktur verbessert. Für die Plasmaerzeugung kann zum Einen der Hauptpuls selbst benutzt werden, zum Anderen kann man einen Vorpuls schaffen, der in einem definierten zeitlichen Abstand mit der entsprechenden Intensität vor dem Hauptpuls läuft. Mit dem Plasmaspiegel wurden Kontrastverbesserungen von mehr als einem Faktor 500 erreicht und mittels der Anwendung eines weiteren Plasmaspiegels konnte der Intensitätskontrast um mehrere  $10^4$  verbessert werden [34].

Der Nachteil dieses Verfahrens ist allerdings, dass die Oberfläche nicht mehrfach genutzt werden kann, da diese durch den intensiven Laserpuls zerstört wird. Ein Anwendung dieser Technik ist also nur für niederrepetitive Systeme möglich.

Eine weitere Möglichkeit der Kontrastverbesserung besteht darin, nichtlineare Effekte auszunutzen. Eine Möglichkeit ist die Umsetzung des Pulszuges in Harmonische des einfallenden Laserfeldes [37]. Setzt man den Laserpuls in seine zweite Harmonische um, so quadriert sich der Kontrast. Dies gilt allerdings nur für den ungesättigten Fall. Effizienzen über 60% sind möglich, jedoch kommt es schnell zur Sättigung in der Intensität in der Nähe des Pulsmaximums.

Neben dieser altbekannten Methode gibt es noch weitere nichtlineare Effekte, die man ausnutzen kann.

So ist es möglich, die nichtlinear induzierte Doppelbrechung in Gasen zu nutzen [38]. Das Vorgehen ist wie folgt. Das linear polarisierte Licht wird mit einer  $\lambda/4$ -Platte in elliptisch polarisiertes Licht umgesetzt. Dieses wird in ein Gas fokussiert. Als nichtlinearen Effekt, wird die Polarisationsellipse in Abhängigkeit von der Intensität unterschiedlich weit gedreht [39]. Eine dazu entsprechend gedrehte weitere  $\lambda/4$ -Platte sorgt wieder dafür, dass die jetzt teilweise gedrehte Polarisationsellipse wieder in linear polarisiertes Licht umgewandelt wird. Während die niederintensiven Anteile nicht oder nur sehr wenig gedreht wurden stehen diese jetzt um  $90^\circ$  gedreht zum einfallenden Feld und werden an einem Polarisator herausgefiltert. Die intensiven Anteile werden aber infolge der induzierten Doppelbrechung gedreht. Sie passieren den Polarisator [40]. Kontrastverbesserungen von mehr als  $10^3$  konnten erzielt werden.

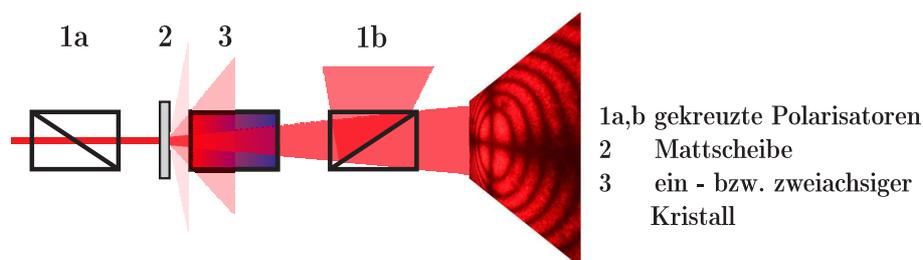
Diese Methode hat den Vorteil, dass sie kontinuierlich eingesetzt werden kann. Jedoch hat sie in einem Durchlauf eine geringe Effizienz. Mehrfachdurchläufe [41] könnten dabei eine Verbesserung bringen. Außerdem hat sie ungewünschte Begleiterscheinungen. Da nichtlineare Effekte nur selten allein auftreten, entstehen zum Beispiel Harmonische und Selbstphasenmodulation im Fokus. Ein weiteres Problem ist die Vermeidung der Bildung eines Plasmas und Filamentierung.

## 2.6. Untersuchung an optisch ein- und zweiachsigen Kristallen

Für die spätere Justage der Pockelszelle wird eine Methode benutzt, die hier kurz vorgestellt werden soll.

Bei der Untersuchung von optisch ein- und zweiachsigen Kristallen wird die sogenannte konoskopische Beleuchtung verwendet. Sie beruht auf der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit von polarisiertem Licht bezüglich der optischen Achsen.

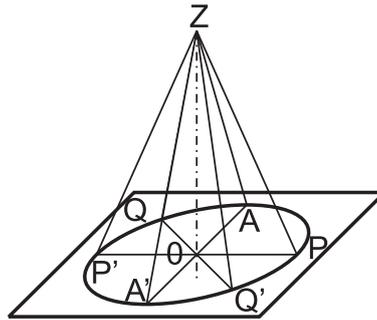
Im Zuge der Verfügbarkeit von Lasern als Lichtquelle lässt sich der Aufbau für die Beobachtung vereinfachen. Er besteht, wie in Abbildung 2.9 dargestellt ist, aus einer Vorpolarisation, einer Mattscheibe (oder ein streuendes nicht doppelbrechendes Material), dem zu untersuchenden Kristall und einem Analysator. Die Analysatorachse steht dabei senkrecht zu der Achse des Polarisators.



**Abbildung 2.9.:** Aufbau zur Untersuchung von optisch ein- bzw. zweiachsigen Kristallen mit Hilfe der konoskopischen Beleuchtung.

Für ein besseres Verständnis nutzt man die Abbildung 2.10. Um die Dinge überschaubar zu halten, sei das Material optisch einachsig. Die optische Achse liege parallel zum einfallenden Strahl  $\overline{ZO}$ . Die Stellung des Polarisators sei  $\overline{PP'}$ , die des Analysators  $\overline{AA'}$ . Das einfallende Licht ist somit entlang  $\overline{PP'}$  polarisiert. Da der einfallende Strahl parallel zu der optischen Achse liegt, ist der Anteil, der nicht gestreut wird, in Transmission dunkel. Es erscheint ein dunkler Fleck (Melatop). Die Anteile, die in Richtung  $\overline{AA'}$  gestreut werden, werden auf Grund der gekreuzten Polarisatoren nicht transmittiert. In der Richtung  $\overline{AA'}$  wird keine Polarisation angeboten, die Anteile in Richtung  $\overline{PP'}$  werden geblockt. Es wird ein dunkles Kreuz erscheinen (Isogyre).

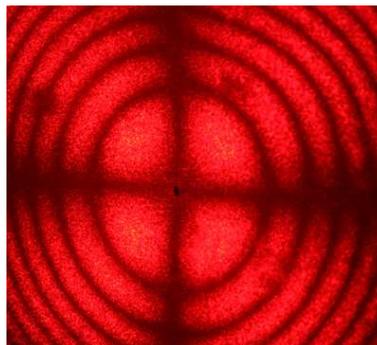
Für alle anderen Richtungen, z.B.  $\overline{QQ'}$ , durchläuft der hierbei betrachtete Strahl den Kristall schräg. Damit besitzt der Strahl einen ordentlichen (o) und einen außerordentlichen (e) Anteil. Durch die unterschiedlichen Brechzahlen breiten sich



**Abbildung 2.10.:** Erklärung der Entstehung der Struktur bei einer konoskopischen Beleuchtung.

diese unterschiedlich schnell aus. Es kommt zu einem Phasenunterschied zwischen den senkrecht zueinander stehenden Anteilen in Abhängigkeit vom Winkel und der Kristalllänge. Da an dem zweiten Polarisator die entsprechenden Anteile auf die Polarisator-Achsen projiziert werden, sind diese Projektionen nach dem Polarisator interferenzfähig.

Beträgt der Gangunterschied ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge, dann ist mit Auslöschung zu rechnen, ist er ungeradzahlig, so wird ein Interferenzmaximum auftreten. Um den Mittelstrahl werden farbige Ringe (Isochromaten) entstehen, bei monochromatischer Beleuchtung wechseln sich helle und dunkle Ringe ab (Isochromen). Insbesondere unter  $45^\circ$  ( $\overline{QQ'}$ ) ist der Kontrast zwischen destruktiver und konstruktiver Interferenz am stärksten. Ein Beispiel für eine solche Struktur ist in Abbildung 2.11 dargestellt. Anhand der entstehenden Struktur lässt sich die Lage der optischen Achse/Achsen feststellen.



**Abbildung 2.11.**

Konoskopische Beleuchtung an einem optisch einachsigen KD\*P-Kristall mit Hilfe eines HeNe-Lasers. Zu sehen ist die Isogyre und die Isochromen um das Melatop. In der Mitte ist eine Markierung angebracht, die den ursprünglichen Ort des Strahles angibt.

## 3. Charakterisierung des Pulszuges

Das Ziel ist es, die Kenngrößen (Vorpulse, ASE, sowie die zugehörigen Intensitäten) im zeitlichen Verlauf der Pulsstruktur auf reproduzierbare Weise messen und beobachten zu können. Für den täglichen Gebrauch soll es möglich sein, auch während des Experimentes diese Kenngrößen zu bestimmen.

### 3.1. Allgemeine Definitionen

Zu Beginn dieses Kapitels soll ein kurzer Überblick über einige, später häufig verwendete Begriffe gemacht werden.

#### 3.1.1. Filterfaktor und Transmission

Im Zusammenhang mit Messungen, bei denen Filter als Abschwächung genutzt werden, soll der Begriff Filterfaktor und Transmission definiert werden.

Der Filterfaktor  $F$  wird über das Verhältnis zwischen der nicht abgeschwächten Intensität  $I_{ng}$  und der geschwächten Intensität  $I_{abg}$  berechnet:

$$F = \frac{I_{ng}}{I_{abg}}.$$

Für eine Kombination aus mehreren Filtern ist der Filterfaktor multiplikativ.

Die Transmission  $T$  ergibt sich als das Inverse aus dem Filterfaktor:

$$T = \frac{1}{F}.$$

#### 3.1.2. Energie – und Intensitätskontrast

Eine entscheidende Rolle hat die Definition des Energie– und Intensitätskontrastes. Dies ist besonders zu unterscheiden, da einige Messmethoden den Energiekontrast (z.B. Messung mit Dioden), andere den Intensitätskontrast (z.B. Intensitätsautokorrelation) als Ergebnis liefern. Darauf ist bei der gewählten Messmethode zu achten.

Bei einer Messung mittels Dioden wird der Energiekontrast  $K_E$  ermittelt. Er ergibt

sich als das Verhältnis zwischen der gemessenen Spannung  $U_1$  für ein Signal und einem (stärkeren, möglicherweise abgeschwächten) Signal  $U_2$  bei Beachtung des Filterfaktors:

$$K_E = \frac{U_1}{U_2 \cdot F}.$$

Im Zusammenhang mit einer Diodenmessung ergibt sich der Intensitätskontrast  $K_I$  als der Energiekontrast  $K_E$  und dem Verhältnis zwischen der zeitlichen Ausdehnung der Struktur 1 ( $\Delta t_1$ ) und der zeitlichen Ausdehnung der dazu in Verhältnis gesetzten Struktur 2 ( $\Delta t_2$ ):

$$K_I = K_E \cdot \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1}.$$

Dabei ist aber zu beachten, dass auf Grund der begrenzten Zeitaufösung eine „enge“ Abfolge von kurzen Pulsen wie eine zeitlich lang ausgedehnte Struktur erscheint. Für den Energiekontrast hat dies keinen Einfluss. Jedoch verändert dies den Intensitätskontrast.

**Beispiel** In einer Messung mit Dioden zwischen zwei Pulsen 1 und 2 wird eine Spannung  $U_1 = 100 \text{ mV}$  und  $U_2 = 10 \text{ mV}$  gemessen. Der zweite Puls ist um einen Filterfaktor  $F=1000$  geschwächt worden. Die Pulsbreiten seien  $\Delta t_1 = 1 \text{ ns}$  und  $\Delta t_2 = 100 \text{ fs}$ .

Somit ist der Energiekontrast von Puls 1 zu Puls 2:

$$K_E = \frac{100}{10 \cdot 1000} = 10^{-2}.$$

Der Intensitätskontrast ist hiermit zu von Puls 1 zu Puls 2:

$$K_I = 10^{-2} \cdot \frac{100 \cdot 10^{-15}}{1 \cdot 10^{-9}} = 10^{-6}.$$

### 3.1.3. Lösungsverhältnis

Das Lösungsverhältnis  $L$  soll hier analog zum Filterfaktor  $F$  definiert werden. Dieser Begriff soll für die Unterdrückung neben Filtern benutzt werden. Es ergibt sich direkt aus dem Verhältnis zwischen dem nicht unterdrückten Signal  $S_{ng}$  und dem unterdrückten Signal  $S_{unt}$ .

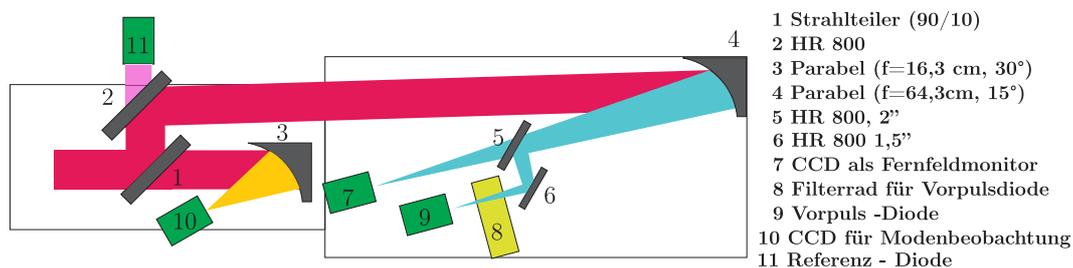
$$L = \frac{S_{ng}}{S_{unt}}$$

## 3.2. Verfügbare diagnostische Verfahren

Für die Beobachtung der Pulsstruktur im Nanosekunden-Bereich wurde eine Vorpulsbeobachtung mittels Photodioden aufgebaut. Hierfür wurde die bereits bestehende Beobachtung des Fernfeldes und der Mode erweitert. Im fs-Bereich steht ein untergrundfreier, multishot-Autokorrelator dritter Ordnung zur Verfügung. Dieser lässt sich allerdings nicht während des Experimentes benutzen, da dafür ein Teil des Strahls abgegriffen werden muss. Jedoch kann vor und während des Experimentes, mit einer gewissen Unterbrechung, die unmittelbare Umgebung des Hauptpulses untersucht werden.

## 3.3. Aufbau einer Vorpulsbeobachtung

Der Aufbau zur Beobachtung des Vorpulses ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Zur Bestimmung des Zeitnullpunktes des Hauptpulsmaximums wird hierbei neben der eigentlichen Diode eine weitere Diode benutzt, die zum Triggern und gleichzeitig als Referenz dient. Über den Vergleich zur Referenz-Diode lassen sich Schwankungen in Energie und Zeit ausschließen.

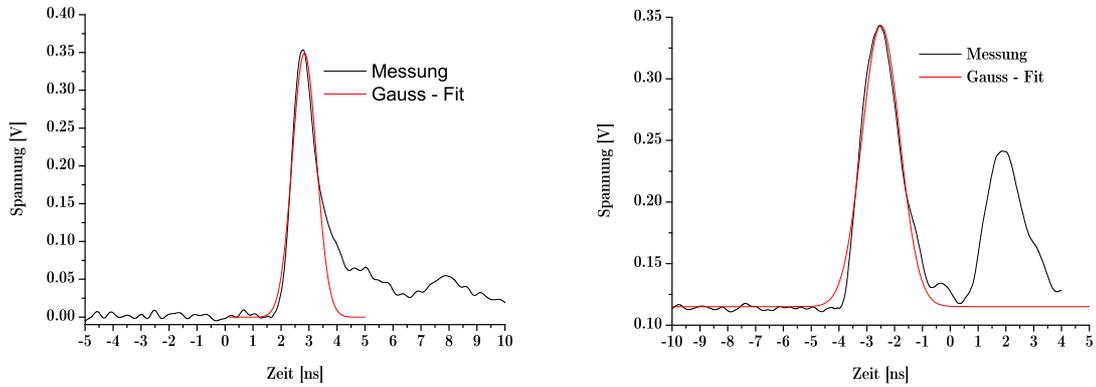


**Abbildung 3.1.:** Aufbau der Vorpulsdiagnostik, schematisch, mit Bauteilen

Für die Experimente standen zwei verschiedene Dioden zur Verfügung. Zum Einen eine Diode DET 210/M (*Firma Thorlabs*) mit einer angegebenen Zeitauflösung von  $\Delta t=1$  ns, sowie eine Diode ET-4000 (*Firma EO-Tech*) mit einer Bandbreite von  $f_{3dB} =10$  GHz, was einer Zeitauflösung nach (2.4.10) von  $\Delta t=35$  ps entspricht. Da die verwendeten Dioden allein nur einen begrenzten dynamischen Bereich besitzen, wird der verfügbare Messbereich mit bekannten Filterkombinationen erweitert.

Wie in Kapitel 2.4.1 gezeigt wurde, ist die Zeitauflösung abhängig von der verwendeten Bandbreite der Übertragung und der des verwendeten Oszilloskops. Alle folgenden Messungen und Charakterisierungen werden mit einem Oszilloskop

TDS680B (*Firma Tektronix*) mit  $f_{3\text{dB}} = 1\text{ GHz}$  Bandbreite und  $5\text{ GS/s}$  gemessen. Die Zeitaufösung der verwendeten Dioden ergibt sich als HWHM (half width half maximum) eines Gauss-Fits. Dabei wird die Bandbreite für das Oszilloskop nach Gleichung (2.4.18) und (2.4.14) berücksichtigt. Die Messungen, über die die



(a) Diode ET4000,  $\tau_{\text{HWHM}}=(356 \pm 24)\text{ ps}$       (b) Diode DET210/M,  $\tau_{\text{HWHM}}=(580 \pm 14)\text{ ps}$

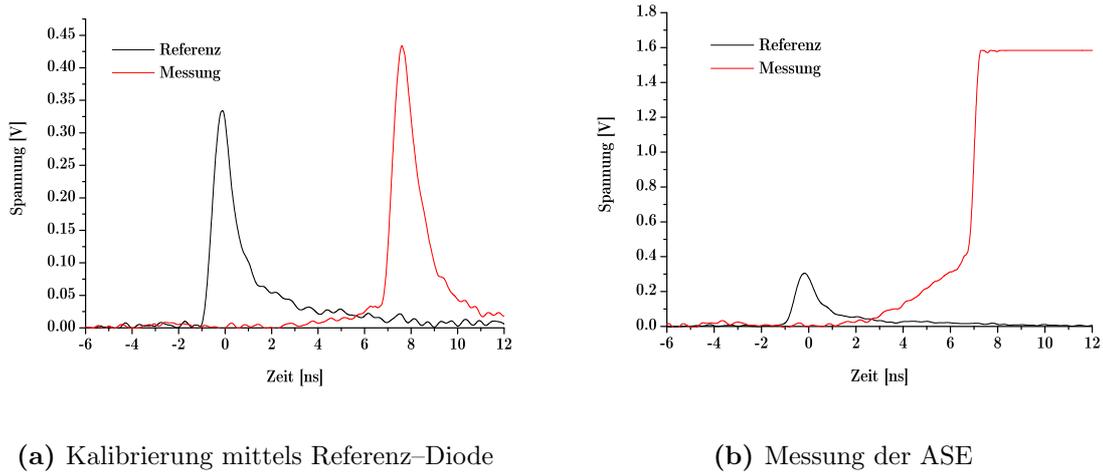
**Abbildung 3.2.:** Charakterisierung der verwendeten Dioden. Der Signalverlauf in (a) stammt von der ET4000, während in (b) das der DET210/M zu sehen ist. In (b) ist nach dem Puls ein weiterer Puls aus Streulicht aufgenommen worden.

Zeitaufösungen bestimmt wurden, sind in Abbildung 3.2 mit einem entsprechenden Fit abgebildet. Die daraus gewonnenen Informationen sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Während die Diode DET210/M mit den berechneten  $f_{\text{eff}}=600\text{ MHz}$  dem erwarteten Wert annähernd entspricht, sind die berechneten  $f_{\text{eff}}=1,8\text{ GHz}$  für die  $10\text{ GHz}$ -Diode kleiner als die Herstellerangabe. Dies hat mehrere Gründe. Zum einen besitzt das verwendete Kabel des Typs RG-58 Verluste für Frequenzanteile über  $1\text{ GHz}$ , was die nutzbare Bandbreite einschränkt. Das verwendete Oszilloskop (*Firma Tektronix, Modell 680B*) besitzt eine Bandbreite von  $1\text{ GHz}$  und einer Samplerate von  $5\text{ GS/s}$ . Zwischen den Stützstellen liegen somit  $200\text{ ps}$ . Dazwischen interpoliert das Oszilloskop. Für eine genauere Bestimmung der Zeitaufösung im Einzelschussbetrieb wäre ein Oszilloskop mit höherer Abtastrate nötig, um einen entsprechenden Fit zur Bestimmung der effektiven Bandbreite zu ermöglichen.

Mit Hilfe der Referenz-Diode lässt sich der absolute zeitliche Abstand zwischen dem Hauptpulsmaximum und der gesuchten Struktur ermitteln. In dem verwendeten Aufbau spielt der Jitter zwischen den Eingängen des Oszilloskops keine Rolle, da dieser üblicherweise in der Größenordnung einiger Picosekunden liegt. Beispielhaft

Diode	$\tau_{\text{HWHM}}$ [ps]	$f_{\text{eff}}$ [GHz]
DET210/M	$580 \pm 14$	0,6 (+0,1 -0,1)
ET4000	$356 \pm 24$	1,8 (+0,9 -0,4)

**Tabelle 3.1.:** Gemessene Halbwertsbreite des Gauss-Fits  $\tau_{\text{HWHM}}$  und die daraus berechnete effektive Bandbreite  $f_{\text{eff}}$ .

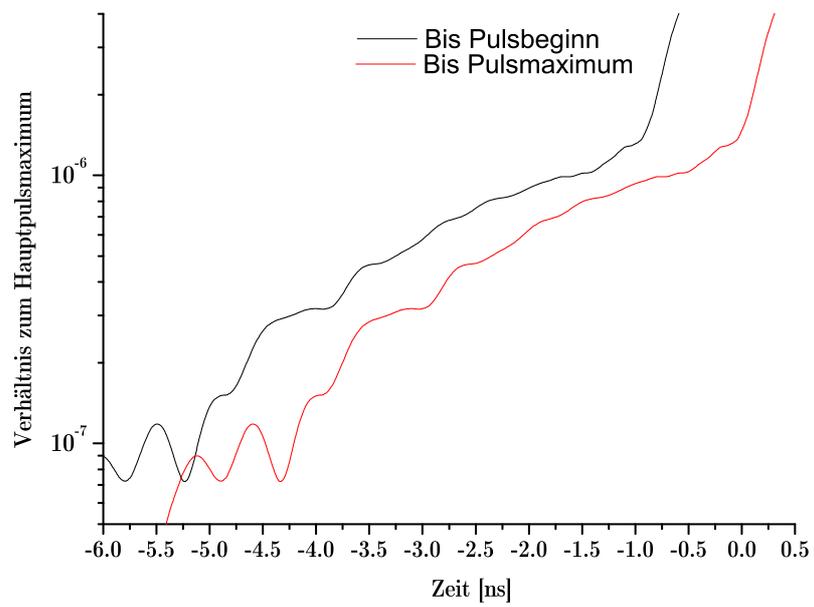


**Abbildung 3.3.:** Rohdaten zur Ermittlung der Intensität und Länge der ASE, aufgenommen mit DET 210/M.

sind Daten in Abbildung 3.3 abgebildet. In Abbildung 3.3(a) ist die Kalibrierung dargestellt. Mit Hilfe der Veränderung des Filters lässt sich die Intensität so einstellen, dass die Diode linear arbeitet. Ein Beispiel für die Messung der ASE ist in Abbildung 3.3(b) dargestellt. Zwischen den Aufnahmen 3.3(a) und 3.3(b) liegt ein Filter mit einer Transmission von  $T=2 \cdot 10^{-6}$ .

Mit Hilfe des Filterfaktors und dem Abstand der Referenz zum zu messenden Puls kann man sofort die zeitliche Skalierung festlegen. Damit ist die absolute Zeit bis zum Hauptpulsmaximum bestimmbar. Andererseits lässt sich anhand der Pulsstruktur der Zeitpunkt des Pulsanfangs bestimmen. Dabei ist aber wichtig, dass keine weitere Substruktur im Puls oberhalb des betrachteten Zeitbereichs vorliegt.

Das Ergebnis ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Wie daraus abzulesen ist, liegt der Unterschied in diesem Fall zwischen Pulsbeginn und Pulsmitte bei rund 800 ps. Der Unterschied zwischen den beiden Zeitpunkten ist von wesentlicher Bedeutung und hängt von der Diode, der betrachteten „Tiefe“ im Puls und bei sehr langen Pulsen (ab Pulslänge vergleichbar mit Zeitauflösung) von der Pulsform ab.



**Abbildung 3.4.:** Berechneter Energiekontrast aus der Messung der ASE und der Kalibrierung. Zu sehen ist der Unterschied zwischen der Zeit bis Pulsbeginn und Pulsmitte.

## 3.4. Charakterisierung des Pulszuges

Zu Anfang dieses Abschnittes soll ein Überblick über die Pulsstruktur vor dem Einbau der Vorpulsunterdrückung gegeben, und die dabei ersichtlichen Einzelheiten etwas näher charakterisiert werden.

In Abbildung 3.5 ist eine für das Lasersystem typische zeitliche Pulsstruktur abgebildet. Es gibt dabei drei wesentliche Bestandteile. Zum einen ein Vorpuls mit einem Energiekontrast von  $K_{E,VP} = 3 \cdot 10^{-7}$ , welcher ca.  $t_{VP} = 11,7 \text{ ns}$  vor dem Hauptpulsmaximum auftritt. Unter der Annahme, dass der Vorpuls die gleiche zeitliche Ausdehnung besitzt, wie der Hauptpuls, so ist der Energiekontrast gleich dem Intensitätskontrast.

Anschließend folgt ein Podest, welches einen Energiekontrast von  $K_{E,ASE} = 2 \cdot 10^{-6}$  besitzt. Es hat eine zeitliche Ausdehnung von  $\Delta t_{ASE} = 4,5 \text{ ns}$ . Zwischen dem Hauptpuls mit einer Halbwertsbreite von  $\tau_{FWHM} = 70 \text{ fs}$  und dem  $t_{ASE} = 4,5 \text{ ns}$  langen ASE-Podest liegt ein Faktor  $6 \cdot 10^4$ . Somit beträgt der Intensitätskontrast  $K_{I,ASE} = 2 \cdot 10^{-6} \cdot 1,5 \cdot 10^{-5} = 3 \cdot 10^{-11}$  zum Hauptpulsmaximum. Der Fehler für die Bestimmung des Energiekontrastes mittels einer definierten Filterkombination beträgt, wenn nicht anders angenommen, 20 %.

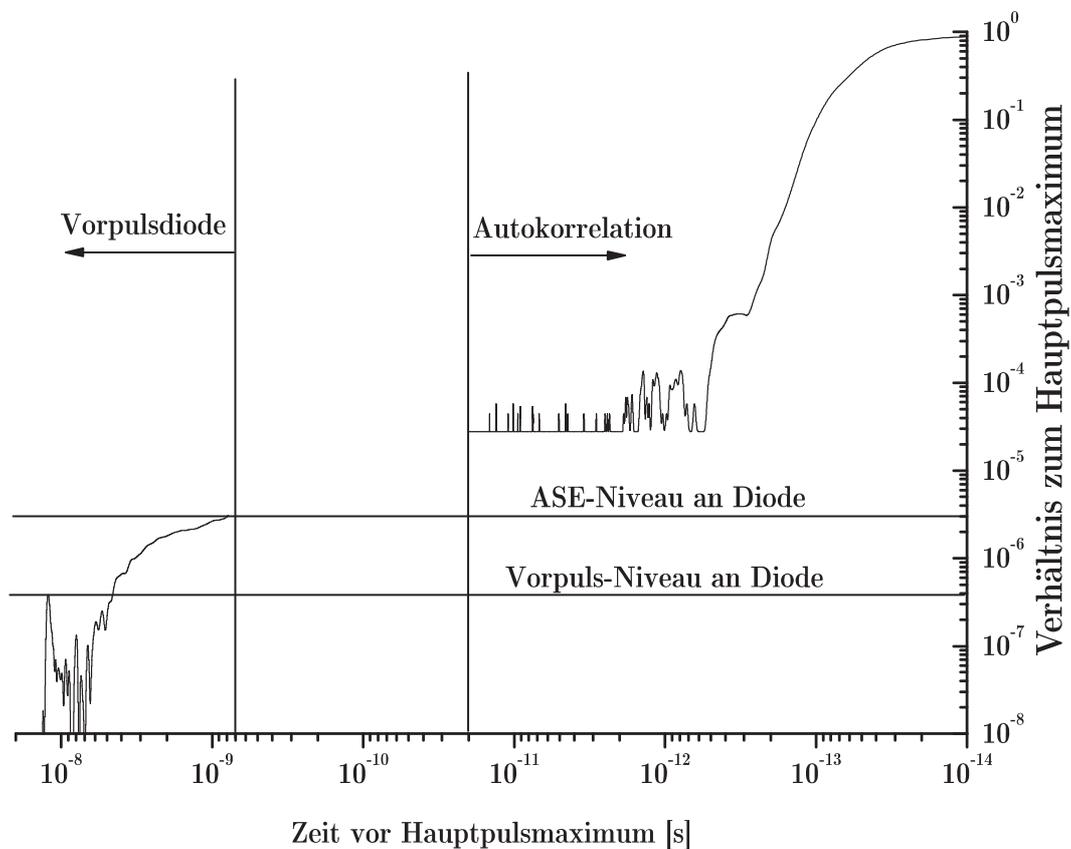
Der dritte Bestandteil ist der eigentliche Hauptpuls. Nun sollen die einzelnen Anteile etwas genauer beschrieben werden.

### 3.4.1. Charakterisierung des Hauptpuls

Für die direkte Charakterisierung des komprimierten Hauptpuls dient ein Intensitäts-Autokorrelator dritter Ordnung. Eine für das Lasersystem typische Korrelation ist in Abbildung 3.6 veranschaulicht. Dieser besitzt eine Korrelationsbreite von  $\tau_{FWHM,Fit} = 88 \text{ fs}$ . Daraus lässt sich, wie schon besprochen, nicht die direkte Pulsstruktur ermitteln. In Näherung eines Gauss-Pulses lässt sich für eine Korrelation dritter Ordnung die Halbwertsbreite zu  $\tau_{FWHM} \approx 72 \text{ fs}$  abschätzen. Wenn eine Bandbreite von  $\Delta\lambda = 16 \text{ nm}$  nach dem Verstärker, eine Zentralwellenlänge von  $\lambda_0 = 798 \text{ nm}$  und eine Gauss-Struktur angenommen wird, so ergibt sich eine transform-limitierte Halbwertsbreite von etwa:

$$\tau_{FWHM} \approx \frac{\lambda_0^2 K}{c \Delta\lambda} \approx 58 \text{ fs.}$$

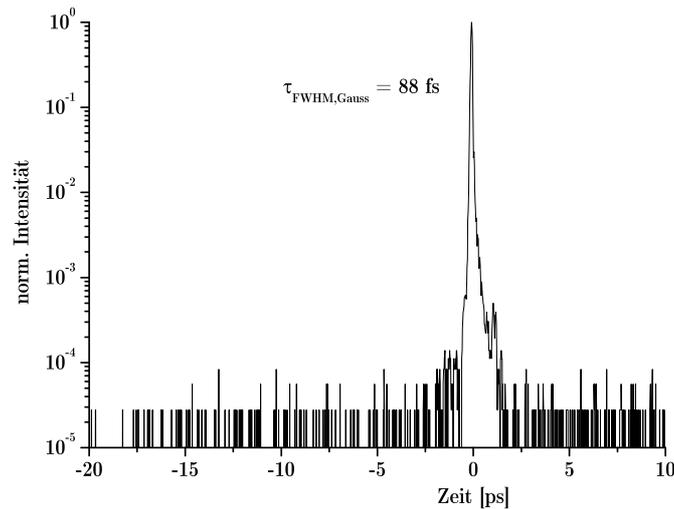
Dabei ist K ein von der Pulsform abhängiger Parameter. Der dazu benutzte Korrelator weist nach Abbildung 3.6 eine Dynamik von gut viereinhalb Größenordnungen auf. In diesem Messbereich befinden sich keine Vorpulse im Bereich von ca. 20 ps vor dem Hauptpuls mit einem Intensitätskontrast von weniger als  $10^{-4}$ .



**Abbildung 3.5.**

Zusammenstellung aus Messungen mit einer Diode und einer Korrelation. Zu sehen ist, dass von der Zeitauflösung zwischen der Messung mit der Diode und der Korrelation eine zeitliche Lücke ist. Darin lassen sich keine Aussagen über die Pulsstruktur treffen. Zu beachten ist, dass das Diodensignal einen direkten Zeitverlauf darstellt. Abhängig von der verwendeten Diode ergibt sich ein mit kalibrierten Filtern erweiterter Messbereich von acht Größenordnungen. Der benutzte Korrelator besitzt eine Dynamik von gut viereinhalb Größenordnungen. Allerdings ist der Zeitverlauf des Korrelators nicht über die Zeit abzulesen sondern über die Zeitverschiebung zwischen zu korrelierenden Feldern. Aufgrund der Struktur der Autokorrelation sind die scheinbaren Pulse vor dem eigentlichen Hauptpuls als Nachpulse oder Reflexionen im Korrelator zu deuten. Des Weiteren ist für den Teil des Autokorrelators der Intensitätskontrast dargestellt, für den Anteil der Diodenmessung der Energiekontrast.

Im Laufe der Verstärkung wird die Bandbreite durch die endliche Verstärkungsbandbreite verringert. Desweiteren wird durch den Chirp des Pulses die Zentralwellenlänge verschoben. In dem Falle des JETI kommen die langwelligen Anteile des Spektrums vor den kurzwelligen Anteilen. Es ist also mit einer Rotverschiebung zu rechnen. In Abbildung 3.7 sind die Spektren (Spektrometer, *Firma Ocean-*



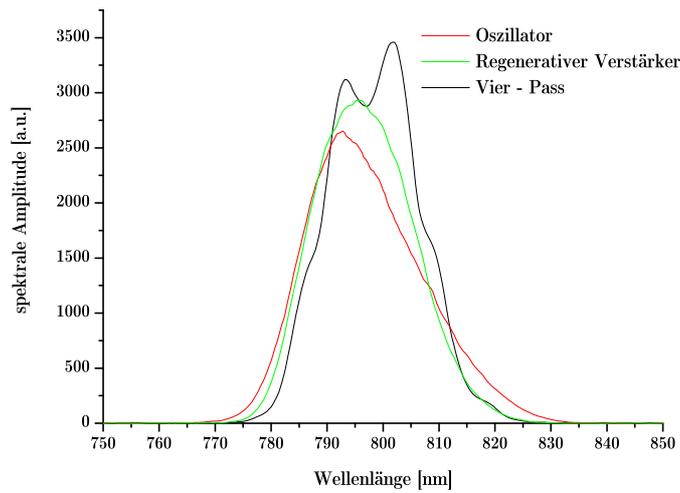
**Abbildung 3.6.:** Intensitätsautokorrelation des komprimierten Laserpulses.

*Optics, Modell USB2000*) aus dem Oszillator, regenerativen Verstärker und nach Verstärkung im Vier-Pass abgebildet. Wie daraus zu sehen ist, verschiebt sich die Zentralwellenlänge zu größeren Wellenlängen und die Bandbreite nimmt ab. Das Spektrum nach dem Vier-Pass wird durch die Messung an der Oberfläche des Absorbermaterials gesättigt. Bei der Auswertung darf man deshalb den oberen Anteil nicht in den Fit einfließen lassen.

Das Oszillatorspektrum ist nicht symmetrisch, wird aber durch die Verstärkung gaussförmig. Betrachtet man ein gaussförmiges Spektrum lässt sich für die Bandbreite nach [42] für die Verstärkung annehmen:

$$\frac{1}{\Delta\lambda^2} = \frac{\ln G_0}{\Delta^2} + \frac{1}{\delta\lambda^2}.$$

Hierbei ist  $\Delta\lambda$  die Bandbreite des verstärkten Pulses,  $G_0$  der Verstärkungsfaktor,  $\Delta$  die Verstärkungsbandbreite und  $\delta\lambda$  die Bandbreite vor der Verstärkung. Für die anfängliche Bandbreite ergibt sich aus dem Fit  $\delta\lambda = (23,9 \pm 0,2) \text{ nm}$ . Unter



**Abbildung 3.7.:** Vergleich der Spektren aus dem Oszillator, regenerativen Verstärker und nach der Verstärkung im Vier-Pass. Das Spektrum des vollverstärkten Strahls ist an der Messoberfläche gesättigt. Das Spektrometer stammt von der Firma *OceanOptics, Modell USB2000*.

Verwendung von  $\Delta \approx 140$  nm ergibt sich nach dem regenerativen Verstärker bei einer Verstärkung von 500000 die Bandbreite zu  $\Delta\lambda \approx 20,3$  nm. Für den Vier-Pass mit einer Gesamtverstärkung von etwa 230 folgt somit  $\Delta\lambda \approx 19,2$  nm. Im Vergleich dazu sind in Tabelle 3.2 die aus den gemessenen Spektren gewonnenen Daten zusammengefasst.

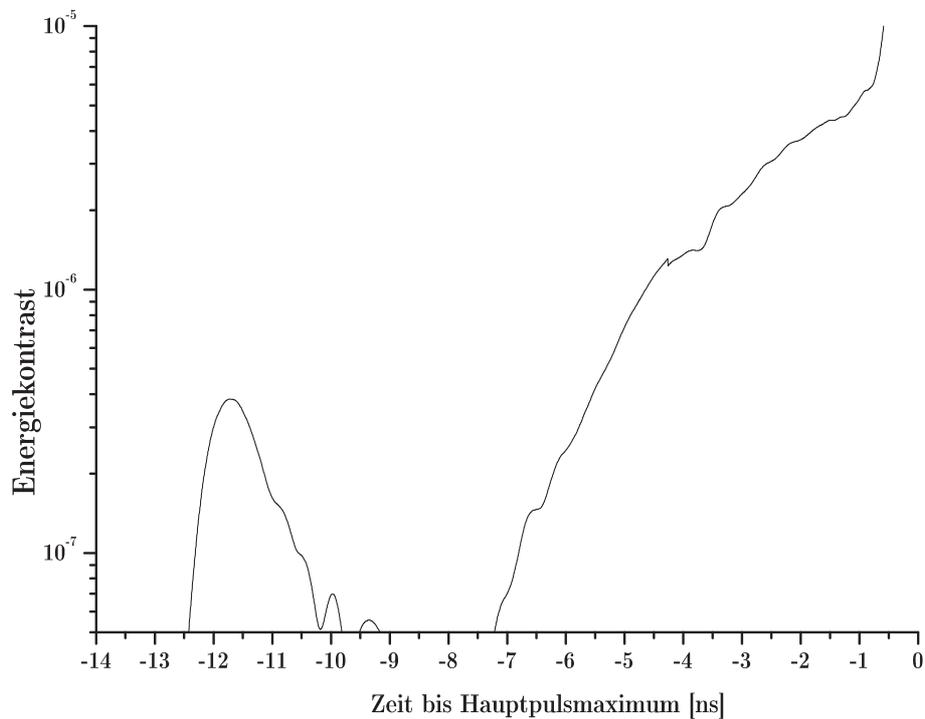
	$\lambda_{\text{center}}$ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]
Oszillator	$792,7 \pm 0,3$	$23,9 \pm 0,2$
regenerativer Verstärker	$796,2 \pm 0,3$	$20,4 \pm 0,2$
4-Pass	$798,1 \pm 0,4$	$18,9 \pm 0,5$

**Tabelle 3.2.:** Gemessene Zentralwellenlänge  $\lambda_{\text{center}}$  und Bandbreite  $\Delta\lambda$  nach verschiedenen Verstärkungsstufen.

### 3.4.2. Charakterisierung der Vorpulse

Der Ursprung der Vorpulse im Nanosekundenbereich des Lasersystems sind Reflexionen u.a. im regenerativen Verstärker und nicht vollständig durch Pockelszellen unterdrückte Pulse aus dem Oszillator. Währenddessen stammen Vorpulse im Sub-Picosekunden-Bereich aus Selbstphasenmodulation und mögliches spektrales clipping, sowie Abbildungsfehler im Strecker [43]. Vorpulse im Nanosekunden-Bereich lassen sich mit der in Kapitel 3.3 vorgestellten Vorpulsbeobachtung feststellen.

Hier soll der Zustand der Vorpulse vor dem Einbau der Pockelszelle dargestellt werden. Abbildung 3.8 zeigt ein aus zwei Messungen exemplarisch zusammengestelltes Bild aus dem Vorpuls und der ASE nach dem Vier-Pass-Verstärker. Sie besteht aus



**Abbildung 3.8.:** Übersicht über ASE und Vorpuls als Diodensignal. Aus zwei Messungen zusammengesetztes Bild der Vorpulskontrolle. Nach dem 4-Pass-Verstärker lag die Pulsenergie bei ca. 220 mJ.

der Messung des Vorpulses und der ASE. Der hier betrachtete Vorpuls hat einen Abstand von  $t_{VP} = 11,7$  ns vor dem Hauptpuls und besitzt einen Intensitätskontrast von ca.  $K_{I,VP} = 4 \cdot 10^{-7}$  zum Hauptpuls, je nach Einstellung des regenerativen Verstärkers und der Verstärkerstufen. Für die Messung des Zeitpunktes des Vorpulses ist zu beachten, dass im Vergleich zur Abbildung 3.4 für den Vorpuls der Abgleich auf das Maximum der Referenz zu erfolgen hat.

In dem abgebildeten Fall wurde für die Messung schon versucht den Vorpuls soweit wie möglich zu minimieren. Dies geschah durch Veränderung des Auskoppelzeitpunktes aus dem regenerativen Verstärker und durch Optimierung der Pumpzeitpunkte im Vier-Pass. Insbesondere auf das Letztere soll später noch einmal einzeln eingegangen werden.

Für den Kontrast lässt sich folgendes abschätzen. Die Umlaufzeit im regenerativen Verstärker beträgt ca.  $t_{\text{Umlauf}} = 11,7 \text{ ns}$ . Durch die endliche Transmission für eine Polarisation an den verwendeten Strahlteilern im regenerativen Verstärker wird ein Teil der vor dem auszukoppelnden Pulse herausgeschaltet. Dieser muss zwei Pockelszellen passieren, die in Kombination mit den Polarisatoren jeweils ein Lösungsverhältnis von ca.  $L=1000$  besitzen. Nach zwei Durchläufen liegt der Intensitätskontrast bei etwa  $K_{\text{I,VP}} \approx 10^{-6}$  bis  $10^{-7}$ . Dies ist die Situation nach dem regenerativen Verstärker und vor der nachfolgenden Verstärkung in weiteren Verstärkerstufen.

### 3.4.3. Charakterisierung der ASE

Eine besondere Aufmerksamkeit liegt auf dem ASE-Niveau direkt vor dem Hauptpuls. Wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist, hat diese einen Energiekontrast von  $K_{\text{E,ASE}} = 2 \cdot 10^{-6}$  im Vergleich zum Hauptpulsmaximum. Unter der bereits schon erwähnten Annahme, dass die zeitliche Struktur nicht aus lauter Einzelpulsen besteht, muss zur Bestimmung der Intensität der ASE noch ein Faktor von ca.  $6 \cdot 10^4$  beachtet werden, der sich aus dem Verhältnis zwischen der Pulsbreite des Hauptpulses und der ASE ergibt. Damit liegt die Intensität der ASE in der Größenordnung von  $K_{\text{I,ASE}} = 3 \cdot 10^{-11}$  nach der Verstärkung.

Dahin gehend lässt sich nach Gleichung (2.2.5) unter Kenntnis der Geometrie des regenerativen Verstärkers der Intensitätskontrast für die ASE abschätzen. Der regenerative Verstärker hat eine Umlaufzeit von ca.  $t_{\text{Umlauf}} = 11,7 \text{ ns}$ , was einer Wegstrecke von ca.  $r_{\text{RV}} = 3,5 \text{ m}$  entspricht. Bei 21 Umläufen entspricht die Gesamtverstärkung ca.  $G = 500000$ , was einer Verstärkung von ca.  $G_0 \approx 1,9$  pro Umlauf und einer Gesamtwegstrecke von  $r \approx 74 \text{ m}$  entspricht. Wenn die ASE nach dem Verstärker im Strahl enthalten sein soll ( $d = 2 \text{ mm}$ ), so entspricht dies in etwa einem Raumwinkel  $\Omega$  von:

$$\Omega = \frac{\pi d^2}{4r^2} \approx 5,6 \cdot 10^{-10} \text{ sr.}$$

Die Brechzahl von Ti:Sa ist  $n_{\text{Ti:Sa}} = 1,76$  für  $800 \text{ nm}$ . Der Kontrast sollte also in etwa

$$\frac{I_{\text{ASE}}}{I} \approx 2 \cdot 10^{-11}$$

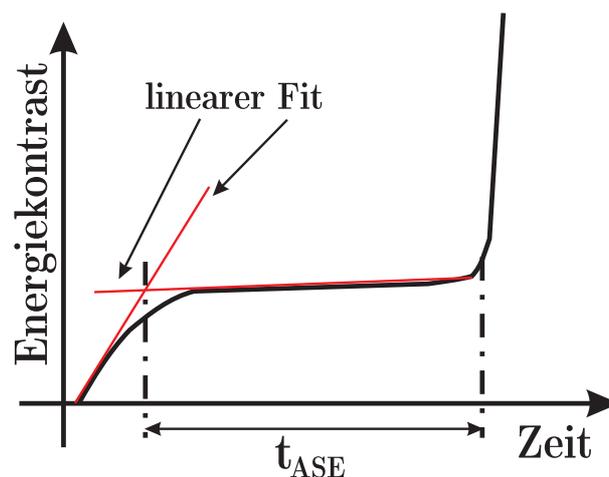
sein, was den obigen Abschätzungen von ca.  $K_{I,ASE} = 3 \cdot 10^{-11}$  ganz gut entspricht. Dies ist allerdings eine einfache Abschätzung. Hierbei wurde angenommen, dass die Ursache der verstärkten spontanen Emission nur im ersten Durchlauf zu suchen ist. Über die vielen Durchläufe durch den regenerativen Verstärker und die Verstärkung in weiteren Verstärkerstufen wird der Kontrast weiter verschlechtert.

Für die Bestimmung der ASE-Länge können viele Kriterien verwendet werden. Hier soll, besonders für die beschnittene ASE, ein einfaches Kriterium angewandt werden. Die Idee ist in Abbildung 3.9 dargestellt.

Für den nahezu linear abfallenden oberen Teil und die (später abgeschnittene) Flanke wird eine einfache lineare Extrapolation angenommen. Der Schnittpunkt zwischen den Geraden ist die Länge der ASE. Für die nicht beschnittene ASE ergibt sich mit dieser Methode eine Länge von ca:

$$t_{ASE} = (4,5 \pm 0,5) \text{ ns.}$$

Dieser Wert bezieht sich auf die Länge bis zum Pulsanfang.

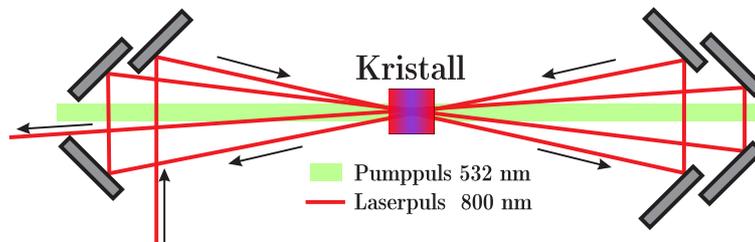


**Abbildung 3.9.:** Angewandtes Kriterium für die Bestimmung der Länge der ASE.

## 4. Vorpulsunterdrückung

### 4.1. Vorpulsmanipulation mittels 4-Pass-Verstärker

Der Vorpuls im Lasersystem weist einen zeitlichen Abstand von  $t_{VP} = 11,7 \text{ ns}$  zum Hauptpuls (Maximum zu Maximum) auf. Der Vier-Pass-Verstärker besitzt eine Umlaufzeit in einem Arm von ca.  $t_{Umlauf} = 5 \text{ ns}$ . Der Pumpimpuls ist 10 ns lang. Damit kann man den Vorpuls gezielt weniger verstärken als den Hauptpuls. Der Aufbau des



**Abbildung 4.1.**

Schematischer Aufbau des Vier-Pass-Verstärkers. Der mittig angebrachte Kristall wird von zwei PumpLasern von je einer Seite gepumpt. Der Strahlengang des zu verstärkenden Laserpulses ist mit Pfeilen angedeutet.

Vier-Pass ist in Abbildung 4.1 illustriert. Hierbei lassen sich die beiden Pumpimpulse jeweils einzeln gegeneinander verzögern. Dies geschieht mit einer Synchronisation auf eine feste Zeit mittels von Stanford-Boxen (*DG353, Firma Stanford Research*). Damit lassen sich die Zeiten verschieben. Dies wurde zum Einen experimentell durchgeführt, zum Anderen mit einem einfachen halbstatistischen Modell simuliert. Für die Simulation wurde ein bereits bestehendes MATLAB-Skript erweitert. Dieses basiert auf der vereinfachten Verstärkungsformel nach Frantz und Nodvik [44] unter Beachtung der Sättigung:

$$G = \frac{E_{\text{sat}}}{E_{\text{in}}} \ln \left\{ 1 + \left[ \exp \left( \frac{E_{\text{in}}}{E_{\text{sat}}} \right) - 1 \right] \exp(g_0 l) \right\}.$$

Hierbei ist  $g_0$  die Kleinsignalverstärkung,  $G$  der Verstärkungsfaktor,  $E_{\text{in}}$  die Eingangsenergiedichte sowie  $E_{\text{sat}}$  die Sättigungsenergiedichte. Für Energiedichten die

sehr klein sind gegenüber  $E_{\text{sat}}$  verhält sich die Verstärkung nahezu exponentiell. Im Gegensatz für der Fall  $E_{\text{sat}} \ll E_{\text{in}}$  ist die Verstärkung näherungsweise linear.

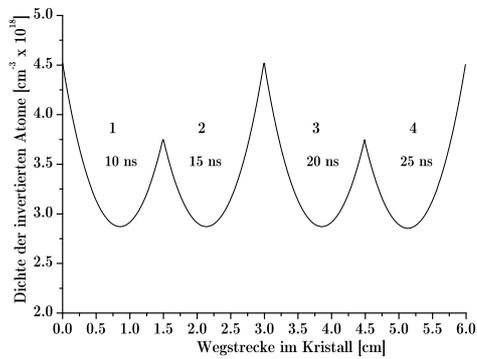
Um in der Simulation eine Dynamik zu erhalten, wurde die Energie des Pumpasers in gleiche zeitliche Stücke zerlegt. Innerhalb der Zeitauflösung ist das Modell völlig statisch. Bei einer Pulsdauer von ca.  $\Delta t_{\text{gestreckt}} = 130 \text{ ps}$  ist dies bei einer Zeitauflösung von  $\Delta t_{\text{Rechnung}} = 1 \text{ ns}$  noch gerechtfertigt. Aus dem absorbierten Anteil der Energie wurde die Dichte der angeregten Atome errechnet. Hierbei wurde das einfache exponentielle Absorptionsmodell beibehalten [20]. Die Dichten der angeregten Atome sind für jeden Durchlauf für Vor- und Hauptpuls in Abbildung 4.2 illustriert. Dabei sind die angeregten Atome in der Reihenfolge dargestellt, wie der Puls sie „sieht“.

Während bei voller Verstärkung der Vorpuls in jedem Umlauf verstärkt wird (Abbildung 4.2(a)) so sättigt der Hauptpuls (Abbildung 4.2(b)). Dahingehend kann durch Verschiebung des Pumpzeitpunktes der Vorpuls gezielt weniger verstärkt werden. Dieser Fall ist in Abbildung 4.2(c) dargestellt. In Abbildung 4.2(d) ist zu erkennen, dass der Vorpuls für die Verstärkung des Hauptpulses keine Rolle spielt, da es zu Abbildung 4.2(b) keine signifikanten Unterschiede gibt.

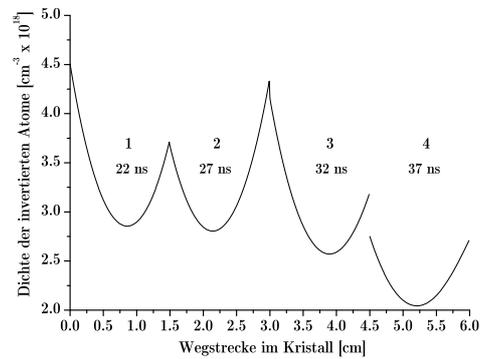
Das Ergebnis für die simulierte Verschiebung der Pumppulse ist in Abbildung 4.3(a) dargestellt. Der Pumpzeitpunkt wurde in der Simulation weiter nach hinten geschoben, so dass der Kristall für den Vorpuls nur noch teilweise gepumpt war. Dies lässt sich weitertreiben, bis schließlich der Hauptpuls ebenfalls nicht mehr mit vollständig verstärkt wird. Der anfängliche Kontrast von  $K_E = 4,1 \cdot 10^{-6}$  kann damit theoretisch um einen Faktor  $L=12$  verbessert werden. Dies ergibt sich aus dem Verhältnis des Intensitätskontrastes  $K_{I,\text{verst}} = 4,1 \cdot 10^{-6}$  des verstärkten Vorpuls und dem Intensitätskontrastes  $K_{I,\text{abg}} = 3 \cdot 10^{-7}$  des abgeschwächten Vorpuls, bevor die Gesamtenergie des Hauptpulses abnimmt. Danach wird der Hauptpuls ebenfalls nicht mehr voll in allen Umläufen verstärkt. Im dargestellten Fall verlässt der Vorpuls den Vierpass nach einer simulierten Verschiebung von 26 ns. Deswegen verschlechtert sich der Kontrast danach.

Experimentell kann die Verschiebung der Pumpzeitpunkte für jeden Pumplaser über eine Stanford-Box (*DG353, Firma Stanford Research*) geregelt werden. Dabei wird der Kontrast und die Gesamtenergie des Pulses für verschiedene Pumpzeiten aufgenommen. Das gemessene Verhalten ist in Abbildung 4.3(b) abgebildet. Der Zeitnullpunkt entspricht den zu dem Zeitpunkt eingestellten Werten.

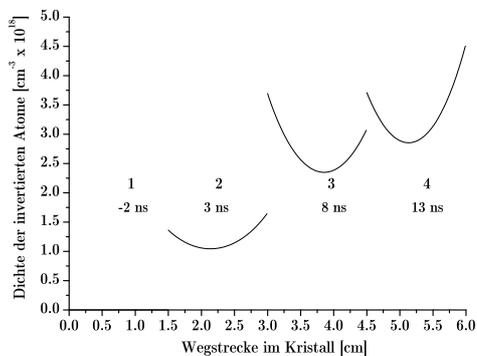
Im Gesamteindruck entspricht dies in etwa der numerischen Rechnung. Wie erwartet, beginnt der Kontrast etwa 12 ns vor signifikanten Veränderungen in der Pulsenergie



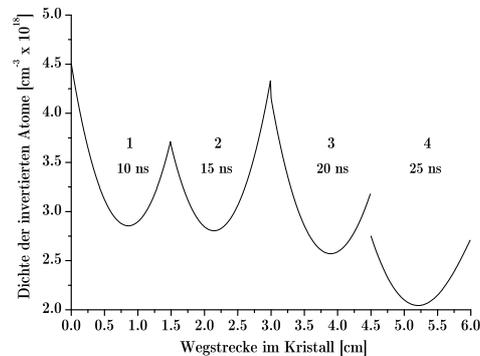
(a) Voll verstärkter Vorpuls



(b) Hauptpuls



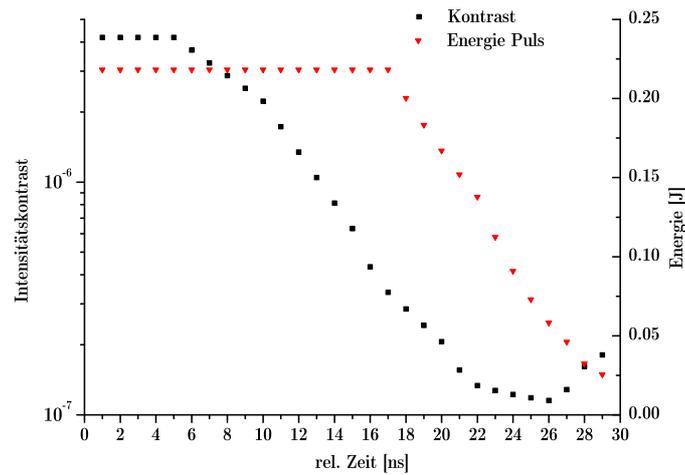
(c) Minimal verstärkter Vorpuls



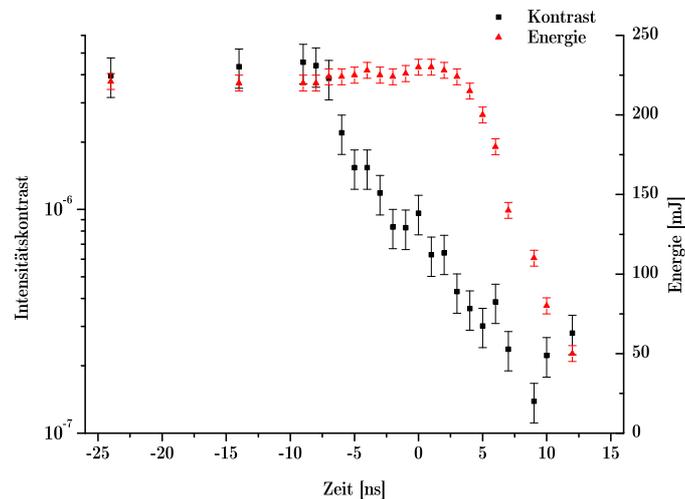
(d) Hauptpuls

**Abbildung 4.2.**

Zusammenstellung der Dichten der angeregten Atome für den maximal verstärkten Vorpuls (a) und für den zugehörigen Hauptpuls (b). Wie in (a) zu sehen ist, findet keine erkennbare Sättigung durch den Vorpuls statt. Das gleiche für die minimale Verstärkung für den Vorpuls (c), solange der Hauptpuls voll verstärkt wird (d). Dargestellt ist an der Abszisse der durchlaufene Weg durch den Kristall in Zentimeter. Die Kristalllänge beträgt 1,5 cm. Als Ordinate ist die Anzahl der invertierten Atome im Kristall  $\text{cm}^{-3} \cdot 10^{18}$  gewählt. Die Zahlen geben die Nummer des Durchlaufes an. Die darunter stehenden Zeiten geben die Zeit nach dem Pumpimpulsbeginn an. Negative Zeiten bedeuten, dass der zu verstärkende Puls vor dem Pumpimpuls das Material durchläuft. In (c) ist zu sehen, dass somit der erste Durchlauf für den Vorpuls völlig ohne Verstärkung ist. Da der Pumpimpuls 10 ns lang ist, wird im zweiten Durchlauf bereits verstärkt. Jedoch erst im vierten Durchlauf wird der Vorpuls voll verstärkt wie der Hauptpuls im ersten Durchlauf.



(a) Simulierter Kontrastverlauf



(b) Gemessener Kontrastverlauf

**Abbildung 4.3.**

(a) simulierter Kontrastverlauf bei Verschiebung der Pumpzeitpunkte der Pumplaser. In (b) ist der entsprechend gemessene Kontrastverlauf dargestellt. Für die Rechnung wurde ein Intensitätskontrast vor der Verstärkung von  $K_I = 3 \cdot 10^{-6}$ , eine Energie des Hauptpulses vor der Verstärkung von 1,3 mJ, die Energie vom Pumplaser 1 zu 650 mJ, die Energie des Pumplaser 2 von 500 mJ, vier Durchläufe, eine Umlaufzeit im Vier-Pass von 5 ns und eine Zeitauflösung von  $\Delta t_{\text{Rechnung}} = 1$  ns angenommen. Dargestellt ist der Intensitätskontrast nach der Verstärkung und die berechnete Energie des Hauptpulses. Der Intensitätskontrast wurde mit einer Photodiode (DET210/M) und die Energie mit einem Energiemesskopf ermittelt (Gentech ED-500).

sich zu verbessern. Die erreichte Verbesserung durch das Auslassen der Verstärkung des Vorpulses beträgt mit  $L = (12 \pm 4)$  in etwa dem erwarteten Wert. Mit der Verschiebung des Pumpzeitpunktes lässt sich somit der Intensitätskontrast zwischen dem Vor- und dem Hauptpuls nahezu kontinuierlich verändern.

Wie in der Simulation zu sehen ist, fällt die Energie des Hauptpulses ab, sobald dieser nicht mehr in allen Umläufen voll verstärkt wird. Der Vorpuls verlässt den Vier-Pass-Verstärker bei einer Zeit von ca. 9 ns. Danach wird nur noch der Hauptpuls geschwächt und der Kontrast verschlechtert.

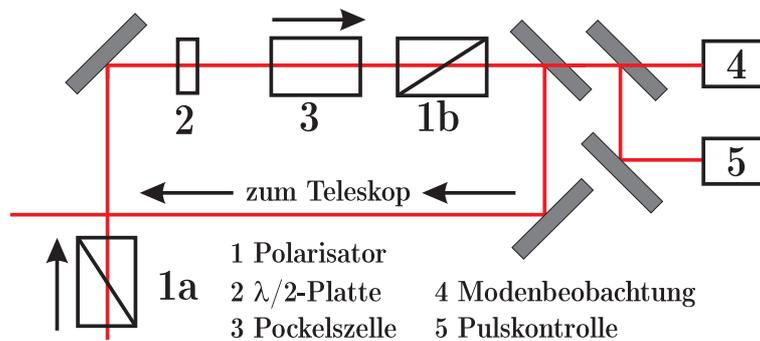
Als Detektor diente die Photodiode DET210/M, die Energie wurde mit einem Energiemesskopf (*Firma Gentech, Modell ED-500*) gemessen.

## 4.2. Vorpulsmanipulation mittels einer Pockelszelle

Neben der vorgestellten Unterdrückung des Vorpulses mit den verfügbaren Mitteln, wurde eine weitere Vorpulsunterdrückung mittels einer Pockelszelle aufgebaut. Hierbei wurde eine einzelne Pockelszelle benutzt, die eine möglichst kurze Anstiegszeit besitzt. Ein ähnlicher Aufbau ist an Lasersystemen dieser Art bereits erprobt [6]. Es hat den Vorteil, dass mit einem einfachen Aufbau Lösungsverhältnisse bis zu einem Faktor  $L=1000$  erreichbar sind. Alternativ ist eine Reihenschaltung von mehreren Systemen dieser Art möglich, um die Anstiegszeit und das Lösungsverhältnis zu verbessern [7].

### 4.2.1. Aufbau einer Vorpulskontrolle

Der realisierte Aufbau ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Dieser befindet sich nach dem regenerativen Verstärker und vor den weiteren Verstärkungsstufen. Der Aufbau



**Abbildung 4.4.:** Schematischer Aufbau der Vorpulsunterdrückung

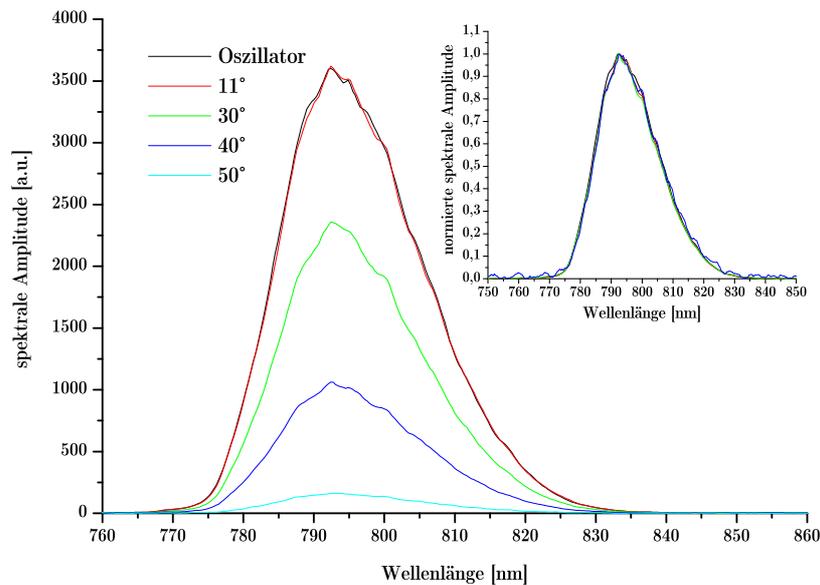
besteht aus drei wesentlichen Teilen; der Vorpolarisation mittels des ersten Polarisators, der eigentlichen Pockelszelle als aktives Element und dem abschließenden Polarisator.

Zuerst sollen die Bezeichnungen für die Polarisationen definiert werden, danach sollen die verwendeten Bauteile charakterisiert werden.

Die Bezeichnung der Polarisationen ist wie folgt. Die p-polarisierten Felder schwingen mit ihrem elektrischen Feld parallel zum Tisch des Aufbaus. Somit sind sie p-polarisiert bezüglich von Oberflächen, solange die Strahlführung parallel zum Tisch verläuft. Die beinhaltete  $\lambda/2$ -Platte dient der Anpassung der Polarisation, da die Pockelszelle die Polarisation von ursprünglich p-Polarisation auf s-Polarisation dreht. Die verwendeten Polarisatoren würden für s-Polarisation, wie noch gezeigt wird, einen Höhenversatz erzeugen. Damit müsste auch der nachfolgende Strahl mit einem

Periskop wieder auf die passende Höhe gebracht werden. Um dies zu verhindern, wurde eine zusätzliche  $\lambda/2$ -Platte eingesetzt. Damit ist vor der Unterdrückung der Laserstrahl p-polarisiert, danach wieder p-polarisiert.

Die  $\lambda/2$ -Platte (*Firma Altechna*) ist eine zero-order-Platte für  $\lambda = 800$  nm mit AR-Beschichtung. Sie besteht aus Quarz und hat laut Herstellerangabe eine Zerstörschwelle für 100 fs-Pulse bei  $\lambda = 800$  nm von  $2 \text{ GW/cm}^2$ . Besonders wichtig für den Betrieb ist die Erhaltung der Bandbreite unabhängig vom Drehwinkel. Wie



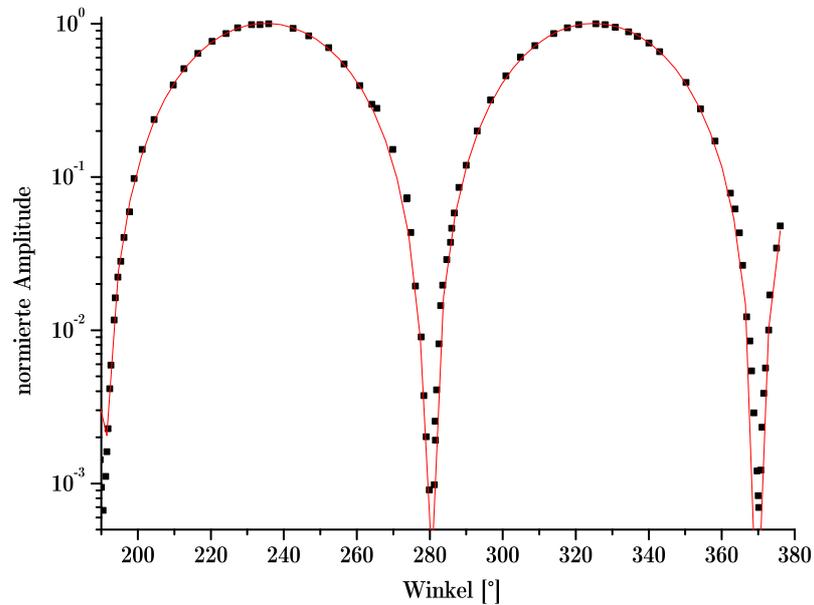
**Abbildung 4.5.**

Spektren nach der  $\lambda/2$ -Platte in Abhängigkeit vom Drehwinkel der Halterung und damit der Platte. Gemessen wurde dies mittels des Tsunami-Oszillators. Als Vergleich ist das Oszillator-Spektrum mit angegeben. Im eingesetzten Diagramm sind die Spektren auf Eins normiert, um einen besseren Überblick über Veränderungen im Spektrum zu erhalten. Es sind keine deutlichen Abweichungen zu erkennen.

in Abbildung 4.5 zu sehen ist, kann man keine auffällige Modulation im Spektrum unabhängig vom Drehwinkel feststellen.

Die Halterung (*Firma Thorlabs*) bietet eine gebrauchsmäßige Einstellgenauigkeit von  $\pm 10$  Bogensekunden. Der Drehwinkel der Halterung wird über einen Nonius ermittelt, welcher ggf. mit einer Lupe abzulesen ist. Damit ist die Genauigkeit der Drehung durch die Halterung limitiert. Desweiteren ist neben der Bandbreite auch das Drehvermögen der  $\lambda/2$ -Platte wichtig. Dies wurde ebenso untersucht. Als

Quelle diente der Oszillator, welcher über eine BK7-Platte von 600 mW auf 60 mW gesenkt wurde. Die Eingangspolarisation war s. Es wurde der im Aufbau verwendete Polarisator zur Vorpolarisation verwendet. Als Analysator diente ein baugleicher Polarisator. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Das Lösungsverhältnis



**Abbildung 4.6.**

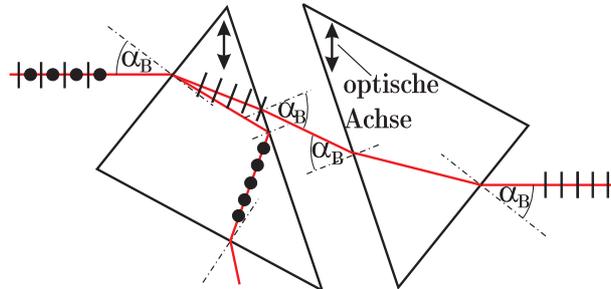
Bestimmung des Lösungsverhältnisses der verwendeten  $\lambda/2$ -Platte. Dargestellt ist die Transmission durch den Analysator. Das Lösungsverhältnis ergibt sich zum inversen der Minima in der Transmission. Hierfür wurde das für die Messung benutzte Pulszug aus dem Oszillator von 600 mW auf 60 mW abgeschwächt. Als Detektor diente der DET210/M. Mittels eines bekannten Filters wurde der Messbereich für die Diode erweitert.

in Verbindung mit der Halterung und den verwendeten Polarisatoren ergibt sich experimentell zu  $L=(1,4 \cdot 10^3 \pm 60)$ .

Die verwendeten Polarisatoren (*Firma Coherent*) sind im Prinzip modifizierte Lippich-Prismen [45]. Sie beruhen auf Doppelbrechung und bestehen aus Kalkspat, da dieses Material stark doppelbrechend wirkt. Sie sind so konstruiert, dass der entsprechend polarisierte Strahl immer unter dem Brewsterwinkel  $\alpha_B$  laufen kann. Der prinzipielle Aufbau der Polarisatoren ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

Fällt der ordentliche Strahl unter dem Brewsterwinkel  $\alpha_B$  des außerordentlichen Strahles ein, wird dieser an der Innenseite des ersten Prisma totalreflektiert. Somit

ist das Lösungsverhältnis maximal. Der am zweiten Prisma austretende Strahl ist parallelversetzt zum einfallenden Strahl. Für die getroffenen Definitionen von der s-Polarisation wird ein Höhenversatz erzeugt, für p-Polarisation ein seitlicher Versatz. Desweiteren laufen alle Strahlteile durch die gleiche Menge Material. Nach



**Abbildung 4.7.**

Schematischer Aufbau der verwendeten Polarisatoren mit skizziertem Strahlengang. Der Strahl verläuft immer unter dem Brewsterwinkel für den außerordentlich polarisierten Strahl, wenn er unter dem entsprechenden Brewsterwinkel einfällt.

Herstellerangabe ist der Polarisationsgrad besser als  $10^5$  bei einer Transmission von  $T=96\%$ . Dies lässt sich durch einfache Anwendung des Brechungsgesetzes und der Fresnel'schen Formeln berechnen.

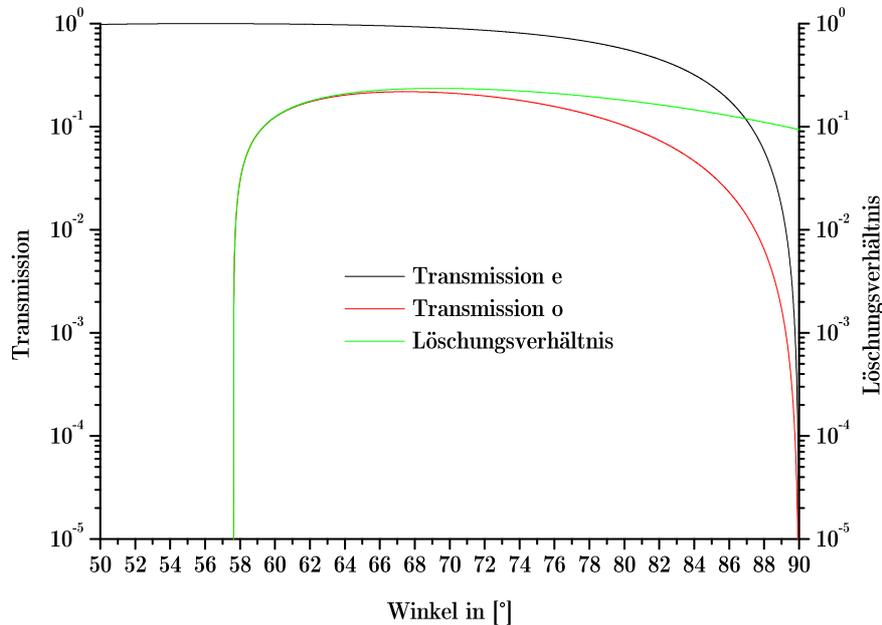
Für die Rechnung wurde nach [45] für die Brechzahlen  $n_o = 1,65$  und  $n_e = 1,48$  bei  $\lambda = 800\text{ nm}$  angenommen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.8 illustriert. Der Einfallswinkel ist für  $n_e = 1,48$  somit zu  $\alpha_B \approx 56^\circ$  gegeben. Wie anhand der Abbildung zu sehen ist, muss die Justiergenauigkeit besser als  $\Delta\alpha = 2^\circ$  um den Einfallswinkel sein, damit der außerordentliche Anteil totalreflektiert wird.

Die verwendete Pockelszelle (*1145SG-800, Firma Lasermetrics*) ist 32 mm lang und hat einen Durchmesser von 19 mm. Die verfügbare freie Apertur beträgt 8 mm. Der Kristall besitzt eine Sol-Gel-Beschichtung als Antirefleksionsschicht. Er besteht aus zu mehr als 98% deuteriertem  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  (KD\*P). Die Deuterierung des Kristalls sorgt für eine wesentliche Herrabsenkung der nötigen Spannung im Betrieb [46]. Nach [33] ist für  $\lambda = 795\text{ nm}$   $n_o = 1,5$  und  $r_{63} = 24,6 \cdot 10^{-12}\text{ mV}^{-1}$ . Als Vergleich ist für KDP der Koeffizient  $r_{63,\text{KDP}} = 10,5 \cdot 10^{-12}\text{ mV}^{-1}$  deutlich kleiner. Nach (2.5.9) gilt somit:

$$U_\pi \approx 4,8\text{ kV}.$$

Dies entspricht der Herstellerangabe. Die Pockelszelle bietet eine Anstiegszeit von weniger als  $\tau_{\text{rise}} = 250\text{ ps}$  bei einem Abschlusswiderstand von  $R = 50\ \Omega$ . Dies ergibt sich aus der angegebenen Kapazität von  $C \leq 5\ \mu\text{F}$  mittels  $\tau = R \cdot C$ . Die Pockelszelle wird in einer Halterung PCH1 (*Firma Newport*) gehalten, die es ermöglicht, die

Pockelszelle in zwei Freiheitsgraden zu verkippen. Die gehalterte Pockelszelle ist in Abbildung 4.9 dargestellt.



**Abbildung 4.8.:** Berechnetes Lösungsverhältnis für den verwendeten Polarisatortyp. Ermittelt für eine Wellenlänge von  $\lambda = 800$  nm und Brechzahlen von  $n_o = 1,65$  und  $n_e = 1,48$ .

#### 4.2.2. Die Hochspannungsquelle und deren Fehlanpassung

Die verwendete Hochspannungsquelle (*Kentech-Pulser CPS3/S, Firma Kentech*) bietet  $U_{HV} = 3,2$  kV an  $Z = 50 \Omega$  Abschlusswiderstand eine Anstiegszeit von 150 ps und eine Abfallszeit von 250 ps.

Für das vollständige Schalten im  $\lambda/2$ -Betrieb sind aber, wie gezeigt,  $U_{HV} = 4,8$  kV nötig. Die restliche Spannung wird über eine Fehlanpassung erzeugt. Für den Reflexionskoeffizienten  $r$  an einem fehlangepassten Abschlusswiderstand gilt:

$$r = \frac{Z - Z_R}{Z + Z_R}. \quad (4.2.1)$$

Hierbei ist  $Z$  der komplexe Ausgangswiderstand der Quelle und  $Z_R$  der komplexe Abschlusswiderstand ist. Für die anliegende Spannung  $U$  ergibt sich mit der Spannung



**Abbildung 4.9.:** Pockelszelle in Fassung. Eingezeichnet ist der Strahlverlauf. Mittels der Halterung lässt sich die Pockelszelle in zwei Achsen verkippen.

der Quelle  $U_0$  unmittelbar:

$$U = U_0 (1 + r). \quad (4.2.2)$$

Dies wird durch eine teilweise Reflexion am Ende der Leitung erreicht. Somit lassen sich Spannungen auf einfache Art und Weise erzeugen, die bis zum doppelten der anliegenden Spannung betragen.

Für eine Spannungsüberhöhung von 50 % an  $Z=50 \text{ Ohm}$  wird ein Abschlusswiderstand von  $Z_R = 150 \text{ Ohm}$  benötigt. Somit erhält man aus einer  $U_{HV} = 3,2 \text{ kV}$  Spannungsquelle eine mit  $U_{HV} = 4,8 \text{ kV}$  mit abgeschätzten Anstiegszeiten von

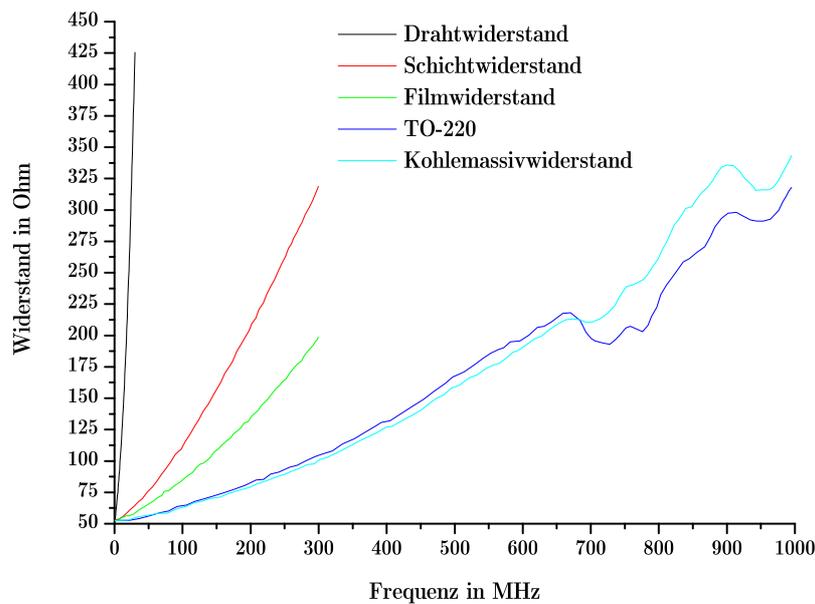
$$\tau = R \cdot C \leq 5 \mu\text{F} \cdot 150 \Omega = 750 \text{ ps}.$$

Für den Betrieb der verwendeten Widerstände ist neben der Spannungsfestigkeit auch deren Widerstand wichtig, der auf Grund der Induktivität und der Kapazität des Widerstandes frequenzabhängig ist. Der Reflexionskoeffizient lässt sich mit einer hochfrequenten Spannungsquelle direkt ermitteln. Daraus ergibt sich direkt der Widerstand als Funktion der Frequenz. Für verschiedene Widerstandstypen mit jeweils  $Z=50 \Omega$  angegebenen Widerstand wurde der Frequenzgang von der Elektronikwerkstatt ermittelt. Wie in Abbildung 4.10 zu sehen ist, verhalten sich handelsübliche Widerstände alle gleich. Mit zunehmender Frequenz nimmt der Widerstand zu. Dies lässt sich als parallel geschaltete Kapazität zum Widerstand interpretieren. Draht- Schicht- oder Filmwiderstände scheiden auf Grund ihrer hohen Eigenkapazität aus. Kohlemassivwiderstände scheiden ebenfalls aus, da diese nicht mehr erhältlich sind.

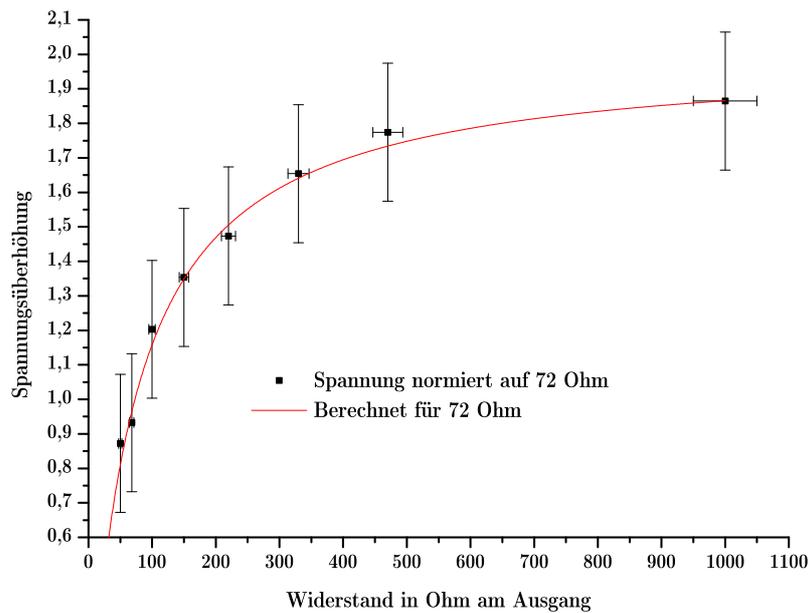
Die Entscheidung fiel auf Widerstände der Bauart TO-220. Diese zeichnen sich durch ihre kompakte Bauform aus. Die Spannungsfestigkeit beträgt unter Dauerlast 250 V.

Für den Test der Fehlanpassung wurde hierfür eine vorhandene Hochspannungsquelle verwendet, die Hochspannungspulse mit niedrigeren Anstiegszeiten liefert, da es schwierig ist die Hochspannungspulse mit den vorhandenen Messspitzen zu messen [47]. Die verwendete Quelle besaß einen Ausgangswiderstand von  $Z=72$  Ohm. Nach (4.2.2) ergibt sich mit einem Reflektionskoeffizienten von  $r = 0,5$  und  $Z = 72$  Ohm ein Widerstand von  $Z_R = 216$  Ohm. Die gemessenen Spannungswerte in Abhängigkeit vom parallel geschalteten Widerstand sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Um eine Spannungsüberhöhung von 50% zu erhalten, ergibt sich im Experiment ein Widerstand von  $Z_R = (216 \pm 15)$  Ohm.

Um den Weg des reflektierten Anteils zu minimieren, wurde der Widerstand so dicht wie möglich an die Pockelszelle gebracht.



**Abbildung 4.10.:** Frequenzabhängiger Widerstand verschiedener Widerstandstypen. Zu sehen ist der gemessene frequenzabhängige Widerstand.



**Abbildung 4.11.:** Spannungsüberhöhung für eine Hochspannungsquelle mit 72 Ohm Ausgangswiderstand.

### 4.2.3. Justage

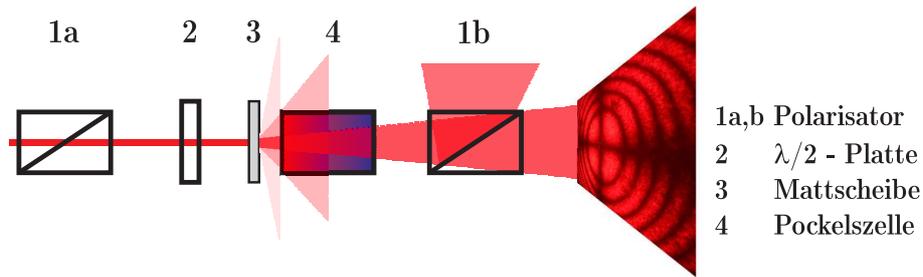
Der Einbau der Pockelszelle teilt sich in zwei wesentliche Abschnitte auf:

1. Einbau der Polarisatoren
2. Justage der Pockelszelle

Im Zuge des Einbaus wurde die nötige Vorpolarisation der Pockelszelle versetzt. Das Lösungsverhältnis der verwendeten Polarisatoren ist von der Stellung des Polarisators zum Strahl abhängig, wie in Abbildung 4.8 dargestellt ist.

Der ausgekoppelte Anteil am ersten Polarisator wurde im nicht geschalteten Zustand des regenerativen Verstärkers maximiert. Beide benötigten Polarisatoren lassen jeweils p-polarisiertes Licht hindurch. Durch Einsetzen der  $\lambda/2$ -Platte in den Strahlengang zwischen den Polarisatoren wurde der durch den zweiten Polarisator gehende Anteil minimiert. Dies geschah durch abwechselndes Optimieren des Polarisators und der  $\lambda/2$ -Platte. Somit wurde gleichzeitig die  $\lambda/2$ -Platte.

Bei dem Einsetzen der Pockelszelle ist insbesondere darauf zu achten, dass der Laserpuls durch die Pockelszelle hindurchgeht. Ein Anschlagen des Strahls in der Pockelszelle oder an dessen Fassung kann zu einer Beschädigung der Pockelszelle



**Abbildung 4.12.**

Aufbau für die Justage der Pockelszelle. Der Strahlengang während der Justage ist schematisch skizziert. Die benötigten gekreuzten Polarisatoren werden durch die Kombination aus  $\lambda/2$ -Platte und dem zweiten Polarisator erzeugt.

führen. Die Orientierung der optischen Achse zur Strahlrichtung erfolgt über die sog. Isogyre. Der dafür nötige Aufbau ist in Abbildung 4.12 skizziert. Der Aufbau und die Entstehung der Struktur wurde bereits in Kapitel 2.6 diskutiert.

Für die Justage ist es wichtig, dass das Melatop möglichst in die Mitte des Kreuzes gebracht wird. Für die Erzeugung der Struktur wurde der immer ausgekoppelte Anteil aus dem regenerativen Verstärker mittels einer  $\lambda/2$ -Platte im nicht geschalteten Zustand ausgekoppelt. Dies ist nötig, da der volle Puls aus dem regenerativen Verstärker ca. 3 mJ besitzt und somit alle Bauteile beschädigen könnte.

Als Triggersignal für den Pockelszellentreiber wird eine Stanford-Box (*DG353, Firma Stanford Research*) benutzt. Dazu wird ein TTL-Signal mit vier Volt Amplitude eingesetzt. Es ist wichtig, dass die Anstiegszeit geringer als 5 ns ist, da sonst die Hochspannung nicht geschaltet wird.

Zur Bestimmung des Triggerzeitpunktes im Vergleich zum Auskoppelzeitpunkt aus dem regenerativen Verstärker wird die Abstrahlung der Pockelszellen ausgenutzt. Über ein Oszilloskop und zwei mit jeweils 50  $\Omega$  abgeschlossene BNC-Kabel wird der Zeitpunkt durch die Induktion in den Kabelenden gemessen. Nach der groben Justage des Schaltzeitpunktes lässt sich der Zeitpunkt mittels Energiemessung mit einem Energiemesskopf ermitteln.

#### 4.2.4. Charakterisierung

Für die Nutzung der Pockelszelle als Mittel zur Vorpulskontrolle und Beschneidung der ASE sind drei wesentliche Merkmale wichtig. Zum Einen das Schaltverhalten und der mögliche verfahrbare Bereich, die Anstiegszeit, zum Anderen das erreichbare Kontrastverhältnis, das aus dem Zusammenspiel aus Pockelszelle und Polarisatoren hervorgeht.

Für die Bestimmung der beschnittenen Länge und der Anstiegszeit des verbliebenen ASE-Podestes wird die bereits in Kapitel 3.4.3 beschriebene Methode benutzt.

Im Weiteren werden alle Zeiten sich auf die Zeitdifferenz zwischen der Auskoppung aus dem regenerativen Verstärker und dem Schaltzeitpunkt der Pockelszelle beziehen. Die Hochspannungsquelle liefert einen Hochspannungspuls von 6 ns Dauer. Durch Verfahren des Zeitpunktes lässt sich die ASE beschneiden. Die Vorderflanke kann somit indirekt nach dem regenerativen Verstärker mit einer Photodiode gemessen werden, was in Abbildung 4.13 dargestellt ist.

Wie es sich im Experiment ergab, ist es möglich sich bis auf  $t=500$  ps an den Hauptpulsanfang zu nähern, und dabei die Länge der ASE noch zu bestimmen. Entscheidend ist aber für das Experiment die dazu korrespondierende Länge nach der Kompression. Mittels der Vorpulsbeobachtung lässt sich dies feststellen.

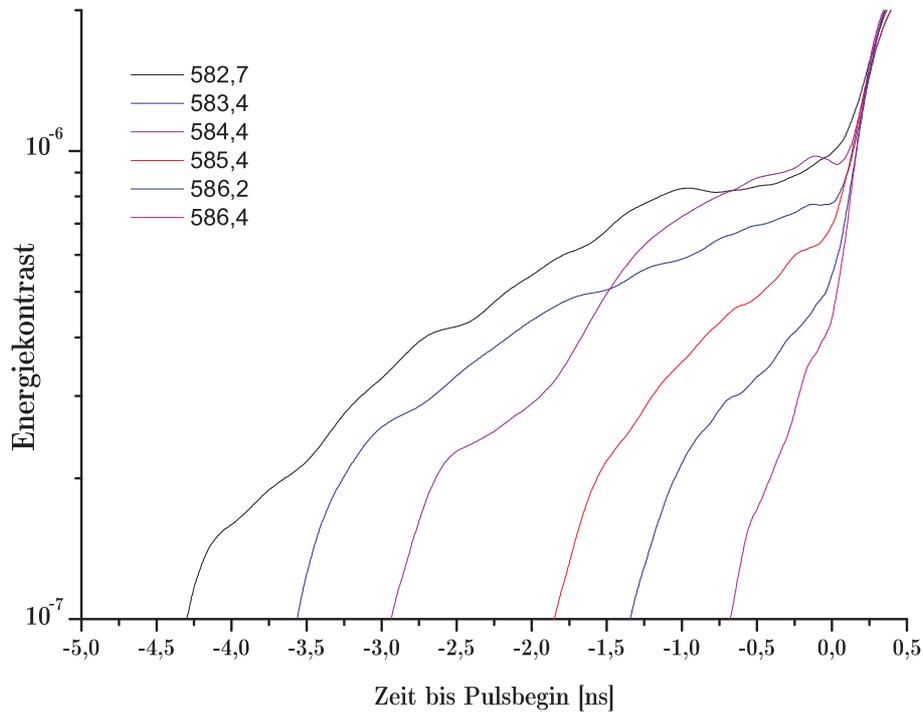
Wie in Abbildung 4.14 veranschaulicht ist, kann man die ASE in einem Bereich von  $t_{ASE} = 4,5$  ns bis 0,5 ns variabel beschneiden. Wenn die Flanken in die Nähe des Hauptpulses gelangen, so wird dieser abgeschnitten bzw. selbst unterdrückt, da der eigentliche Puls eine Halbwertsbreite von ca.  $\Delta t_{gestreckt} = 130$  ps besitzt.

Das Gesamtsystem aus Pockelszellentreiber, Zeitsignal und Vorpulskontrolle selbst weist einen gewissen Jitter auf. Dieser wurde ebenfalls untersucht und ist in Abbildung 4.15 abgebildet. Die Ungenauigkeit, neben dem Fehler bei der Berechnung, bei der Messung der Länge der beschnittenen ASE ergibt sich somit zu:

$$\Delta(t_{ASE}) = t_{ASE} \pm 100 \text{ ps.}$$

Diese Ungenauigkeit in der Messung lässt sich in erster Linie auf die verwendeten Messgeräte, insbesondere das Oszilloskop zurückführen. Der Grund liegt in der Abtastrate von 5 GS/s.

Aus der Abbildung 4.14 lassen sich die Länge der ASE und die Anstiegszeiten für die einzelnen Stellungen für das Delay nach der in Kapitel 3.4.3 vorgestellten Methode ermitteln. Die ermittelten Werte für die Länge der ASE in Abhängigkeit vom Delay sind in Tabelle 4.1 angegeben. Daraus lässt sich ableiten, dass folgendes gilt:



**Abbildung 4.13.**

Beschnittene ASE nach dem regenerativen Verstärker. Als Detektor diente die Photodiode DET210/M. Dargestellt sind die Verläufe der ASE vor Beginn des Hauptpulses für verschiedene Delayzeiten zwischen der Auskopplung aus dem regenerativen Verstärker und der Schaltzeit der Pockelszelle. Die Angaben sind in Nanosekunden.

$$\text{Delayzeit [ns]} + t_{\text{ASE}} = (587,2 \pm 0,3) \text{ ns}$$

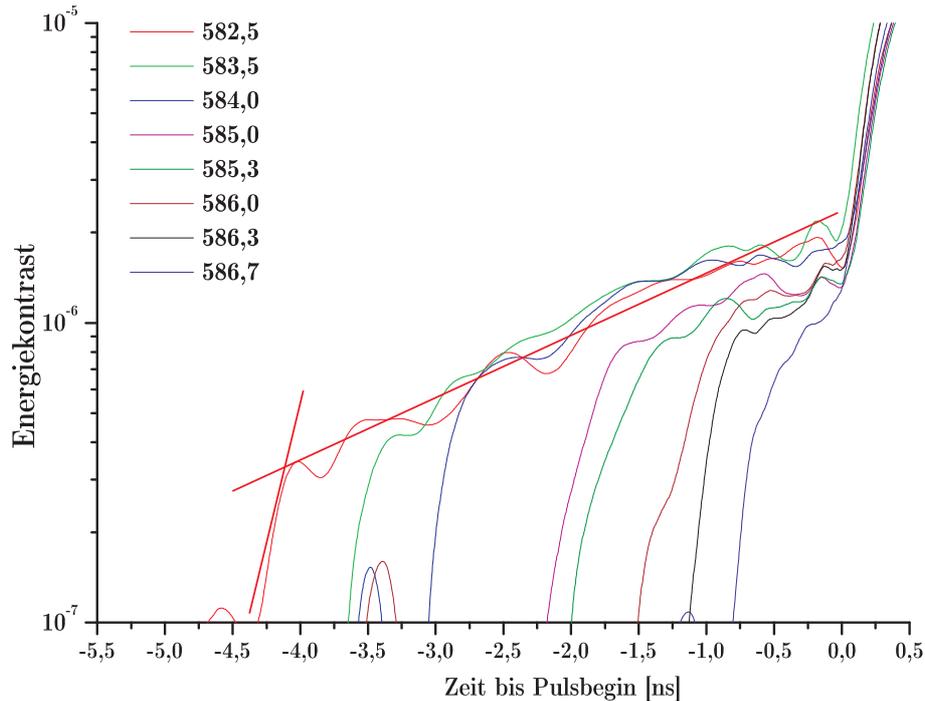
Die mittlere Anstiegszeit wird aus den Steigungen der Geraden errechnet. Für die gemittelte Anstiegszeit nach dem Kompressor erhält man nach der Korrektur der Zeitauflösung der Diode in Verbindung mit dem Oszilloskop:

$$\tau_{90-10} = (500 \pm 75) \text{ ps}$$

$$\tau_{1/e} = (340 \pm 60) \text{ ps.}$$

Dies entspricht einem relativen Fehler von ca. 15% bzw 17%.

Eine deutliche Veränderung des Spektrums ist zu vermeiden, da damit auch der komprimierte Puls eine andere zeitliche Form haben würde. Wie in Abbildung 4.16 zu sehen ist, verändert sich das Spektrum an den Flanken des Hochspannungspulses drastisch.

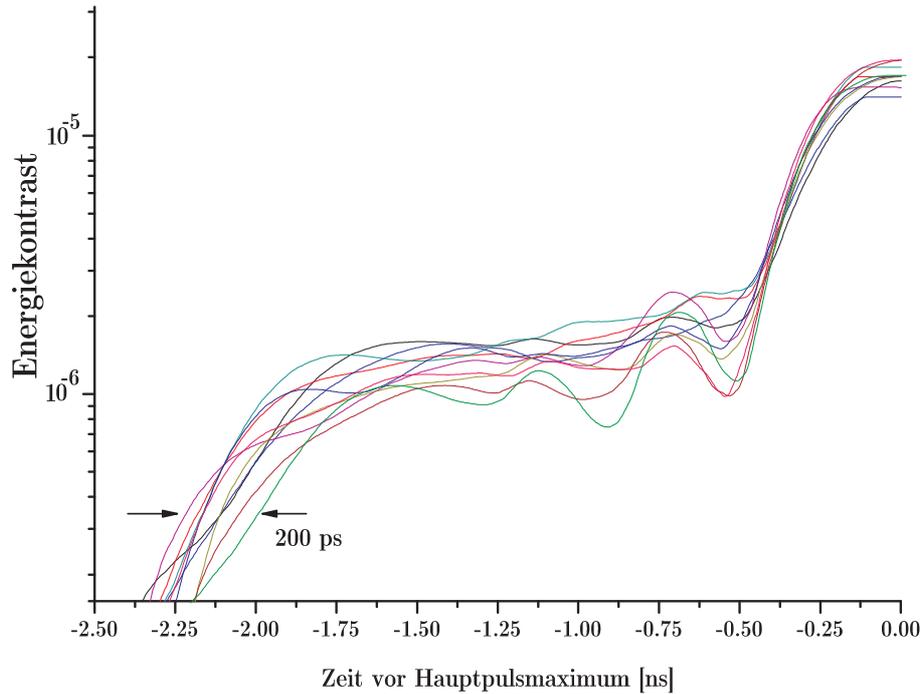


**Abbildung 4.14.**

Beschnittene ASE nach dem Kompressor. Als Detektor diente die Diode ET4000. Dargestellt sind verschieden lang beschnittene Signalverläufe. Die Bezeichnung ist die Zeit zwischen der Auskopplung aus dem regenerativen Verstärker und dem Schaltzeitpunkt der Pockelszelle. Die Angabe ist in ns. Exemplarisch wurden die für die Bestimmung der Länge der ASE und der Anstiegszeit die gefitteten Gerade eingezeichnet. Die Länge der ASE entspricht in diesem Falle  $t_{\text{ASE}} = (4,2 \pm 0,3)$  ns. Die Anstiegszeit beträgt in diesem Falle  $\tau_{90-10} = (450 \pm 90)$  ps.

Insbesondere ist interessant, dass an der schnell steigenden Vorderflanke eine kompliziertere Struktur zu herrschen scheint, da dort die Energie sich nach dem regenerativen Verstärker stufenähnlich verhält. Zur Bestimmung der Spektren wurde ein Spektrometer der Firma Oceanoptics verwendet. Die Energie wurde mit einem Energiemesskopf ermittelt (*Firma Gentech, Modell ED-500*). Eine Erklärung mit der Struktur des Laserpulses ist nicht schlüssig, da in den Stufen bereits signifikant Energie vorhanden sein muss, dies aber nicht mit den Messungen nach dem regenerativen Verstärker korrespondiert.

Die Struktur in der Flanke des Hochspannungspulses entsteht durch die Fehlanpassung und die daraus resultierenden Reflexionen. Anhand der Energie nach dem regenerativen Verstärker als Funktion der Zeitdifferenz zwischen dem Auskoppeln aus dem regenerativen Verstärker und der Ansteuerung der Pockelszelle lassen sich



**Abbildung 4.15.:** Untersuchung des Jitters bei der Messung der Länge der beschnittenen ASE. Dargestellt sind zehn Messungen für die gleichen Einstellungen.

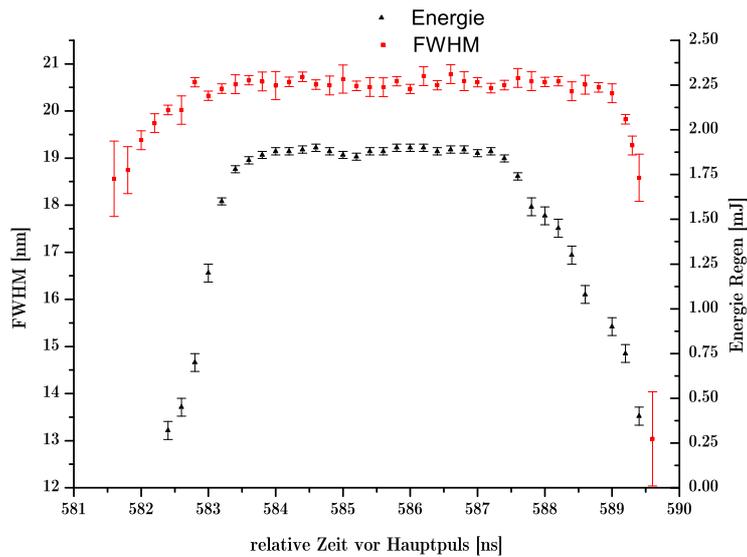
Rückschlüsse auf die Hochspannung als Funktion der Zeit ermitteln. Der Intensitätsverlauf nach dem Polarisator in Abhängigkeit von der angelegten Spannung ist nach Gleichung (2.5.20):

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \frac{U}{U_\pi} \right).$$

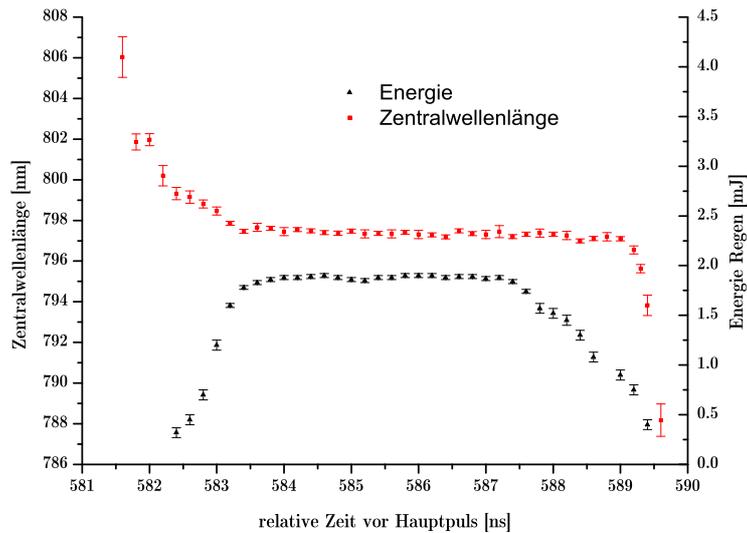
Daraus kann man durch Umformen die Hochspannung ermitteln. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.17 dargestellt. Da die Energie um 585 ns abfällt, aber durch Uneindeutigkeit des Sinus nicht klar ist, ob die Hochspannung in diesem Bereich abfällt oder ob die Pockelszelle in Folge von höherer Spannung „überdreht“, ergeben sich die zwei dargestellten möglichen Spannungsverläufe.

Bereits an der obersten Kante (587,2 ns) im Energieverlauf hat die ASE ihren kürzesten messbaren Wert erreicht. Danach wird nur noch der Hauptpuls geschwächt, jedoch ohne die Zentralwellenlänge oder die Halbwertsbreite deutlich zu verändern. Erreicht das äußerste Ende des Hochspannungspulses zeitlich den Hauptpuls, so wird dieser stark beschnitten. Die Zentralwellenlänge und die Halbwertsbreite verändert sich schnell.

Verlängert man die ASE, so dass die hintere Flanke des HV-Pulses zum Zuge kommt, steigt die Zentralwellenlänge allmählich an. Der Puls besitzt einen positiven linearen



(a) Veränderung der Halbwertsbreite des Spektrums



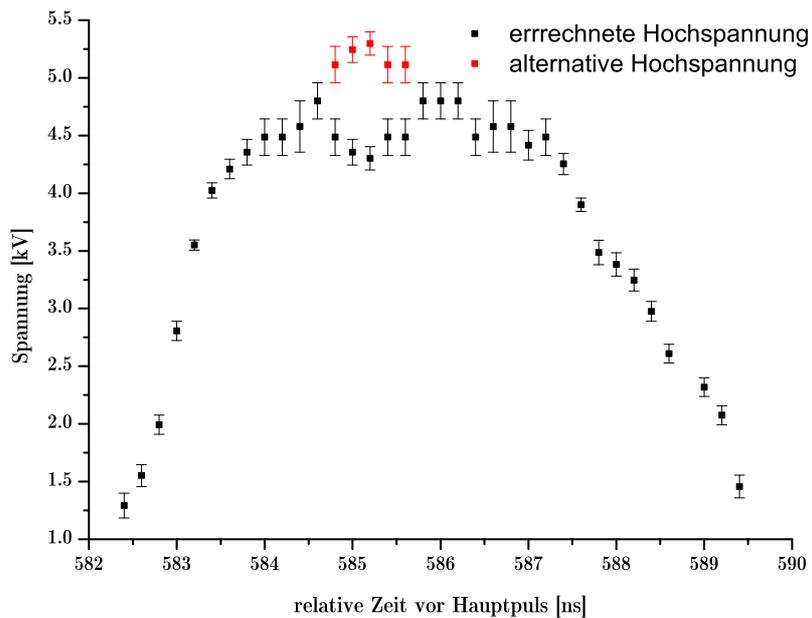
(b) Veränderung der Zentralwellenlänge des Spektrums

**Abbildung 4.16.**

Veränderung der Zentralwellenlänge (b) und der Halbwertsbreite (a) des Spektrums in Abhängigkeit von der Zeitdifferenz zwischen dem Auskoppelzeitpunkt des regenerativen Verstärkers und dem Schaltzeitpunkt der Pockelszelle. Daneben ist jeweils der Verlauf der Energie des Pulses nach dem regenerativen Verstärker mit abgebildet. Hin zu größeren Zeiten ist die steigende Flanke von der Pockelszelle. Erst wenn die Energie nahezu konstant ist, wird der Hauptpuls nicht mehr mit beschnitten.

Zeit [ns]	$t_{ASE}$ [ns]
582,5	$4,2 \pm 0,3$
583,5	$3,5 \pm 0,4$
584,0	$2,9 \pm 0,4$
585,0	$2,0 \pm 0,3$
585,3	$1,8 \pm 0,3$
586,0	$1,3 \pm 0,2$
586,3	$0,9 \pm 0,3$
586,7	$0,6 \pm 0,3$

**Tabelle 4.1.:** Ermittelte Längen der beschnittenen ASE



**Abbildung 4.17.**

Die rekonstruierte Hochspannung ist auf Grund der Uneindeutigkeit des Sinus um 585 ns entweder niedriger als 4,8 kV (schwarz), oder höher (rot). Als Zeitbasis dient die Zeitdifferenz zwischen der Auskopplung aus dem regenerativen Verstärker und der Schaltung der Vorpulsunterdrückung.

Chirp. Somit werden die kurzwelligen Anteile unterdrückt. Durch das Abfließen der Hochspannung über Leitung wird diese Seite des HV-Pulses langsamer abfallen als die ansteigende Seite. Analog gilt dies für die Verringerung der gemessenen Bandbreite. Ein Hinweis auf die schnell steigende Vorderflanke des HV-Pulses erkennt man durch an der deutlichen Verringerung der Bandbreite und der starken Blau-Verschiebung des Spektrums, wenn der Puls an den Hauptpuls herangeführt wird. Zwar wird die Amplitude des Spektrums deutlich schwächer, allerdings verändert sich bis zu einem Delay von ca. 589 ns das Spektrum in der Halbwertsbreite und der Zentralwellenlänge kaum. Dies spricht für einen sehr steilen Anstieg in der Vorderflanke.

Eine Diagnose, ob der Puls bereits zu weit beschnitten ist, ist die Pulsenergie nach dem regenerativen Verstärker. Diese kann während eines Experiments beobachtet werden.

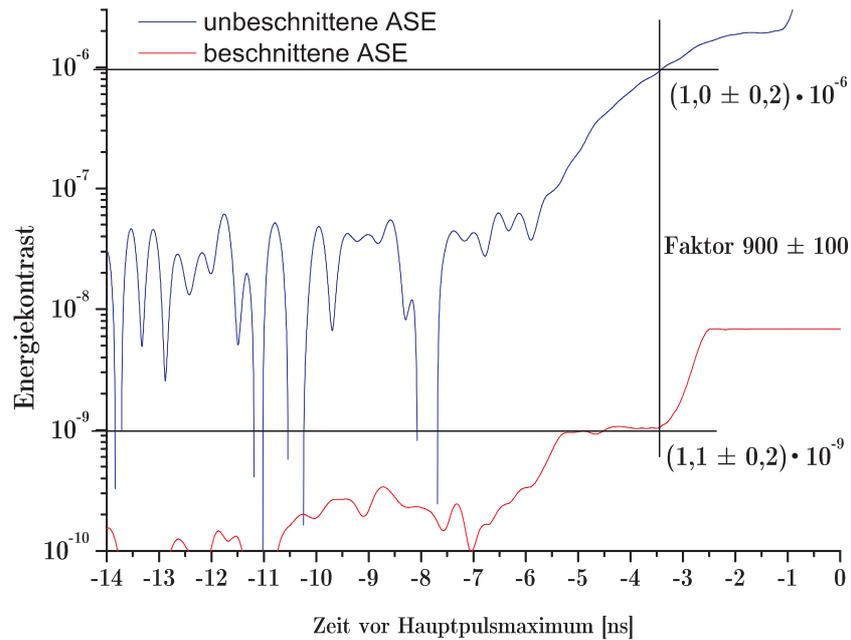
Für die Bestimmung des Lösungsverhältnisses gibt es zwei grundsätzliche Möglichkeiten. Zum einen lässt sich die gesamte Anordnung durch Ausschalten der Pockelszelle und Herausnahme der  $\lambda/2$ -Platte ausschalten und erhält somit den nicht unterdrückten Puls. Zum anderen lässt sich das Lösungsverhältnis auch in der ASE messen. Durch Verschieben des Schalt-Zeitpunktes kann man anhand des nicht unterdrückten Anteils in der ASE ebenfalls das Lösungsverhältnis errechnet werden. Wie in Abbildung 4.18 zu sehen ist, ist über eine Veränderung des Filterfaktors der nutzbare Messbereich erhöht worden.

Durch die Beschneidung der ASE tut sich ein übrig gebliebenes Podest auf, welches nicht beschnitten werden kann. Das Lösungsverhältnis ergibt sich zu:

$$L = (900 \pm 100).$$

Dieses Ergebnis lässt sich ebenfalls mittels des Vorpulses bestätigen. Jedoch ist dafür dieser erst mittels des Vier-Pass-Verstärkers im unterdrückten Fall durch Vorverlegen der Pumpzeitpunkte der Pumplaser zu verstärken, um ihn überhaupt messen zu können.

Die Vorpulssituation vor dem Vier-Pass-Verstärker ist für den unterdrückten Vorpuls in Abbildung 4.19 gezeigt. Der Intensitätskontrast ist ca.  $K_{I,VP} = 8 \cdot 10^{-10}$ . Das Niveau vor dem Puls ist durch die Einstrahlung der nahegelegenen Pockelszellen zu erklären. Ebenso stellt der vermeintliche Puls bei ca. 9 ns vor dem Hauptpulsmaximum eine Störung dar, ebenso wie der vermeintliche Puls bei zehn Nanosekunden. Dies wurde mit geblocktem Strahl ermittelt. Zu beachten ist, dass die intensive Abstrahlung der neu eingesetzten Pockelszelle schon mit einer Aluminiumhaube verringert worden ist. Alle Kabel waren zweifach geschirmt. Streulicht wurde mit



**Abbildung 4.18.**

Messung zur Ermittlung des Lösungsverhältnisses. Für verschiedene Delayzeiten wurde über verschiedene Filterkombinationen das Verhältnis zum Hauptpuls ermittelt. Zu beachten hierbei ist die Zeitauflösung der Photodiode (DET210/M). Die Messung fand nach dem Kompressor statt.

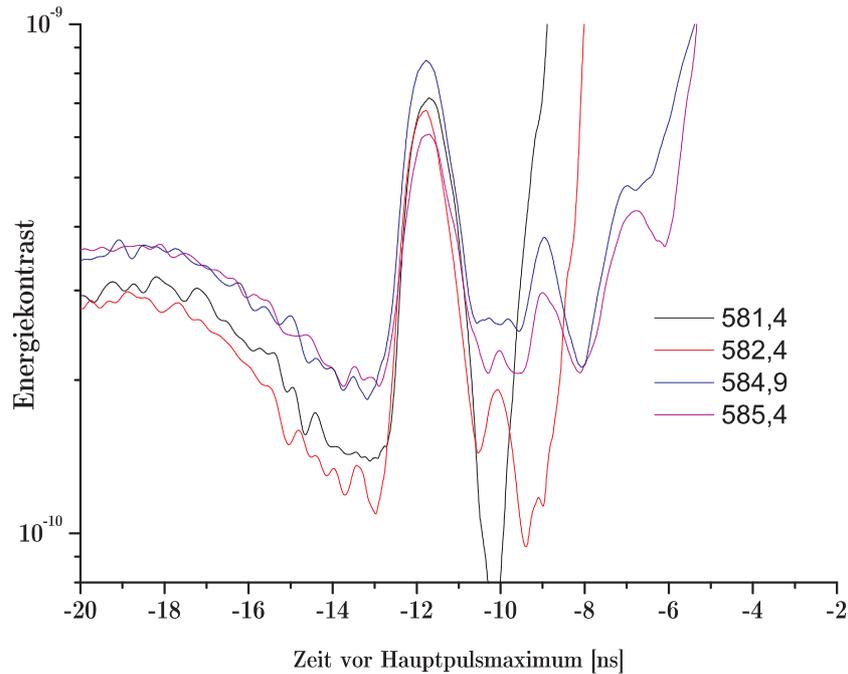
Abdeckung mit schwarzer Pappe unterbunden.

Auf Grund der massiven Einstrahlung war es an dieser Stelle nicht möglich mit der ET4000 die Anstiegszeit und die Struktur der ASE direkt nach dem regenerativen Verstärker zu messen.

Die Intensität des Vorpulses ist ebenso abhängig vom Auskoppelzeitpunkt aus dem regenerativen Verstärker. In der Einstellung des regenerativen Verstärkers wird der Zeitpunkt über die Maximierung der Energie festgelegt. Dieser Zeitpunkt stellt einen Kompromiss aus Energie und Kontrast dar, wie es in Abbildung 4.20 abgebildet ist. Der Zeit-Null-Punkt ist gerade der Zeitpunkt maximaler Energie.

Abschließend lassen sich die die Ergebnisse in einem Graph zusammenstellen, wie in Abbildung 4.21 zu sehen ist. Insbesondere ist darauf hinzuweisen, dass es sich um eine Zusammenstellung aus Diodenmessungen und einer Korrelation handelt. Vom Grundsatz her stellt dieses Abbildung eine Übersicht über die Pulsstruktur dar.

Allerdings, wie schon besprochen, ist in der Korrelation die Abszisse nicht die Zeit sondern die Verschiebung der zu korrelierenden Felder. Die zeitliche Pulsstruktur in diesem Zeitregime ist also indirekt dargestellt. Die vermeintlichen Vorpulse stammen



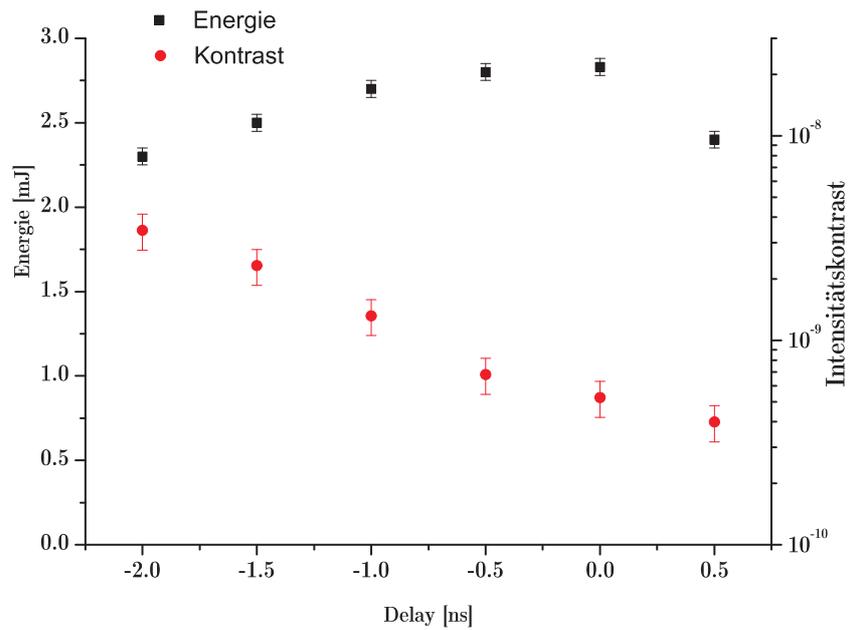
**Abbildung 4.19.**

Der unterdrückte Vorpuls direkt nach dem regenerativen Verstärker hat ein Verhältnis von etwa neun Größenordnungen zum Hauptpuls. Gemessen wurde mit dem DET210/M für verschiedene Delayzeiten zwischen regenerativen Verstärker und Auskoppelzeitpunkt der Pockelszelle. Das Niveau vor dem Puls und die kleineren Pulse stammen aus eingestrahlenen elektrischen Störungen. Die Angabe ist in ns.

aus der Korrelation mit Nachpuls, sowie aus Korrelationen mit Reflexionen im Autokorrelator. Des Weiteren ist für die Autokorrelation der Intensitätskontrast und für die Diodenmessung der Energiekontrast abgebildet. Wie zu sehen ist, liegt der Intensitätskontrast für den Vorpuls bei weniger als  $K_{I,VP} = 2 \cdot 10^{-10}$  und bewegt sich unterhalb des Messbereichs der Vorpulsbeobachtung für diese Energie des Hauptpulses. Eine weitere Erhöhung der Pulsenergie (Hinzuschalten des Zwei-Pass) ohne weitere Abschwächung des Signals durch Filter führt zu einer Zerstörung der Diode.

Die ASE besitzt einen Energiekontrast von ca.  $K_{E,ASE} = 10^{-6}$  zum Hauptpuls.

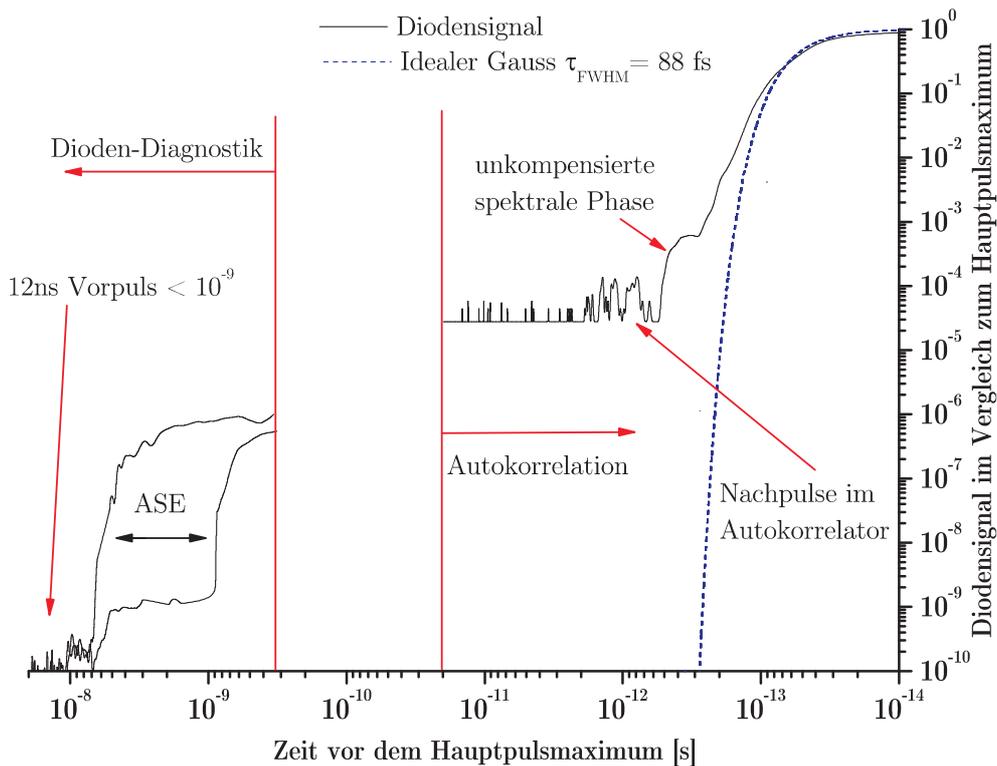
Der Intensitätskontrast ist, wie bereits diskutiert, in der Größenordnung von  $K_{I,ASE} = 10^{-10}$  zum Hauptpulsmaximum. Die Länge der ASE ist dabei von  $t_{ASE} = 4,5$  ns bis ca.  $t_{ASE} = 0,5$  ns variabel. Dabei ergibt sich ein nicht zu beschneidendes Podest mit einem Energiekontrast von ca.  $K_{E,ASE} = 10^{-9}$ , somit einem Intensitätskontrast von etwa  $K_{I,ASE} = 10^{-13}$  zum Hauptpulsmaximum. Dieses verbleibende Podest stammt zum Einen aus dem endlichen Lösungsverhältnis aus der Kombination Pockelszelle mit den Polarisatoren, zum Anderen kann dies aus dem Untergrund des Oszillators stammen.



**Abbildung 4.20.**

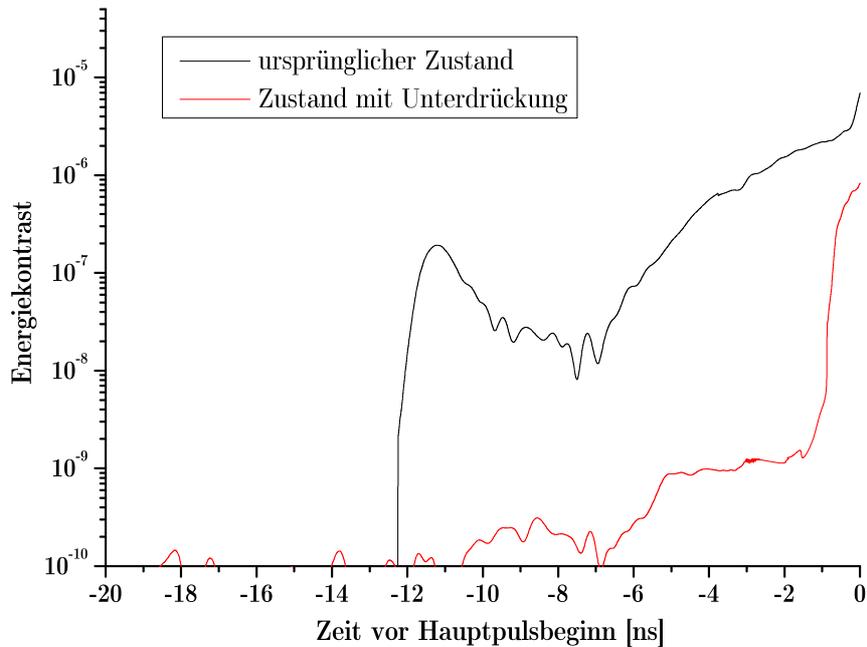
Abhängigkeit des Kontrast des Vorpuls vom Auskoppelzeitpunkt aus dem regenerativen Verstärker. Die ausgekoppelte Energie erhöht sich zuerst bei gleichzeitiger Verbesserung es Kontrastes. Bei Verschiebung zu größeren Zeiten nimmt die Energie in Folge des zu späten Schaltens der Pockelszellenkombination im regenerativen Verstärker wieder ab. Der Zeitnullpunkt ist der Zeitpunkt maximaler Energie.

Zum Abschluss lässt sich der alte und der jetzt neue Zustand in Abbildung 4.22 gegenüberstellen. Dabei wurde für den unterdrückten Zustand die ASE soweit wie möglich unterdrückt. Im Rahmen des Messbereichs der Vorpulsbeobachtung lässt sich kein Vorpuls mehr beobachten. Die ASE wird durch die Vorpulskontrolle, wie bereits besprochen, um ca. 3 Größenordnungen unterdrückt. Gut zu erkennen ist das nicht zu unterdrückende ASE-Podest.



**Abbildung 4.21.**

Zusammenstellung aus Diodenmessungen für den Vorpuls und der ASE sowie einer Korrelation für den Hauptpuls. Der Vorpuls ist hierbei im Kontrast kleiner als  $K_{I,ASE} = 10^{-9}$ . Die ASE besitzt als Verhältnis des Diodensignals zum Hauptpuls  $K_{E,ASE} = 10^{-6}$ . Somit besitzt sie einen abgeschätzten Intensitätskontrast von ca.  $K_{I,ASE} = 10^{-10}$  zum Hauptpulsmaximum. Die ASE ist durch die Pockelszelle in ihrer zeitlichen Ausdehnung variabel. Sie reicht von  $t_{ASE} = 4,5$  ns bis ca.  $t_{ASE} = 0,5$  ns. Der Vergleich einer Diodenmessung mit einer Korrelation ist nicht direkt machbar, da bei der Korrelation nicht die Zeit, sondern die zeitliche Verschiebung der zu überlagernden Felder als Abszisse dient. Als Vergleich für die Korrelation wurde noch ein  $t_{FWHM} = 88$  fs breiter idealer Gauss mit eingezeichnet.



**Abbildung 4.22.**

Dargestellt ist die Gegenüberstellung aus dem Zustand vor und nach dem Einbau der zusätzlichen Pockelszelle. Hierbei handelt es sich um zwei Messungen, die nicht direkt zusammenhängen. Dennoch ist gut zu erkennen, dass die ASE und der Vorpuls deutlich unterdrückt worden sind. Jede der beiden Messungen ist eine Zusammenstellung aus einer Messung mit der Diode ET4000 und der Diode DET210/M. Für den ursprünglichen Zustand ist es aufgrund der Zeitauflösung der Diode DET210/m in Verbindung mit dem Oszilloskop nicht möglich gewesen, die Pulsstruktur unterhalb eines Energiekontrastes von  $K_E = 10^{-8}$  weiter aufzulösen. Die Messungen fanden nach dem Kompressor bei einer Energie von ca.  $E=220$  mJ statt.

## 5. Zusammenfassung

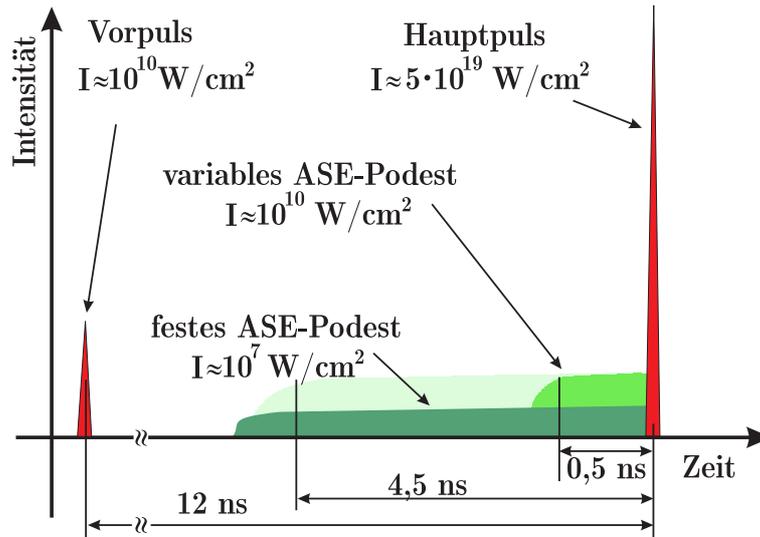
Das Ziel dieser Diplomarbeit bestand darin, die Pulsstruktur des Lasersystems zu untersuchen und zu charakterisieren, sowie eine Vorpulsunterdrückung aufzubauen, die es ermöglicht, die vorhandenen Vorpulse im Rahmen der Möglichkeiten zu unterdrücken.

Für die Untersuchung der Pulsstruktur wurde hierfür eine Vorpulskontrolle aufgebaut, mit der bei einer Zeitauflösung bis  $\Delta t = 350$  ps bis zu einem Energiekontrast von nahezu zehn Größenordnungen gearbeitet werden kann. Mittels verschiedener Filterkombinationen kann hierbei bei verschiedenen Pulsenergien gemessen werden.

Mit einer Pockelszelle konnte ein System zur Unterdrückung der Vorpulse aufgebaut werden, die es ermöglicht die zeitliche Länge der ASE vor dem Hauptpuls zu beschneiden und somit den experimentellen Notwendigkeiten ebenfalls anzupassen. Nun ist es möglich, die zeitliche Ausdehnung der ASE vor dem Hauptpuls in einem Rahmen von  $t_{\text{ASE}} = 4,5$  ns bis  $t_{\text{ASE}} = 0,5$  ns für den täglichen Einsatz zu variieren. Der dominierende Vorpuls in dem Lasersystem wurde um nahezu drei weitere Größenordnungen unterdrückt. Eine kurze Zusammenfassung der wichtigsten Daten ist in Abbildung 5.1 zu sehen.

Der Intensitätskontrast der unbeschnittenen ASE liegt bei ca.  $K_{\text{I,ASE,unbesch}} \approx 10^{-10}$  bei einer variablen Länge von  $t_{\text{ASE}} = 0,5$  ns bis  $t_{\text{ASE}} = 4,5$  ns, der Intensitätskontrast der beschnittenen ASE lässt sich zu  $K_{\text{I,ASE,besch}} \approx 10^{-13}$  angeben. Der Vorpuls besitzt unterdrückt einen Intensitätskontrast zum Hauptpuls von  $K_{\text{I,VP}} < 10^{-9}$ . Bei Bedarf ist es ebenso möglich, die gesamte Vorpulsunterdrückung auszuschalten, um den ursprünglichen Vorpuls und ASE wieder zu erhalten. Dabei liegt, wie gezeigt wurde, der Intensitätskontrast des Vorpulses bei  $K_{\text{I,VP}} \approx 10^{-7}$ . Die Länge der ASE beträgt in diesem Falle ca.  $t_{\text{ASE}} = 4,5$  ns.

Die erreichten Eigenschaften der Vorpulsunterdrückung sind in Tabelle 5.1 als Zusammenfassung dargestellt.



**Abbildung 5.1.:** Schematische Zusammenstellung der Ergebnisse

Anstiegszeit $\tau_{90-10}$	$(500 \pm 75)$ ps
verfahrbare Länge der ASE $t_{\text{ASE,verf.}}$	$(4 \pm 0,2)$ ns
Lösungsverhältnis L der Pockelszellenanordnung	$900 \pm 100$

**Tabelle 5.1.:** Zusammenstellung der Ergebnisse

Im Vergleich mit anderen Lasersystemen ähnlicher Art ist im Bereich der Vorpulsunterdrückung aufgeschlossen worden [6, 7].

Mit dieser neuen Möglichkeit werden zukünftige Experimente über ein Werkzeug verfügen, die es ihnen ermöglichen wird, die zeitliche Länge der ASE den Bedürfnissen des Experimentes anzupassen.

# A. Die Nichtlineare Polarisation

Der Einstieg in die Nichtlineare Optik geschieht über die Maxwell'schen Gleichungen. Diese sind selbst linear.

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{A.1a})$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}(\mathbf{r}, t)) \quad (\text{A.1b})$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \rho \quad (\text{A.1c})$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (\text{A.1d})$$

Das einfallende E-Feld induziert eine Polarisation im betreffenden Medium, was wiederum das resultierende E-Feld treibt. Ein einfacher Lösungsansatz, um nichtlineare Effekte zu berücksichtigen, ist es, die Polarisation in einer Reihenentwicklung aus linearem und nichtlinearem Anteil aufzuschreiben. Bei der weiteren Beschreibung geht man von einem lokalen Phänomen aus, d.h. das E-Feld am Ort  $\mathbf{r}'$  hat keinen Einfluss auf die Polarisation am Ort  $\mathbf{r}$ :

$$\mathbf{P}(t) = \mathbf{P}^1(t) + \mathbf{P}^2(t) + \mathbf{P}^3(t) + \dots \quad (\text{A.2})$$

Für die Bestimmung der Polarisation muss jede einzelne räumliche Komponente berechnet werden. Hierbei bestimmt das zeitliche Gedächtnis, die Response-Funktion  $R_{ijk\dots}^{(n)}(t - t')$  des Materials und die eingehenden elektromagnetischen Felder die Polarisation. Es gilt also für die ersten 3 Glieder der Entwicklung:

$$P_i^{(1)}(t) = \epsilon_0 \sum_j \int_{-\infty}^t R_{ij}^{(1)}(t - t') E_j(t') dt' \quad (\text{A.3})$$

$$= \epsilon_0 \sum_j \int_0^\infty R_{ij}^{(1)}(\tau) E_j(t - \tau) d\tau \quad (\text{A.4})$$

$$P_i^{(2)}(t) = \epsilon_0 \sum_{j,k} \int_0^\infty d\tau_1 \int_0^\infty d\tau_2 R_{ijk}^{(2)}(\tau_1, \tau_2) E_j(t - \tau_1) E_k(t - \tau_2) \quad (\text{A.5})$$

Sowie für die Polarisation dritter Ordnung:

$$P_i^{(3)}(t) = \epsilon_0 \sum_{j,k,l} \int_0^\infty d\tau_1 \int_0^\infty d\tau_2 \int_0^\infty d\tau_3 R_{ijkl}^{(3)}(\tau_1, \tau_2, \tau_3) E_j(t - \tau_1) \times E_k(t - \tau_2) E_l(t - \tau_3). \quad (\text{A.6})$$

Das Problem reduziert sich offenbar auf die Bestimmung der Komponenten der Response-Funktion. Üblicherweise geht man in den Frequenzraum, um physikalische Probleme zu behandeln. An dieser Stelle soll die hier verwendete Definition für die Fouriertransformation getroffen werden:

$$\mathbf{E}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (\text{A.7})$$

$$\mathbf{E}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(t) e^{i\omega t} dt. \quad (\text{A.8})$$

Mit dem Übergang in den Frequenzraum kommt man von der Response-Funktion auf den Suszeptibilitätstensor:

$$P_i^{(1)}(t) = \epsilon_0 \sum_j \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_0^\infty d\tau R_{ij}^{(1)}(\tau) E_j(\omega) e^{-i\omega(t-\tau)} \quad (\text{A.9})$$

$$= \epsilon_0 \sum_j \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{ij}^{(1)}(-\omega_\sigma; \omega) E_j(\omega) e^{-i\omega_\sigma t} d\omega \quad (\text{A.10})$$

$$\chi_{ij}^{(1)}(-\omega_\sigma; \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau R_{ij}^{(1)}(\tau) e^{i\omega\tau}. \quad (\text{A.11})$$

Hierbei ist für den Suszeptibilitätstensor  $\chi_{i\alpha_1 \dots \alpha_n}^{(n)}(-\omega_\sigma; \omega_1, \dots, \omega_n)$  die Frequenz  $\omega_\sigma$  wie folgt definiert:

$$\omega_\sigma = \sum_i \omega_i. \quad (\text{A.12})$$

Es gilt also für die Polarisation in der n-ten Ordnung:

$$P_i^{(n)}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega P_i^{(n)}(\omega) e^{-i\omega t} \quad (\text{A.13})$$

$$P_i^{(n)}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega P_i^{(n)}(t) e^{i\omega t}. \quad (\text{A.14})$$

Da sich alles in völliger Analogie zu der obigen Herleitung befindet, ist die Rechnung analog, aber mit n Termen auszuführen. Der Weg ist der gleiche. Durch Fourier-

transformation und Umformung schreibt man von der Responsefunktion auf die Suszeptibilität um.

$$P_i^{(n)}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \cdots \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_n \times \left[ \chi_{i\alpha_1 \dots \alpha_n}^{(n)}(-\omega_\sigma; \omega_1, \dots, \omega_n) E_{\alpha_1}(\omega_1) \cdots E_{\alpha_n}(\omega_n) e^{-i\omega_\sigma t} \right] e^{i\omega t} \quad (\text{A.15})$$

$$\chi_{i\alpha_1 \dots \alpha_n}^{(n)}(-\omega_\sigma; \omega_1, \dots, \omega_n) = \int_{-\infty}^{\infty} \cdots \int_{-\infty}^{\infty} R_{i\alpha_1 \dots \alpha_n}^{(n)}(\tau_1, \dots, \tau_n) \times e^{i(\omega_1 \tau_1 + \cdots + \omega_n \tau_n)} d\tau_1 \cdots d\tau_n. \quad (\text{A.16})$$

Mit der Beziehung für die  $\delta$ -Funktion

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\omega - \omega_\sigma)t} dt = \delta(\omega - \omega_\sigma) \quad (\text{A.17})$$

sieht man sofort, dass die neu entstandene Polarisation mit  $\omega_\sigma$  schwingt. Die negativen Frequenzen sind gerade mit dem komplex konjugierten E-Feld verknüpft. Ebenso sind degenerierte Effekt möglich, d.h die generierte Frequenz ist gerade die anregende Frequenz selbst. (z.B. der Kerr-Effekt) Da  $R_{i\alpha_1 \dots \alpha_n}^{(n)} \in \mathbb{R}$ , folgt unmittelbar:

$$\chi_{i\alpha_1 \dots \alpha_n}^{(n)}(-\omega_\sigma; \omega_1, \dots, \omega_n)^* = \chi_{i\alpha_1 \dots \alpha_n}^{(n)}(\omega_\sigma; -\omega_1, \dots, -\omega_n). \quad (\text{A.18})$$

### Monochromatische Felder

Für den einfachen Ansatz eines monochromatischen Feldes folgt somit eine stationäre Theorie. Hierbei sind erstmal alle Frequenzen möglich. Das einfallende Feld wird komplex betrachtet. Komponentenweise gilt also:

$$E_{\alpha_i}(t) = \frac{1}{2} \sum_{\omega_\lambda} E_{\alpha_i \omega_\lambda} e^{-i\omega_\lambda t} + \text{c.c.} \quad (\text{A.19})$$

Üblicherweise werden physikalische Probleme im Fourier-Raum behandelt, durch Fouriertransformation ergibt sich:

$$E_{\alpha_i}(\omega) = \frac{1}{2} \sum_{\omega_\lambda} E_{\alpha_i \omega_\lambda} \delta(\omega - \omega_\lambda) + E_{\alpha_i \omega_\lambda}^* \delta(\omega + \omega_\lambda). \quad (\text{A.20})$$

Die negativen Frequenzen sind wieder mit dem komplex konjugierten Anteilen verbunden. Eine analoge Rechnung kann man auch für die Polarisation durchführen,

die aber in Folge des Zusammenspiels mit den  $\chi^{(n)}$  sehr umfangreich ist, soll hierrauf verzichtet werden. Da es sich als schwierig herausstellt, die Faktoren für die Amplitude des E-Feldes mitzuziehen, soll hier folgende Definition getroffen werden. Für die Nichtlineare Polarisierung der n-ten Ordnung wird ein zusätzlicher Ordnungsparemeter

$$K(-\omega_\sigma; \omega_1, \dots, \omega_n) \quad (\text{A.21})$$

eingeführt werden. Dieser enthält alle aufkommenden Faktoren für den entsprechenden nichtlinearen Prozess. Dieser ist wie folgt definiert:

$$K(-\omega_\sigma; \omega_1, \dots, \omega_n) = 2^{l+m-n} p$$

$p$  : Anzahl der Permutationen von  $\omega_1, \dots, \omega_n$   
 $n$  : Ordnung der Nichtlinearität  
 $m$  : Anzahl der Frequenzen = 0  
 $l$  :  $l = 1$  für  $\omega_\sigma \neq 0$ ;  $l = 0$  für  $\omega_\sigma = 0$ .

Es gilt also für die nichtlineare Polarisierung n-ter Ordnung im Frequenzraum:

$$(\mathbf{P}_{\omega_\sigma}^{(n)})_i = \epsilon_0 \sum_{\alpha_1 \dots \alpha_n} K(-\omega_\sigma; \omega_1, \dots, \omega_n) \chi_{i\alpha_1 \dots \alpha_n}^{(n)}(-\omega_\sigma; \omega_1, \dots, \omega_n) \cdot (\mathbf{E}_{\omega_1})_{\alpha_1} \dots (\mathbf{E}_{\omega_n})_{\alpha_n}. \quad (\text{A.22})$$

### Nichtstationäre Felder

Der oben beschriebene Fall gilt nur für die stationäre Beschreibungsweise. Jedoch lässt sich dieses Konzept auch auf den Fall von nichtstationären Feldern ausdehnen. Hierbei sind aber ultrakurze Pulse i.A. von der Beschreibung auszuschliessen. In diesen Fällen ist es besser, komplett im Frequenzraum zu arbeiten. Um den Übergang zu schaffen, ist anzunehmen, dass das Frequenzspektrum wesentlich schmaler ist als die Mittenfrequenz, es also gilt:

$$\Delta\omega \ll \omega_0. \quad (\text{A.23})$$

Hierbei spricht man von der dem adiabatischen Limit, bzw. SVA (slowly varying amplitude). In Konsequenz handelt es sich hierbei um eine hybride Beschreibung, wie man an der Polarisierung sehen kann:

$$[\mathbf{P}_{\omega_\sigma}^{(n)}(t)]_i = \epsilon_0 K(-\omega_\sigma; \omega_1, \dots, \omega_n) \chi_{i\alpha_1 \dots \alpha_n}^{(n)}(-\omega_\sigma; \omega_1, \dots, \omega_n) [\mathbf{E}_{\omega_1}]_{\alpha_1} \dots [\mathbf{E}_{\omega_n}]_{\alpha_n} \quad (\text{A.24})$$

Die Schwierigkeit besteht nun darin, den entsprechenden Tensor zu finden, welcher die E-Felder mit der vorliegenden Polarisierung verknüpft. Vereinfacht geschrieben

ist zum Beispiel im Falle zweiter Ordnung die Größe  $d_{ijk}$  zu bestimmen, die wie folgt die Felder miteinander verknüpft:

$$P_i = d_{ijk} E_j E_k. \quad (\text{A.25})$$

Im 3-dimensionalen Fall besteht also der Tensor 3ter Stufe aus 27 Elementen. Im Allgemeinen gilt also: ( $d_{ijk} = ijk$ )

$$d_{ijk} = \begin{bmatrix} xxx & xyy & xzz & xyz & xzy & xzx & xxz & xxy & xyx \\ yxx & yyy & yzz & yyz & yzy & yzx & yxz & yxy & yyx \\ zxx & zyy & zzz & zyz & zzy & zzx & zxz & zxy & zyx \end{bmatrix}. \quad (\text{A.26})$$

Mit Hilfe der Kleinmann-Symmetrie, ergibt sich für den Übergang zum kontrahierten Suszeptibilitätstensor 2.Ordnung mit folgender Übersetzung:

jk	11	22	33	23, 32	31, 13	12, 21	(A.27)
	xx	yy	zz	yz, zy	zx, xz	xy, yx	
1	1	2	3	4	5	6	

Wenn man dies einsetzt und die Umrechnung der Koeffizienten mitbedenkt so erhält man für die Polarisation zweiter Ordnung für den beliebigen Fall im Sinne von  $\omega_\sigma$

$$[P_{\omega_\sigma}^{(2)}]_i = \epsilon_0 K(-\omega_\sigma; \omega_1, \omega_2) \sum_{kj} d_{il} (E_{\omega_1})_j (E_{\omega_2})_k. \quad (\text{A.28})$$

Hierbei ist aber zu beachten, dass die gesamte Thematik in dem Kristallsystem geschrieben ist und nicht im Laborsystem. Um zwischen den Systemen zu wechseln, ist eine entsprechende Transformation nötig.

## B. Fundamentalgleichung der NLO

Die Herleitung der Fundamentalgleichung basiert auf den Maxwell-Gleichungen (A.1a) bis (A.1d). Im mikroskopischen Fall vereinfacht sich (A.1a) und (A.1b) zu:

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (\text{B.1})$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}. \quad (\text{B.2})$$

Wendet man rot auf (B.1) und setzt (B.2) ein, so erhält man im ladungsfreien Fall:

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (\text{B.3})$$

Die Polarisation lässt sich als Summe aus linearem und nichtlinearem Anteil ausdrücken:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}. \quad (\text{B.4})$$

Als weitere Vereinfachung wird angenommen, dass es sich um eine ebene Welle handelt, die sich in z-Richtung ausbreitet:

$$\mathbf{E} = \mathbf{A} e^{i(\omega t - kz)}. \quad (\text{B.5})$$

Durch Einsetzen erhält man unter Zuhilfenahme von (A.24) die Fundamentalgleichung der Nichtlinearen Optik:

$$\Delta \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c_0^2} \mathbf{E} = -\frac{\omega^2}{c_0^2} \chi^{(1)} \mathbf{E} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}. \quad (\text{B.6})$$

Man kann das Problem auf den Anteil der nichtlinearen Polarisation vereinfachen:

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}. \quad (\text{B.7})$$

Setzt man (B.5) ein und macht die Annahme der SVEA, d.h.:

$$\left| \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial z^2} \right| \ll \left| k \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} \right|. \quad (\text{B.8})$$

so ergibt sich die Näherung der Fundamentalgleichung der NLO:

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} = i \frac{\mu_0}{2k} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} e^{-i(\omega t - kz)} \quad (\text{B.9})$$

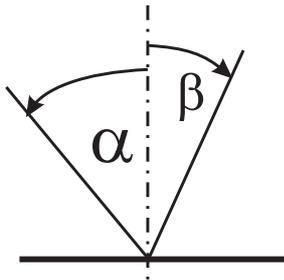
Sie bietet eine Verknüpfung der Nichtlinearen Polarisation mit den Amplituden des einfallenden Feldes bei monochromatischen, ebenen Wellen.

## C. Gitterstrecker und Kompressor

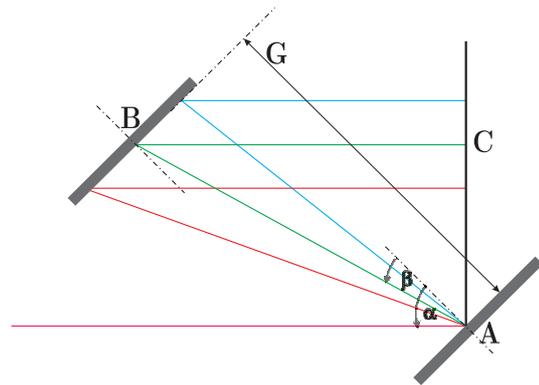
Der Ausgangspunkt stellt die Gittergleichung

$$\sin \alpha + \sin \beta = m \frac{\lambda}{d} = m \frac{2\pi c}{d \cdot \omega} \quad (\text{C.1})$$

mit  $d$  als Gitterkonstante dar. Der Einfallswinkel ist  $\alpha$ , der Winkel des gebeugten Anteils  $\beta$  und  $m$  die Beugungsordnung. Die Zählweise für die Vorzeichen der Winkel ist in Abbildung C.1(a) abgebildet. Die Rechnung orientiert sich an [25, 48].



(a) Zählweise für die Winkel im Zusammenhang mit der Gittergleichung.



(b) Anordnung aus zwei Gittern für den Gitterkompressor.

**Abbildung C.1.:** Die Definition der Zählweise für die Winkel in der Gittergleichung (a), sowie die Skizze des Gitterkompressors (b).

Zuerst sollen die Phasenanteile aus dem Kompressor berechnet werden. Der Weg zwischen zwei Gittern für die Zentralwellenlänge ergibt sich aus zwei Weganteilen nach Abbildung C.1(b):

$$\overline{AC} = \overline{AB} + \overline{BC} \quad (\text{C.2})$$

$$\overline{AB} = G/\cos\beta, \quad \overline{BC} = \overline{AB}\cos(\alpha - \beta) \quad (\text{C.3})$$

$$\Rightarrow L(\omega) = \frac{G}{\cos\beta}(1 + \cos(\alpha - \beta)). \quad (\text{C.4})$$

Nach [48] gilt für die aufgebrauchte Phase und die Änderung der Phase in Abhängigkeit von der Frequenz:

$$\frac{\partial\phi}{\partial\omega} = \frac{L(\omega)}{c} \quad (\text{C.5})$$

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c}L(\omega) + R(\omega). \quad (\text{C.6})$$

Durch Differentiation von (C.6) und Vergleich mit (C.5) erhält man die Integrale Form der unbekanntnen Funktion  $R(\omega)$ :

$$R(\omega) = -\frac{1}{c} \int \omega \frac{\partial L(\omega)}{\partial\omega} d\omega. \quad (\text{C.7})$$

Die Ableitung von  $L(\omega)$  liefert mit Hilfe von (C.1):

$$\frac{\partial L(\omega)}{\partial\omega} = \frac{c}{\omega} \cdot \frac{2\pi m G c}{d \cos^2\beta} \cdot \frac{\partial\beta}{\partial\omega}. \quad (\text{C.8})$$

Somit ergibt sich

$$R(\omega) = -\frac{2\pi m G}{d} \tan(\beta(\omega)) \quad (\text{C.9})$$

und daraus die spektrale Phase, welche durch den 4-Gitterkompressor erzeugt wird

$$\phi(\omega) = 2 \left[ \frac{\omega}{c} \cdot G \cdot \frac{1 + \cos(\alpha - \beta)}{\cos\beta} - \frac{2\pi m G}{d} \tan\beta \right]. \quad (\text{C.10})$$

Das Ziel dieser gesamte Anstrengung ist es, an die höheren Ableitungen zu gelangen:

$$\frac{\partial\phi}{\partial\omega} = \frac{2G}{c} \left\{ \frac{1 + \cos(\alpha - \beta)}{\cos\beta} \right\} \quad (\text{C.11a})$$

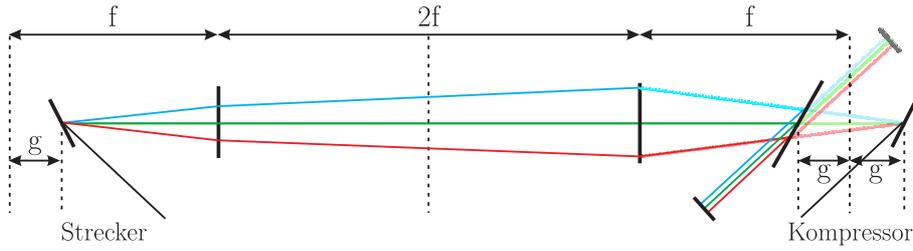
$$\frac{\partial^2\phi}{\partial\omega^2} = \frac{8\pi^2 m^2 c G}{d^2 \omega^3} \left\{ 1 - \left[ \frac{2\pi m c}{d\omega} - \sin\alpha \right]^2 \right\}^{-\frac{3}{2}} \quad (\text{C.11b})$$

$$\frac{\partial^3\phi}{\partial\omega^3} = -\frac{3}{\omega} \frac{\partial^2\phi}{\partial\omega^2} \left\{ \frac{1 + \sin\alpha \left[ \frac{2\pi m c}{d\omega} - \sin\alpha \right]}{1 - \left[ \frac{2\pi m c}{d\omega} - \sin\alpha \right]^2} \right\}. \quad (\text{C.11c})$$

Für den Strecker gilt für die Phase nach [20] folgende Beziehung:

$$\phi(\omega) = 2\frac{\omega}{c} \left\{ r + 4f + 2g\cos(\alpha - \beta_0) - 2g\cos\beta_0 \frac{1 + \cos(\alpha - \beta(\omega))}{\cos(\beta(\omega))} \right\} + 2\frac{2g\cos\beta_0 2\pi m}{d} \tan(\beta(\omega)). \quad (\text{C.12})$$

Wobei  $r$  der Abstand zwischen dem zweiten Gitter und dem Spiegel nach Abbildung C.2 ist,  $f$  die Brennweite der Abbildungsoptik im 4-f-Aufbau,  $g$  die Verschiebung



**Abbildung C.2.:** Skizzierter Aufbau eines Gitterstreckers in Form eines 4-f-Aufbaus. Durch die Verschiebung  $g$  kann der Aufbau einerseits als Strecker und auch als Kompressor genutzt werden.

der Gitter aus der Brennweite  $f$ , und  $\beta_0$  der Einfallswinkel auf dem zweiten Gitter ist.

Hier sollen wieder die Ableitungen bis zur dritten Ordnung aufgetragen werden:

$$\frac{\partial \phi}{\partial \omega} = \frac{2}{c} \left\{ r + 4f + 2g \cos(\alpha - \beta_0) - 2g \cos \beta_0 \frac{1 + \cos(\alpha - \beta(\omega))}{\cos(\beta(\omega))} \right\} \quad (\text{C.13a})$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} = -\frac{8\pi^2 m^2 c g \cos \beta_0}{d^2 \omega^3} \left\{ 1 - \left[ \frac{2\pi m c}{d \omega} - \sin \alpha \right]^2 \right\}^{-\frac{3}{2}} \quad (\text{C.13b})$$

$$\frac{\partial^3 \phi}{\partial \omega^3} = -\frac{3}{\omega} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \left\{ \frac{1 + \sin \alpha \left[ \frac{2\pi m c}{d \omega} - \sin \alpha \right]}{1 - \left[ \frac{2\pi m c}{d \omega} - \sin \alpha \right]^2} \right\}. \quad (\text{C.13c})$$

Mittels der Verschiebung  $g$  aus dem Fokus lässt sich das Vorzeichen des linearen Chirps umkehren. Die Verschiebung  $g$  ist selbst mit einem Vorzeichen behaftet. Somit wird aus dem Strecker bei Vorzeichenumkehr von  $g$  ein Kompressor und umgekehrt.

# Abbildungsverzeichnis

2.1.	Schematischer Aufbau des Multi-Terawatt Lasersystems in Jena . . . .	3
2.2.	Raumwinkel innerhalb und außerhalb eines Mediums der Brechzahl $n$	6
2.3.	Realteil des elektrischen Feldes eines Gauss-Pulses mit und ohne Phasenmodulation. . . . .	8
2.4.	Äquivalenter Schaltkreis einer Diode mit angeschlossenem Messgerät.	13
2.5.	Autokorrelation dritter Ordnung . . . . .	18
2.6.	Gegenüberstellung von transversaler und longitudinaler Pockelszelle .	20
2.7.	Zerlegte longitudinale Pockelszelle . . . . .	21
2.8.	Betriebsmodi der Pockelszelle . . . . .	22
2.9.	Aufbau für die konoskopische Beleuchtung . . . . .	28
2.10.	Erklärung der Entstehung der Struktur bei einer konoskopischen Be- leuchtung. . . . .	29
2.11.	Konoskopische Beleuchtung an KD*P mit einem HeNe-Laser . . . . .	29
3.1.	Aufbau der Vorpulsdiagnostik, schematisch, mit Bauteilen . . . . .	32
3.2.	Charakterisierung der verwendeten Dioden . . . . .	33
3.3.	Rohdaten zur Ermittlung der Intensität und Länge der ASE, aufge- nommen mit DET 210/M. . . . .	34
3.4.	Unterschied zwischen Pulsbeginn und Pulsmitte . . . . .	35
3.5.	Zusammenstellung aus Vorpuls- und ASE-Messung sowie einer Kor- relation . . . . .	37
3.6.	Intensitätsautokorrelation des komprimierten Laserpulses. . . . .	38
3.7.	Spektren aus Oszillator, regenerativem Verstärker und nach dem Vier- Pass-Verstärker . . . . .	39
3.8.	Zusammenstellung des Vorpulses und der ASE . . . . .	40
3.9.	Angewandtes Kriterium für die Bestimmung der Länge der ASE. . . .	42
4.1.	Schematischer Aufbau des Vier-Pass-Verstärkers . . . . .	43
4.2.	Inversion für den voll und minimal verstärkten Vorpuls . . . . .	45

4.3.	Simulierte Veränderung des Kontrastes bei Veränderung der Pumpzeit	46
4.4.	Schematischer Aufbau des Vorpulsunterdrückung . . . . .	48
4.5.	Spektren nach der $\lambda/2$ -Platte in Abhängigkeit vom Winkel . . . . .	49
4.6.	Bestimmung des Lösungsverhältnisses der verwendeten $\lambda/2$ -Platte .	50
4.7.	Schematischer Aufbau der verwendeten Polarisatoren . . . . .	51
4.8.	Lösungsverhältnis der Polarisatoren . . . . .	52
4.9.	Pockelszelle in Fassung . . . . .	53
4.10.	Frequenzverhalten von verschiedenen Widerständen . . . . .	54
4.11.	Spannungsüberhöhung für eine Hochspannungsquelle mit 72 Ohm Ausgangswiderstand. . . . .	55
4.12.	Aufbau für die Justage der Pockelszelle . . . . .	56
4.13.	Beschnittene ASE nach dem regenerativen Verstärker . . . . .	58
4.14.	Beschnittene ASE nach dem Kompressor . . . . .	59
4.15.	Jitteruntersuchung der eingebauten Pockelszelle . . . . .	60
4.16.	Veränderung der Zentralwellenlänge und FWHM in Abh. vom Schalt- zeitpunkt der Pockelszelle. . . . .	61
4.17.	Rekonstruierte Hochspannung . . . . .	62
4.18.	Messung des Lösungsverhältnisses in der ASE . . . . .	64
4.19.	Unterdrückter Vorpuls nach dem regenerativen Verstärker . . . . .	65
4.20.	Kontrast des Vorpuls als Funktion vom Auskoppelzeitpunkt aus dem regenerativen Verstärker . . . . .	66
4.21.	Zusammenstellung aus Vorpulsdiagnostik und Autokorrelation nach dem Umbau . . . . .	67
4.22.	Gegenüberstellung von altem und neuem Zustand . . . . .	68
5.1.	Schematische Zusammenstellung der Ergebnisse . . . . .	70
C.1.	Zählweise für die Gittergleichung und Skizze Gitterkompressor . . . . .	77
C.2.	Aufbau eines Gitterstreckers . . . . .	79

# Tabellenverzeichnis

3.1. Gemessene Halbwertsbreite des Gauss-Fits $\tau_{\text{HWHM}}$ und die daraus berechnete effektive Bandbreite $f_{\text{eff}}$ . . . . .	34
3.2. Gemessene Zentralwellenlänge $\lambda_{\text{center}}$ und Bandbreite $\Delta\lambda$ nach verschiedenen Verstärkungsstufen. . . . .	39
4.1. Ermittelte Längen der beschnittenen ASE . . . . .	62
5.1. Zusammenstellung der Ergebnisse . . . . .	70

# Literaturverzeichnis

- [1] Malcolm, G. P. A. und Ferguson, A. I. ‘Self-Mode Locking Of A Diode-Pumped Nd-YLF Laser.’ *Opt. Lett.*, Bd. 16(1991)(24):1967.
- [2] Strickland, D. und Mourou, G. ‘Compression of amplified chirped optical pulses.’ *Opt. Commun.*, Bd. 56(1985)(3):219.
- [3] Cheriaux, G. und Chambaret, J. P. ‘Ultra-short high-intensity laser pulse generation and amplification.’ *Meas. Science. & Techn.*, Bd. 12(2001)(11):1769.
- [4] D’Oliveira, P., Dobosz, S., Hulin, S., Monot, P., Reau, F., und Auguste, T. ‘Influence of the pedestal on the interaction of a high-intensity, ultrashort laser pulse with a gas target.’ *J. Opt. Soc. Amer. B*, Bd. 19(2002)(11):2603.
- [5] Kaluza, M., Schreiber, J., Santala, M. I. K., Tsakiris, G. D., Eidmann, K., Meyer-ter Vehn, J., und Witte, K. J. ‘Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments.’ *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 93(2004)(4):045003.
- [6] Kaluza, M. ‘Characterisation of Laser-Accelerated Proton Beams.’ Dissertation, TU München, 2004.
- [7] Wahlstrom, C.-G. ‘Persönliche Mitteilung DPG–Tagung Berlin 2005.’
- [8] Chambaret, J. P., LeBlanc, C., Cheriaux, G., Curley, P., Darpentigny, G., Rousseau, P., Hamoniaux, G., Antonetti, A., und Salin, F. ‘Generation of 25-TW, 32-fs pulses at 10 Hz.’ *Opt. Lett.*, Bd. 21(1996)(23):1921.
- [9] Yamakawa, K., Aoyama, M., Matsuoka, S., Kase, T., Akahane, Y., und Takuma, H. ‘100-TW sub-20-fs Ti : sapphire laser system operating at a 10-Hz repetition rate.’ *Opt. Lett.*, Bd. 23(1998)(18):1468.
- [10] Cheriaux, G., Rousseau, P., Salin, F., Chambaret, J. P., Walker, B., und Dimau-ro, L. F. ‘Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification.’ *Opt. Lett.*, Bd. 21(1996)(6):414.

- [11] Dicke, R. H. ‘Coherence in spontaneous radiation processes.’ *Phys. Rev.*, Bd. 93(1954)(1):99.
- [12] Allen, L. und Peters, G. I. ‘Amplified spontaneous emission and external signal amplification in an inverted medium.’ *Phys. Rev. A*, Bd. 8(1973)(4):2031.
- [13] Malciut, M. S., Gauthier, D. J., und Boyd, R. W. ‘Suppression of amplified spontaneous emission by the 4-wave mixing process.’ *Phys. Rev. Lett.*, Bd. 55(1985)(10):1086.
- [14] Linford, G. J., Peressin.ER, Sooy, W. R., und Spaeth, M. L. ‘Very long lasers.’ *Appl. Opt.*, Bd. 13(1974)(2):379.
- [15] Glaze, J. A., Guch, S., und Trenholm.JB. ‘Parasitic suppression in large aperture Nd-glass disk laser amplifiers.’ *Appl. Opt.*, Bd. 13(1974)(12):2808.
- [16] Siegman, A. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [17] Walmsley, I., Waxer, L., und Dorrer, C. ‘The role of dispersion in ultrafast optics.’ *Rev. Sci. Inst.*, Bd. 72(2001)(1):1.
- [18] Keller, U. *Vorlesungsskript Ultrakurzzeit-Laserphysik*. SS 1999.
- [19] Agrawal, G. *Fiber Optic Communications*. 3 Aufl., 2002.
- [20] Ziener, C. ‘Aufbau eines 12 Terawatt Titan:Saphir-Lasers zur effizienten Erzeugung charakteristischen Röntgenstrahlung.’ Dissertation, FSU Jena, IOQ, 2001.
- [21] Marcuse, D. ‘Pulse distortion in single-mode fibers .3. chirped pulses.’ *Appl. Opt.*, Bd. 20(1981)(20):3573.
- [22] Miyagi, M. und Nishida, S. ‘Pulse spreading in a single-mode fiber due to 3rd-order dispersion.’ *Appl. Opt.*, Bd. 18(1979)(5):678.
- [23] Fork, R. L., Cruz, C. H. B., Becker, P. C., und Shank, C. V. ‘Compression of optical pulses to 6 femtoseconds by using cubic phase compensation.’ *Opt. Lett.*, Bd. 12(1987)(7):483.
- [24] Zeek, E., Bartels, R., Murnane, M. M., Kapteyn, H. C., Backus, S., und Vdovin, G. ‘Adaptive pulse compression for transform-limited 15-fs high-energy pulse generation.’ *Opt. Lett.*, Bd. 25(2000)(8):587.

- [25] Stobrawa, G. ‘Aufbau und Anwendungen eines hochauflösenden Impulsformers zur Kontrolle ultrakurzer Laserimpulse.’ Dissertation, FSU Jena, IOQ, 2003.
- [26] Verluise, F., Laude, V., Huignard, J. P., Tournois, P., und Migus, A. ‘Arbitrary dispersion control of ultrashort optical pulses with acoustic waves.’ *J. Opt. Soc. Amer. B*, Bd. 17(2000)(1):138.
- [27] Trebino, R., DeLong, K. W., Fittinghoff, D. N., Sweetser, J. N., Krumbugel, M. A., Richman, B. A., und Kane, D. J. ‘Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating.’ *Rev. Sci. Inst.*, Bd. 68(1997)(9):3277.
- [28] O’Shea, P., Kimmel, M., Gu, X., und Trebino, R. ‘Highly simplified device for ultrashort-pulse measurement.’ *Opt. Lett.*, Bd. 26(2001)(12):932.
- [29] Gallmann, L., Sutter, D. H., Matuschek, N., Steinmeyer, G., Keller, U., Iaconis, C., und Walmsley, I. A. ‘Characterization of sub-6-fs optical pulses with spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction.’ *Opt. Lett.*, Bd. 24(1999)(18):1314.
- [30] Iaconis, C. und Walmsley, I. A. ‘Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses.’ *Opt. Lett.*, Bd. 23(1998)(10):792.
- [31] Nye, J. *Physical Properties of Crystals*. Oxford Science Publications, 1985.
- [32] Billings, B. H. ‘The electro-optic effect in uniaxial crystals of the type xH<sub>2</sub>PO<sub>4</sub>. 2. Experimental.’ *J. Opt. Soc. America*, Bd. 39(1949)(10):802.
- [33] Hellwege, K. *Landolt–Börnstein, NS*, Bd. 11. 1992.
- [34] Doumy, G., Quere, F., Gobert, O., Perdrix, M., Martin, P., Audebert, P., Gauthier, J. C., Geindre, J. P., und Wittmann, T. ‘Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses.’ *Phys. Rev. E*, Bd. 69(2004)(2):026402.
- [35] Dromey, B., Kar, S., Zepf, M., und Foster, P. ‘The plasma mirror a subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers.’ *Rev. Sci. Inst.*, Bd. 75(2004)(3):645.

- [36] Ziener, C., Foster, P. S., Divall, E. J., Hooker, C. J., Hutchinson, M. H. R., Langley, A. J., und Neely, D. ‘Specular reflectivity of plasma mirrors as a function of intensity, pulse duration, and angle of incidence.’ *J. Appl. Phys.*, Bd. 93(2003)(1):768.
- [37] Schreiber, J. ‘Erzeugung und Charakterisierung von frequenzverdoppelten ultrakurzen Terawatt Titan-Saphir-Laserimpulsen.’ Diplomarbeit, FSU Jena, 2002.
- [38] Homoelle, D., Gaeta, A. L., Yanovsky, V., und Mourou, G. ‘Pulse contrast enhancement of high-energy pulses by use of a gas-filled hollow waveguide.’ *Opt. Lett.*, Bd. 27(2002)(18):1646.
- [39] Mohebbi, M. ‘Nonlinear ellipse rotation of high energy femtosecond optical pulses for pulse contrast enhancement.’ *Opt. & Quantum Elec.*, Bd. 36(2004)(4):383.
- [40] Jullien, A., Auge-Rochereau, F., Cheriaux, G., Chambaret, J. P., d’Oliveira, P., Auguste, T., und Falcoz, F. ‘High-efficiency, simple setup for pulse cleaning at the millijoule level by nonlinear induced birefringence.’ *Opt. Lett.*, Bd. 29(2004)(18):2184.
- [41] MBI, V. ‘Vortrag Max-Born-Institut Berlin.’ In *SHARP, Second Year Meeting, LLC, Lund Sweden*. 2003 .
- [42] Ross, I. N., Trentelman, M., und Danson, C. N. ‘Optimization of a chirped-pulse amplification Nd:glass laser.’ *Appl. Opt.*, Bd. 36(1997)(36):9348.
- [43] Trentelman, M., Ross, I. N., und Danson, C. N. ‘Finite size compression gratings in a large aperture chirped pulse amplification laser system.’ *Appl. Opt.*, Bd. 36(1997)(33):8567.
- [44] Frantz, L. M. und Nodvik, J. S. ‘Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier.’ *J. Appl. Phys.*, Bd. 34(1963):2346.
- [45] Bass, M. *Handbook of Optics*, Bd. 2. McGraw-Hill, 1995.
- [46] Ledzion, R., Bondarczuk, K., Gorski, P., und Kucharczyk, W. ‘Effect of deuteration on the quadratic electrooptic properties of KDP.’ *Crys. Res. & Techn.*, Bd. 34(1999)(5-6):745.
- [47] Bark, R. ‘Persönliche Mitteilung.’
- [48] Treacy, E. B. ‘Optical pulse compression with diffraction gratings.’ *IEEE J. Quantum Electron.*, Bd. QE 5(1969)(9):454.

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich den Personen meinen Dank aussprechen, die mich während meines Studiums und meiner Zeit der Diplomarbeit am Institut für Optik und Quantenelektronik in Jena begleitet haben.

Mein größter Dank geht an meine Eltern, ohne die mein Studium nicht möglich gewesen wäre.

Mein besonderer Dank gilt: Prof. Roland Sauerbrey für die Vergabe der Diplomarbeit, Dr. Heinrich Schwörer für die Betreuung, Falk Ronneberger und Burgard Beletes für die Hilfe beim Umgang mit dem Lasersystem, Wolfgang Ziegler für die Konstruktion von so manchen Sachen, Marco Hornung, Dr. Thomas Schreiber, Dr. Ingo Uschmann, Andrea Lübcke, Flavio Zamponi und Mathias Siebold für die vielen interessanten Gespräche. Besonderer Dank geht an Anne-Kathrin Schiel, die mir sehr geholfen hat, die unendlich vielen Fehler in der Rechtschreibung und Grammatik zu minimieren.

Besonderer Dank geht an Hans-Peter Schlenvoigt, der mir immer helfend zur Hand ging und mit dem ich so manch lustige Stunde während des Studiums verbracht habe. Danken möchte ich außerdem Kay-Uwe Amthor, Ben Liesfeld, Oliver Jäckel, Sebastian Pfoth und Kerstin Haupt.

## Erklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Jena, den 17. November 2005

Daniel Albach

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Diplomarbeit für die öffentliche Nutzung in der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur Verfügung zu stellen.

Jena, den 17. November 2005

Daniel Albach