

# Ultrakurze Laserpulse aus einem Filament

Von der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover  
zur Erlangung des Grades

**Doktorin der Naturwissenschaften**

- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation von

**Dipl.-Phys. Emilia Schulz**

geboren am 31.01.1982 in Tiegenhof, Krs. Elbing (Polen)

2012

Referent: Prof. Dr. U. Morgner  
Korreferent: Prof. Dr. M. Lein  
Tag der Promotion: 08.07.2012

# Kurzfassung

## Ultrakurze Laserpulse aus einem Filament

Intensive Femtosekunden-Laserpulse werden heutzutage für zahlreiche Experimente in der Ultrakurzzeitphysik benötigt. Für viele Anwendungen sind dabei Pulse mit wenigen optischen Zyklen und möglichst hoher Spitzenintensität besonders interessant. Eine Erzeugungsmethode ist die Filamentation, die in einem selbstgeführten Lichtkanal eine Kompression der Pulsdauer ermöglicht. Die hier beteiligten Nichtlinearitäten bewirken eine sehr komplexe raum-zeitliche Dynamik die bisher nur unzureichend verstanden ist.

In dieser Arbeit werden detaillierte experimentelle Untersuchungen von Pulsen, die den Prozess der Laser-Filamentation durchlaufen, vorgestellt. Es werden dazu neue Methoden präsentiert, die es erstmals erlauben, die Entwicklung des Filaments während der Propagation zu beobachten und die Auswirkung der Erzeugungsparameter auf die zeitliche und räumliche Dynamik zu analysieren.

Zunächst wird ein vollständig propagierendes Filament in einer Gaszelle erzeugt und die Eignung der Pulse zur Erzeugung von hoher harmonischer Strahlung demonstriert. Hierbei konnte eine Selbstkompression der Pulsdauer von 30 fs auf unter 10 fs festgestellt werden. Die XUV-Strahlung in Neon umfasst ein Spektrum mit Photonenenergien von bis zu 124 eV. Durch die Kombination der Filamentation und der zur hohen harmonischen Strahlung verwendeten Semi-infiniten Gaszelle (SIGC, engl. *semi-infinit gas cell*) kann in der vorliegenden Arbeit erstmals eine gezielte Analyse der Entwicklung spektraler Verbreiterung und der lokalen Pulsdauer entlang der Propagation im Filament durchgeführt und mit numerischen Simulationen der spektralen als auch der zeitlichen Struktur verglichen werden. Zur Untersuchung der zeitlichen Struktur kann die direkt im Filament erzeugte hohe harmonische Strahlung als lokale Nichtlinearität verwendet werden. Im Rahmen dieser Arbeit konnte so erstmals das Auftreten von Intensitätsspitzen jenseits des Gleichgewichts im Filament nachgewiesen werden. Eine genauere Analyse der Pulsdauer ist durch die Verwendung eines Stereo-ATI-Spektrometers gelungen. Auf diese Weise konnten die kürzesten nach einem Filament erzeugten Pulsdauern von 3.6 fs gemessen werden. Aus den Messungen ergeben sich erstmals Hinweise auf eine zeitliche Substruktur der Pulse im Filament. Im letzten Teil dieser Arbeit konnte die im Filament erzeugte dritte harmonische Strahlung erfolgreich optimiert werden. Durch die Einführung eines Druckgradienten und Auskopplung der Pulse aus dem geführten Lichtkanal kann ein um drei Größenordnungen verstärktes Intensitätssignal der dritten harmonischen Strahlung im Zentrum des Strahlprofils erzielt werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen ermöglichen neue Einsichten in die komplexe Dynamik des Filamentationsprozesses und zeigen die Möglichkeiten auf durch gezielte lokale Manipulation die im Filament erzeugte Strahlung im sichtbaren, UV- oder XUV-Bereich zu optimieren.

**Schlagerworte:** ultrakurze Pulse, Filamentation, Erzeugung hoher harmonischer Strahlung



# Abstract

## Ultra-short laserpulses from a filament

Nowadays intense femtosecond laserpulses are needed for many experiments in ultrafast physics. For numerous applications, pulses with few optical cycles and high peak intensities are of particular interest. A method for their generation is filamentation, where the pulse duration is compressed in a self-guided light-channel. The nonlinearities involved in this process produce very complex spatio-temporal dynamics which is poorly understood so far.

In this work, detailed experimental investigations of pulses undergoing the filamentation process are presented. New methods will be presented allowing for the first time the observation of the pulse evolution during the propagation in a filament and to investigate the impact of parameters to analyze the temporal and spatial dynamics.

First, a fully propagating filament is generated in a gas cell and the suitability of the pulses for high-order harmonic generation is demonstrated. Thereby a self-compression of the pulse duration of about 30 fs to below 10 fs could be observed. The generated XUV-radiation in neon covers a spectrum of photons with energies up to 124 eV. Combination of the filamentation and the semi-infinite gas cell (SIGC) for high-order harmonic radiation in one common setup, allows the analysis of spectral broadening and the investigation of the local pulse duration along the filament. For a better understanding, numerical simulations of the spectral and temporal structure are performed and compared to experimental results. The high-order harmonic radiation directly generated within the filament can be used as local nonlinear probe to investigate the temporal structure. For the first time the occurrence of intensity-spikes beyond the equilibrium in the filament could be detected. A more detailed analysis of the pulse duration by using a stereo-ATI-spectrometer has been achieved. This way, the shortest pulse duration of 3.6 fs could be measured after a filament. From these measurements a temporal substructure of the pulses in the filament could be demonstrated. In the last part of this work the third harmonic radiation generated in the filament could be successfully optimized. The introduction of a pressure gradient and extraction of guided light pulses from the light-channel, lead to three orders of magnitude stronger intensity-signal of the third harmonic radiation in the center of the beam profile.

The results of this work provide new insights into the complex dynamics of the filamentation process and the ability of optimizing the generated visible, UV or XUV-radiation by systematic, local manipulation of the filament.

**Key words:** ultra-short pulses, filamentation, high-order harmonic generation



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation der vorliegenden Arbeit . . . . .	2
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Nichtlineare Wechselwirkung von Licht und Materie . . . . .	5
2.1.1	Mathematische Beschreibung nichtlinearer Effekte . . . . .	6
2.1.2	Kerr-Effekt . . . . .	6
2.1.3	<i>Self-Steepening</i> . . . . .	10
2.1.4	Plasmaerzeugung . . . . .	11
2.2	Modelle zur Filamentbeschreibung . . . . .	14
2.2.1	Modell der Selbstführung . . . . .	14
2.2.2	Modell des bewegten Fokus . . . . .	16
2.2.3	Modell der dynamischen räumlichen Wiederauffüllung . . . . .	17
2.3	Selbst-induzierte Effekte im Filament auf den propagierenden Puls . . . . .	18
2.3.1	Selbstkompression eines Pulses während der Propagation in einem Filament . . . . .	18
2.3.2	Reservoir, konische Emission und Selbstheilung des Strahlprofils	19
2.3.3	<i>Intensity Clamping</i> . . . . .	21
2.3.4	Ausbildung von Intensitätsspitzen im Filament . . . . .	22
2.4	Frequenzerzeugung im Filament . . . . .	23
2.4.1	Erzeugung der dritten harmonischen Strahlung im Filament . . . . .	23
2.4.2	Erzeugung hoher hamonischer Strahlung . . . . .	25

<b>3</b>	<b>Untersuchung ultrakurzer Pulse aus einem Filament</b>	<b>27</b>
3.1	Selbstkompression . . . . .	28
3.1.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	28
3.1.2	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	29
3.2	Räumliche Untersuchung des Strahlprofils . . . . .	31
3.3	Anwendung von Pulsen nach der Filamentation . . . . .	34
3.3.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	34
3.3.2	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	36
3.4	Entwicklung der spektralen Verbreiterung entlang der Propagation im Filament . . . . .	44
3.4.1	Experimenteller Aufbau . . . . .	45
3.4.2	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	46
3.4.3	Ergebnisse der numerischen Lösung der Propagationsgleichun- gen . . . . .	50
3.4.4	Experimentelle Untersuchung der Parameter-Abhängigkeit . . . . .	55
3.5	Untersuchung der zeitlichen Dynamik entlang der Propagation im Filament . . . . .	59
3.5.1	Zeitliche Charakterisierung durch hohe harmonische Strahlung . . . . .	59
3.5.2	Zeitliche Charakterisierung der Pulse durch Stereo-ATI- Spektren . . . . .	69
3.6	Untersuchung der im Filament erzeugten dritten harmonischen Strah- lung . . . . .	80
3.6.1	Aufbau zur Charakterisierung der dritten harmonischen Strahlung . . . . .	80
3.6.2	Ergebnisse der Charakterisierung der dritten harmonischen Strahlung . . . . .	82
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>87</b>



**Anhang**

Bibliography	91
Danksagung	101
A Curriculum Vitae	103
B Publikationen	105



## Abkürzungen und Symbole

### Abkürzungen

ATI	Ionisation über die Schwelle hinaus engl. <i>above-threshold ionization</i>
CCD	Ladungsträgergekoppelte Schaltung engl. <i>charge-coupled device</i>
CEO	Träger-Einhüllenden-Verschiebung engl. <i>carrier-envelope offset</i>
CPA	Verstärkung mit gestreckten Pulsen engl. <i>chirped pulse amplification</i>
DCM	Dispersions-kompensierender Spiegel engl. <i>double-chirped mirror</i>
FWHM	volle Halbwertsbreite engl. <i>full width at half maximum</i>
GVD	Gruppenverzögerungsdispersion engl. <i>group-delay dispersion</i>
IR	infrarot engl. <i>infrared</i>
MPI	Multiphotonenionisation engl. <i>multiphoton ionization</i>
MCP	Multikanal-Platte engl. <i>multi-channel plate</i>
SIGC	Semi-infinite Gaszelle engl. <i>semi-infinite gas cell</i>
SPIDER	Spektralphasen-Interferometrie für direkte Rekonstruktion des elektrischen Feldes engl. <i>spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction</i>
SPM	Selbstphasenmodulation engl. <i>self-phase modulation</i>
TH	dritte harmonische Strahlung engl. <i>third harmonic radiation</i>
UV	ultraviolett engl. <i>ultra violet</i>
XUV	extrem ultraviolett engl. <i>extreme ultra violet</i>

**Tabelle 1:** Abkürzungen.

## mathematische Symbole

$\beta$	Gruppenverzögerungsdispersion
$c$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
$e$	Elementarladung
$\mathcal{E}$	elektrisches Feld
$\epsilon_0$	Dielektrizitätskonstante des Vakuums
$f$	Fokallänge
$\gamma$	Keldysh-Parameter
$\gamma_{1111}^{(3)}$	Hyperpolarisierbarkeit dritter Ordnung
$I$	Intensität
$I_0$	Spitzenintensität
$I_p$	Ionsationspotential
$k$	Wellenzahl
$k_B$	Boltzmannkonstante
$L^{(4)}$	Lorentz-Lokalfeld Korrelationsfaktor
$l$	Länge des Mediums
$\lambda$	Wellenlänge
$m_e$	Elektronenmasse
$n$	Brechungsindex
$n_2$	nichtlinearer Brechungsindex
$\mathcal{N}_e$	freie Elektronendichte
$\mathcal{N}_{at}$	dichte der neutralen Atome
$\mathcal{N}_{krit}$	kritische Plasmadichte
$p$	Druck
$\mathcal{P}$	Polarisation
$P_{krit}$	kritische Leistung
$P_0$	Spitzenleistung
$\varphi$	Pulsphase
$r$	Koordinate senkrecht zur Propagationsrichtung
$\sigma$	Ionisationswirkungsgrad
$t$	Zeitkoordinate
$T$	Temperatur
$\tau_p$	Laserpulsdauer
$\mathcal{U}_p$	Ponderomotorische Energie
$\Theta$	Polarwinkel
$v_g$	Gruppengeschwindigkeit
$v_{ph}$	Phasengeschwindigkeit
$w$	Strahlradius
$\omega$	Kreisfrequenz

$\omega_p$	Plasmafrequenz
$\Delta\omega$	Momentanfrequenz
$\chi$	Suszeptibilität
$z$	Koordinate in Propagationsrichtung
$z_f$	Kollapsposition
$z_{rf}$	Position nichtlinearer Fokus
$z_R$	Rayleigh-Länge

**Tabelle 2:** Mathematische Symbole.



# Kapitel 1

## Einleitung

Seit der Erfindung des Lasers vor über 50 Jahren ist das Bestreben groß, die emittierte Energie in möglichst kurze Zeitintervalle zu konzentrieren und damit hohe Spitzenintensitäten möglich zu machen. Dabei sind ultrakurze Pulsdauern für viele experimentelle Anwendungen in der Biologie, der Chemie und der Physik von großer Bedeutung. Insbesondere erfordern Experimente wie die Untersuchung der Dynamik inner-atomarer Prozesse, Pulsdauern im Bereich von Attosekunden. Zur Erzeugung isolierter Attosekunden-Pulse werden Femtosekunden-Pulse mit hoher Intensität benötigt, mit nur wenige optische Zyklen des Feldes unter der Einhüllenden. So lassen sich durch die Erzeugung eines kontinuierlichen Spektrums im extrem ultravioletten (XUV, engl. *extreme ultra violet*) Spektralbereich aus diesem Attosekunden-Pulse isolieren [Hen01, Kra09]. Die effektive Erzeugung von intensiven Femtosekunden-Laserpulsen ist aus diesen Gründen weiterhin ein wichtiger Bestandteil der aktuellen Forschung.

Pulsdauern unter 5 fs können problemlos mit kommerziell erhältlichen Titan-Saphir-Oszillatoren erzeugt werden. Die dabei erzeugte Pulsenergie ist allerdings für die Erzeugung von XUV-Strahlung zu gering und deshalb eine nachträgliche Verstärkung der Pulse nötig. Die Mitte der 80er Jahre entwickelte CPA- (engl. *chirped-pulse amplification*) Technik [Str94] macht es möglich, die Spitzenleistung eines Pulses bis in den Bereich von Petawatt zu verstärken. Allerdings ist die Bandbreite der Pulsspektren aufgrund der begrenzten Gewinnbandbreite bei diesem Verfahren limitiert, so dass nur Pulsdauern im Bereich von 30 fs realisierbar sind. Die verstärkten Pulse müssen deshalb, um sich für die Erzeugung isolierter Attosekunden-Pulse zu eignen, in einem nächsten Schritt verkürzt werden.

Eine weit verbreitete Methode hierzu ist die Verwendung einer mit Edelgas gefüllten Hohlleiter [Nis97, San06, Tho09, Wag04]. In dieser lassen sich durch nichtlineare Prozesse, wie der Selbstphasenmodulation (SPM, engl. *self-phase modulation*), die

Pulsdauern auf nur wenige optische Zyklen verkürzen. Diese Aufbauten sind allerdings justage-kritisch und die Führung des Lichts in dem durch die Kapillare vorgegebenen Wellenleiter mit Verlusten behaftet. Eine noch relativ neue Methode zur Verkürzung der Pulsdauer verzichtet auf eine externe Wellenleitung und behilft sich des seit der 90er Jahre bekannten Effekts der Laser-Filamentation [Bra95]. Ein mit Femtosekunden-Pulsen erzeugtes Laser-Filament entsteht durch das Wechselspiel zwischen der durch den Kerr-Effekt hervorgerufenen Selbstfokussierung des Laserstrahls und der durch das entstehende Plasma resultierenden Defokussierung [Bra95, Bro97, Lan98]. Das Licht wird so in einem engen selbstgeführten Kanal über einen langen Bereich geführt. Innerhalb des Filaments werden hohe Intensitäten erreicht, und nichtlineare Effekte können über einen ausgedehnten Bereich auf die propagierenden Pulse wirken. Seitdem mit diesem Verfahren 43-fs-Pulse auf wenige optische Zyklen verkürzt werden konnten [Hau04], gewinnt es immer mehr an Bedeutung. Zu dem unkomplizierten Aufbau kommen vorteilhafte durch den Filamentationsprozess auf den propagierenden Puls verursachte Auswirkungen hinzu. Darunter fällt unter anderem die Verbesserung der Qualität des Strahlprofils [Hau04, Liu07b, Pra06], sowie die Beobachtung der Selbstkompression der Pulsdauer nach dem Filamentationsprozess [Sti06, Var10], welche dieses Verfahren attraktiv machen.

## 1.1 Motivation der vorliegenden Arbeit

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der detaillierten Untersuchung von Laserpulsen, die den Prozesses der Filamentation durchlaufen. Insbesondere ist das Ziel dieser Arbeit die systematische Untersuchung der spektralen als auch zeitlichen Entwicklung der Pulsstruktur entlang der Propagation im Filament, die bislang experimentell nicht explizit studiert werden konnte. Dabei können neue experimentelle Erkenntnisse dazu beitragen, die Richtigkeit der bisherigen theoretischen Modelle zu überprüfen bzw. diese zu verbessern.

Im zweiten Kapitel werden zunächst grundlegende physikalische Prozesse eingeführt, die zum Verständnis der Ausbildung eines selbstgeführten Lichtkanals beitragen. Es handelt sich dabei um nichtlineare Prozesse, wie die durch den Kerr-Effekt verursachte Selbstfokussierung und Bildung eines Plasmas aus freien Elektronen. Insbesondere wird aber auch die SPM eingeführt, die für die Bildung neuer Spektralkomponenten im Pulsspektrum verantwortlich ist. In einem weiteren Abschnitt werden Modelle vorgestellt, die versuchen das Phänomen der Filamentation theoretisch zu beschreiben. Es werden typische Auswirkungen auf den Puls beschrieben, die dieser durch die Propagation in einem Filament erfährt. Unter anderem handelt es sich dabei um die Selbstkompression, die eine Komprimierung der Pulsdauer ohne weitere



Dispersionsanpassung erlaubt. Des Weiteren wird die Auswirkung der Selbstführung auf das Strahlprofil des Laserpulses beschrieben. Dieses unterteilt sich in einen intensiven Kern spektral verbreiteter Strahlung, ein diesen Kern umgebendes Reservoir, und bei langen Filamenten kann sogenannte konische Emission im Strahlprofil identifiziert werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden einerseits Filamentpulse zur Erzeugung von hoher harmonischer Strahlung mit möglichst kleinen Wellenlängen benutzt, als auch die Erzeugung hoher harmonischer Strahlung zur Abfrage der lokalen Nichtlinearität im Filament verwendet. Deshalb werden im letzten Abschnitt theoretische Grundlagen der Erzeugung dieser hochfrequenten Strahlung eingeführt.

Im dritten Kapitel werden systematische Untersuchungen zur Pulspropagation innerhalb des Filamentationsprozesses durchgeführt. Dabei steht vor allem die Analyse der zeitlichen und spektralen Pulsstruktur nach und im Filament im Vordergrund. Der erste Abschnitt beinhaltet Ergebnisse zur Selbstkompression der Pulsdauer nach dem Filament. Im zweiten Abschnitt werden räumliche Untersuchungen des nach der Filamentation resultierenden Strahlprofils vorgestellt. Es wird die Anwendbarkeit von Pulsen durch die Erzeugung hoher harmonischer Strahlung nachgewiesen. Die Strahlung wird in einer Semi-infiniten Gaszelle (SIGC, engl. *semi-infinite gas cell*) in verschiedenen Edelgasen erzeugt. Die Eingangsparameter des Filaments werden auf die erzeugte XUV-Strahlung optimiert, um möglichst niedrige Wellenlängen kontinuierlicher Strahlung für Attosekunden-Pulse zu erreichen. Im vierten Abschnitt des dritten Kapitels wird die Entwicklung der spektralen Verbreiterung entlang der Propagation im Filament detailliert studiert. Dafür wird der Aufbau der SIGC für die Erzeugung eines Filaments umgebaut. Durch den nach der SIGC realisierten abrupten Übergang ins Vakuum können die auf den Puls wirkenden Nichtlinearitäten gestoppt und das Ende des Filaments erzwungen werden. Dies macht die Untersuchung der Pulse an definierten Längen im Filament möglich. In diesem Zusammenhang werden Simulationsergebnisse vorgestellt, die die spektrale als auch zeitliche Dynamik der Pulse entlang der Propagation beschreiben. Im vorletzten Abschnitt dieses Kapitels werden experimentelle Untersuchungen der zeitlichen Pulsstruktur vorgestellt. Die Ausbildung von Intensitätsspitzen im Filament ermöglicht dabei die direkte Erzeugung von hoher harmonischer Strahlung im geführten Lichtkanal. Die Messung dieser lokalen Nichtlinearitäten dient des Weiteren zur indirekten Analyse der Dynamik im Filament. Die Pulsdauer entlang der Propagation im Filament wird mit Hilfe von stereographisch laserinduzierter Ionisation (Stereo-ATI, engl. *above-threshold laser-induced ionization*) bestimmt.

Den Abschluss dieser Arbeit bilden Untersuchungen der im Filament erzeugten dritten harmonischen Strahlung. Die Auskopplung von Pulsen an definierten Positionen im Filament und die gleichzeitige Einführung eines Druckgradienten ermöglichen die verstärkte Erzeugung der Strahlung innerhalb eines gaußförmigen Profils.



# Kapitel 2

## Grundlagen

Dieses Kapitel fasst im folgenden die zum Verständnis der Propagation eines Pulses in einem Filament erforderlichen Grundlagen kurz zusammen. In Abschnitt 2.1 werden die wichtigsten am Filamentationsprozess beteiligten nichtlinearen Effekte wie unter anderem die Selbstfokussierung, die Selbstphasenmodulation und die Plasmaerzeugung eingeführt. Abschnitt 2.2 beschäftigt sich mit physikalischen Modellen zur Filamentation. Spezifische zeitliche und räumliche Effekte, die während der Propagation im Filament auf den Eingangspuls wirken, sind in Abschnitt 2.3 beschrieben. Abgeschlossen wird dieses Kapitel mit den Grundlagen zur Erzeugung hoher harmonischer Strahlung, die in dieser Arbeit als Anwendung und Charakterisierungsmethode der ultrakurzen Pulse aus dem Filament verwendet wird.

### 2.1 Nichtlineare Wechselwirkung von Licht und Materie

Bei der Wechselwirkung von hochenergetischen, ultrakurzen Laserpulsen mit Materie treten nichtlineare Effekte höherer Ordnung auf, die Einfluss auf das Spektrum sowie die zeitliche und räumliche Phase der Pulse haben. In diesem Abschnitt sollen einige spezielle Nichtlinearitäten eingeführt werden, die einen wesentlichen Auswirkung auf die Propagation der Pulse in einem Gasmedium haben und die Führung des Strahls in einem Filament ermöglichen.

### 2.1.1 Mathematische Beschreibung nichtlinearer Effekte

Betrachtet man einen Laserpuls in einem linearen Medium, so gilt für die Polarisation  $\mathcal{P}$ :

$$\mathcal{P}(\omega) = \epsilon_0 \chi(\omega) \mathcal{E}(\omega). \quad (2.1)$$

Sie hängt von der Dielektrizitätskonstante des Vakuums  $\epsilon_0$  und der elektrischen Feldstärke  $\mathcal{E}$  mit Kreisfrequenz  $\omega$  ab.  $\chi$  ist der Suszeptibilitätstensor und beinhaltet die elektrischen Materialeigenschaften. Für verlustfreie Medien ist der Brechungsindex  $n$  reell, und die Suszeptibilität kann im isotropen Medium in Abhängigkeit von  $n$  geschrieben werden als:

$$\chi(\omega) = n^2(\omega) - 1. \quad (2.2)$$

Werden intensive Laserpulse verwendet, so kann die Annahme der linearen Beziehung (2.1) zwischen Polarisation  $\mathcal{P}$  und Feldstärke  $\mathcal{E}$  nicht mehr aufrecht erhalten werden. Die Polarisation  $\mathcal{P} = \mathcal{P}(\mathcal{E})$  enthält dann auch höhere Ordnungen der elektrischen Feldstärke und kann geschrieben werden als:

$$\mathcal{P}(\mathcal{E}) = \epsilon_0 \chi(\mathcal{E}) \mathcal{E} = \epsilon_0 [\chi^{(1)} \mathcal{E} + \chi^{(2)} \mathcal{E}^2 + \chi^{(3)} \mathcal{E}^3 + \dots] \quad (2.3)$$

Dabei ist  $\chi^{(1)}$  die lineare Suszeptibilität und  $\chi^{(k)}$  ( $k > 1$ ) sind Terme der nichtlinearen Suszeptibilität  $k$ -ter Ordnung, die erst bei höheren Feldstärken signifikant werden. Die nichtlinearen Suszeptibilitäten sind mit verschiedenen nichtlinearen Prozessen verbunden. Zu der Suszeptibilität 2. Ordnung gehören Prozesse wie die Frequenzverdopplung, die Erzeugung von Summen- und Differenzfrequenz, der lineare elektro-optische Effekt und die optische Gleichrichtung [Eic90, Sak05]. Zu den Prozessen dritter Ordnung gehören unter anderem die Selbstphasenmodulation und die Selbstfokussierung [Alf06]. Diese spielen eine wesentliche Rolle bei der Filamentation und sollen in den nächsten Abschnitten näher diskutiert werden.

### 2.1.2 Kerr-Effekt

Wie im vorhergehenden Abschnitt bereits eingeführt, ist der lineare Brechungsindex  $n_0$  eines Mediums von der Frequenz des Lichtfeldes abhängig. Bei der Verwendung intensiver Laserpulse bekommt der Brechungsindex einen von der Intensität abhängigen Anteil:

$$n_{\text{Kerr}}(\vec{r}, t) = n_0 + n_2 I(\vec{r}, t) \quad (2.4)$$

wobei  $n_2$  der nichtlineare Brechungsindex und  $I(\vec{r}, t)$  die Intensität des Pulses sind. Es ist zu beachten, dass die Intensität sowohl eine örtliche als auch eine zeitliche Abhängigkeit besitzt. Dadurch ergeben sich räumliche und zeitabhängige Auswirkungen auf den Laserpuls, die dem Kerr-Effekt zugeordnet werden. Der Kerr-Effekt

Gas	Xenon	Krypton	Argon	Neon	Helium
$n_2$ [ $10^{-19}$ cm <sup>2</sup> /W]	11.15	4.03	1.74	0.14	0.036
$I_p$ [eV]	12.1298	13.9996	15.7596	21.5645	24.5874

**Tabelle 2.1:** Werte des nichtlinearen Brechungsindex  $n_2$  einzelner Edelgase bei Atmosphärendruck nach [Cou08] und deren Ionisationspotential  $I_p$ .

ist ein nichtlinearer Prozess dritter Ordnung und der nichtlineare Brechungsindex kann in Abhängigkeit des Suszeptibilitätstensors  $\chi^{(3)}$  geschrieben werden als:

$$n_2 \simeq \frac{3}{4n_0^2 c \epsilon_0} \chi^{(3)} \quad (2.5)$$

mit  $c$  der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Für gasförmige Medien ist es oft sinnvoll die Suszeptibilität 3. Ordnung durch die Hyperpolarisierbarkeit  $\gamma_{1111}^{(3)}$  dritter Ordnung auszudrücken [Leh85]:

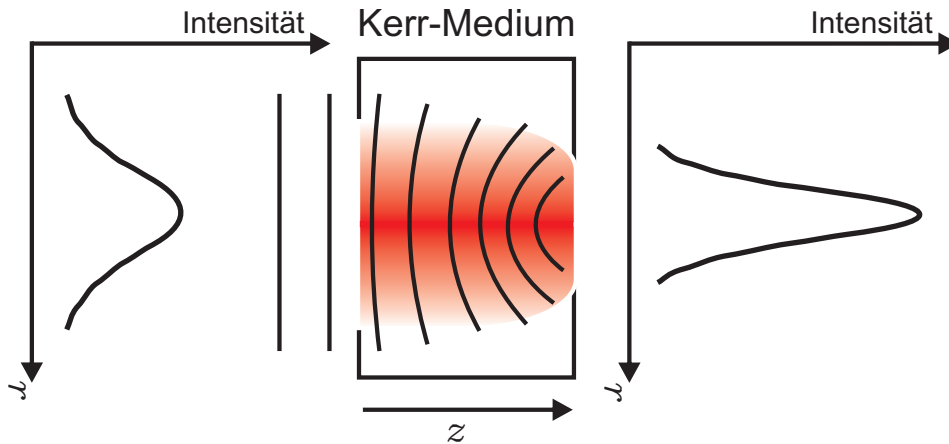
$$\chi^{(3)} = \frac{pL^{(4)}}{\epsilon_0 k_B T} \gamma_{1111}^{(3)}. \quad (2.6)$$

Dabei ist  $p$  der Druck,  $k_B$  die Boltzmannkonstante,  $T$  die Temperatur und  $L^{(4)}$  der Lorentz-Lokalfeld Korrelationsfaktor<sup>1</sup>. Um den nichtlinearen Brechungsindex verschiedener Edelgase zu ermitteln kann die Hyperpolarisierbarkeit dritter Ordnung experimentell bestimmt werden [Leh85].

Die Kenntnis des nichtlinearen Brechungsindex der verschiedenen Edelgase ist wichtig, da dieser eine Auswirkung auf die Stärke des im folgenden beschriebenen Effekts der Selbstfokussierung hat. Der Wert für  $n_2$  hängt dabei von der Wellenlänge des eingestrahnten Feldes ab [Bre10]. Für den Wellenlängenbereich um 800 nm variieren die in der Literatur angegebenen Größen allerdings deutlich. Zudem ist bei Verwendung von Gasen als Medium zusätzlich eine Druckabhängigkeit zu berücksichtigen [Bör10]. Aus diesen Gründen sind nichtlineare Brechungsindizes, die hier zugrunde gelegt werden bei Atmosphärendruck und Ionisationspotentiale  $I_p$  verschiedener Edelgase in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

**Selbstfokussierung** Betrachtet man die räumliche Auswirkung des Kerr-Effekts auf einen gaußförmigen Puls, so führt die Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex aufgrund der räumlichen Verteilung der Intensität zu einer Selbstfokussierung des Strahls. Aufgrund der hohen Intensität im Zentrum des Strahls und der damit verbundenen Erhöhung des Brechungsindex wird die Phasengeschwindigkeit der

<sup>1</sup>  $L^{(4)} \approx \frac{(n_1^2 + 2)^3 (n_3^2 + 2)}{81}$ ; Lorentz-Lokal-Feld Korrelationsfaktor mit  $n_1 = \frac{k_1 c}{\omega_1}$  und  $n_3 = \frac{k_3 c}{\omega_2}$ . Die Indizes beziehen sich auf die fundamentale und die dritte harmonische Strahlung.



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung der Selbstfokussierung eines Gaußstrahls im Kerr-Medium mit  $n_2 > 0$ . Durch den intensitätsabhängigen Brechungsindex wird am Ort hoher Intensität die Phasengeschwindigkeit der Wellenfronten reduziert. Dadurch krümmen sich die am Anfang ebenen Wellenfronten im Kerr-Medium zunehmend.

Wellenfronten in diesem Bereich reduziert. Die anfangs ebenen Phasenfronten krümmen sich mit zunehmender Propagationslänge im Kerr-Medium, siehe Abb. 2.1, welches die Wirkung einer fokussierenden Linse hat.

Dabei kann die Stärke der Kerr-Linse wie folgt berechnet werden [Hau05]:

$$f_{\text{Kerr}} = \frac{w^2}{4n_2 I_0 l}, \quad (2.7)$$

wobei  $w$  den Strahlradius,  $I_0$  die Spitzenintensität und  $l$  die Länge des Kerr-Mediums bezeichnen.

Bei Überschreitung der sogenannten kritischen Leistung  $P_{\text{krit}}$ , die für einen Laserstrahl im Dauerstrichbetrieb gegeben ist durch [Mar75]:

$$P_{\text{krit}} = \frac{3.77\pi c^2}{2n_0 n_2 \omega_0^2}, \quad (2.8)$$

mit der fundamentalen Kreisfrequenz  $\omega_0$ , kann ein Kollaps des Strahls nicht mehr durch die natürliche Beugung aufgehalten werden. Diese Leistung ist nicht abhängig vom Strahldurchmesser und gilt für ein gaußförmiges Strahlprofil. Für die Erzeugung eines Filaments werden im Experiment oft Pulse mit Pulsdauern im Bereich von 30 fs verwendet. Bei Anwendung von Gl. (2.8) auf diese kurzen Pulse muss die Dispersion des Mediums, sowie die Pulsdauer berücksichtigt und in Gl. (2.8) die Spitzenleistung  $P_0$  entsprechend modifiziert werden, siehe Abschnitt 3.5.1 [Che92, Lut94a].

Die Distanz  $z_f$ , nach der ein Gaußpuls kollabiert, kann in Abhängigkeit der Spit-

zenintensität  $I_0$  mit folgender Gleichung berechnet werden [Mar75]:

$$z_f = 0.367 \frac{z_R}{\sqrt{\left[ \left( \frac{P_0}{P_{\text{krit}}} \right)^{1/2} - 0.852 \right]^2 - 0.0219}}, \quad (2.9)$$

wobei  $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$  der Rayleigh-Länge mit  $\lambda$  der Wellenlänge und  $w_0$  dem Strahlradius bei  $1/e$  der Spitzenleistung  $P_0$ , entspricht. Es ist zu erwähnen, dass sich der Vorfaktor in Gl. (2.9) bei Abweichung des Strahlprofils von einem Gauß ändert. Die Selbstfokussierung des Strahls ist für die Ausbildung eines Filaments erforderlich. Damit das Filament an einem möglichst definierten Ort entsteht, wird bei den meisten experimentellen Anwendungen eine zusätzliche fokussierende Optik der Brennweite  $f$  verwendet. Die Position  $z_{rf}$  des sogenannten nichtlinearen Fokus hängt dann von der anfänglichen Krümmung der Wellenfronten und der Selbstfokussierlänge  $z_f$  ab:

$$\frac{1}{z_{rf}} = \frac{1}{z_f} + \frac{1}{f}. \quad (2.10)$$

Bei Verwendung einer fokussierenden Optik ist  $z_{rf} \leq f$  und somit tritt der nichtlineare Fokus bereits vor dem geometrischen Fokus der Fokussieroptik ein.

**Selbstphasenmodulation** Da bei der Selbstphasenmodulation (SPM, engl. *self phase modulation*) das nichtlineare Medium quasi-instantan auf den propagierenden Puls reagiert, führt die zeitliche Abhängigkeit der Intensität zu einer schnellen Änderung des Brechungsindex und damit zu einer Modulation der Pulsphase. Die selbstinduzierte Pulsphase  $\varphi$  steigt mit der Propagationslänge  $z$  an:

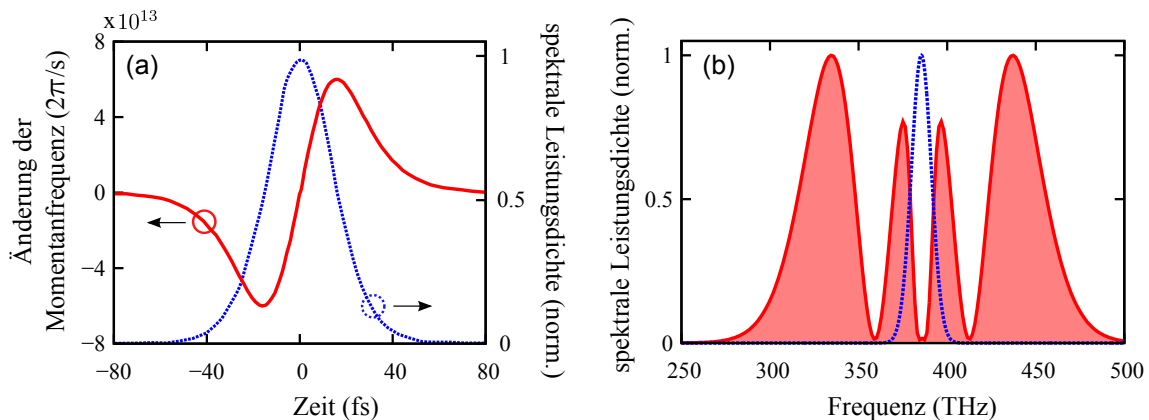
$$\varphi(z, t) = kz - \omega_0 t = \frac{\omega_0 n_{\text{Kerr}}(t) z}{c} - \omega_0 t \quad (2.11)$$

mit der Wellenzahl  $k = \frac{\omega_0 n}{c}$ .

Die Momentanfrequenz  $\omega(t)$  berechnet sich gemäß:

$$\omega(t) = -\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \omega_0 - \frac{\omega_0 n_2 z}{c} \frac{\partial I}{\partial t} \quad (2.12)$$

Daraus erkennt man, dass bei einem fourierlimitierten Puls die SPM in der Pulsfront ( $\frac{\partial I}{\partial t} > 0$ ) zur Erzeugung rotverschobener Spektralanteile und in der Pulsflanke ( $\frac{\partial I}{\partial t} < 0$ ) zur Erzeugung von blauverschobenen Spektralanteilen führt. Durch die Zeitabhängigkeit der Intensität werden neue Frequenzen erzeugt und das Spektrum symmetrisch verbreitert, während die zeitliche Pulsform erhalten bleibt. Die durch



**Abbildung 2.2:** In (a) ist die Änderung der Momentanfrequenz  $\omega(t)$  mit der Zeit (rot, durchgezogene Linie) und der Eingangspuls (blau, gestrichelte Linie) dargestellt. Abbildung (b) zeigt das Eingangsspektrum (blau) und das durch SPM verbreiterte Spektrum (rot, schattiert). Die Kurven stammen aus einer Simulation eines 40 fs langen sech-Pulses bei einer Zentralwellenlänge von  $\lambda = 780$  nm.

die SPM erreichte spektrale Verbreiterung in z.B. einem Filament ist ein wichtiger Effekt, der die Verkürzung der Pulsdauer hochenergetischer Laserpulse möglich macht. In Abbildung 2.2 wird die Auswirkung der Phasenänderung am Beispiel eines sech-Pulses mit einer Pulsdauer von 40 fs bei einer Zentralwellenlänge von 780 nm verdeutlicht.

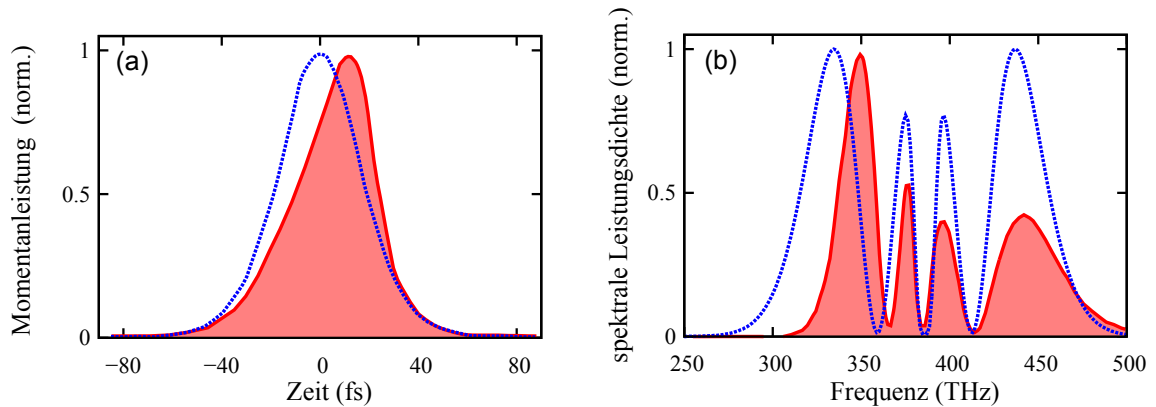
Das Spektrum wird dabei symmetrisch verbreitert, wobei die Modulation durch Interferenz der erzeugten Spektralanteile zustande kommt.

Bei den in dieser Arbeit verwendeten hohen Intensitäten ist die SPM in den meisten Gläsern bereits sehr stark. Eine gleichzeitig räumlich und zeitlich kontrollierte Auswirkung des Kerr-Effekts auf den Strahl ist deshalb schwierig. Die Verwendung von Edelgas als Medium hat im Gegensatz zu Festkörpern den Vorteil, dass es sehr hohe Intensitäten zulässt, ohne dass die zeitliche Struktur der Pulse aufgebrochen wird. Deshalb werden in den meisten Experimenten Filamente in Edelgasen erzeugt, in denen durch die Führung des Strahls eine kontrollierte spektrale Verbreiterung über einen ausgedehnten Propagationsbereich erfolgen kann.

### 2.1.3 *Self-Steepening*

Durch die Erhöhung des Brechungsindex bei hohen Intensitäten kommt es zusätzlich zu einer Verringerung der Gruppengeschwindigkeit  $v_g$ . Diese führt zu dem Effekt des sogenannten Selbst-Aufsteilung (engl. *Self-Steepening*) und äußert sich darin, dass Anteile des Pulses mit höherer Intensität denen mit niedrigerer Intensität zeitlich nachlaufen. Für einen ultrakurzen Puls bedeutet das, dass sich seine Flanken schnell-





**Abbildung 2.3:** In Abbildung (a) ist der Eingangspuls (blau, gestrichelt) und der in der hinteren Pulsfront aufgesteilte Puls (rot, schattierte Fläche) dargestellt. Abbildung (b) zeigt den Einfluss des *Self-Steepening* auf das Spektrum (rote, durchgezogene Linie) des in Abschnitt 2.1.2 simulierten sechs-Pulses. Zum Vergleich ist das durch reine SPM resultierende Spektrum (blau, gestrichelt) abgebildet.

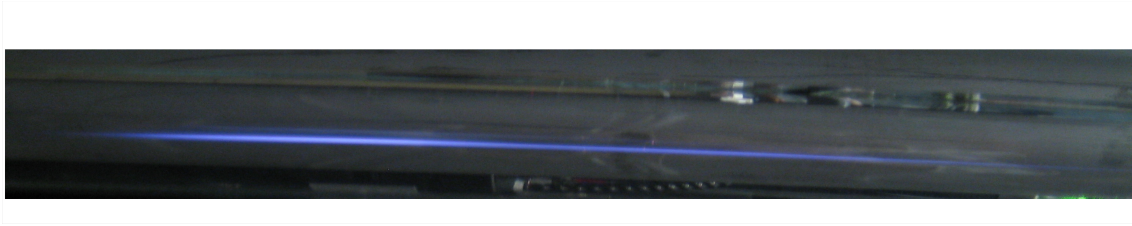
ler ausbreiten als die Pulsspitze, und deshalb diese von der hinteren Flanke eingeholt wird. In Abbildung 2.3(a) ist die durch die Selbst-Aufsteilung verursachte Asymmetrie im zeitlichen Pulsprofil dargestellt. Durch diese werden unterschiedliche zeitliche Phasen in der vorderen und hinteren Flanke des Pulses erzeugt. Dies bewirkt im Spektralbereich die Erzeugung zusätzlicher hochfrequenter Spektralanteile und findet so lange statt, bis der Einfluss der Dispersion auf die erzeugten Frequenzen so groß wird, dass der Puls zeitlich auseinander läuft [DeM67].

Im Gegensatz zur bereits erläuterten SPM ist die Verbreiterung des Spektrums asymmetrisch. Abbildung 2.3(b) zeigt die Auswirkungen des Self-Steepening auf die Verbreiterung des Spektrums.

### 2.1.4 Plasmaerzeugung

Die Erzeugung eines Plasmas und die damit verbundene Fluoreszenz im Gas ist ein wesentliches äußeres Erkennungsmerkmal eines Femtosekunden-Filaments. Die Farbe der Fluoreszenz hängt von der verwendeten Gassorte ab und ist im Fall von Xenon oder Argon bläulich, siehe Abb. 2.4. Die mit der Ionisation des Mediums verbundene Änderung des Brechungsindex ist ein entscheidender Faktor, der zur Ausbildung eines Filaments führt und wird deshalb im Folgenden beschrieben.

Je nach Intensität des eingestrahnten Laserfeldes kann die Entstehung eines Plasmas in zwei unterschiedlichen Regimen beschrieben werden. Ist die Stärke des Laserfeldes wesentlich kleiner als die Stärke der inner-atomaren Felder, so entstehen freie Elektronen durch Multiphotonenionisation (MPI, engl. *multiphoton ionizati-*



**Abbildung 2.4:** Foto eines etwa 30 cm langen Filaments in einer mit Xenon gefüllten Zelle bei einem Druck von 300 mbar.

on), wobei die zur Ionisation benötigte Energie durch die Absorption von mehreren Photonen erreicht wird. Es können aber auch mehr Photonen, als zum Erreichen der Ionisationsgrenze nötig wären absorbiert werden, wobei das Elektron in diesem Fall an zusätzlicher kinetischer Energie gewinnt. Dieser Fall wird als Ionisation über die Schwelle hinaus bezeichnet (ATI, engl. *above threshold ionisation*). Bei Intensitäten oberhalb von  $\approx 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> wird das Atompotential durch das starke elektrische Laserfeld deformiert und das Tunneln des Elektrons ist möglich. Zur Veranschaulichung sind alle drei Effekte in Abb. 2.5 schematisch dargestellt.

Die verschiedenen Regime werden durch den Keldysh-Parameter  $\gamma$  unterschieden. Dieser ist definiert als das Verhältnis der Laserfrequenz  $\omega_0$  zur Tunnelfrequenz  $\omega_{\text{tunnel}}$  und kann in Abhängigkeit des Ionisationspotentials  $I_p$  und der elektrischen Feldstärke des Lasers  $\mathcal{E}_0$  geschrieben werden als [Fer03]:

$$\gamma = \frac{\omega_0}{\omega_{\text{tunnel}}} = \sqrt{\frac{2I_p m_e \omega_0^2}{e^2 \mathcal{E}_0^2}}, \quad (2.13)$$

mit der Elementarladung  $e$  und der Elektronenmasse  $m_e$ . Im Regime  $\gamma \gg 1$  wird die Ionisation durch MPI erreicht, und im Regime  $\gamma \ll 1$  überwiegt die Tunnelwahrscheinlichkeit. Die bei der Ausbildung eines Filaments bei der Selbstfokussierung entstehenden Intensitäten, die im Bereich von  $10^{13}$  bis  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> liegen, siehe Abschnitt 2.3.3, bewirken die Bildung eines Plasmas durch MPI.

Die erzeugten freien Elektronen schwingen bei Abwesenheit des elektrischen Feldes mit der Plasmafrequenz  $\omega_p$ :

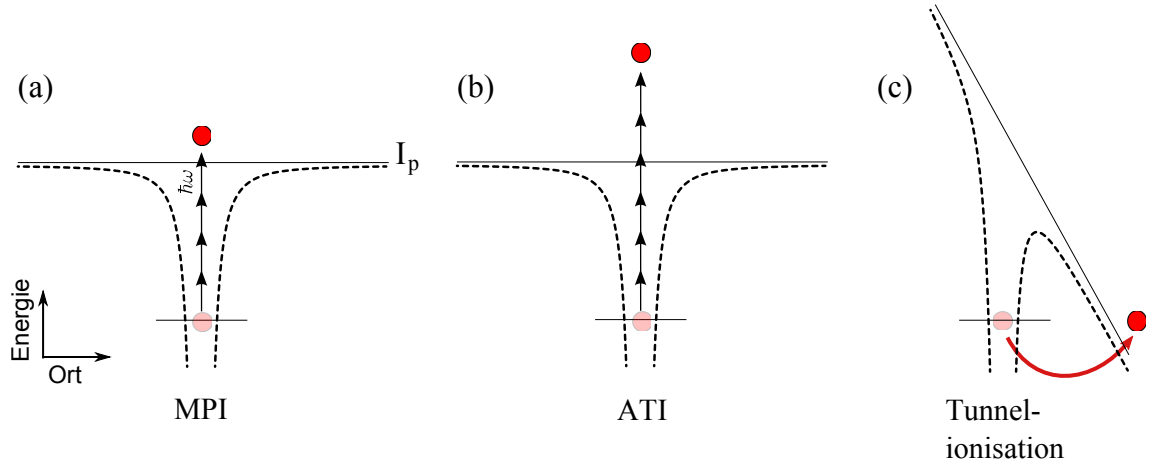
$$\omega_p^2 = \frac{e^2 \mathcal{N}_e}{m_e \epsilon_0} \quad (2.14)$$

mit der freien Elektronendichte  $\mathcal{N}_e(\vec{r}, t)$ , die durch die Ionisation verursacht wird. Für die Dispersionsrelation, die durch das Plasma verursacht wird, gilt:

$$\omega_0^2 = \omega_p^2 + c^2 k_p^2 \quad \text{mit} \quad k_p = \frac{\omega_0 n_p}{c} \quad (2.15)$$

und es ergibt sich für den Brechungsindex  $n_p$  der folgende Zusammenhang:

$$n_p(\vec{r}, t) = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}} \approx 1 - \frac{\omega_p^2(t)}{2\omega_0^2}. \quad (2.16)$$



**Abbildung 2.5:** Abbildung (a) zeigt die schematische Darstellung der Multiphotonenionisation (MPI), die bei  $\gamma \gg 1$  zur Bildung von freien Elektronen führt. In (b) ist die Ionisation über die Schwelle hinaus (ATI) durch Absorption weiterer Photonen dargestellt. Abbildung (c) zeigt die Tunnelionisation, die im Bereich  $\gamma \ll 1$  dominiert.

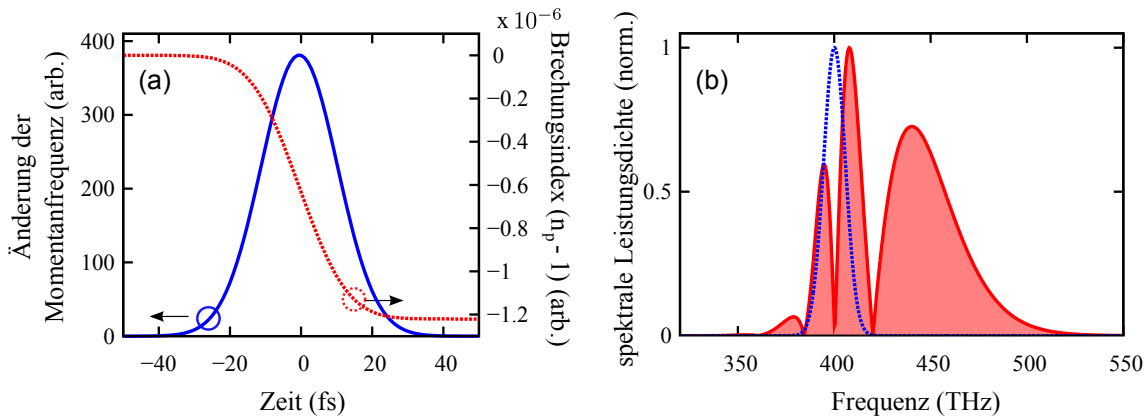
Dabei hängt  $\mathcal{N}_e$  und damit  $\omega_p$  stark von der Intensität des eingestrahnten Feldes ab. Im Fall von Argon sind 11 Photonen bei einer Laserwellenlänge von 800 nm nötig, um das Ionisationspotential  $I_p$  zu überwinden.

Die zeitabhängige Änderung des Brechungsindex hat einen Einfluss auf die Spektralkomponenten des Laserpulses. Für die durch das Plasma verursachte nichtlineare Phase gilt:

$$\varphi_p(t) = -\frac{e^2 N_e(t)}{2m_e \epsilon_0 \omega_0 c} z. \quad (2.17)$$

In Abbildung 2.6(a) ist die durch das Plasma verursachte Brechungsindex-Änderung und die resultierende zeitliche Änderung der Momentanfrequenz  $\Delta\omega = -\partial\varphi_p/\partial t$  für einen Gaußpuls ohne Berücksichtigung der Dispersion dargestellt. Die schnelle Erzeugung des Plasmas in der Pulsfront und die langsame Rekombination der Elektronen im Pikosekunden-Bereich verursachen den dargestellten Brechungsindex-Verlauf. Da die freie Elektronendichte mit der Propagation des Pulses im Medium ansteigt, nimmt der Brechungsindex  $n_p$  mit der Zeit ab. Aus der Bildung des Plasmas resultiert folglich die bevorzugte Erzeugung von Frequenzkomponenten auf der blauverschobenen (Anti-Stokes) Seite des Spektrums [Woo88]. In Abbildung 2.6(b) ist die durch das Plasma verursachte spektrale Verbreiterung ersichtlich. Zusammen mit der bereits erläuterten asymmetrischen Verbreiterung, die durch das *Self Steepening* hervorgerufen wird, bewirkt dies die charakteristische stark asymmetrische Verbreiterung in Richtung blauer Frequenzanteile während der Propagation des Pulses in einem Filament [Yan84].

Aufgrund der Intensitätsabhängigkeit der Elektronendichte ist die Absenkung des



**Abbildung 2.6:** Schematische Darstellung der durch das Plasma verursachten Änderung des Brechungsindex auf einen Gaußpuls ohne Berücksichtigung der Dispersion. In (a) ist die Änderung der Momentanfrequenz über der Zeit und (b) ist die resultierende spektrale Verbreiterung ersichtlich.

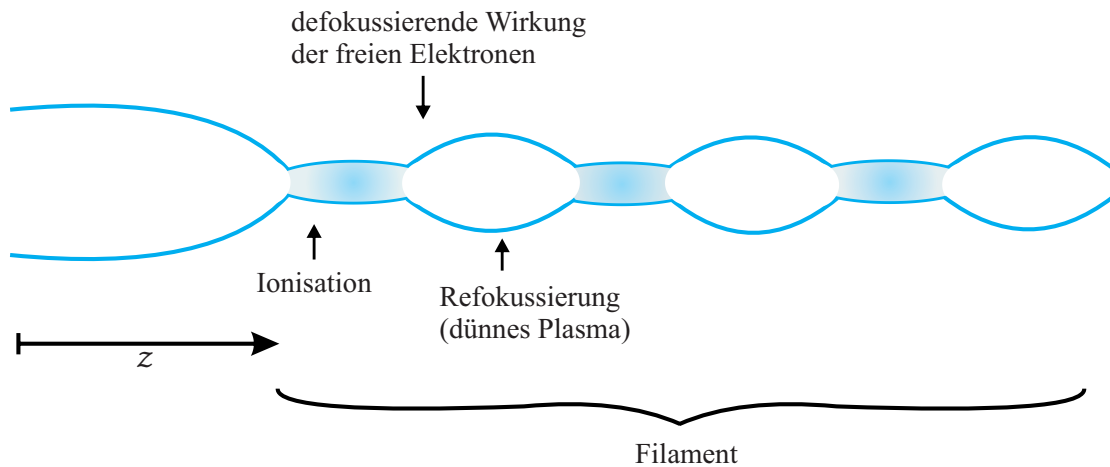
Brechungsindex im Zentrum des Strahls maximal. Diese räumliche Abhängigkeit hat die Wirkung einer Streulinse und führt damit zur Defokussierung des Laserstrahls. In Kombination mit der durch den Kerr-Effekt verursachten Selbstfokussierung kann sich ein selbstgeführter Kanal ausbilden. Die vorhandenen Modelle zur Ausbildung eines solchen Filaments sollen im Abschnitt 2.2 diskutiert werden. Da die Plasma-Gruppenverzögerungsdispersion aufgrund des abgesenkten Brechungsindex im sichtbaren Bereich negative Werte annimmt, besitzt im Gegensatz zu optischen Gläsern das Plasma eine negative Dispersion. So ermöglicht das durch die intensiven Pulse verursachte Plasma die Selbstkompression der Pulsdauer während der Filamentation [Sho03, Wag04], siehe auch Abschnitt 2.3.1.

## 2.2 Modelle zur Filamentbeschreibung

Um das Phänomen der Filamentation theoretisch beschreiben zu können, gibt es verschiedene Modelle, die jeweils durch unterschiedliche experimentelle Beobachtungen gestützt werden. Grundlage aller Modelle ist die bereits in Abschnitt 2.1 eingeführte selbstfokussierende Eigenschaft eines intensiven Laserstrahls im Medium.

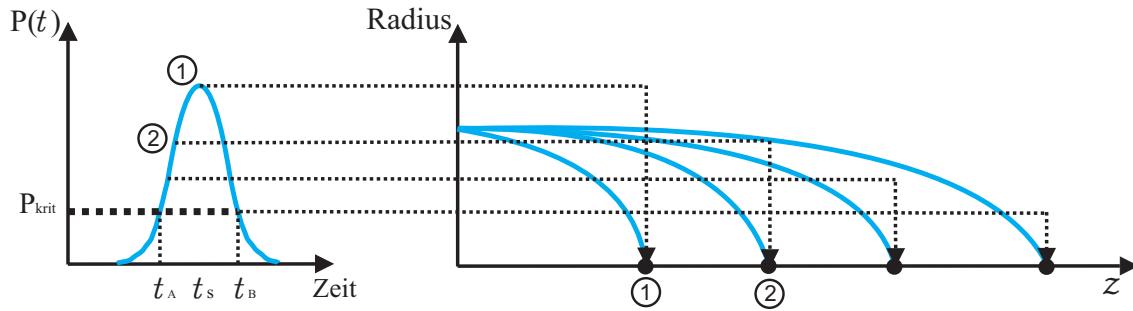
### 2.2.1 Modell der Selbstführung

Bei dem Modell der Selbstführung (engl. *self-guiding* oder *self-channeling*) wird angenommen, dass eine quasi-stabile Führung des Strahls in einem Filament hauptsächlich durch das Gleichgewicht zweier nichtlinearer Effekte erreicht wird.



**Abbildung 2.7:** Schematische Darstellung des Modells der Selbstführung. Das Filament wird durch eine dynamische Abfolge von fokussierenden- und defokussierenden Regionen gebildet.

Die durch den Kerr-Effekt verursachte Selbstfokussierung des Strahls konkurriert dabei mit der defokussierenden Wirkung des durch Ionisation erzeugten Plasmas. Wird ein Gleichgewicht zwischen beiden Effekten erreicht, so wird der Strahl in einem Kanal mit stabilem Durchmesser geführt. In Abbildung 2.7 ist das Prinzip dieses Modells schematisch dargestellt. Dabei wird angenommen, dass sich ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Fokussierung und Defokussierung einstellt, bis die Führung durch Verluste aufbricht. Das Filament erreicht dabei eine Länge, die einem Vielfachen der Rayleigh-Länge  $z_R$  entspricht. Dieses Modell wird von experimentellen Beobachtungen gestützt, bei denen Filamente von über 20 m Länge erzeugt wurden [Bra95], die Anwendung in der Meteorologie finden [Kas00, Roh10]. Die Selbstführung des Strahls resultiert, wenn die durch das Plasma verursachte Änderung des Brechungsindex und die Kerr-Nichtlinearität die gleiche Größenordnung haben. Da beide Effekte in unterschiedlicher Weise von der Intensität abhängen, ist diese der maßgebliche Parameter bei der Ausbildung eines Filaments. Das dynamische Gleichgewicht erzwingt eine Begrenzung der Intensität innerhalb des Filaments, siehe Abschnitt 2.3.3. Die Führung des Strahls im Filament wird beendet, sobald die benötigte Intensität zum Aufrechterhalten des Gleichgewichts nicht mehr vorhanden ist. Das Ende der Führung kann auf die dispersive Verbreiterung der Pulse, die Abstrahlung der Intensität in das Reservoir, das den Filamentkern umgibt, siehe Abschnitt 2.3.2, oder durch Plasma verursachte Absorptionsverluste bei der Propagation zurückgeführt werden [Nib97]. Durch die angeführten Nichtlinearitäten kann auch das in Experimenten beobachtete Strahlprofil erklärt werden, das aus einem Weißlichtkern besteht, der von einem Reservoir kaum verbreiteter Strahlung und farbigen Ringen umgeben ist, siehe Abschnitt 2.3.2.



**Abbildung 2.8:** Schema des *Moving Focus* Modells zur Erklärung der Ausbildung eines Filaments für einen ultrakurzen Puls. Im Bereich  $t_A$  bis  $t_B$ , in dem die Pulsleistung oberhalb der kritischen Leistung  $P_{\text{krit}}$  liegt, fokussieren die verschiedenen Zeitabschnitte auf verschiedene Punkte der Ausbreitungsrichtung  $z$ . Der Abschnitt mit der Spitzenintensität zur Zeit  $t_S$  definiert den Filamentanfang.

### 2.2.2 Modell des bewegten Fokus

Das *Moving Focus* Modell (deutsch: Modell des bewegten Fokus) [Bro97, Lug68, She84] ist eine alternative Beschreibung zu dem soeben eingeführten Modell der Selbstführung. Es wurde für Pulse mit nicht mehr als 10 optischen Zyklen unter der Einhüllenden, einer glatten Pulsform und einer Leistung, die im Bereich der kritischen Leistung liegt, eingeführt [Mar75].

In diesem Modell werden unterschiedliche Zeitabschnitte des Pulses, die verschiedene Intensitäten aufweisen, unabhängig voneinander auf verschiedene Punkte der Strahlachse fokussiert [Lan98]. Zur Veranschaulichung ist das Schema in Abb. 2.8 skizziert. Ein Zeitabschnitt des Pulses erfährt eine Selbstfokussierung, wenn er die kritische Leistung  $P_{\text{krit}}$  übersteigt. Die Abschnitte, deren Leistung unterhalb von  $P_{\text{krit}}$  liegt, werden zerstreut und bilden das das Filament umgebendes Reservoir. Bei diesem Modell werden die auf einander folgenden Fokuspositionen der einzelnen Leistungssegmente als Filament wahrgenommen, und es kommt deshalb zu keiner Ausbildung eines selbstgeführten Lichtkanals. Die Ausdehnung des Filaments wird durch die Beugung des Strahls begrenzt und entspricht im Gegensatz zum Modell der Selbstführung nur der Rayleigh-Länge. Das Filament endet für alle Pulsenergien an der gleichen Position, die der Brennweite  $f$  der fokussierenden Optik entspricht, und ist somit unabhängig von der Intensität. Der Anfang des Filaments ist definiert als die Stelle, an der der Abschnitt des Pulses mit maximaler Intensität seine nichtlineare Fokusposition besitzt. Durch Erhöhung der Strahlintensität wird der Anfangspunkt des Filaments, wie auch beim Modell der Selbstführung, in Richtung der Laserquelle verschoben.

Das *Moving Focus* Modell sagt voraus, dass sich nur ein kleiner Anteil der Energie im Filament befindet, da jeder Anteil des Eingangspulses jenseits seines Fokus aus

der Propagationsachse gebeugt wird [Bro97]. Zu erwähnen ist, dass in diesem Modell die durch die Propagation in einem Gas verursachten Plasma-Effekte nicht berücksichtigt werden. Das Modell setzt voraus, dass ein fokussierter Zeitabschnitt keinen Einfluss auf die nachfolgende Propagation der Zeitabschnitte eines Pulses hat. Setzt in der hinteren Pulsflanke die durch das Plasma verursachte Defokussierung ein, so kann dieses Modell nur auf die vordere Flanke des Pulses angewendet werden. Da die räumlich und zeitlich gekoppelte Dynamik der Pulse im Filament in diesem Modell nicht berücksichtigt wird, können viele experimentelle Beobachtungen mit diesem Modell nicht erklärt werden.

### 2.2.3 Modell der dynamischen räumlichen Wiederauffüllung

Das Modell der dynamischen räumlichen Wiederauffüllung (engl. *dynamic spatial replenishment*) [Mlé98] berücksichtigt die Selbstfokussierung, die Multiphotonenabsorption, die Gruppenverzögerungsdispersion (GDD) und die Erzeugung freier Elektronendichten. Durch Berücksichtigung der räumlichen Dynamik ist dieses Modell eine Erweiterung des *Moving Focus* Modells.

Das zeitliche Verhalten des Pulses während der Propagation im Filament wird folgendermaßen erklärt: Bei der Propagation in Luft wird zunächst aus der Pulsspitze ein geführter Kanal gebildet. Ein dort auftretender Energieverlust kann durch die nachlaufende Flanke dynamisch wieder aufgefüllt werden. Analog zu dieser zeitlichen Dynamik sind auch räumliche Effekte zu erwarten. So ist der Filamentkern von einem Reservoir umgeben. Dadurch, dass die Strahlung aus dem Reservoir in den Kern zurück fokussiert, wird die Propagation des Filaments über die Fokusslänge hinaus begründet.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass aufgrund der vielen unterschiedlichen nichtlinearen Prozesse, die bei der Ausbildung eines Filaments involviert sind, die Einigung auf ein einzelnes Modell schwierig ist. Die raum-zeitliche Struktur des Strahlprofils nach der Filamentation ist äußerst komplex und muss im Experiment genau analysiert werden. Es ist noch immer Bestandteil der Forschung, die Auswirkung der einzelnen beteiligten nichtlinearen Effekte auf die Propagation der Pulse im Filament zu untersuchen. So wird derzeit diskutiert, in wieweit Kerr-Nichtlinearitäten höherer Ordnung, die in dieser Arbeit nicht weiter ausgeführt werden, an der Führung des Strahls im Filament maßgeblich beteiligt sind [Kas09, Lor10]. Die vorgestellten Modelle sind auf bestimmte Teilaspekte des Phänomens der Filamentation begrenzt. Sie erklären zum Teil nicht die Selbstkompression des Strahls während der Filamentation, die bei einigen Experimenten auftritt und sind

zudem widersprüchlich zu den beobachteten hohen Effizienzen. Durch gezielte Studien der Eingangsparameter können experimentelle Untersuchungen die Beteiligung der Effekte eingrenzen und die Entwicklung der numerischen Modelle unterstützen. Diesbezüglich ist insbesondere eine Untersuchung der Pulseigenschaften direkt im Filament von hoher Wichtigkeit, welche durch die vorherrschenden hohen Intensitäten eine experimentelle Herausforderung darstellt.

## 2.3 Selbst-induzierte Effekte im Filament auf den propagierenden Puls

Durch die hohen Intensitäten, die bei der Führung des Strahls in einem Licht-Filament entstehen, treten durch die verschiedenen, in den Prozess einbezogenen Nichtlinearitäten selbst-induzierte Effekte auf. Die Propagation von Pulsen in einem Filament bringt aus diesen Gründen bemerkenswerte Eigenschaften in der Zeit- (Selbst-Kompression), Frequenz- (spektrale Verbreiterung) und Raum- (konische Emission, Strahlprofil-Verbesserung) Domäne mit sich, die es zu einer einzigartigen Quelle für weitere experimentelle Anwendungen machen.

In diesem Abschnitt sollen die wichtigsten Phänomene eingeführt werden. Diese finden sowohl in transparenten Flüssigkeiten als auch in Festkörpern statt, wobei das Augenmerk in dieser Arbeit auf die Filamentation in Gasen gerichtet ist.

### 2.3.1 Selbstkompression eines Pulses während der Propagation in einem Filament

Um die Pulsdauer von intensiven Femtosekunden-Laserpulsen zu verkürzen werden diese in der Regel in eine mit Edelgas gefüllte Kapillare fokussiert, in der durch SPM das Spektrum verbreitert wird. Zur Verkürzung der Pulsdauer muss im Anschluss an die Kapillare die Dispersion ausgeglichen werden. So können mit diesem Verfahren Pulse mit einer Pulsdauer unter 5 fs erzeugt werden.

Der Filamentationsprozess erlaubt die Reduzierung der Pulsdauer, ohne dass die Dispersion im Anschluss an den Prozess ausgeglichen werden muss. Dieses Verhalten wird als Selbstkompression bezeichnet. Dabei kann unter bestimmten Bedingungen die Eingangspulsdauer nach dem Filamentationsprozess signifikant reduziert werden. Verschiedene Prozesse im Filament konkurrieren miteinander und formen die zeitliche Struktur der Pulse [Mlé98]. Die Selbstkompression der Pulsdauer nach dem Filament verlangt deshalb eine sorgfältige Abstimmung der nichtlinearen Dynamiken in der Gaszelle [Sku06].



In Simulationen wurde gezeigt, dass entlang der Propagation im Filament bereits Pulse mit wenigen optischen Zyklen erzeugt werden können [Cou06]. Dieser Prozess wird durch mehrere Nichtlinearitäten, wie die Selbst-Aufteilung und die Ionisation gesteuert. Durch die Dynamik im Filament entstehen mehrere Refokussierungszyklen, in denen kurze Teilpulse erzeugt werden. Diese Refokussierungszyklen werden durch das Zusammenspiel von Kerr-Effekt und die Erzeugung von Plasma gesteuert. Die erzeugten zeitlichen Teilstrukturen und das Spektrum des Pulses ändern sich dabei während der Propagation im Filament, so dass es eine optimale Position im selbst geführtem Lichtkanal gibt, an der die Pulsdauer kurz ist [Kos08]. Die kürzesten Pulsdauern werden dabei nach einer durch das Plasma verursachten defokussierenden Phase erzeugt [Cou05]. Nach einer bestimmten Propagationslänge im Filament fällt die Intensität ab, und die Effekte auf den Puls werden schwächer. Daher behält der aus dem letzten Zyklus entstandene Puls seine spektrale Struktur über die weitere Propagationsstrecke bei [Che08].

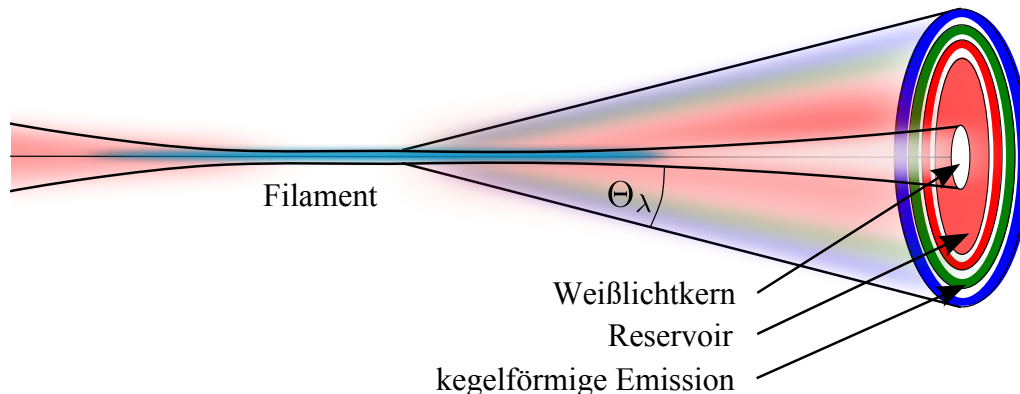
### 2.3.2 Reservoir, konische Emission und Selbstheilung des Strahlprofils

#### Reservoir

Das Filament besteht aus einem inneren Kern und wird von einem dynamischen Mantel, der auch als Reservoir bezeichnet wird, umgeben [Mlé98, Nib96]. Dieser trägt dabei den größten Anteil der Energie, und sein Durchmesser entspricht dem des Eingangsstrahls, wohingegen der des Kerns im Bereich von  $100 \mu\text{m}$  liegt [Bra95, Bro97, Nib96]. Nach dem Modell der dynamischen räumlichen Wiederauffüllung wird bei Strahlungsverlusten der innere Kern mit Energie aus dem Reservoir versorgt, so dass eine dynamische Wechselwirkung zwischen den beiden Bereichen besteht [Mlé98]. Wird der Energiefluss aus dem Reservoir unterbrochen, z.B. durch räumliche Filterung mit einer Blende, so endet die Selbstführung des Strahls und er propagiert ungeführt weiter [Liu02]. Es zeigt sich, dass durch die dynamische Wechselwirkung des Reservoirs mit dem Kern einerseits eine wellenlängenabhängige Emission verursacht und andererseits die Strahlqualität des inneren Kerns „gesäubert“, wird.

#### konische Emission

Die eben erwähnte wellenlängenabhängige Emission wird auch wegen ihrer räumlichen Verteilung im Strahlprofil als konische Emission (engl. *conical emission*) bezeichnet. Die schwach divergente konische Emission, die unter einem kleinen Winkel zur optischen Achse abgestrahlt wird, besteht aus Spektralanteilen, die



**Abbildung 2.9:** Effekt der konischen Emission bei Propagation von ultrakurzen Pulsen in einem Filament. Die auf der Stokes-Seite erzeugten Frequenzanteile werden unter verschiedenen Winkeln  $\Theta_\lambda$  von der optischen Achse abgestrahlt. Dabei wird mit ansteigendem Winkel die Wellenlänge kleiner.

im sichtbarem Bereich des Spektrums liegen [Nib96]. Die Emission ist wellenlängenabhängig, wobei sich die Beziehung zwischen Winkel und Wellenlängen entgegengesetzt der normalen Beugung verhält. Radial betrachtet bedeutet dies, dass die Wellenlänge über das Strahlprofil mit ansteigendem Winkel kleiner wird, siehe Abb. 2.9. Um dieses noch nicht gänzlich verstandene Phänomen der konischen Emission zu erklären, existieren verschiedene Interpretationsansätze [Cou07]. Unter anderem wird das Auftreten mit dem Čerenkov-Prozess begründet [Cer37, Cer58, Gol90, Nib96]. Dabei erzwingt die Bedingung  $\cos(\Theta_\lambda) = v_{ph}/v_g$  an den konischen Winkel  $\Theta_\lambda$ , wobei  $v_{ph}$  die Phasen- und  $v_g$  die Gruppengeschwindigkeit bezeichnen, dass die unterschiedlichen Spektralanteile unter verschiedenen Divergenzwinkeln abgestrahlt werden. Ein weiterer Ansatz macht die SPM für die Entstehung der konischen Emission verantwortlich. Da die Ionisationsinduzierte SPM nur eine Anti-Stokes-Verbreiterung bewirkt enthält die konische Emission keine Stokes-Anteile [Blo73, Kos97]. Des Weiteren gibt es Ansätze, die das Phänomen mit Vierwellenmischung [Lut94b, Thé08, Xin93] und X-Wellen [Con03, DT03, Fac06] beschreiben. Wegen der spektralen Breite und der Brillianz kann die konische Emission im Bereich der Meteorologie Anwendungen finden [Gol02].

### Selbstheilung des Strahlprofils

Durch die Selbstführung des Strahls in einem Filament tritt auch der Effekt der Heilung des Strahlprofils (engl. *self-cleaning*) auf. Diese Verbesserung bezieht sich allerdings nur auf den inneren Kern und ist mit Leistungsverlusten verbunden. Es wird eine drastische Verbesserung des zentralen Strahlprofils erreicht, indem es im Gegensatz zum Eingangsstrahlprofil die Form einer einzelnen Fundamentalmode an-

nimmt. Liegt eine Intensitätsstörung im Strahlprofil vor, so kann die Intensitätsverteilung im Strahlprofil als eine Überlagerung von verschiedenen räumlichen Moden höherer Ordnung mit der Fundamentalmode gesehen werden [Pra06]. Die Selbstfokussierung und damit Ausbildung eines geführten Lichtkanals glättet dabei nicht das Strahlprofil, sondern agiert als ein räumlicher Filter [Liu07a]. Es fokussiert die Fundamentalmode hoher Intensität auf die optische Achse und bildet damit das Filament, wobei Moden höherer Ordnung durch ihre geringe Intensität stark gebeugt werden. Die Selbstfokussierung ist dabei der dominierende nichtlineare Effekt. Durch ihre geringe Intensität werden die Moden höherer Ordnung in ihrer linearen Propagation weniger beeinflusst und nicht selbstfokussiert. Sie divergieren und machen einen Anteil der Reservoir-Energie aus. Die Verbesserung des Strahlprofils geht aus diesen Gründen bei Verwendung eines unsaubereren Eingangsprofils mit drastischen Verlusten einher. Es wurde gezeigt, dass diese Verbesserung der Strahlqualität eine anomale Wellenlängenabhängigkeit zeigt [Liu07a]. Dies bezieht sich dabei nur auf die erzeugten Stokes-Anteile im Spektrum und gilt nicht für die Anti-Stokes-Anteile. Ursache dafür ist die zeitliche Asymmetrie der Pulsstruktur, die bei der Propagation im Filament entsteht. Die Anti-Stokes Strahlung wird dabei vorwiegend in der hinteren Flanke des Pulses erzeugt. Dieser erfährt allerdings eine dynamische Wechselwirkung mit dem durch die vordere Flanke erzeugten Plasma, und folglich kommt es zu einer veränderten Selbstfokussierung. Demzufolge zeigt sich in diesem Bereich des Spektrums keine Verbesserung der Strahlqualität.

### 2.3.3 *Intensity Clamping*

Im Filament kann durch das notwendige Zusammenspiel von Kerr- und Plasma-Nichtlinearität nur eine begrenzte Intensität geführt werden. Die Kombination aus der durch das erzeugte Plasma verursachten Defokussierung und der natürlichen Beugung führt dazu, dass die Intensität des fokussierten Pulses auf einen Wert nahe der Ionisationsschwelle begrenzt wird [Bra95, Rae93]. Dieser Effekt wird auch als *Intensity Clamping* bezeichnet. So führt eine Erhöhung der Eingangsintensität nicht zwangsläufig zu einer Erhöhung der geführten Energie im Filamentkern.

Die Intensitätsgrenze kann durch einfache Annahmen abgeschätzt werden [Kas00]. Aus der Balance zwischen der Selbstfokussierung und der Defokussierung folgt [Bra95]:

$$|\Delta n_{\text{Kerr}}| \approx |\Delta n_p|. \quad (2.18)$$

Beide Brechungsindizes sind abhängig von der Laserintensität:

$$\Delta n_{\text{Kerr}} := n_2 I \approx \mathcal{N}_e(I)/2\mathcal{N}_{\text{krit}} =: \Delta n_p \quad \text{mit} \quad \mathcal{N}_e(I) \approx \sigma_K I^K \mathcal{N}_{\text{at}} \tau_p \quad (2.19)$$

mit der kritischen Plasmadichte  $\mathcal{N}_{\text{krit}} = \epsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$  wobei K die Anzahl der am Prozess beteiligten Photonen,  $\mathcal{N}_{\text{at}}$  die Dichte der neutralen Atome,  $\sigma_K$  den Ionisa-

tionswirkungsquerschnitt und  $\tau_p$  die Laserpulsdauer beschreiben. Die im Filament begrenzte Intensität lässt sich somit über folgende Gleichung abschätzen [Cou07]:

$$I \approx \left( \frac{2n_2 \mathcal{N}_{\text{krit}}}{\sigma_K \tau_p \mathcal{N}_{\text{at}}} \right)^{\frac{1}{K-1}}. \quad (2.20)$$

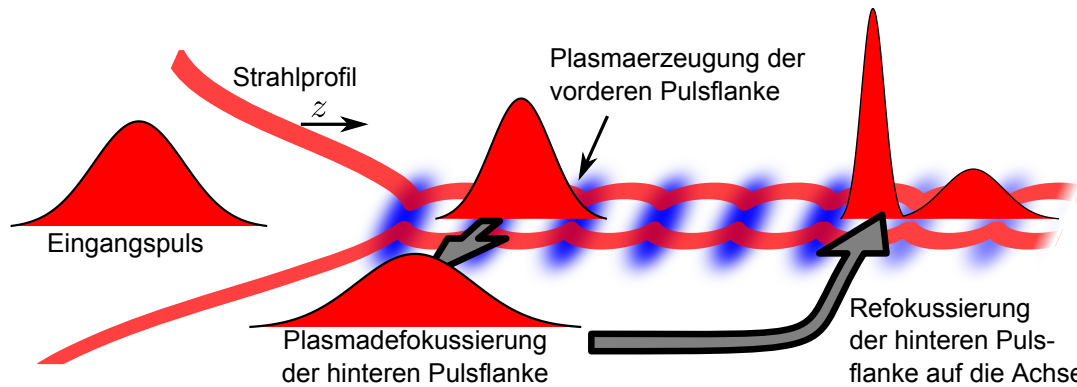
Mit den angenommenen Werten für Luft bei Raumtemperatur und Atmosphärendruck ( $K = 8$ ,  $\sigma_8 = 3.7 \times 10^{-96} \text{ cm}^{16}/(\text{W}^8\text{s})$ ,  $\mathcal{N}_{\text{at}} = 2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_2 = 3.2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$ ,  $\mathcal{N}_{\text{krit}} = 1.74 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ), führt dies zu einer begrenzten Intensität im Filamentkern von  $1.7 \times 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$  für einen 30-fs-Puls bei einer Zentralwellenlänge von 800 nm.

Aus der Literatur sind in Luft Werte für die *Clamping Intensity* im Bereich von  $5 \times 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$  bekannt [Bec01, Kas00, Liu02]. Da die nichtlinearen Effekte im Filament von der Spitzenintensität abhängig sind, wird diese maximale Intensität die mögliche spektrale Verbreiterung im Filament limitieren, die ab einer bestimmten Eingangsintensität einen konstanten Wert annimmt [Liu02]. Eine weitere Erhöhung der Eingangsintensität führt zur Aufspaltung des Strahls in Multifilamente. Anschaulich bedeutet dies, dass die überschüssige Pulsenergie in zusätzliche Plasma-Kanäle aufgeteilt wird.

### 2.3.4 Ausbildung von Intensitätsspitzen im Filament

Wie im vorherigen Abschnitt eingeführt wurde, ist die Intensität im Filament begrenzt. Dies ist allerdings nur im dynamischen Gleichgewicht der Fall. So kann es zur Ausbildung von Intensitätsspitzen kommen, wenn die hintere Pulsflanke, die zunächst durch die in der vorderen Pulsflanke erzeugten freien Elektronen defokussiert wird, eine Refokussierung auf die optische Achse erfährt [Gaa09]. Dieser radiale Energiefluss verursacht eine starke Störung der lokalen Intensitätsverteilung und überwiegt über die langsame Dynamik der zuvor erläuterten Begrenzung der Intensität und führt somit zu deren Überschreitung. Ein Modell, welches die raum-zeitliche Dynamik im Filament widerspiegelt, ist in Abb. 2.10 dargestellt. Die Pulsdauer der auf die optische Achse refokussierten Pulshinterflanke kann dabei im Bereich eines einzelnen optischen Zyklus liegen. Während der Propagation des Pulses im Filament finden mehrere dieser Defokussierungs- und Refokussierungszyklen statt, bevor das Filament nicht mehr aufrecht erhalten werden kann. Die in den Intensitätsspitzen erzeugten Pulse hoher Intensität bleiben dabei in einem limitierten Bereich von wenigen Zentimetern erhalten. Dieses Verhalten konnte durch ausführliche experimentelle Studien erstmals im Rahmen dieser Arbeit nachgewiesen werden, siehe Abschnitt 3.5.1.

Eine weitere Möglichkeit der Überschreitung der *Clamping Intensity* im Filament



**Abbildung 2.10:** Modell zur Beschreibung der Entstehung von Intensitätsspitzen im Filament. Entlang der Propagation im Filament wird durch die Wirkung des Plasmas die hintere Pulsflanke aus der optischen Achse defokussiert. Bei Erreichen von genügend Intensität wird diese wieder auf die optische Achse fokussiert und bildet einen Sub-Puls mit hoher Spitzenintensität

ist die Anwendung einer harten Fokussierung. Numerische Simulationen zeigen, dass die *Clamping Intensity* in einem Bereich von mehr als acht Rayleigh-Längen um bis zu zwei Größenordnungen überschritten wird [Kir10]. Die sehr hohe Krümmung der Eingangswellenfronten führt dabei zu einer völligen Ionisation des Mediums und vermindert die defokussierende Wirkung des Plasmas, die für die Begrenzung der Intensität im Filament verantwortlich ist.

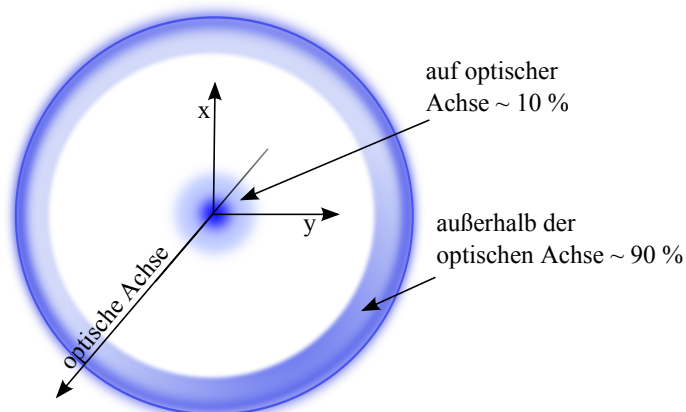
## 2.4 Frequenzerzeugung im Filament

Die im Filament über lange Strecken erzielten hohen Intensitäten führen dazu, dass auch höhere Suszeptibilitätsterme nicht mehr vernachlässigbar sind. Dies äußert sich unter anderem in der Erzeugung der dritten harmonischen, oder hoher harmonischer Strahlung etc..

In diesem Abschnitt sollen die Grundlagen, die zum Verständnis der Erzeugung der dritten harmonischen Ordnung und von hoher harmonischer Strahlung notwendig sind, eingeführt werden.

### 2.4.1 Erzeugung der dritten harmonischen Strahlung im Filament

In isotropen Medien wie in Gasen erlauben die Symmetrieeigenschaften des Suszeptibilitätstensors dritter Ordnung die Erzeugung der dritten harmonischen Polarisierung.



**Abbildung 2.11:** Räumliche Verteilung der in einem Filament erzeugten dritten harmonischen Strahlung. Ein geringer Anteil der Strahlung wird auf der optischen Achse erzeugt.

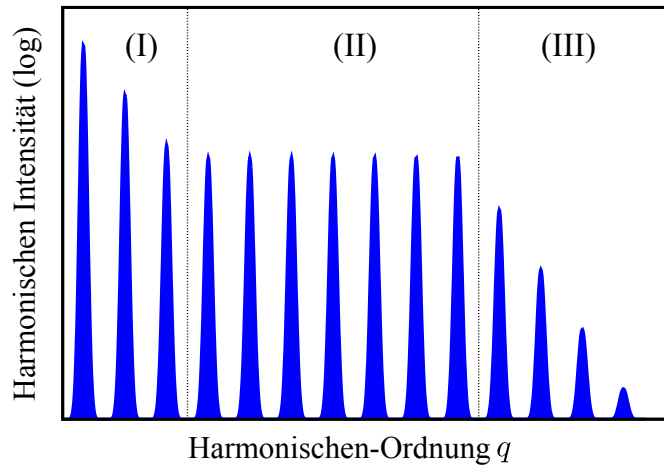
tion der fundamentalen Frequenz  $\omega_0$ . Die Polarisation zur Frequenzverdreifung ist dabei definiert als:

$$\mathcal{P}^{(3)}(3\omega) = \frac{\epsilon_0}{4} \chi^{(3)}(3\omega : \omega, \omega, \omega) \mathcal{E}(\omega) \mathcal{E}(\omega) \mathcal{E}(\omega). \quad (2.21)$$

Für eine effiziente Erzeugung der dritten harmonischen Strahlung (TH, engl. *third harmonic radiation*) müssen die Phasen der fundamentalen und der erzeugten Welle über eine beträchtliche Wechselwirkungslänge angepasst sein. Bei einer harten Fokussierung interferiert jedoch die Strahlung, die vor dem Fokus erzeugt wird, mit der Strahlung die nach dem geometrischen Fokus entsteht. Dies ist ein Resultat der Gouy-Phasen-Verschiebung, durch die die Energie der vor dem Fokus erzeugten TH wieder an die Pumpstrahlung zurückgegeben wird, so dass die Erzeugung der TH in Luft äußerst ineffizient wird. Bei hohen Intensitäten wird die Phasenanpassung durch nichtlineare Effekte beeinflusst [Akö01, Akö02a], und die TH effizient erzeugt [Akö02b]. Die im Filament erzeugte kohärente Welle bei  $3\omega_0$  ist mit der fundamentalen Frequenz durch Kreuz-Phasen-Modulation gekoppelt [Akö02b]. Dies bedeutet, dass der nichtlineare Brechungsindex der dritten harmonischen Ordnung durch das Feld der fundamentalen Frequenz beeinflusst wird und umgekehrt. Die genaue Beschreibung der Phasenanpassung und Berechnung der Effizienz der TH muss aufgrund der beitragenden Nichtlinearitäten ähnlich wie im Fall der Filamentation durch eine volle Simulation der nichtlinearen Propagation erfolgen. Nur ein kleiner Energieanteil in dem gebildetem UV-Filament wird dabei auf der optischen Achse erzeugt [Thé05], während sich 90 % der erzeugten Strahlung außerhalb der optischen Achse befinden, siehe die schematische Darstellung in Abb. 2.11. Dies liegt an den unterschiedlichen Phasenanpassungsbedingungen auf und außerhalb der optischen Achse.

Bislang war diese Strahlung durch die schlechte Effizienz auf der optischen Achse für weitere Anwendungen wenig brauchbar. Ein in dieser Arbeit entwickeltes Verfahren ermöglicht die Verstärkung der auf der optischen Achse generierten Strahlung, siehe Abschnitt 3.6.

**Abbildung 2.12:** Schematische Darstellung eines typischen Harmonischen-Spektrums, das mit einem starken Laserfeld  $\mathcal{E}$  erzeugt wurde. Region (I) beschreibt den störungstheoretischen, (II) den *Plateau*- und (III) den *Cutoff*-Bereich.

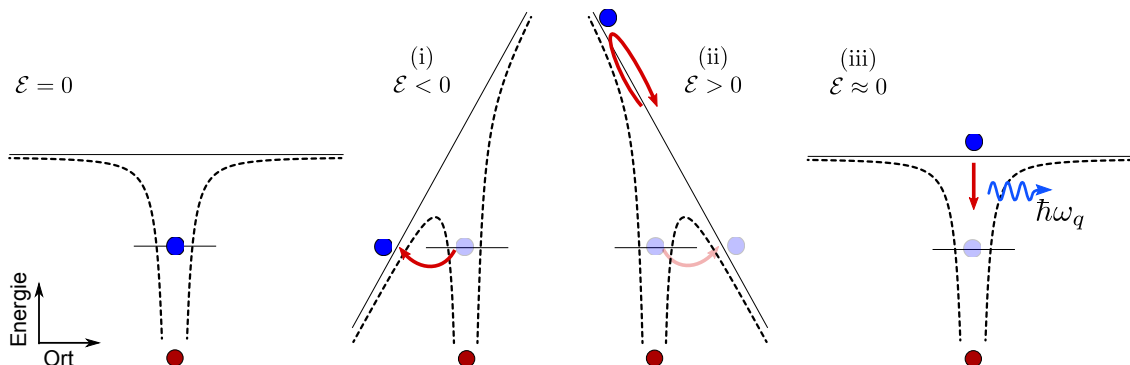


## 2.4.2 Erzeugung hoher harmonischer Strahlung

In diesem Abschnitt sollen die Grundlagen der Erzeugung hoher harmonischer Strahlung nur kurz angeführt werden. Detaillierte Studien der Erzeugung von hoher harmonischer Strahlung mit Pulsen aus dem Filament wurden bereits in [Ste11a] vorgestellt.

Die in Abschnitt 2.3.4 eingeführten Intensitätsspitzen, die während der Propagation im Filament entstehen, führen zur Überschreitung der Ionisationsschwelle und erlauben die Erzeugung hoher harmonischer Strahlung direkt im Filament. Hohe harmonische Strahlung besteht aus einem Frequenzkamm von Vielfachen der fundamentalen Frequenz, der auf einen breiten spektralen Bereich ausgedehnt ist. Ein typisches Spektrum der erzeugten hohen harmonischen Strahlung in einem Edelgas ist in Abb. 2.12 dargestellt. Es besteht aus ungeraden Ordnungen der Laserfrequenz und unterteilt sich in drei Bereiche. Der Bereich, in dem harmonische Strahlung niedriger Ordnung erzeugt wird, wird als störungstheoretischer Bereich bezeichnet. In diesem sinkt die Konversionseffizienz der Strahlung stark mit steigender Ordnung. Im sogenannten *Plateau*-Bereich bleibt die Konversionseffizienz relativ konstant, und im hoch energetischen *Cutoff*-Bereich weist diese wieder einen starken Abfall auf. Die Entstehung der Strahlung kann mit dem semiklassischen Modell von Corkum in drei Schritten, die sich jeden Halbzyklus des Laserfeldes wiederholen, erklärt werden [Cor93]. Dabei wird im ersten Schritt ein gebundenes Elektron durch ein starkes Laserfeld über Tunnelionisation in einen Kontinuumszustand angeregt. In dem starken Feld des Lasers wird das Elektron zunächst beschleunigt und bei Umkehrung des Feldes wieder zum Ursprung zurückgetrieben, wobei es im dritten Schritt unter Aussendung hoch energetischer Strahlung rekombinieren kann. Die drei Schritte sind schematisch in Abb. 2.13 dargestellt.

Die mittlere kinetische Energie, die das im Laserfeld beschleunigte Elektron erreicht,



**Abbildung 2.13:** Das Drei-Schritt-Modell nach Corkum. **(i)** Ein Elektron wird um das Maximum des elektrischen Feldes durch Tunnelionisation ins Kontinuum ionisiert. **(ii)** Das Elektron wird durch das Laserfeld im Kontinuum beschleunigt und zurück zum Kern getrieben. **(iii)** Das Elektron kann mit dem Ion unter Aussendung hochenergetischer Strahlung rekombinieren. Die gestrichelte Linie repräsentiert die Überlagerung des Coulomb-Potentials mit dem Laserfeld.

ist im zeitlichen Mittel über einen optischen Zyklus durch die ponderomotorische Energie  $\mathcal{U}_p$  gegeben:

$$\mathcal{U}_p = \frac{e^2 |\mathcal{E}|^2}{4m_e \omega_0^2}. \quad (2.22)$$

Diese ist entscheidend für die maximale Photonenenergie  $\mathcal{E}_{max}$ , die das Ende des *Cutoff*-Bereichs festlegt. Sie berechnet sich aus der ponderomotorischen Energie  $\mathcal{U}_p$  und dem Ionisationspotential  $I_p$ :

$$\mathcal{E}_{max} = 3.17\mathcal{U}_p + I_p. \quad (2.23)$$

Die Struktur des Spektrums im *Cutoff*-Bereich wird durch die Dauer der erzeugten Pulse beeinflusst. Werden Pulse mit nur wenigen optischen Zyklen unter der Pulseinhüllenden zur Erzeugung der Strahlung verwendet, so kann ein kontinuierliches Spektrum im extrem ultravioletten (XUV, engl. *extreme ultra violet*) Bereich entstehen, welches zur Erzeugung von Attosekunden-Pulsen genutzt werden kann.

Aus diesem Grund sollen in dieser Arbeit mittels der Filamentation möglichst kurze Pulse erzeugt werden, um einen hohen Energiebereich im XUV und ein kontinuierliches Spektrum zu erreichen. Im Rückschluss ist es durch diese Auswirkungen des elektrischen Feldverlaufs auf die hohe harmonische Strahlung auch möglich, aus den gemessenen XUV-Spektren Aussagen über die lokale Intensität der Pulsdauer im Filament zu treffen, so dass die hohe harmonische Strahlung zur Untersuchung des Filaments genutzt werden kann.



# Kapitel 3

## Untersuchung ultrakurzer Pulse aus einem Filament

In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten umfangreiche experimentelle Ergebnisse vorgestellt, die neuartige Einblicke in die Propagationsdynamik ultrakurzer Laserpulse in einem Filament ermöglichen.

Zu Beginn des Kapitels werden zunächst die mit Hilfe der Filamentation erreichten Kompressionsergebnisse sowie die Anwendung dieser Pulse zur Erzeugung hoher harmonischer Strahlung vorgestellt. Dabei beschäftigt sich Abschnitt 3.1 mit der Selbstkompression der Pulsdauer nach dem Filament, und in Abschnitt 3.2 werden Untersuchungen zur räumlichen Verteilung des Spektrums über das Strahlprofil vorgestellt. In Abschnitt 3.3 wird die Verwendbarkeit der Filament-Pulse durch Erzeugung hoher harmonischer Strahlung mit Photonenenergien von bis zu 124 eV nachgewiesen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde darüber hinaus eine neue Methode entwickelt, die eine direkte und einfache Verbindung von Filamentation und der Erzeugung hoher harmonischer Strahlung ermöglicht. Diese wird in Abschnitt 3.4 und 3.5 erstmals zur Untersuchung der nichtlinearen Dynamik während des Filamentationsprozesses genutzt und mit theoretischen Modellen verglichen. Des Weiteren kann die direkt im Filament erzeugte hohe harmonische Strahlung als lokale Nichtlinearität zur Untersuchung des Filaments verwendet werden. Stereographische laserinduzierte Ionisationsmessungen (Stereo-ATI) erlauben die Messung der Pulsdauer im Filament und die erstmalige experimentelle Identifizierung von Teilpulsen in der zeitlichen Pulsstruktur der im Filament propagierenden Pulse. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden die vorangegangenen Erfahrungen dazu verwendet, um effizient die dritte harmonische Strahlung (TH, engl. *third harmonic*) im Filament mit einem gaußförmigen Strahlprofil zu erzeugen.

## 3.1 Selbstkompression

Die ersten Messungen der Selbstkompression nach dem Filamentationsprozess wurden 2006 von Stibenz *et al.* vorgestellt [Sti06]. Dabei ist es gelungen, Verstärkerpulse mit einer Pulsdauer von 45 fs auf 7.8 fs direkt in einem Filament zu verkürzen ohne eine weitere Dispersionskompensation zu verwenden. Dabei tritt während der Filamentation eine negative Dispersion auf, die ausreicht um das Austrittsfenster der Gaszelle zu kompensieren und so etwaige dispersionskompensierende Spiegel überflüssig macht. Experimentell ist diese Eigenschaft von vielen Gruppen aber auch oft nicht beobachtet worden. So zeigte Valera *et al.* kürzlich [Var10], dass es zwei Bereiche für die Dispersion der Eingangspulse gibt, in denen Selbstkompression der Pulse erreicht werden kann, so dass die Beobachtung dieser von den Erzeugungsparametern abhängt. Es konnte durch die Wahl der richtigen Dispersionsparameter die Eingangspulsdauer von 240 fs um eine Größenordnung reduziert werden.

In diesem Abschnitt werden die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse der Selbstkompression in einem Filament vorgestellt [Sch09]. Bei bestimmten Parametereinstellungen der Eingangspulse konnte eine Reduzierung der Pulsdauer von 35 fs auf 8.2 fs erzielt werden. Die Energie der erzeugten kurzen Pulse nach der Selbstkompression betrug dabei 50 % der Eingangsenergie.

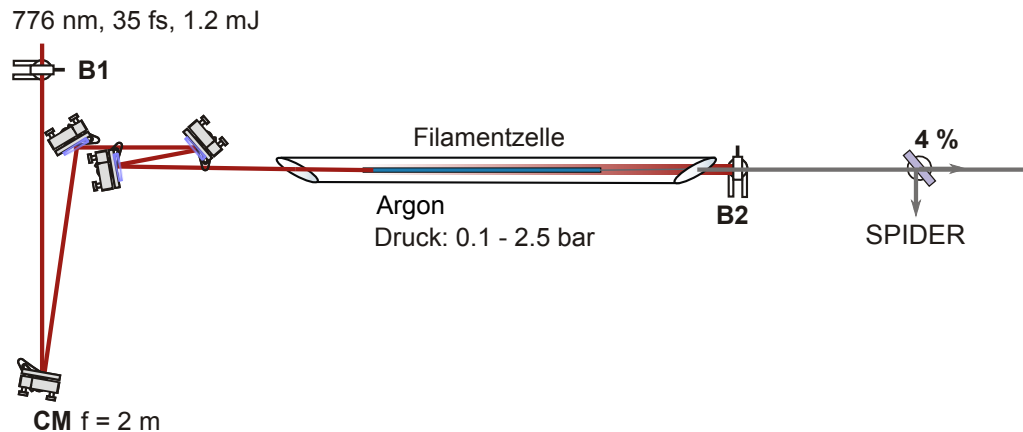
### 3.1.1 Experimenteller Aufbau

Um die Dauer der Pulse eines kommerziellen Verstärkersystems der Firma KMLabs<sup>1</sup> zu verkürzen, wurde in einer Gaszelle ein Filament erzeugt. Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 3.1 dargestellt. Das Verstärkersystem lieferte Pulse mit einer Pulsdauer von 35 fs bei einer Zentralwellenlänge von 776 nm und mit einer Pulsenergie von 1.2 mJ bei einer Pulswiederholrate von 3 kHz. Die Qualität des Strahlprofils wird durch den  $M^2$ -Faktor beschrieben und betrug ungefähr 1.3. Die Pulse wurden mit einem Silberspiegel (CM) mit einer Fokallänge  $f = 2$  m in eine mit Argon gefüllte Gaszelle fokussiert. Um ein einzelnes stabiles Filament zu erzeugen wurde das Strahlprofil mit Hilfe einer verstellbaren Kreisblende (B1), die sich direkt hinter dem Verstärkerausgang befand, eingeschränkt. Diese Kreisblende schneidet den äußeren Teil des Strahlprofils ab und bewirkt durch die geometrische Einschränkung optimierte Bedingungen für das Gleichgewicht zwischen der Selbstfokussierung und Ionisation. Durch die räumliche Filterung des Eingangsstrahls können Stabilität und Qualität des Filamentationsprozesses deutlich verbessert werden [Sti06].

Die 1 mm dünnen Fenster der Filamentzelle aus Quarzglas waren im Brewsterwinkel

---

<sup>1</sup>*Dragon<sup>TM</sup>*, Multipass-Titan-Saphir Verstärkersystem, KMLabs. Oszillator: MTS Mini Ti:Sapphire Laser, KMLabs.

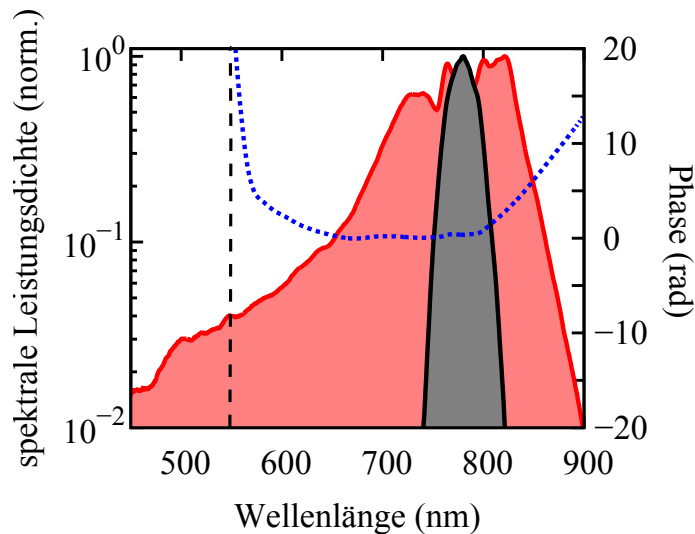


**Abbildung 3.1:** Schematischer Aufbau der Strecke zur Pulskompression in einem Filament. Der Strahl aus dem Verstärker wird in eine Zelle aus Glas fokussiert, in der Drücke im Bereich von 0 - 2.5 bar eingestellt werden können. Nach der Glaszelle wird ein Reflex von 4 % genutzt, um die Pulse im SPIDER-Aufbau zu charakterisieren. B1, B2: Kreisblende, CM: Fokussierspiegel.

zum Eingangsstrahl angeordnet, um größere Verluste an diesen zu vermeiden. Die Länge der Gaszelle betrug ungefähr 2 m, mit ausreichend Abstand des ca. 30 cm langen Filaments von den Fenstern, um nichtlineare Effekte im Material zu verhindern. Direkt nach der Filamentzelle wurde eine zweite Kreisblende positioniert, um das Reservoir (vergl. Abschnitt 2.3.2) aus dem Strahlprofil herauszufiltern. Im Anschluss an die Filamentationsstrecke wurden die Pulse mit dem SPIDER-Verfahren (engl. *spectral interferometry for direct electric field reconstruction*) charakterisiert [Iac98]. Dafür wurde lediglich ein 4 % Oberflächenreflex an einem Glassubstrat verwendet und das Strahlprofil am Eingang in den SPIDER-Aufbau mit einer Blende stark eingeschränkt. Dies erlaubte die Charakterisierung des Pulses im Zentrum des Strahlprofils.

### 3.1.2 Experimentelle Ergebnisse

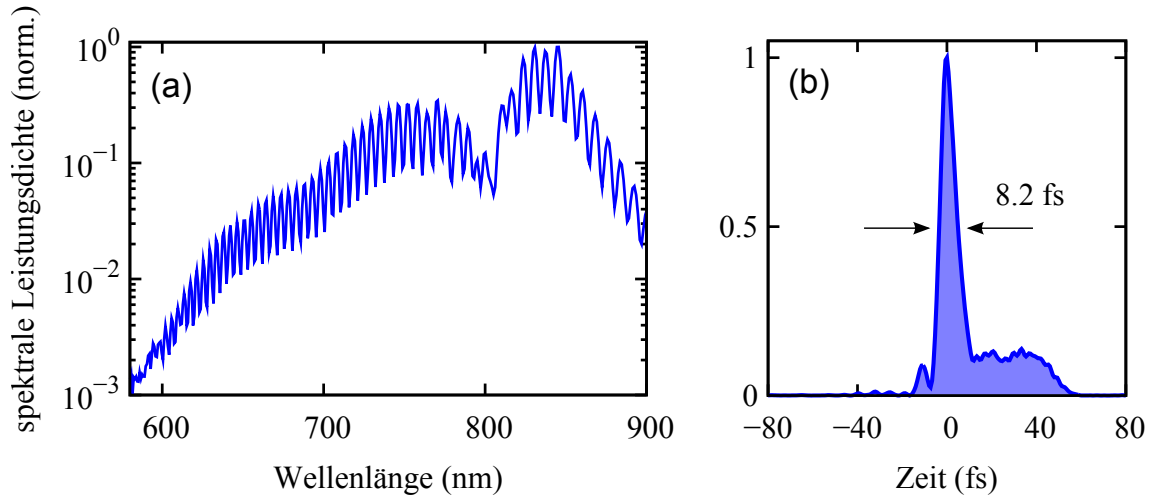
Mittels dieses Aufbaus konnte ein oktavbreites Spektrum mit einer fourierlimitierten Pulsdauer von 3.5 fs durch Filamentation erreicht werden. In Abb. 3.2 ist die spektrale Leistungsdichte des Ausgangspulses dargestellt. Der Durchmesser der Kreisblende (B1) wurde auf etwa 7 mm eingestellt, so dass die Energie nach der Kreisblende noch etwa 1 mJ betrug, entsprechend einer Spitzenintensität von  $P_0 = 28$  GW. Das Filament wurde in Argon bei einem Druck von 700 mbar erzeugt. In diesem Fall liegt die verwendete Spitzenintensität bei dem 5.7-fachen der kritischen Leistung, ab der der Selbstfokussierungs-Effekt relevant wird. Wird der Druck in der Filamentzelle weiter erhöht, so führt dies zu keiner weiteren spektralen Verbreiterung, sondern zu einem



**Abbildung 3.2:** Spektrum vor (grau, schattiert) und nach (rot, schattiert) dem Filamentationsprozess in 700 mbar Argon, und mit SPIDER gemessene spektrale Phase. Die gestrichelte Linie markiert die Wellenlänge, bis zu der die Phase der Pulse rekonstruiert werden konnte.

Aufbrechen des Strahls in mehrere Teilstrahlen, sogenannte Multifilamente [Ber04]. Verursacht wird dies durch zu hohe Nichtlinearitäten im dichteren Medium, die das Gleichgewicht zwischen den selbstfokussierenden und defokussierenden Effekten stören und die Führung des Strahls in einem einzelnen Filament verhindern. Mit einem SPIDER-Eigenbau [Rau10] wurde die Pulsdauer nach dem Filament im Zentrum des Strahlprofils gemessen. Es konnte eine flache Phase im Spektralbereich von 550 - 900 nm rekonstruiert werden, siehe Abb. 3.2. Durch die niedrige Intensität der spektralen Anteile unterhalb von 550 nm konnte kein SPIDER-Signal gemessen und die Phase in diesem Bereich nicht rekonstruiert werden. Auch durch die Verwendung eines Kristalls mit einer für den Wellenlängenbereich unterhalb von 550 nm optimierten Phasenanpassung konnte hier kein Signal gemessen werden. Dies führt dazu, dass nur eine obere Grenze für die Pulsdauer angegeben werden kann, wobei das Fourierlimit unter Berücksichtigung des gesamten Spektrums 3.5 fs beträgt. In Abbildung 3.3(a) ist das SPIDER-Interferogramm und in Abb. 3.3(b) die rekonstruierte Pulsstruktur dargestellt. Die Eingangspulsdauer konnte von 30 fs auf 8.2 fs nach dem Filament reduziert werden, wobei nur das Spektrum berücksichtigt wurde, in dem die Phase rekonstruiert werden konnte, siehe gestrichelte Linie in Abb. 3.2.

Es mussten keine Dispersion kompensierenden Elemente hinzugezogen werden, da die Pulsdauer durch den Filamentationsprozess selbst komprimiert wurde. Die über das gesamte Strahlprofil integrierte Pulsenergie nach der Filamentation, die sowohl den Weißlichtkern als auch das Reservoir einbezieht, weist kaum Verluste auf. Für

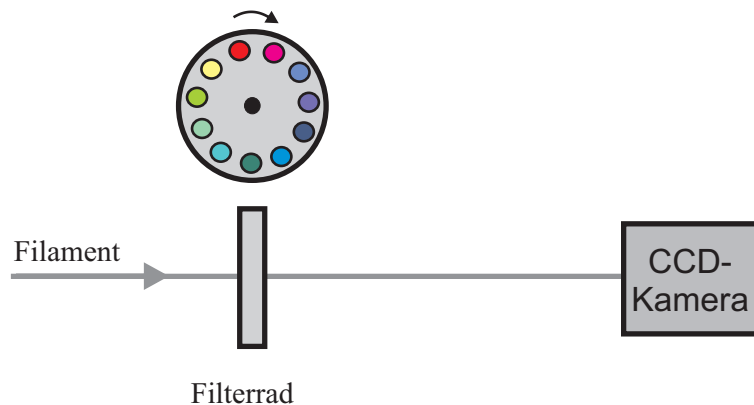


**Abbildung 3.3:** (a) Gemessenes SPIDER-Interferogramm, das auf den Spektralbereich des fundamentalen Spektrums, durch Subtraktion der Mischfrequenz im Frequenzraum, zurückgeschoben wurde. (b) Rekonstruierte zeitliche Pulsstruktur nach dem Filamentationsprozess.

experimentelle Anwendungen, wie die Erzeugung hoher harmonischer Strahlung, ist allerdings nur das oktavbreite Spektrum im Weißlichtkern nutzbar. Dieses kann durch die Anwendung einer Blende (B2) nach dem Filament von der unbrauchbaren Strahlung im Reservoir getrennt werden. Im vorliegenden Fall konnten 50 % der Eingangsleistung im Weißlichtkern gemessen werden. Um Näheres über die räumliche Verteilung des Spektrums entlang des Strahlprofils zu erfahren wird eine detaillierte Studie des Spektrums entlang des räumlichen Strahlprofils im nächsten Abschnitt vorgestellt. Der Einfluss der Eingangsdispersion auf die Dauer der Pulse nach dem Filament wird in Abschnitt 3.5.2 näher untersucht.

## 3.2 Räumliche Untersuchung des Strahlprofils

Durch die wechselseitige Kopplung von zeitlicher und räumlicher Dynamik bei der Propagation im Filament ist das räumliche Strahlprofil ein wichtiger Untersuchungsaspekt. Wie bereits erwähnt, ist für die Erzeugung stabiler Filamente ein gutes Strahlprofil hilfreich. Andererseits wurde in zahlreichen Arbeiten eine Säuberung des ursprünglichen Strahlprofils beobachtet [Liu07a, Pra06], siehe auch Abschnitt 2.3.2. Dieses Kriterium ist hinsichtlich weiterer Anwendungen von Vorteil. Allerdings besteht der Strahl nach der Filamentation aus einem Weißlichtkern, der die kurze Pulsdauer unterstützt, und einem umgebenden Reservoir, aus nicht von der SPM beeinflussten fundamentalen Strahlung. Zusätzlich werden oft Spektralanteile der konischen Emission, bei der verschiedene Wellenlängen unter unterschiedlichem Win-



**Abbildung 3.4:** Aufbau zur Messung der räumlichen Verteilung der spektralen Anteile im Strahlprofil nach der Filamentation. Das Strahlprofil wird nach Durchlaufen unterschiedlicher Bandpassfilter mit einer CCD-Kamera aufgenommen.

kel im Filament abgestrahlt werden, im äußeren Bereich um den Kern beobachtet, siehe Abschnitt 2.3.2.

Zair *et al.* zeigte, dass es im Zeitbereich zu einer Doppelpulsstruktur im äußeren Bereich des Strahlprofils nach der Filamentation kommt [Zai07]. Demzufolge ist es hinsichtlich weiterer Anwendungen der Pulse nach dem Filamentationsprozess wichtig, die spektrale Verteilung entlang des Profils zu kennen und entsprechend zu filtern.

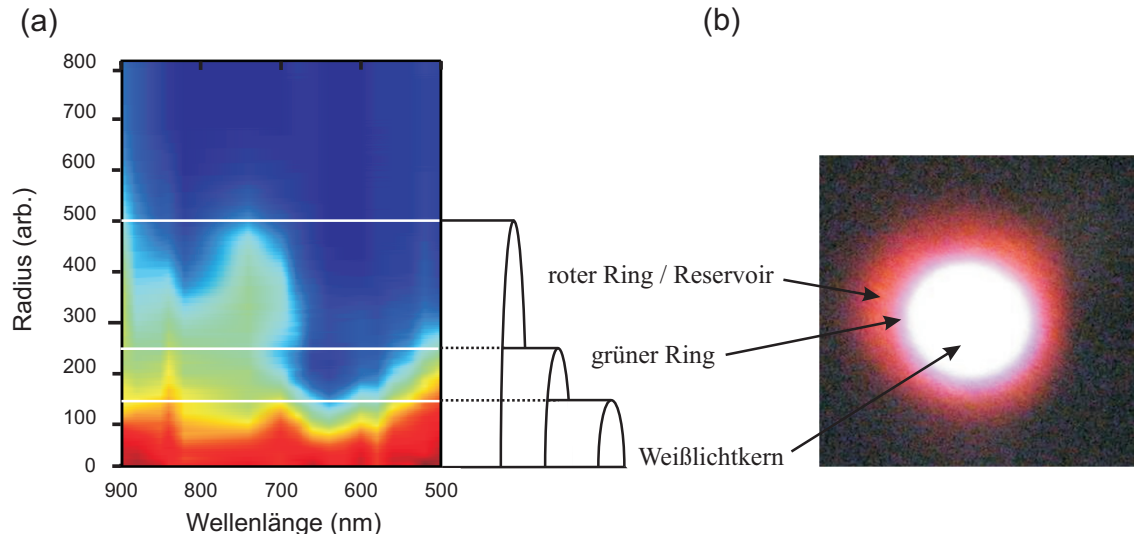
In diesem Abschnitt werden Messungen zur spektralen Verteilung entlang des Strahlprofils nach dem Filamentationsprozess vorgestellt [Sch09]. Es wird gezeigt, dass nur in einem begrenzten Bereich alle Spektralkomponenten vorhanden sind.

### Experimenteller Aufbau

Um die räumliche Verteilung der Wellenlängen entlang des Strahlprofils nach der Filamentation zu untersuchen, wurde das Profil verschiedener spektraler Bereiche getrennt von einander aufgenommen. Für die Messung wurde der in Abb. 3.4 dargestellte Aufbau verwendet. Der Strahl wurde nach der Filamentation mit einer CCD-Kamera nach Durchlaufen unterschiedlicher Bandpass-Filter aufgenommen. Es wurden Profile im Wellenlängenbereich von 500 - 900 nm gemessen, wobei die volle Halbwertsbreite der Filter jeweils im Bereich von 10 nm lag.

### Experimentelle Ergebnisse

Abbildung 3.5 zeigt die Position der verschiedenen spektralen Anteile entlang des Radius im Strahlprofil. Für die Aufnahme wurden in dem gezeigtem Spektralbereich 17 verschiedene Filter verwendet. Zu jeder Messung wurde eine Projektion der hori-



**Abbildung 3.5:** (a) Räumliche Verteilung der spektralen Anteile im Strahlprofil nach der Filamentation. Es ist die Wellenlänge gegen den Strahlradius aufgetragen. Die auf der z-Achse aufgetragene Intensität ist für jede Wellenlänge auf eins normiert und über der Wellenlängenachse geglättet. Schematisch dargestellt ist der Weißlichtkern und die diesen umgebenden Ringstrukturen. (b) Foto des Strahlprofils nach der Filamentation.

zontalen Achse erstellt und damit ein über der Wellenlängenachse geglättetes Profil erstellt, wobei die Intensität unabhängig für jede Projektion normiert wurde. Es ist ein deutlicher Kern in der Mitte des Profils zu erkennen, in dem alle spektralen Komponenten von 500 - 900 nm vertreten sind. Nur in diesem Bereich wird die kurze Pulsdauer von der Breite des Spektrums unterstützt. Dieser Weißlichtkern wird im äußeren Bereich von einem Reservoir mit nicht merklich verbreiteter fundamentaler Strahlung umgeben und einem Ring in dem die kurzwelligen Spektralanteile dominieren. Die häufig nach der Filamentation im Strahlprofil beobachtete konische Emission, die sich dadurch auszeichnet, dass die kürzeren Wellenlängen unter einem größeren Divergenzwinkel abgestrahlt werden, vergl. Abschnitt 2.3.2, konnte in dieser Messung nicht beobachtet werden. Einerseits könnte dies an der kurzen Propagationslänge des Filaments von etwa 30 cm liegen, denn die konische Emission wird dominanter bei deutlich längeren Filamenten. Andererseits könnte diese vom dominanten Reservoir überdeckt worden sein.

Im Weißlichtkern befindet sich etwa 50 % der Eingangsintensität. Für weitere Experimentelle Anwendungen, wie die Erzeugung von hoher harmonischer Strahlung der fundamentalen Wellenlänge, siehe Abschnitt 3.3, wird der Weißlichtkern für die Erzeugung von XUV-Spektren mit einer Kreisblende von der restlichen Strahlung getrennt.

### 3.3 Anwendung von Pulsen nach der Filamentation

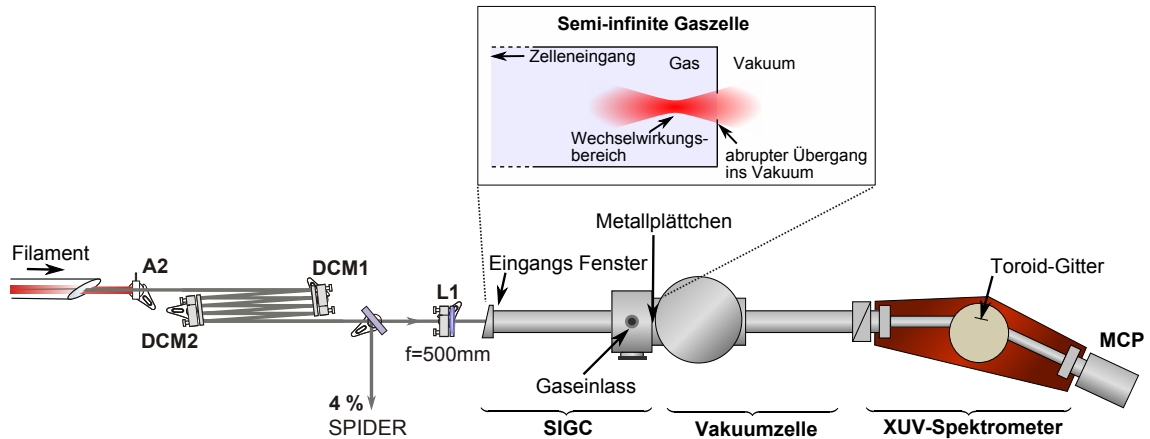
Die ersten experimentellen Ergebnisse zur Erzeugung hoher harmonischer Strahlung nach der Filamentation wurden 1998 von Lange *et al.* durchgeführt [Lan98]. Die Pulse nach der Filamentation hatten 0.3 mJ Pulsenergie und eine Pulsdauer von 70 fs. Mit diesen Pulsen konnte hohe harmonische Strahlung bis zur 15-ten Ordnung in Xenon in einer Gaszelle erzeugt werden. Zaïr *et al.* [Zai07] verkürzte 30-fs-Pulse nach dem ersten Filament auf 9.9 fs und nach einer weiteren Filamentationsstufe auf 4.9 fs, wobei die Energie nach der zweiten Stufe 70  $\mu$ J betrug. Es konnten hohe harmonische Strahlung bis zur 33-ten Ordnung in Argon gemessen werden. Dabei wurde eine geringe Verbreiterung einzelnen harmonischen Ordnungen beobachtet, bis hin zu einer leichten Überlappung der einzelnen Ordnungen. Wie bereits in [Ste09] gezeigt, können die verkürzten Pulse nach dem Filamentationsprozess dazu genutzt werden, um ein kontinuierliches XUV-Spektrum im *Cutoff*-Bereich zu erzeugen, welches der erste Schritt zur Erzeugung eines isolierten Attosekunden-Pulses ist.

In diesem Abschnitt wird die erzeugte hohe harmonische Strahlung mit Pulsen, die in einem Filament verkürzt wurden, vorgestellt. Es wird gezeigt, inwiefern die erzeugte XUV-Strahlung durch die Parameter, unter denen das Filament initiiert wird, beeinflusst wird. Darunter wird insbesondere die Abhängigkeit der Pulsdispersion auf die XUV-Spektren untersucht. Diese Erkenntnisse sind wichtig, da sie zum Verständnis der Untersuchungen beitragen, bei denen die hohe harmonische Strahlung zur indirekten Analyse der zeitlichen Dynamik im Filament genutzt wird (siehe Abschnitt 3.5.1).

#### 3.3.1 Experimenteller Aufbau

Zur Erzeugung hoher harmonischer Strahlung wurde der in Abschnitt 3.1 beschriebene Aufbau für das Filament beibehalten. Im Vergleich zu den Messungen, die im vorherigen Abschnitt präsentiert wurden, haben sich die Laserparameter verändert, so dass jetzt nach Einstellung des Durchmessers der Kreisblende (B1) auf einen Wert von 7.0 mm eine Energie von 0.85 mJ gemessen wird, die zur Erzeugung eines stabilen einzelnen Filaments in 450 mbar Argon führt. Eine zweite Kreisblende (B2) wird benötigt, um den Weißlichtkern vom geringfügig verbreiterten Reservoir und eventuell der durch konische Emission entstandenen Strahlung zu trennen, vergl. Abschnitt 2.3.2 und 3.2 [Liu07b]. Nur dieser Bereich ist zur Erzeugung hoher harmonischer Strahlung geeignet [Sku06]. Nach Passieren dieser Kreisblende (B2) mit einem Durchmesser von 3 mm verbleibt 0.3 mJ Pulsenergie zur Erzeugung der ho-





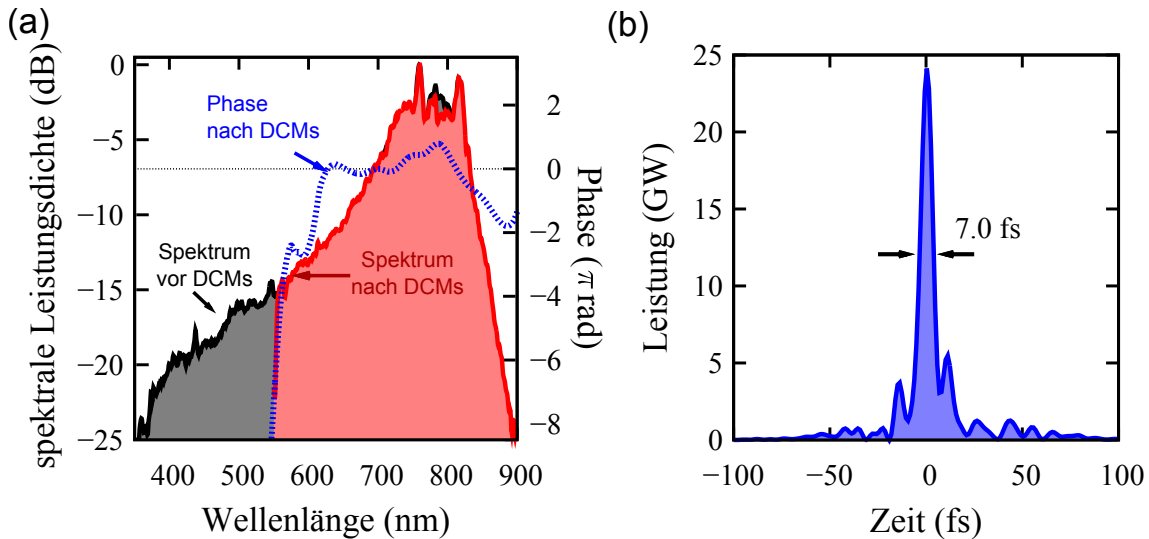
**Abbildung 3.6:** Schematischer Aufbau zur Erzeugung hoher Harmonischer nach Pulskompression im Filament. Die Einfügung zeigt das Schema der Semi-infiniten-Gaszelle (SIGC) in der die erzeugte hohe harmonische Strahlung einen abrupten Übergang ins Vakuum erfährt, das durch eine durch den Laser geschossene Lochblende realisiert wird. B2: Kreisblende, DCM1 und DCM2: dispersionskompensierende Spiegel, L1: fokussierende Linse.

hen harmonischen Strahlung. Die Pulse werden mit einer 4-mm dicken Quarzlinse mit einer Brennweite von 500 mm durch ein 2-mm dickes  $\text{CaF}_2$ -Fenster in eine Zelle fokussiert, die mit unterschiedlichen Edelgasen bei niedrigen Drücken befüllt werden kann. Die schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abb. 3.6 gezeigt. Um eine kurze Dauer der Pulse am Erzeugungsort der harmonischen Strahlung zu gewährleisten, wurde die Dispersion mit 8 Reflexionen auf dispersionskompensierenden Spiegeln<sup>2</sup> (DCMs, engl. *double-chirped mirror*) vorkompensiert [Kär01]. Die Spiegel erzeugen insgesamt eine negative GDD von ungefähr  $-560 \text{ fs}^2$ . Dabei beträgt die GDD des zu kompensierenden Materials von Fenstern und Linse insgesamt  $+260 \text{ fs}^2$ . Die restliche Dispersion ist in diesem Fall auf das Filament zurückzuführen. Die Dauer der Pulse wird mit SPIDER charakterisiert.

Die XUV-Strahlung wird in einer Semi-infiniten Gaszelle (SIGC, engl. *semi-infinite gas cell*) erzeugt [Pap01, Pea98]. Diese besteht aus einer Gaszelle mit einem Eingangsfenster und einem abrupten Übergang ins Vakuum. Das Eingangsfenster ist weit von dem durch den Fokus definierten Wechselwirkungsbereich entfernt. Der abrupte Übergang wird realisiert, indem eine Lochblende mit dem Laserstrahl in ein dünnes Metallplättchen geschossen wird.

In der SIGC befindet sich ein Edelgas, in dem die hohe harmonische Strahlung erzeugt wird. Im Anschluss an die SIGC propagiert der Laserstrahl weiter im Vakuum. Es werden Drücke von unter  $5 \times 10^{-4} \text{ mbar}$  in der Vakuumkammer erreicht, die nötig sind, um die erzeugte XUV-Strahlung nahezu absorptionsfrei in den Detektor

<sup>2</sup>VENTEON Laser Technologies, DCM-Spiegel, Typ DCM7, Designwellenlänge: 600 - 1200 nm



**Abbildung 3.7:** Charakterisierung der Pulsdauer nach der Filamentation. (a) Spektrum vor und nach den dispersionskompensierenden Spiegeln (DCM), sowie die zugehörige rekonstruierte spektrale Phase. (b) Rekonstruierte Pulsstruktur nach Filamentation und den DCMs.

propagieren zu lassen. Die erzeugte hohe harmonische Strahlung wird mit einem Monochromator<sup>3</sup> spektral aufgespalten und das Signal mit einer Mikrokanalplatte (MCP, engl. *multi-channel plate*) gemessen.

### 3.3.2 Experimentelle Ergebnisse

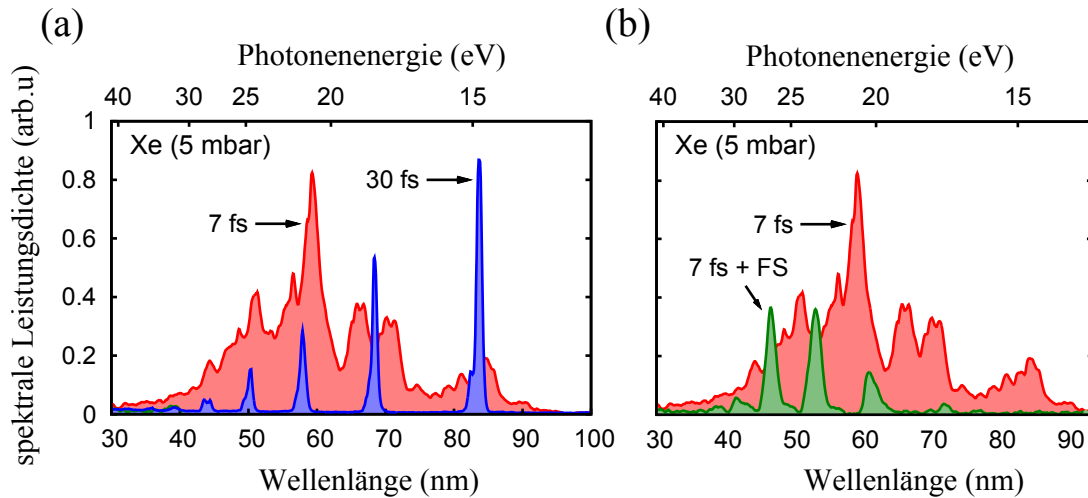
In Abb. 3.7(a) ist das Spektrum vor und nach den Reflexionen auf den DCMs, sowie die rekonstruierte Phase aus dem gemessenen SPIDER-Interferogramm nach den DCMs dargestellt. Die spektrale Bandbreite der Spiegel unterstützt nicht die volle Bandbreite des Spektrums nach der Filamentation, so dass das Spektrum unterhalb von 600 nm nicht für den Puls genutzt werden kann. Die rekonstruierte zeitliche Struktur der erzeugten 7-fs-Pulse ist in Abb. 3.7(b) dargestellt. Dabei haben diese kurzen Pulse eine Spitzenintensität von 25 GW.

Im Folgenden soll der Einfluss von unterschiedlichen Parametern auf die erzeugte hohe harmonische Strahlung studiert werden.

#### Einfluss der Pulsdauer

Bereits die Spitzenintensität der 7-fs-Pulse ist ausreichend, um verbreiterte Spektren der hohen harmonischen Strahlung in der SIGC zu beobachten. Abbildung 3.8(a)

<sup>3</sup>Horiba-Jobin-Yvon, Typ LHT 30, Gitter: 500 Linien/mm



**Abbildung 3.8:** XUV-Strahlung erzeugt in 5 mbar Xenon mit Pulsen unterschiedlicher Dauer. (a) Hohe harmonische Strahlung erzeugt mit 7-fs-Pulsen nach Filamentation in 450 mbar Argon und anschließender Pulskompression mit DCMs. Zum Vergleich ist XUV-Strahlung dargestellt, die mit 30-fs-Pulsen vergleichbarer Spitzenintensität erzeugt wurde. (b) Durch Hineinstellen von 6.35 mm Quarzglas (FS) in die Propagationsstrecke wurden die Pulse auf 80 fs gestreckt und harmonische Spektren gemessen. Zum Vergleich ist das bereits in (a) dargestellte XUV-Spektrum, das mit 7-fs-Pulsen erzeugt wurde, aufgetragen.

zeigt Spektren der XUV-Strahlung in 5 mbar Xenon, die mit Pulsen unterschiedlicher Dauer generiert wurden. Die mit den durch Filamentation auf 7 fs verkürzten Pulse erzeugte XUV-Strahlung zeigt eine deutlich verbreitete spektrale Struktur, die über die in [Zai07] beobachteten Verbreiterungen hinausgeht. Zum Vergleich sind Spektren dargestellt, die mit längeren Pulsen gemessen wurden. Dafür wurden 30-fs-Pulse direkt aus dem Verstärker verwendet. Es ist zu erkennen, dass die mit langen Pulsen erzeugten Spektren eine diskrete Struktur aufweisen. Die *Cutoff*-Energie ist in beiden Fällen nahezu gleich. Dies bedeutet, dass die Spitzenintensität der 30-fs wie auch der 7-fs-Pulse vergleichbar hoch ist. Dieses Verhalten kann durch die hohe Ionisation in Xenon wegen des niedrigen Ionisationspotentials begründet werden. Bereits in der vorderen Pulsflanke werden sehr viele freie Elektronen erzeugt und dadurch die Dichte der neutralen Xenonatome drastisch reduziert, bevor die maximale Intensität des Pulses erreicht wird, welche für die hochenergetischen Photonen verantwortlich ist.

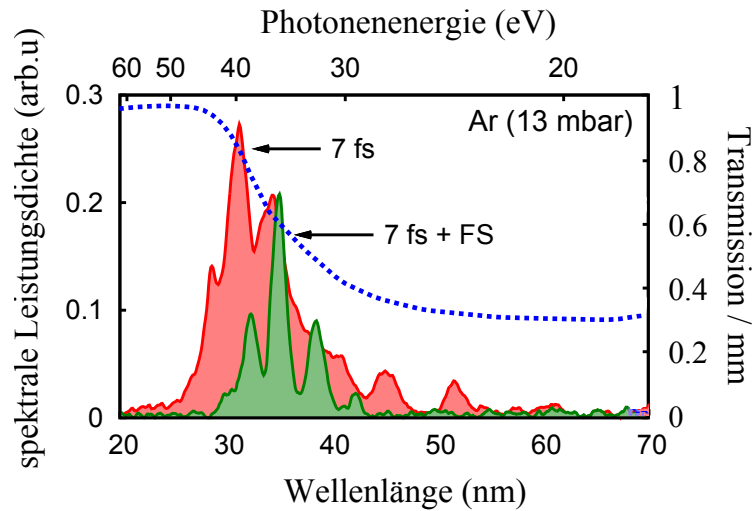
### **Einfluss der Dispersion**

Es wurde die Auswirkung von gestreckten Pulsen auf die XUV-Spektren untersucht, um festzustellen, inwieweit sich die Struktur dieser ändert. Dafür wurde ein 6.35 mm dickes Substrat aus Quarzglas in den Strahlengang gestellt und die Pulsdauer so auf über 80 fs erhöht, wobei die Spitzenintensität gleichzeitig um fast eine Größenordnung verringert wurde. Es ist zu erkennen, dass die Spektren harmonischer Strahlung im Vergleich zu der mit ungestreckten Pulsen erzeugten XUV-Strahlung rotverschoben sind, siehe Abb. 3.8(b). Die Spektren haben eine diskrete Struktur, die jedoch im Vergleich zu den mit 30-fs-Pulsen erzeugten XUV-Spektren noch immer geringfügig verbreitert ist. Beide Beobachtungen lassen sich auf die zeitliche Dispersion der Pulse zurückführen. Die Rotverschiebung der Spektren kann dadurch erklärt werden, dass die Pulse durch das Material eine positive Dispersion erfahren haben. Demzufolge laufen die blauen Frequenzkomponenten den roten hinterher. Dadurch, dass die Pulse noch immer genügend Energie besitzen, um Xenon vollständig zu ionisieren, wird die hohe harmonische Strahlung hauptsächlich von der vorderen Pulsflanke erzeugt, in der die momentane Zentralfrequenz rotverschoben ist. Die an den weiteren Positionen der Pulseinhüllenden erzeugte hohe harmonische Strahlung führt zu der Verbreiterung der gemessenen XUV-Spektren.

### **Einfluss verschiedener Edelgase**

Um Spektren mit hohen Photonenenergien zu erzeugen, wurden Edelgase mit einem höheren Ionisationspotential verwendet. In Abb. 3.9 sind die XUV-Spektren zu sehen, die in 13 mbar Argon erzeugt wurden. Zum Vergleich sind sowohl die erzeugte hohe harmonische Strahlung mit 7 fs, als auch die erzeugte hohe harmonische Strahlung, die mit gestreckten 80-fs-Pulsen erzeugt wurde, dargestellt. Es ist ein vergleichbares Verhalten der XUV-Spektren, wie schon in Xenon beobachtet, zu sehen. Die 7-fs-Pulse führen zu einem verbreitertem XUV-Spektrum, wobei die Spektren, die mit 80-fs-Pulsen erzeugt wurden, tiefere Modulationen der einzelnen harmonischen Ordnungen aufweisen. Die durch die positiv dispersiven Pulse bewirkte Rotverschiebung im XUV-Spektrum ist auch hier deutlich ersichtlicher. Durch das höhere Ionisationspotential von Argon werden im Vergleich zu Xenon höhere Photonenenergien erreicht. Die niedrige Intensität im Wellenlängenbereich über 40 nm lässt sich auf Absorptionsverluste zurückführen, die in Argon für diesen Spektralbereich hoch sind, siehe eingezeichnete Transmissionskurve in Abb. 3.9.

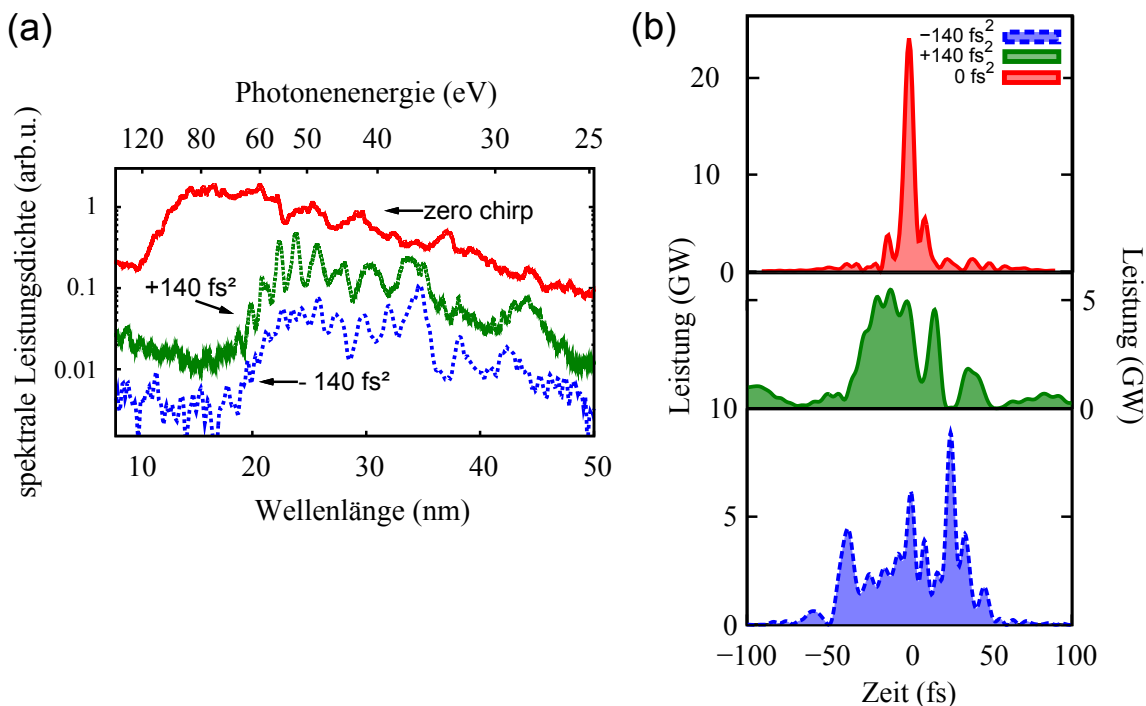
Um noch höhere Photonenenergien zu erreichen, wurde Neon als Erzeugungsmedium für hohe harmonische Strahlung genutzt. Das noch höhere Ionisationspotential von 21.57 eV in Neon lieferte die besten Ergebnisse bezüglich der *Cutoff*-Energie. In Helium, das mit 24.59 eV das höchste Ionisationspotential besitzt, sind noch hö-



**Abbildung 3.9:** Hohe harmonische Strahlung erzeugt in 13 mbar Argon mit 7-fs-Pulsen nach Filamentation in 450 mbar Argon. Durch Hineinstellen von 6.35 mm Quarzglas (FS) in die Propagationsstrecke wurden die Pulse auf 80 fs gestreckt und XUV-Spektren gemessen. Zudem ist die Transmissionskurve von Argon für eine Propagationsstrecke von einem Millimeter und einem Druck von 13 mbar dargestellt (blau, gestrichelt Linie).

herer Photonenergien zu erwarten, jedoch ist die Effizienz der Spektren durch die geringe Ionisationsdichte sehr klein. Abbildung 3.10(a) zeigt XUV-Spektren, die in 40 mbar Neon erzeugt wurden. Das Spektrum, das mit komprimierten 7-fs-Pulsen nach dem Filament erzeugt wurde, besitzt eine kontinuierliche spektrale Struktur im *Cutoff*-Bereich. Es wurden Wellenlängen von bis zu 10 nm erzeugt, welche einer Photonenergie von 124 eV entsprechen. Diese Photonenergien liegen weit über denen, die bis zu diesem Zeitpunkt mit Pulsen nach der Filamentation erzeugt wurden.

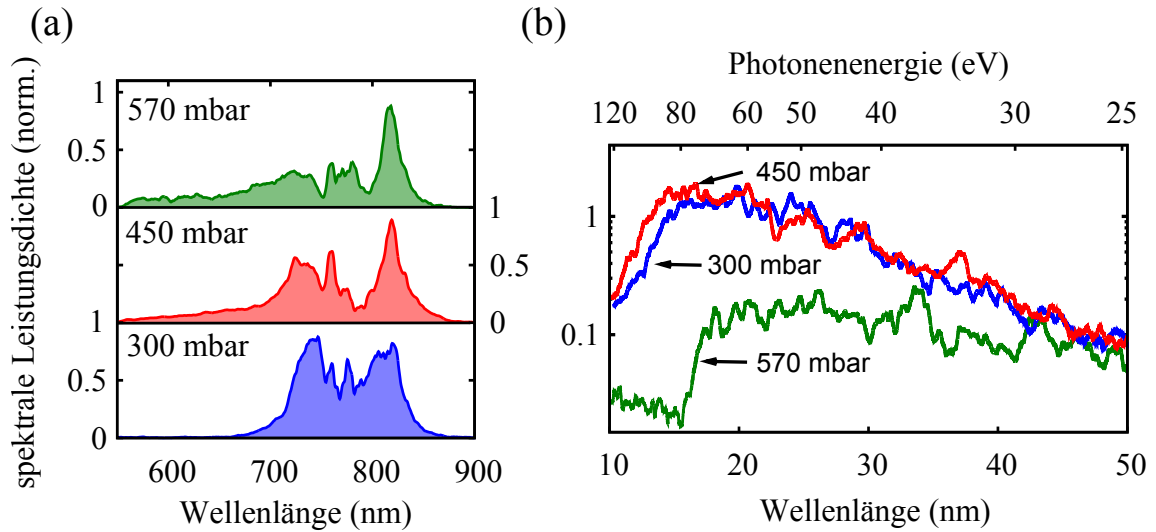
Durch die Änderung der Dispersionskompensation kann auch hier der Einfluss der Pulsdauer auf die Spektren demonstriert werden. Dabei wurden negativ dispersive Pulse durch Hinzunahme von zwei Reflexionen auf den DCM, was einer GDD von  $-140 \text{ fs}^2$  entspricht, erzeugt. Positiv dispersive Pulse wurden hingegen durch Reduktion von zwei Reflexionen auf den DCM, was einer GDD von  $+140 \text{ fs}^2$  entspricht, initiiert. Die auf die gemessene Phase der 7-fs-Pulse aufgeprägte Phase der Spiegel bewirkt eine Änderung der Pulsdauer. Im Fall negativer Dispersion wurde die Pulsdauer auf etwa 67 fs und im Fall positiver Dispersion auf etwa 49 fs erhöht. Die zeitlichen Profile der Pulse, die durch Aufprägen der jeweiligen Dispersion auf die Phase des gemessenen 7-fs-Pulses simuliert wurden, sind in Abb. 3.10(a) dargestellt. Es ist zu erkennen, dass durch die erhöhte Pulsdauer und die daraus resultierende reduzierte Spitzenintensität der *Cutoff*-Bereich der Spektren sichtlich zu niedrigeren Photonenergien verschoben wird. Zudem sind die Spektren wie zu erwarten stärker



**Abbildung 3.10:** Hohe harmonische Strahlung in Neon. (a) XUV-Strahlung erzeugt in 40 mbar Neon mit den in (b) beschriebenen Pulsen. In (b) sind zeitliche Profile der Pulse dargestellt, die zur Erzeugung der XUV-Spektren in (a) benutzt wurden. Auf die in Abb. 3.7 dargestellte Phase der gemessenen 7-fs-Pulse (rot, Oben), wurde die durch Änderung der Reflexionen an den DCMs verursachte positive (grün, Mitte) bzw. negative (blau, Unten) Dispersion vom Betrag  $140 \text{ fs}^2$  aufgeprägt und die resultierende zeitliche Pulsstruktur berechnet.

moduliert. Die mit positiv dispersiven Pulsen erzeugte XUV-Strahlung besitzt eine höhere Intensität als die, die mit negativ dispersiven Pulsen erzeugt wurde. Dieser Unterschied in der Photonenenergie lässt sich durch die Asymmetrie im Pulsspektrum erklären. Die Asymmetrie bewirkt ein unterschiedliches zeitliches Profil bei positiver bzw. negativer Dispersion und führt zu einer unterschiedlichen Erzeugung der hohen harmonischen Strahlung. Um negativ disperse Pulse zu erzeugen sind zusätzliche Reflexionen an den DCMs nötig, weshalb eine Teil der Verluste auf Reflexionsverluste zurückzuführen ist.

Aufgrund der bisherigen Beobachtungen kann bereits festgestellt werden, dass die hoch nichtlineare Erzeugung der XUV-Strahlung ein sehr empfindliches Maß für die im Fokus vorliegende Spitzenintensität und das zeitliche Pulsprofil darstellt. Im Weiteren sollen daher hohe harmonische Spektren bei Veränderung der Filamentationsparameter untersucht werden, um zu sehen, wie sich die dadurch verursachte Änderung der Dynamik im Filament auf die XUV-Spektren auswirkt.

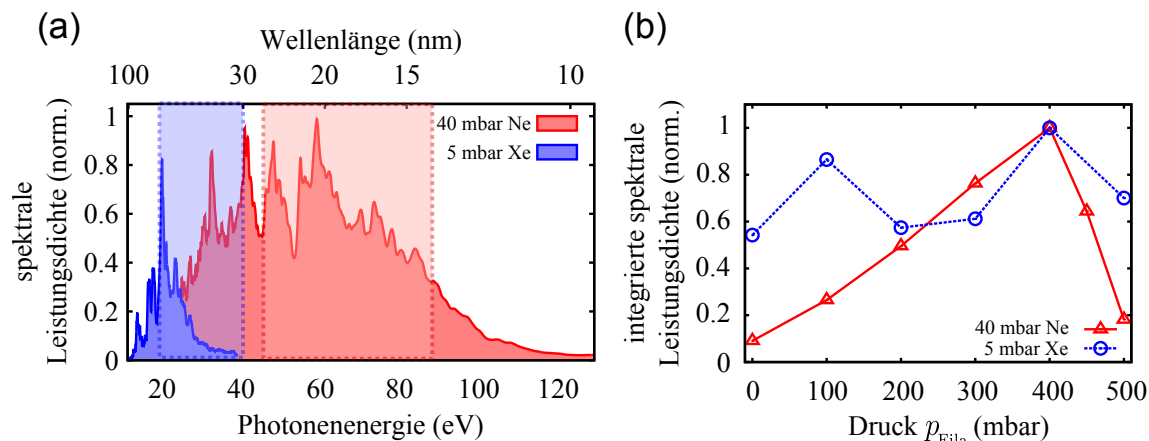


**Abbildung 3.11:** (a) Pulsspektren im Kern am Ende des Filaments für drei unterschiedliche Argondrücke in der Filamentzelle. (b) Zugehörige hohe harmonische Strahlung erzeugt in 40 mbar Neon nach Filamentation in 300 mbar, 450 mbar und 570 mbar in Argon.

### Einfluss des Drucks in der Filamentzelle

Der Einfluss des Drucks in der Filamentzelle auf die hohe harmonische Strahlung wurde für drei verschiedene Argondrücke untersucht. Zu dem bereits charakterisierten Filament in 450 mbar Argon, in dem die besten Ergebnisse bezüglich der Pulsverkürzung erreicht wurden, wurde ein Filament in 300 mbar und 570 mbar Argon erzeugt. Dabei wurden die restlichen Parameter beibehalten. In Abbildung 3.11 sind die jeweiligen Spektren nach der Filamentation bei unterschiedlichem Argondruck, den gemessenen XUV-Spektren gegenüber gestellt.

Das XUV-Spektrum, das mit Pulsen nach Filamentation in 300 mbar Argon erzeugt wurde, weist eine geringe Verschiebung des *Cutoff*-Bereichs zu niedrigeren Photonenergien auf. Die Intensität des Signals weist in Abhängigkeit der Wellenlänge hingegen keine merkliche Änderung auf. Wird die hohe harmonische Strahlung mit Pulsen nach der Filamentation in 570 mbar erzeugt, so ist eine drastische Verschlechterung der XUV-Intensität zu beobachten. Die *Cutoff*-Energie sinkt weiter ab und die gemessene Intensität wird um eine Größenordnung schwächer. Die Pulse im Filament, das in 300 mbar Argon erzeugt wurde, erfahren im Vergleich zu 450 mbar kleinere Nichtlinearitäten. Dies führt zu einer reduzierten spektralen Verbreiterung und demzufolge zu einer erhöhten Pulsdauer, die die Spitzenintensität reduziert und zu der beobachteten Änderung in der *Cutoff*-Energie führt. Die starke Verschlechterung der Intensität des XUV-Spektrums, das mit Pulsen nach der Filamentation in 570 mbar Argon erzeugt wurde, lässt sich auf Instabilitäten des Filaments zurückführen. Eine zu starke Erhöhung der Gasdichte führt zu stärkeren Nichtlinearitäten,



**Abbildung 3.12:** (a) Hohe harmonische Strahlung erzeugt in 40 mbar Neon und 5 mbar Xenon nach Filamentation in 450 mbar Argon und Pulskompression. Die schattierten Flächen veranschaulichen die Bereiche in denen das Spektrum für die Darstellung in (b) aufintegriert wurde. (b) Integrierte Spektrale Leistungsdichte der erzeugten XUV-Spektren in 40 mbar Neon und 5 mbar Xenon in Abhängigkeit des Drucks in der SIGC.

die den Gleichgewichtsprozess im Filament stören und damit eine Aufspaltung des Strahls erzwingen. Trotz einer kleineren Änderung in der spektralen Breite ist die Spitzenintensität reduziert und führt zu den beobachteten Änderungen in der Photonenenergie und der Intensität des Spektrums.

An diesem Beispiel lässt sich gut erkennen, dass die Untersuchung von XUV-Strahlung deutlich mehr Informationen liefert, als die alleinige Messung der Pulsdauer. Die XUV-Strahlung wird deshalb in Abschnitt 3.5.1 zur nichtlinearen Analyse der Pulsstruktur verwendet.

Zum Abschluss wurde eine systematische Untersuchung der Druckabhängigkeit in der Filamentzelle auf die Intensität der hohen harmonischen Strahlung in 5 mbar Xenon und 40 mbar Neon durchgeführt. Die XUV-Spektren wurden dabei mit einem Spektrometer mit MCP und Phosphorschirm<sup>4</sup> aufgenommen, das je nach Einstellung in einem bestimmten Spektralbereich integriert hat, siehe schattierte Bereiche in Abb. 3.12(a). Die integrierte spektrale Leistungsdichte in den jeweiligen Bereichen ist in Abhängigkeit des Drucks in der Filamentzelle in Abb. 3.12(b) für das jeweilige Gas dargestellt. Der Druck in der Filamentzelle wurde dabei in 100-mbar-Schritten von 0 auf 500 mbar erhöht. Wird die hohe harmonische Strahlung in Neon erzeugt, so nimmt die XUV-Intensität mit steigendem Druck in der Filamentzelle zunächst zu und erreicht bei einem Wert von 400 mbar seinen maximalen Wert. Die in Xenon erzeugte Intensität der harmonischen Strahlung zeigt hingegen keine

<sup>4</sup>McPherson, Model: 248/310-G, Gitter: 300 Linien/mm, und ANDOR Technology, CCD DH420A-F0.



signifikante Änderung. Durch die Änderung des Drucks in der Filamentzelle wird sowohl das Spektrum der Erzeugungspulse wie auch deren Spitzenintensität beeinflusst. Dies wirkt sich wiederum auf die erzeugte harmonische Strahlung aus. Das Ionisationspotential des Gases, in der die hohe harmonische Strahlung erzeugt wird, hat zudem auch einen großen Einfluss auf das Signal. So ist die Ursache für den Anstieg der XUV-Intensität in Neon die Verkürzung der Pulsdauer in Abhängigkeit des Drucks in der Filamentzelle. Die Erhöhung der Pulsspitzenintensität führt zu einer effizienteren Photonenerzeugung im betrachteten Spektralbereich. Wird ein zu hoher Druck in der Filamentzelle verwendet, so wird der Filamentationsprozess instabil, und es kommt zur Aufspaltung des Strahls in mehrere Teilstrahlen. Die durch die Aufspaltung verursachte reduzierte Spitzenintensität führt zu einer verringerten XUV-Intensität. Der Einfluss der Pulsdauer ist bei Erzeugung der XUV-Strahlung in Neon groß, da wegen des hohen Ionisationspotentials dieses Gases eine gewisse Pulsintensität vorausgesetzt wird. So ist die durch Druckänderung in der Filamentzelle verursachte Änderung der Filamentdynamik besonders stark in den in Neon erzeugten XUV-Spektren sichtbar. Hingegen spielt durch das niedrige Ionisationspotential von Xenon die Änderung der Spitzenintensität bei Verwendung dieses Gases als Erzeugungsmedium eine mindere Rolle. Es werden bei längeren Pulsen mit weniger Spitzenintensität noch immer genügend Atome ionisiert, so dass die Effizienz der erzeugten hohen harmonischen Strahlung nur geringfügig beeinflusst wird.

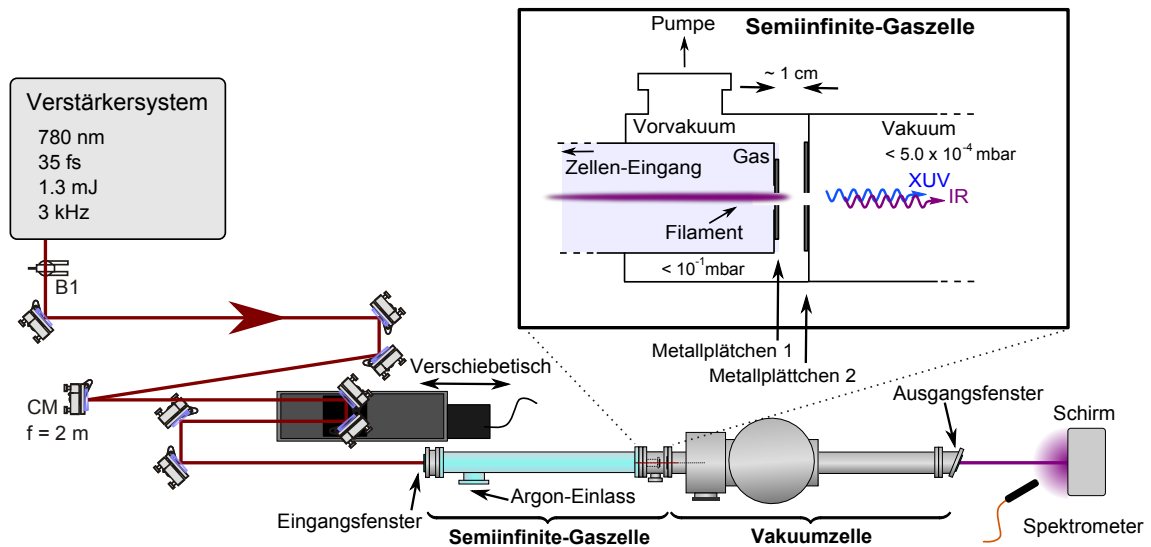
In diesem Abschnitt wurde gezeigt, dass die Erzeugung von hoher harmonischer Strahlung mit kurzen Pulsen nach der Filamentation möglich ist. Das in Neon erzeugte kontinuierliche XUV-Spektrum mit hoher Photonenenergie unterstreicht die Anwendbarkeit von Pulsen nach der Filamentation. Die Studien unterschiedlicher Parameter zeigen, dass sich die Pulsdauer und die Änderung der Dynamik im Filament in den XUV-Spektren widerspiegelt und die Messung dieser als nichtlineare Diagnostik verwendet werden kann, siehe Abschnitt 3.5.1.

### 3.4 Entwicklung der spektralen Verbreiterung entlang der Propagation im Filament

Durch das komplexe Zusammenspiel räumlicher Effekte wie der Selbstfokussierung durch den Kerr-Effekt und der Defokussierung aufgrund von Plasmabildung und zeitlicher Dynamik wie Selbstphasenmodulation und Selbst-Aufteilung ist eine einfache Beschreibung der Propagation entlang des Filaments nicht hinreichend. Die gekoppelte raum-zeitliche Dynamik kann nur durch eine möglichst vollständige numerische Modellierung erfasst werden. Diesbezüglich existieren in der Literatur viele Ansätze und Modelle [Bra95, Bro97, Mlé98], und ein Vergleich mit experimentellen Ergebnissen ist dringend nötig.

Eine direkte Messung der zeitlichen und spektralen Struktur ist wegen der hohen Spitzenintensitäten im Filament jedoch schwierig. Es gibt bereits Ansätze, um die Dynamik innerhalb eines Filaments zeitlich und spektral zu analysieren. Von Uryupina *et al.* [Ury10] wurde der Filamentationsprozess mit einer verschiebbaren Blende unterbrochen, die zum Abschneiden des Reservoirs diente, wobei die Pulse im Anschluss allerdings weiter in Argon propagierten. Es wurde die Pulskompression entlang des Filaments untersucht und es konnte ein optimaler Parameterbereich für die Selbstkompression identifiziert werden. In Ref. [Odh10] wurde die impulsive Vibrations-Ramanstreuung genutzt und das Leistungsspektrum entlang der Propagation aufgenommen, um das Filament räumlich und spektral zu charakterisieren. Beide Untersuchungsmethoden gewährleisteten allerdings keinen direkten Zugang zu den Pulsparametern im Filament. Während im ersten Fall die weitere Propagation in Argon weitere Nichtlinearitäten mit sich bringt und das Filament bis zum Punkt der Messung beeinflusst, ist im zweiten Fall die Messung der Spektren entlang des Filaments aber kein Informationsgewinn über lokale Pulsdauer oder Spitzenintensität möglich. Bislang konnte keine Methode gezeigt werden, die einen lokalen Zugang zu Spektren, Pulsdauer und Intensität im Filamentkern erlaubt.

In diesem Abschnitt wird ein neues Konzept präsentiert, das zur Analyse der spektralen Dynamik entlang der Propagation von fs-Pulsen in einem Filament dient [Sch11]. Durch einen abrupten Übergang ins Vakuum werden die nichtlinearen Effekte, die der Puls im Filament erfährt, vollständig gestoppt, und eine Analyse der Pulse nach wohldefinierter Filamentlänge wird möglich. Im folgendem Abschnitt soll nun zunächst die spektrale Verbreiterung im Filament untersucht werden. Um die Entwicklung entlang der Propagation der Pulse im Filament besser zu verstehen, wurden in Zusammenarbeit mit dem Centre de Physique Théorique an der École Polytechnique in Frankreich von A. Couairon numerische Simulationen für die in dieser Arbeit verwendeten Parameter durchgeführt. Es wird eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse, die die Interpretation der experimentellen Untersuchungen unterstüt-



**Abbildung 3.13:** Aufbau zur Untersuchung der spektralen Verbreiterung entlang des Filaments. Pulse aus dem Verstärker werden in eine Semi-infinite Gaszelle (SIGC) fokussiert. Das in der Gaszelle gebildete Filament wird durch den Übergang ins Vakuum beendet und nach dem Ausgangsfenster am Ende der Vakuumkammer das Spektrum des an einem Schirm gestreuten Lichts gemessen. B1: Kreisblende, CM: Fokussierspiegel

zen, vorgestellt. Eine detaillierte Untersuchung der Auswirkung unterschiedlicher Parameter auf die spektrale Verbreiterung im Filament schließt diesen Abschnitt ab.

### 3.4.1 Experimenteller Aufbau

Für die Erzeugung eines Filaments wurden wiederum 30-fs-Pulse mit einer Zentralwellenlänge von 780 nm und einer Energie von 1.3 mJ bei einer Pulswiederholrate von 3 kHz genutzt. Eine Kreisblende (B1) mit einem Durchmesser von 7.5 mm ist im Abstand von 10 cm nach dem Verstärkerausgang positioniert. Diese lässt 80 % der Laserleistung passieren, was einer Spitzenleistung von 21 GW und dem 4.1-fachen der kritischen Leistung  $P_{\text{krit}}$  für die Selbstfokussierung bei einem Druck von 1 atm in Argon entspricht. Die Pulse wurden nach Passieren der Kreisblende mit einem Silberspiegel mit einer Fokallänge von 2 m in eine 1 m lange SICG, die mit Argon bei unterschiedlichen Drücken gefüllt ist, fokussiert. Der Strahlradius wurde zu 3.38 mm im Abstand von 10 cm vor und zu 1.35 mm im Abstand von 144 cm nach dem Fokussierspiegel bestimmt. In Abb. 3.13 ist der Aufbau schematisch dargestellt. Die Einfügung in Abb. 3.13 zeigt das Prinzip zur Messung des Spektrums entlang der Propagation im Filament.

Um ein Filament zu initiieren muss die kritische Leistung  $P_{\text{krit}} \propto p^{-1}$  erreicht werden, was bei den gegebenen Laserparametern einen Druck  $p$  von mindestens 250 mbar voraussetzt. Der Druck in der SIGC bei der Erzeugung hoher harmonischer Strahlung ist jedoch auf maximal 200 mbar begrenzt, um einen niedrigen Druck in der Vakuumkammer zu gewährleisten, der die absorptionsfreie Propagation der erzeugten harmonischen Strahlung erlaubt. Erst durch Einführung einer differentiellen Pumpstufe ist die notwendige Erhöhung des Drucks und damit die Filamentation direkt in der SIGC möglich. Die SIGC wird daher um eine Zwischenzelle von 1 cm Länge erweitert, um differentiell zu pumpen zu ermöglichen und so einen Druck in der Vakuumkammer von unter  $5 \times 10^{-4}$  mbar zu erzielen. Die Kammern sind durch zwei Metallplättchen voneinander getrennt, in die die Lochblenden durch den Laser selbst geschossen werden. Der Durchmesser der ersten Lochblende beträgt  $\approx 500 \mu\text{m}$  und der Durchmesser der zweiten ist  $\approx 700 \mu\text{m}$ . In der Zwischenkammer wird durch eine Vorpumpe ein Hintergrunddruck von unter  $1 \times 10^{-1}$  mbar erreicht.

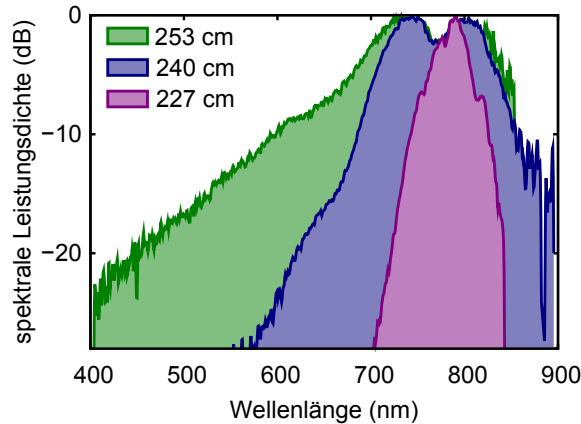
Das Filament kann nun direkt in der Gaszelle erzeugt werden. Nach Passieren der Lochblenden erfährt der Puls einen abrupten Übergang ins Vakuum. Somit wirken keine nichtlinearen Effekte mehr auf den Puls, und das Filament endet innerhalb eines sehr gut lokalisierten Bereiches, wobei der Puls im Vakuum weiter propagiert ohne eine weitere spektrale Verbreiterung zu erfahren. Durch die Blende wird auch das den Filamentkern umgebende Reservoir abgeschnitten, was zusätzlich zum Ende der Führung beiträgt [Liu05]. Nach dem 2 mm dicken  $\text{CaF}_2$ -Ausgangsfenster am Ende der Vakuumkammer wird das Spektrum des Streulichts durch eine Multimode-Faser mit einem Spektrometer<sup>5</sup> gemessen. Zusätzlich kann auch eine gezielte Länge des Filaments eingestellt werden. Ein Verschiebetisch, der zwischen dem Fokussierspiegel und dem Eingang in die SIGC positioniert ist, bewirkt eine Verschiebung der Fokusposition und erlaubt die systematische Untersuchung des Spektrums an verschiedenen Positionen im Filament. Mit diesem Aufbau kann darüber hinaus harmonische Strahlung, die im Filament erzeugt wird, detektiert werden, siehe dazu Abschnitt 3.5.1.

### 3.4.2 Experimentelle Ergebnisse

Zunächst wird die spektrale Entwicklung der Pulse entlang der Propagation im in der SIGC gezündeten Filament untersucht. Abbildung 3.14 zeigt an drei verschiedenen Positionen im Filament aufgenommene Spektren mit einer Belichtungszeit von 50 ms in 1000 mbar Argon. Die Extraktionspositionen  $z = 227, 240$  und  $250$  cm beziehen sich auf den Abstand zwischen Fokussierspiegel und erster Lochblende, da der Beginn des Filaments in der SIGC aufgrund seiner Abhängigkeit von experimen-

---

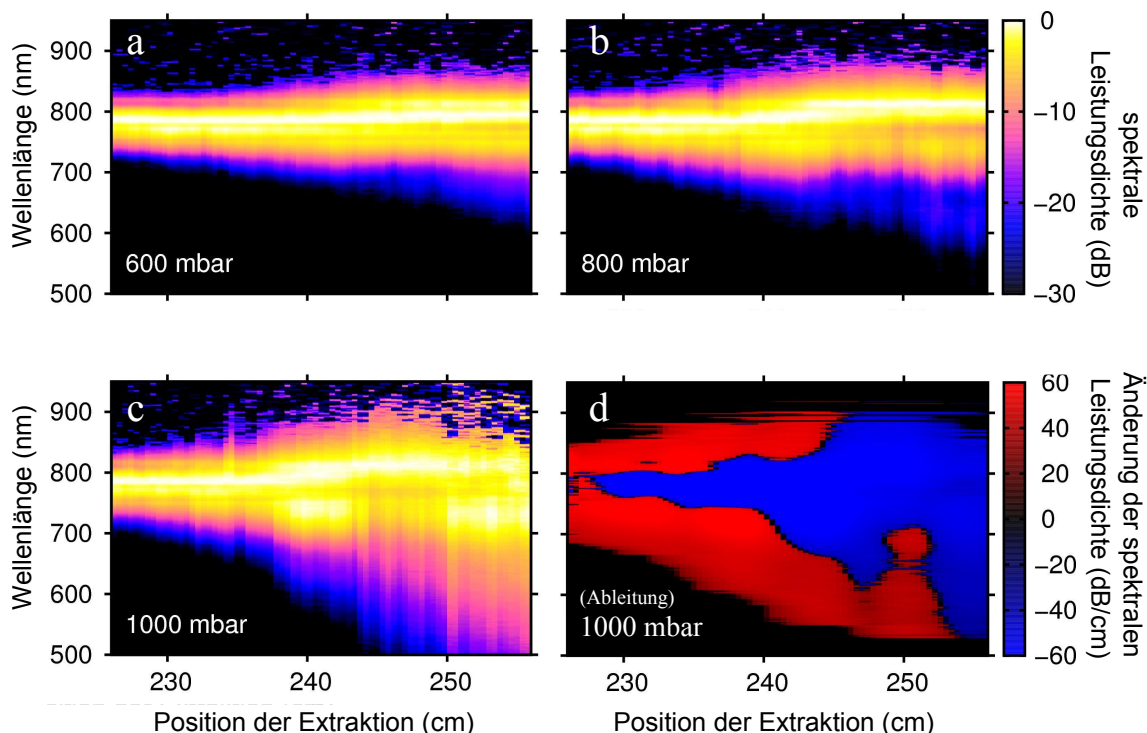
<sup>5</sup>Avantes, Model: Ava-Spec-2048-SPU, Spektralbereich: 273-1100 nm.



**Abbildung 3.14:** Über 50 ms integrierte und anschließend normierte Spektren, gemessen an drei verschiedenen Positionen nach der Fokussieroptik für ein Filament in 1000 mbar Argon.

tellen Parametern kein geeignetes absolutes Maß darstellt. Alle Spektren wurden mit der Sensitivität des verwendeten Spektrometers korrigiert. Die spektrale Breite der Pulse steigt bis zu einer gewissen Position mit der Propagationslänge im Filament an. Während das Spektrum an Position  $z = 227$  cm eine volle Breite  $\Delta\lambda$  bei -20 dB, was 1% des Maximums entspricht, von  $\Delta\lambda = 120$  nm hat und im Vergleich zum Eingangsspektrum kaum verbreitert wurde, ist das Spektrum nach  $z = 253$  cm mehr als oktavbreit ( $\Delta\lambda = 434$  nm). Es ist zu erkennen, dass das Spektrum im Anfangsbereich des Filaments (Position  $z = 227$  cm und  $z = 240$  cm) die typische symmetrische Verbreiterung durch die SPM aufweist. Durch den verstärkten Plasma-Einfluss, der durch die freien Elektronen initiiert wird, erfahren die Pulse eine asymmetrische Verbreiterung, wobei blaue Frequenzanteile bevorzugt erzeugt werden [Woo91].

Mit Hilfe der doppelt-differentiellen Pumpstufe in der SICG kann nun auch sehr einfach die spektrale Dynamik im Filament bei verschiedenen Drücken untersucht werden. Eine detaillierte Analyse der spektralen Entwicklung entlang der Propagation im Filament ist in Abb. 3.15(a)-(c) dargestellt. Es wurde für verschiedene Drücke eine spektrale Karte erstellt, indem alle 4 mm ein über 50 ms integriertes Spektrum des Filaments aufgenommen wurde. In allen Fällen steigt die spektrale Breite während der Propagation im Filament, wie bereits oben beschrieben, an. Die spektrale Struktur, die von der SPM beeinflusst wird, geht bei höheren Extraktionspositionen in eine asymmetrische Verbreiterung über. Es ist deutlich erkennbar, dass die beschriebene Asymmetrie bei 600 mbar und 800 mbar noch gering ist, für 1000 mbar allerdings eine sehr starke Verbreiterung bis in den blauen Spektralbereich stattfindet. Für den Fall von 1000 mbar ist die Änderung des Spektrums in Abb. 3.15(d) dargestellt, in der die Ableitung des Spektrums in  $z$ -Richtung be-

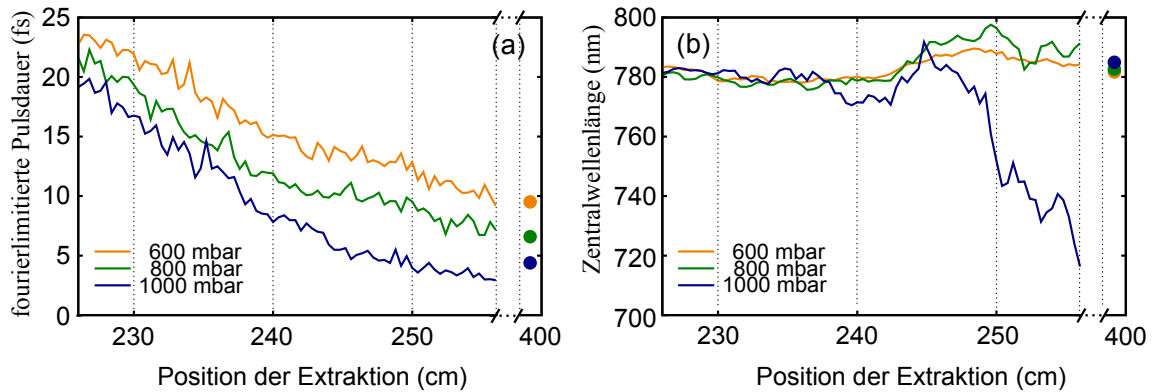


**Abbildung 3.15:** Spektrale Entwicklung entlang der Propagation im Filament für (a) 600 mbar, (b) 800 mbar und (c) 1000 mbar Argon. Die Position der Extraktion bezieht sich auf den Abstand zum Fokussierspiegel. Die integrierten Pulsspektren sind normiert und über einer logarithmischen Intensitätsachse aufgetragen. In (d) ist die Ableitung der spektralen Mappe für 1000 mbar dargestellt. Positive Werte (rot) entsprechen einer Zunahme und negative Werte (blau) einer Abnahme des Spektrums.

trachtet wird. Die bereits erwähnte symmetrische Verbreiterung des Spektrums ist bis Position  $z = 245$  cm erkennbar. Bei größeren Längen werden dann vorwiegend blaue Spektralanteile erzeugt, wobei die Intensität der im zentralen Bereich des Spektrums liegenden Komponenten abnimmt. Ein höherer Druck resultiert in höheren Nichtlinearitäten, und die kritische Leistung für Selbstfokussierung nimmt ab. Dem zufolge beginnen Filamentationsprozess und spektrale Verbreiterung näher an der Fokussieroptik. Dies wird ersichtlich beim Vergleichen der aufgenommenen Karte bei verschiedenen Drücken.

Die Entwicklung der spektralen Breite kann sehr gut durch die Berechnung der fourierlimitierten Pulsdauer veranschaulicht werden, die in Abb. 3.16(a) über die Extraktionsposition aufgetragen ist. In dieser ist deutlich die Abnahme der Pulsdauer im Filament zu erkennen. Wie zu erwarten ergibt sich mit zunehmenden nichtlinearem Brechungsindex eine stärkere Verkürzung der fourierlimitierten Pulsdauer, wobei bei 1000 mbar sogar ein Wert unter 3 fs erreicht wird. Die kleinere fourierlimitierte Pulsdauer an Position  $z = 226$  cm bei höheren Drücken bestätigt den früheren

### 3.4. ENTWICKLUNG DER SPEKTRALEN VERBREITERUNG ENTLANG DER PROPAGATION IM FILAMENT

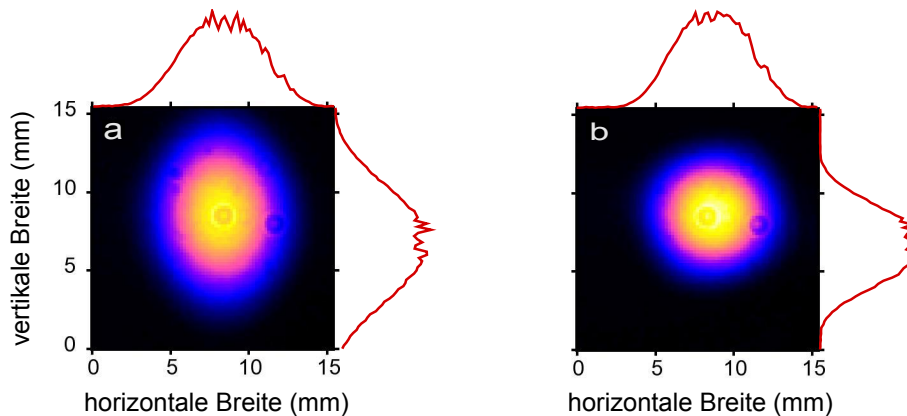


**Abbildung 3.16:** Entwicklung der fourierlimitierten Pulsdauer (a) und der Zentralwellenlänge (b) entlang der Propagation für drei verschiedene Drücke. Die Kreise in (a) und (b) markieren jeweils die fourierlimitierte Pulsdauer bzw. die Zentralwellenlänge für ein ungestört propagierendes Filament, Details siehe Text.

Beginn des Filaments bei höheren Nichtlinearitäten.

In Abb. 3.16(b) ist die Zentralwellenlänge entlang der Propagation im Filament aufgetragen. Die Asymmetrie der Spektren ändert sich während der Propagation, so dass zunächst eine Verschiebung der Zentralwellenlänge zu infraroten und dann zu ultravioletten Spektralanteilen beobachtet werden kann. Während sich die Zentralwellenlänge im Fall der durch SPM dominierten Spektren bei 600 und 800 mbar kaum verändert, ergibt sich durch den starken Einfluss des Plasmas bei 1000 mbar am Ende des Filaments eine starke Blauverschiebung. Dieses Verhalten kann durch die berechnete zeitliche Entwicklung der Pulse entlang der Propagation im Filament erklärt werden, siehe 3.4.3.

Die definierte Beendigung des Filamentationsprozesses durch die doppelt-differentielle Pumpstufe liefert selbstverständlich nur dann hilfreiche Erkenntnisse über die Dynamik, wenn sichergestellt wird, dass diese durch Einbringen der Plättchen nicht gestört wird. Um die berechneten Pulsdauern im Filament mit denen nach dem gesamten Filamentationsprozess zu vergleichen, wurde eine zweite Zelle aufgebaut, in der das Filament ohne die Störung durch die Plättchen propagieren konnte. Die Zelle hat eine Länge von 1.5 m und jeweils ein 1 mm dickes Ein- und Ausgangsfenster aus  $\text{CaF}_2$ . Nach einer Strecke von ungefähr 4 m von der Fokussieroptik wurde das Spektrum aufgenommen und das jeweilige Fourierlimit bestimmt, dargestellt als Kreismarkierungen in Abb. 3.16. Es ist zu erkennen, dass nach einem stetigen Abfall der Pulsdauer ein konstanter Wert der fourierlimitierten Pulsdauer und somit der spektralen Breite erreicht wird. Auch ein Vergleich der Zentralwellenlänge der gemessenen Spektren für Pulse, die den gesamten Filamentationsprozess erfahren haben, wurde durchgeführt, siehe Kreismarkierungen in Abb. 3.16. Die Zentralwellenlänge erreicht dabei für alle Drücke nahezu den gleichen Wert.



**Abbildung 3.17:** Gemessene Strahlprofile nach Abschneiden des Filaments im Abstand  $z = 226$  cm (a) und  $z = 256$  cm (b) von der fokussierenden Optik.

Zuletzt soll die Auswirkung der Plättchen auf das im Fernfeld aufgenommene Strahlprofil untersucht werden. Dieses wurde für zwei verschiedenen Positionen ( $z = 226$  cm und  $z = 256$  cm) im Fall eines in 800 mbar erzeugten Filaments aufgenommen, siehe Abb. 3.17. Eine CCD-Kamera<sup>6</sup> wurde im Abstand von 1.5 m nach den Plättchen positioniert. Die gemessenen Strahlprofile weisen eine Gaußform auf. Es ist zu erwähnen, dass der verwendete Verschiebetisch seine vertikale Position entlang der Verschiebungsachse nicht beibehält. Aus diesen Gründen ist für die Messung des Strahlprofils jeweils ein neues Metallplättchen verwendet worden.

### 3.4.3 Ergebnisse der numerischen Lösung der Propagationsgleichungen

Die oben vorgestellten Messungen ermöglichen neue Einblicke in die Entwicklung der spektralen Verbreiterung bei der Filamentation. Dadurch können nun die Resultate sehr gut mit theoretischen Modellen verglichen werden. Um die Propagation eines Pulses im Filament numerisch zu studieren, muss die Schrödinger-Gleichung so modifiziert werden, dass sie raum-zeitliche Kopplungen und zudem auch Effekte wie die Plasmaerzeugung sowie Defokussierung berücksichtigt [Lut94b]. Der numerische Code, der für die Simulation des Filamentationsprozesses genutzt wird, beruht auf einem physikalischen Modell, das für die nichtlineare Propagation von Pulsen im Kerr-Medium entwickelt wurde [Cou07]. Das Modell berücksichtigt die Beugung, die GDD, den optischen Kerr-Effekt, die Selbst-Aufteilung und Raum-Zeit-Fokussierung, die Plasma-Erzeugung, die Plasma-Defokussierung sowie nichtlineare Verluste wie Photonabsorption und Plasma-Rekombination.

<sup>6</sup>DataRay.Inc., WinCamD<sup>TM</sup>



Durch die Simulationen lässt sich der Einfluss der verschiedenen Phänomene, die mit dem Filamentationsprozess verbunden sind (siehe Abschnitt 2.3) untersuchen. Die in diesem Abschnitt vorgestellten numerischen Simulationen wurden in Zusammenarbeit mit dem Centre de Physique Théorique an der École Polytechnique in Frankreich von A. Couairon für die in dieser Doktorarbeit vorliegenden Parameter durchgeführt.

Der verwendete Algorithmus löst die nichtlineare Gleichung der Einhüllenden  $\mathcal{E}(r, z, t)$  des Laserfeldes  $E(r, z, t) = [\mathcal{E}(r, z, t) \exp(-i\omega_0 t + ik_0 z) + c.c.]/2$ , mit Frequenzkomponenten  $\tilde{\mathcal{E}}(r, z, \omega)$ , die die Vorwärtspropagation des Laserpulses entlang der z-Achse beschreiben [Cou07, Sch11].

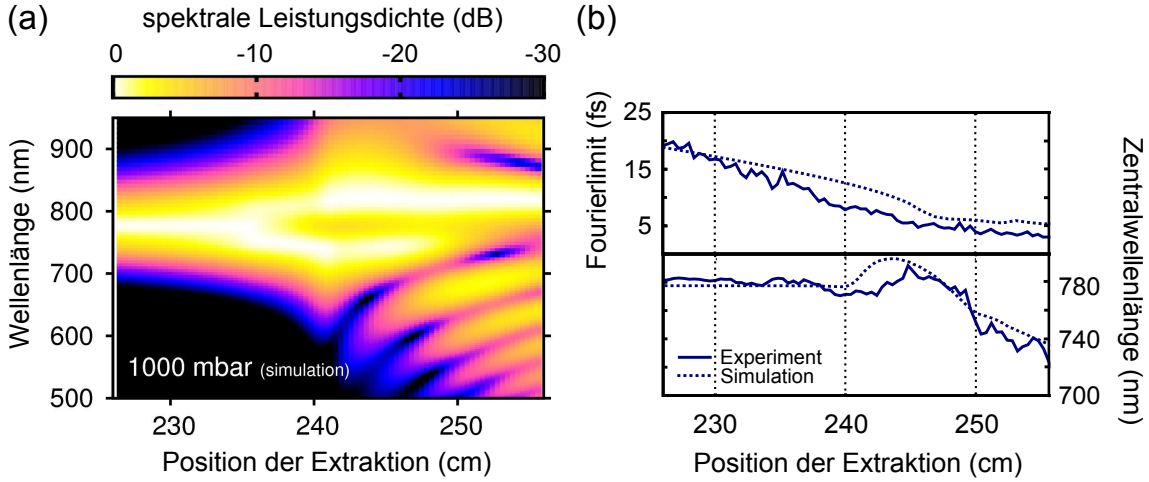
Es wird die Antwort des optischen Kerr-Mediums auf das Laserfeld durch die nichtlineare Polarisation berücksichtigt. Defokussierungs- und Absorptionseffekte die durch das Bilden des Plasmas hervorgerufen werden, werden durch die plasma-induzierte Stromdichte in die Simulationen eingebunden. Es werden Kopplungseffekte der einzelnen Prozesse, wie die des elektrischen Feldes mit dem Plasma, durch Entwicklungsgleichungen über der Zeit berücksichtigt.

Die Propagation wird durch die Berechnung der nichtlinearen Polarisation und der Stromdichten in der Zeit-Domäne beschrieben. Diese Quellenterme werden anschließend in die Frequenz-Domäne fourier-transformiert und benutzt um die Frequenzkomponenten des Laserfeldes zu propagieren, bevor das Laserfeld in die Zeit-Domäne zurück transformiert, und der nächste Propagationsschritt entlang der Achse durchgeführt wird (Details siehe [Cou07, Sch11]).

Die Propagation der Pulse im Filament entlang der z-Achse wurde für Parameter nahe den im Experiment verwendeten Ausgangswerten berechnet. Bei den Berechnungen wurde ein Gaußpuls mit einer Zentralwellenlänge von 780 nm, einer Eingangspulsdauer von 30 fs und einer Eingangsenergie von 0.78 mJ angenommen. Die Simulationen wurden für ein Filament in 1 atm Argon berechnet mit  $n_2 = 1.74 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$ , der Kollisionszeit der Elektronen  $\tau_c = 190 \text{ fs}$  und  $I_p = 15.759 \text{ eV}$ . Die Fokussierungsbedingungen reproduzieren die experimentellen Werte. Der Anfang der Propagationsachse bei  $z = 0$  entspricht wie im Experiment der Position des Fokussierspiegels.

### Simulationsergebnisse

Der berechnete Verlauf der spektralen Entwicklung entlang der Propagation in 1000 mbar Argon ist in Abb. 3.18(a) zu sehen. Analog zu den experimentellen Beobachtungen kann ein zunächst symmetrischer und dann mit größerer Propagationslänge zunehmend asymmetrischer Verlauf beobachtet werden. Allerdings findet ab Position  $z = 240 \text{ cm}$  auch eine deutliche Verbreiterung in den IR-Bereich statt, die



**Abbildung 3.18:** (a) Numerisch berechnete Einzelschuss-Pulsspektren entlang der Propagation für 1000 mbar Argon. (b) Aus den numerischen Ergebnissen errechnete fourierlimitierte Pulsdauer und Zentralwellenlänge (gestrichelte Linie). Zum Vergleich sind Fourierlimit und Zentralwellenlänge aus den experimentellen Ergebnissen dargestellt (durchgezogene Linie).

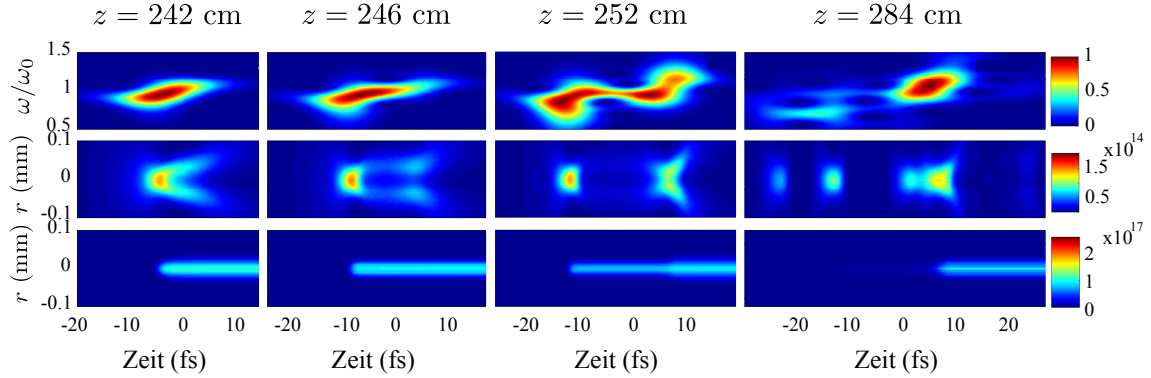
experimentell nicht festgestellt werden konnte. Eine Erklärung hierfür ist die geringe Sensitivität des Spektrometers, die trotz Korrektur die Spektralanteile oberhalb von 950 nm stark unterdrückt. Deshalb ist zur besseren Vergleichbarkeit auch in der Simulation nur das Spektrum bis 950 nm berücksichtigt worden. Die fourierlimitierte Pulsdauer der simulierten Pulse ist in Abb. 3.18(b) den experimentellen Ergebnissen gegenübergestellt. Die spektrale Verbreiterung ergibt eine Verkürzung der fourierlimitierten Pulsdauer, wobei die aus den berechneten Spektren resultierenden Werte dem experimentellen Verlauf sehr nahe kommen. Die Zentralwellenlänge verschiebt sich zu Beginn des Filaments in den IR-Bereich und wird anschließend in Richtung des blauen Spektralbereichs verschoben, siehe 3.18(b). Auch dieser Aspekt wird in guter Übereinstimmung zu den experimentellen Ergebnissen reproduziert.

Um diese Verschiebung mit der Dynamik im Filament in Zusammenhang zu bringen, wurden Spektrogramme berechnet, die das Spektrum an verschiedenen Zeitabschnitten abbilden. Durch Betrachtung dieser zweidimensionalen Funktion im Zeit-Frequenz-Raum ist die intuitive Interpretation der zeitlichen Dynamik im Filament möglich [Akt08].

Das Spektrogramm der Einhüllenden  $\mathcal{E}(r = 0, t, z)$  ist definiert als

$$\mathcal{F}(t, \omega) = \left| \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-i\omega t') \mathcal{E}(t') g(t' - t) dt' \right|^2 \quad (3.1)$$

wobei  $g(t - t')$  die Filter-Funktion mit Zeitverzögerung  $t$  und Kreisfrequenz  $\omega$  ist. Ist  $g$  der zu charakterisierende Puls selbst oder eine bekannte Funktion, so kann durch einen iterativen Algorithmus die Pulsintensität und Phase ermittelt werden



**Abbildung 3.19:** Simulierte Spektrogramme  $\mathcal{F}(t, \omega)$  (erste Zeile), Intensität  $I(t, r)$  (zweite Zeile) und Elektronendichte  $\mathcal{N}_e(t, r)$  (dritte Zeile) für vier unterschiedliche Positionen entlang der Propagationsachse  $z$ .

und so auf die Pulsdauer geschlossen werden. Dieses Zeitcharakterisierungsverfahren ist auch unter dem Namen FROG (engl. *frequency resolved optical gating*) bekannt [Tre93, Tre97].

Für die Simulationen wurde eine gaußförmige Filter-Funktion  $g(t - t')$  gewählt mit einer Pulsbreite von 5 fs (FWHM). Abbildung 3.19 zeigt die berechneten Spektrogramme eines Pulses, der im Gasmedium propagiert und den Filamentationsprozess durchläuft. Dabei definiert eine positive/negative Steigung der Spektrogramme in  $(t, \omega)$  Variablen einen Puls mit positiver/negativer Dispersion. Um ein besseres Verständnis der neu erzeugten Frequenzkomponenten zu erhalten, ist gleichzeitig die Entwicklung der Pulsintensität und die Elektronendichteverteilung dargestellt. Zu Beginn der Fokussierung bzw. Selbst-Fokussierung wird das Spektrum durch SPM symmetrisch verbreitert, und der Puls erfährt eine langsame Verkürzung seiner Dauer. Um und unverzüglich nach dem nichtlinearen Fokus (numerisch bestimmt bei  $z = 239$  cm) erfährt die Pulsdynamik eine Asymmetrie entlang der Zeitachse, siehe positive Zeiten an Position  $z = 242$  cm in Abb. 3.19, die hauptsächlich aus der Plasma-Defokussierung der Pulshinterflanke resultiert. Dabei wird die Pulshinterflanke in einem Winkel zur optischen Achse gestreut.

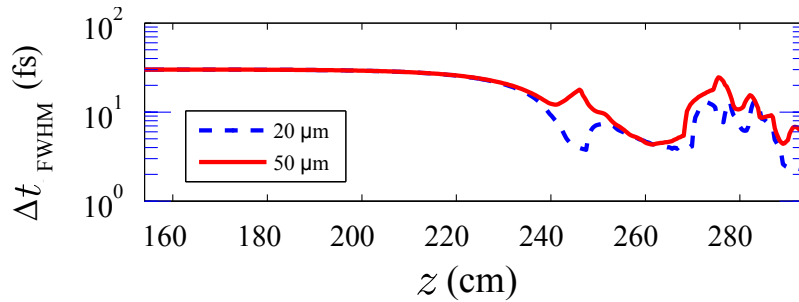
Bei  $z = 246$  cm bewegt sich der größte Teil der Puls-Leistungsdichte zu negativen Zeiten hin. Es ist deutlich zu erkennen, wie sich ein vorderer rotverschobener Teilpuls, der auf der optischen Achse, und ein zeitlich nachlaufender blauverschobener Teilpuls, der im Winkel zur optischen Achse propagiert, ausbildet. Der Schwerpunkt der Intensitätsverteilung liegt dabei noch immer in der Pulsvorderflanke, wodurch es im Spektrum zunächst zu einer verstärkten Erzeugung von niedrigen Frequenzkomponenten kommt.

Nach weiterer Propagation, siehe Position  $z = 252$  cm, wird immer mehr Energie in die Pulshinterflanke fokussiert, bis der blauverschobene Teilpuls intensiv genug

ist und schließlich auf die optische Achse refokussiert wird. Dieser Teilpuls hat nun genug Intensität, um das Medium zu ionisieren, und es kommt zu einem Anstieg der Elektronendichte zum Zeitpunkt des hinteren Teilpulses. Auf der optischen Achse propagiert nun ein rotverschobener führender und ein weniger dominanter aber anwachsender blauverschobener Teilpuls. Beide Teilpulse besitzen eine positive GDD, siehe Spektrogramm.

Weiter im Filament an Position  $z = 284$  cm ist das für die Filamentationsdynamik typische Verschwinden des führenden Teilpulses [Mlé98], das durch den Einfluss nichtlinearer Verluste verursacht wird, zu sehen. Der Einfluss des rotverschobenen führenden Teilpulses auf den Schwerpunkt im Spektrum wird dadurch stufenweise verringert, und der hintere blauverschobene Teilpuls bekommt immer mehr Gewichtung. Diese Dynamik wiederholt sich entlang der Propagationsachse und führt zu neuen refokussierten Pulsen, die zu positiven Zeiten und spektral zu kürzeren Wellenlängen verschoben werden. Das Spektrogramm an Position  $z = 284$  zeigt, dass diese blauverschobenen Pulse eine positive GDD haben. Dennoch werden Pulse mit wenigen optischen Zyklen, die durch die spektrale Verbreiterung unterstützt werden, bei weiterer Propagation erzeugt. Diese ultrakurzen Pulse resultieren hauptsächlich aus der räumlich-zeitlichen Refokussierungsdynamik, die wesentlich stärker ist als die zeitliche Verbreiterung, die durch die GDD verursacht werden würde [Akt08]. Bei der Bestimmung der Zentralwellenlänge des Spektrums spielt der refokussierte Puls eine große Rolle. Erfolgt eine Pulsrefokussierung in den zentralen Teil (bei  $t \approx 0$ ), so wird ein führender Teilpuls und ein vorher fokussierter hinterer Teilpuls gleichzeitig den Effekt der nichtlinearen Absorption erfahren. Die Gewichtungen der langen und kurzen Wellenlängenanteile im Spektrum, die jeweils im führenden und hinteren Teilpuls enthalten sind, fallen zugunsten der Zentralwellenlänge des refokussierten Pulses ab. Dieses kann wiederum blauverschoben sein, wenn der refokussierte Puls über eine genügend lange Strecke propagiert. Dadurch kann der im Experiment beobachtete Anstieg der Zentralwellenlänge nach dem Filament erklärt werden, siehe Kreismarkierungen Abb. 3.16.

Die unterschiedlichen Gewichtungen im simulierten Spektrum, die mit den Intensitäten der einzelnen Teilpulse verbunden sind, haben auch eine Auswirkung auf die berechnete Pulsdauer. Abbildung 3.20 zeigt Pulsdauern (FWHM) für über den Radius gemittelte Intensitätsprofile als Funktion der Propagationsdistanz  $z$ . Bei jeder Distanz ist jeweils der intensivste Teilpuls des gemittelten Profils dargestellt. Dadurch dass ein Teil des Pulses in einigen Bereichen des Filaments auch im Winkel zur optischen Achse propagiert, ergibt sich ein Unterschied bei der berechneten Pulsdauer für verschiedene Mittelungsradien des Strahlprofils. Die Pulsdauer erreicht nach jedem Refokussierungszyklus ein Minimum, das im Falle einer Mittelung über einen  $50 \mu\text{m}$  Radius zu Pulsen mit wenigen optischen Zyklen mit Pulsdauern zwischen 4 und 5 fs gehört. Weiter im Strahlzentrum, siehe den Fall eines Mittelungsradius um



**Abbildung 3.20:** Simulierte Pulsdauer der über einem Radius von 20 bzw. 50  $\mu\text{m}$  radial gemittelten Pulsintensität als Funktion der Propagationsdistanz.

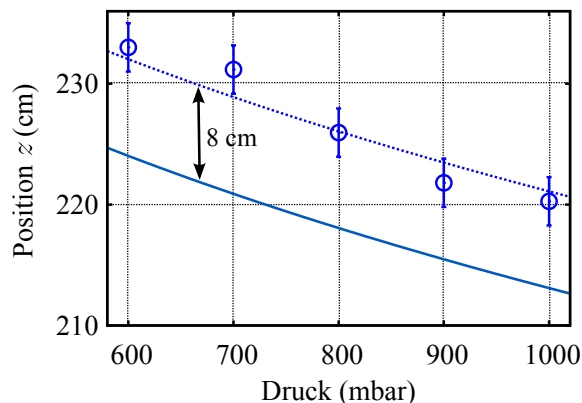
20  $\mu\text{m}$ , werden sogar Pulsdauern von 1 und 3 fs erreicht. Die kürzesten Intensitätsspitzen im Zeitprofil werden meistens mit einem blauverschobenen Spektralanteil und mit positiver GDD erreicht.

### 3.4.4 Experimentelle Untersuchung der Parameter-Abhängigkeit

In diesem Abschnitt wird eine detaillierte Studie über die Auswirkung experimenteller Parameter, wie der Eingangspulsdauer, der Größe der Kreisblendenöffnung und des Argondruckes, in dem das Filament erzeugt wird, auf die spektrale Verbreiterung vorgestellt. Dabei wird insbesondere der Einfluss der Parameter auf die Dynamik entlang der Propagation im Filament untersucht, indem der bereits in Abschnitt 3.4.1 vorgestellte Aufbau verwendet wird. Diese Studie dient auch dazu, die Erzeugungsbedingungen zu identifizieren, mit denen eine optimale spektrale Verbreiterung im Filament realisiert werden kann.

#### Einfluss des Drucks

Die spektrale Entwicklung des Filaments wurde bereits in Abschnitt 3.4.2 für drei verschiedene Drücke untersucht. Die Änderung des Drucks beeinflusst die Stärke der Nichtlinearität des Mediums und wirkt sich, wie gezeigt, direkt auf die spektrale Verbreiterung aus. Außerdem verändert der Druck die kritische Leistung, die die Stärke der Selbstfokussierung bestimmt und damit die Anfangsposition des Filaments beeinflusst. Dessen Beginn kann unter anderem durch das Auftreten der Fluoreszenz des erzeugten Plasmas definiert werden. Die Abhängigkeit dieser Position ist in Abb. 3.21 dargestellt, wobei Aufnahmen des Filaments bei einer festen Kreisblendenöffnung (B1) von 5.5 mm für unterschiedliche Drücke mit einer Digitalkamera getätigt und der jeweilige Beginn der Fluoreszenz ausgewertet

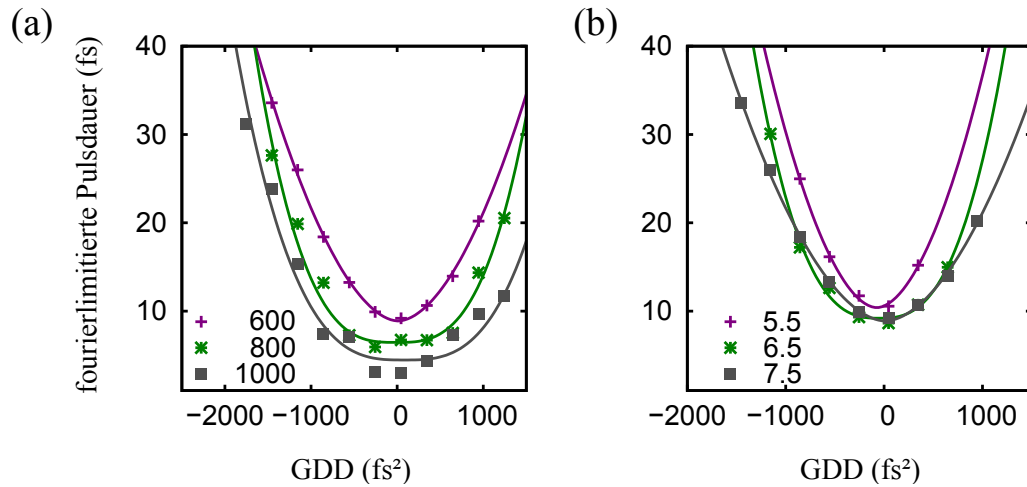


**Abbildung 3.21:** Extrahierte Position des Beginns der sichtbaren Fluoreszenz(Kreis) in Abhängigkeit des Drucks in der Filamentzelle. Die Fehlerbalken repräsentieren den Ablesefehler von  $\pm 2$  cm. Zusätzlich ist der theoretisch berechnete Verlauf des Strahlkollaps eingezeichnet (durchgezogene Linie). Die gestrichelte Linie repräsentiert den um 8 cm von der Fokussieroptik weg verschobenen Verlauf des Strahlkollaps, der gut mit den beobachteten Werte übereinstimmt.

wurde. Es ist zu erkennen, dass sich die Position mit ansteigendem Druck zu der Fokussieroptik hin bewegt. Zusätzlich ist der Verlauf des theoretisch berechneten Strahlkollaps eingezeichnet (siehe Abschnitt 2.1.2). Bei der Berechnung wurden die im Experiment verwendeten Parameter zur Erzeugung des Filaments sowie die Eingangsdivergenz des Laserstrahls berücksichtigt. Durch Verschiebung der Strahlkollapsposition um 8 cm in Richtung des linearen Fokus (von der fokussierenden Optik weg) spiegelt dieser den Verlauf des Beginns der beobachteten Fluoreszenz sehr gut wider. Die Richtung der Verschiebung ist nicht ganz verständlich, zumal die Energie der Pulse bereits vor dem eigentlichen Kollaps hoch genug sein sollte, um das Medium zu ionisieren. Die Diskrepanz könnte mit den nicht ausreichend genau festzulegenden experimentellen Parametern, wie der Größe der Strahltaille, der Qualität des Strahlprofils und der Divergenz des Strahls begründet werden.

### **Einfluss der Eingangsdispersion für verschiedene Drücke und Blendenöffnungen**

Die Dispersion des Eingangspulses beeinflusst ebenfalls die dynamische Entwicklung im Filament [Var10]. Für die Untersuchung wurde die GDD mittels des Gitterkompressors des Verstärkersystems im Bereich von  $-1500$  bis  $+1250$  fs<sup>2</sup> variiert. Dies entspricht einer ungefähren Pulsdauer für die Pulse mit negativer Dispersion von 150 fs und im Fall von Pulsen mit positiver Dispersion von 130 fs. Es wurde für die jeweils entlang der Propagation im Filament erzeugte spektrale Verteilung die fourierlimitierte Pulsdauer berechnet. Dabei ist die minimale fourierlimitierte Puls-



**Abbildung 3.22:** Einfluss der Dispersion für verschiedene Drücke und Blendenöffnungen auf die spektrale Verbreiterung im Filament. (a) Fourierlimitierte Pulsdauer in Abhängigkeit der Eingangsdispersion für drei verschiedene Argondrücke (in mbar) in der Filamentzelle. (b) Fourierlimitierte Pulsdauer in Abhängigkeit der Eingangsdispersion für drei verschiedene Öffnungen (in mm) der Kreisblende. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die Anpassungskurven durch die Datenpunkte.

dauer ein Indiz für die optimale spektrale Verbreiterung<sup>7</sup>. Für die im Experiment verwendeten Drücke im Bereich von 600 bis 1000 mbar kann so die optimale Eingangsdispersion zur Erzeugung kurzer Pulse identifiziert werden. Abbildung 3.22(a) zeigt den Verlauf der minimalen fourierlimitierten Pulsdauer in Abhängigkeit der Eingangsdispersion für verschiedene Drücke für eine Blendenöffnung von 7.5 mm. Die durchgezogenen Linien repräsentieren jeweils die Anpassungskurven durch die ermittelten Datenpunkte. Eine optimale Verbreiterung und somit die kürzeste fourierlimitierte Pulsdauer wird für einen dispersionsfreien Eingangspuls erzielt. Die Verbreiterung des Spektrums nimmt wieder ab, je positiver bzw. negativer die Dispersion der Eingangspulse wird. Es ist zudem zu erkennen, dass für die verschiedenen Drücke die optimalen Eingangsdispersionen im selben Bereich liegen. Mit ansteigendem Druck sinkt die erreichte fourierlimitierte Pulsdauer, wobei der Dispersionsbereich, bei dem dies der Fall ist, ausgedehnt wird. Die Auswirkung der im Filament stattfindenden nichtlinearen Prozesse auf den propagierenden Puls wird stark durch die Intensität des Eingangsfeldes beeinflusst. Sind die Pulse zeitlich gestreckt, so ist die Spitzenintensität verringert und es kommt demzufolge zu einer reduzierten spektralen Verbreiterung. Diese Resultate entsprechen im wesentlichen den Erwartungen. Allerdings stellt sich die Frage, ob durch eine geeignete Wahl von Eingangsdispersion und Blendenöffnung eine optimale Kombination gefunden wer-

<sup>7</sup>Im hier experimentell verwendeten Parameterbereich wurde kein Auftreten von Multifilamenten beobachtet

den kann, um möglichst viel Energie bei größtem spektralen Zuwachs im Filament zu erreichen.

Um dies festzustellen, wurde die Abhängigkeit der Eingangsdispersion auch für verschiedene Blendenöffnungen im Bereich von 5.5 bis 7.5 mm untersucht. Abbildung 3.22(b) zeigt den Verlauf der minimalen fourierlimitierten Pulsdauer in Abhängigkeit der Eingangsdispersion für verschiedene Blendenöffnungen für einen festen Druck von 600 mbar Argon. Es ist zu erkennen, dass es eine optimale Eingangsdispersion gibt, bei der eine optimale spektrale Verbreiterung erreicht werden kann. Dieses Optimum variiert wenig für die verschiedenen Blendenöffnungen. Durch die Änderung der Kreisblendenöffnung wird zum einen das Strahlprofil modifiziert und zum anderen die Eingangsintensität beeinflusst. Es ist zu erkennen, dass durch Vergrößerung der Blendenöffnung die damit einhergehende Erhöhung der Intensität nicht zwangsläufig zu einer verstärkten Verbreiterung des Spektrums führt. So spielt die Modifizierung des Strahlprofils eine wesentliche Rolle bei der Ausbildung des selbstgeführten Lichtkanals. Zudem kann nur ein begrenzter Anteil der Intensität in einem einzelnen Filament geführt werden. Dieser Aspekt erschwert eine Energieskalierung zur Erhöhung der Nichtlinearitäten im Filament und bewirkt keine stetige Reduzierung des minimalen Fourierlimits mit Vergrößerung der Kreisblendenöffnung. Durch die hier durchgeführten Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass dieser Zusammenhang auch durch Veränderung der Dispersion nicht aufgelöst werden kann.

In Abschnitt 3.4.3 wurde bereits die komplexe zeitliche Dynamik, die sich im Filament entwickelt, ausführlich dargelegt. Dabei zeigt sich in Simulationen, dass der Puls im Filament aus mehreren Teilpulsen mit unterschiedlicher spektraler und räumlicher Verteilung besteht. Durch die Messung des räumlich und zeitlich integrierten Spektrums des erzeugten Filaments können nur sehr bedingt Rückschlüsse auf diese internen Vorgänge gewonnen werden. Daher werden im folgenden Abschnitt zwei Verfahren vorgestellt, die durch Verwendung nichtlinearer Prozesse eine Aussage über die zeitliche Pulsstruktur erlauben.



## 3.5 Untersuchung der zeitlichen Dynamik entlang der Propagation im Filament

Wie in Abschnitt 3.4.3 gesehen, zeigen numerische Simulationen eine zeitliche Struktur im Filament, die eine Aufspaltung in mehreren Teilpulse aufweist, welche durch raum-zeitliche De- und Refokussierungs-Effekte verursacht werden. Aufgrund dieser komplexen Entwicklung ist die zeitliche Charakterisierung des Filamentausgangs, wie z.B. durch eine Autokorrelation oder SPIDER-Messung schwierig, da sich Phasen mehrerer Teilpulse überlagern können. Zudem sind die angesprochenen Verfahren durch die Verwendung von nichtlinearen Kristallen vor allem bei Spektren mit Wellenlängen im UV-Spektralbereich in der Messung der Pulsdauer durch ihre begrenzten Phasenanpassungs-Bereiche limitiert. Um ein besseres Verständnis über die Dynamik zu gewinnen, ist außerdem eine Untersuchung entlang der Propagationsachse notwendig.

In diesem Abschnitt werden erstmals zwei neuartige Verfahren vorgestellt, die es erlauben durch extreme nichtlineare Prozesse lokal aufgelöst die zeitliche Dynamik im Filament zu identifizieren. In Abschnitt 3.5.1 wird über hohe harmonische Strahlung indirekt auf die zeitliche Struktur geschlossen. Dieses Verfahren ermöglicht den Nachweis von im Filament erzeugten Intensitätsspitzen (vergl. Abschnitt 2.3.4) und die Untersuchung der Kollapsposition. In Abschnitt 3.5.2 wird die zeitliche Struktur des propagierenden Pulses durch Stereo-ATI-Messungen bestimmt. Mit diesem Verfahren, welches keine Einschränkungen an das Spektrum des zu messenden Pulses macht, kann die Pulsdauer sowohl direkt im Filament als auch nach diesem gemessen werden. Es kann zudem gezeigt werden, dass die im Filament erzeugte zeitliche Pulsstruktur aus Teilpulsen mit unterschiedlicher zeitlicher Phase besteht.

### 3.5.1 Zeitliche Charakterisierung durch hohe harmonische Strahlung

Die in Abschnitt 3.4.3 vorgestellten Simulationen der zeitlichen Pulsstruktur, zeigen, dass sich an einigen Stellen im Filament ultrakurze Teilpulse ausbilden können, die durch ihre kurze Pulsdauer zu einer erhöhten Spitzenintensität führen, welche über der sonst im Filament begrenzten Intensität liegt. Deren Pulsdauer kann im Bereich eines optischen Zyklus liegen. Dabei übersteigt die Spitzenintensität die in Standardmodellen etablierte obere Grenze der Intensität, die im Filament geführt werden kann (vergl. Abschnitt 2.3.3). Daher werden diese Teilpulse auch als Intensitätsspitzen (*eng. intensity spikes*) bezeichnet. Die hohen Intensitäten erlauben nach theoretischen Voraussagen die Erzeugung hoher harmonischer Strah-

lung direkt im Filament [Gaa09], die im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal experimentell nachgewiesen werden konnten [Ste11b]. Aus der spektralen Struktur der erzeugten XUV-Strahlung kann indirekt eine Aussage über die zeitliche Dauer der im Filament erzeugten Teilpulse erhalten werden. Darüber hinaus können Aussagen über die Dynamik im Filament gewonnen werden.

### Experimenteller Aufbau

Für die Erzeugung des Filaments wurden 35 fs Pulse mit einer Zentralwellenlänge von 780 nm und einer Energie von 1.3 mJ bei 3 kHz verwendet. Der in Abschnitt 3.4 eingeführte optische Aufbau eignet sich nicht nur zur Untersuchung der spektralen Struktur im Filament, sondern kann dazu genutzt werden, gleichzeitig die im Filament erzeugte hohe harmonische Strahlung zu messen. Die niedrigen Drücke in der an die SIGC anschließenden Vakuumkammer von unter  $5 \times 10^{-4}$  mbar erlauben die nahezu absorptionsfreie Propagation der XUV-Strahlung zum Detektor. Zur Detektion der hohen harmonischen Strahlung wurde in dem in Abb. 3.13 dargestellten Aufbau das Ausgangsfenster durch eine zusätzliche Propagationsstrecke im Vakuum, an die ein XUV-Spektrometer anschließt,<sup>8</sup> ausgetauscht. Die fundamentale Strahlung wird mittels einer 200 nm dünnen Aluminiumfolie, die vor dem Eingang in das XUV-Spektrometer positioniert ist, herausgefiltert.

### Experimentelle Ergebnisse

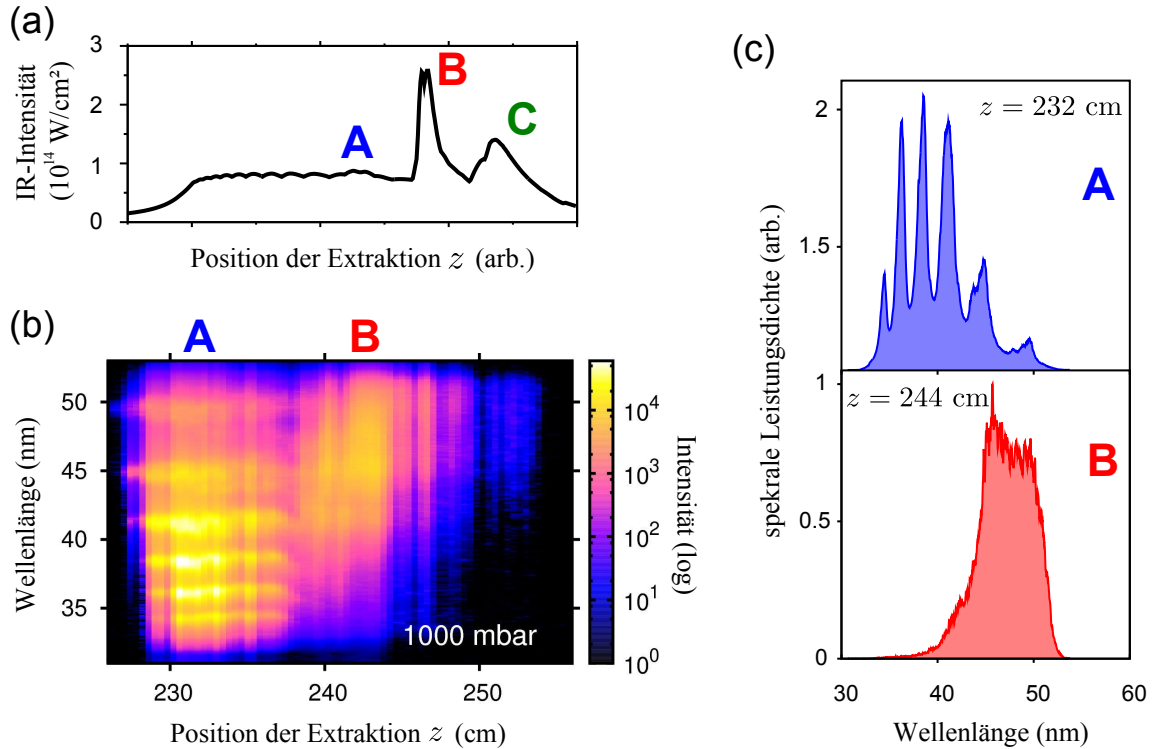
Der theoretische Verlauf der Spitzenintensität im Filament ist in Abbildung 3.23(a) dargestellt [Ste11a, Ste11b]. In diesem Fall können in drei Bereichen A, B und C Intensitätsspitzen vorhergesagt werden.

Um diese im Experiment identifizieren zu können, wird die erzeugte hohe harmonische Strahlung direkt im Filament gemessen.

Die Kreisblende (B1) wurde auf einen Wert von 7.5 mm eingestellt und mit einer Pulsenergie von 1 mJ ein Filament in 1000 mbar Argon erzeugt. Die im Filament, auf ca.  $1.7 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> berechnete Intensitätsgrenze wird punktuell im Filament überschritten, wodurch die Erzeugung hoher harmonischer Strahlung ermöglicht wird. Abbildung 3.23(b) zeigt XUV-Spektren, die entlang der Propagation im Filament gemessen wurden. Dafür wurde alle 4 mm in einem Bereich von  $z = 226$  bis  $z = 256$  cm nach der fokussierenden Optik ein über mehrere Laserschüsse integriertes Spektrum aufgenommen. In dem etwa 30 cm langen Filament lassen sich zwei unterschiedliche Bereiche identifizieren. Im ersten Bereich A ist ein diskretes XUV-Spektrum zu erkennen. Im zweiten Bereich B ist hingegen eine kontinuierliche spektrale Form ersichtlich. Aus beiden Bereichen sind jeweils Spektren an den festen Positionen A und

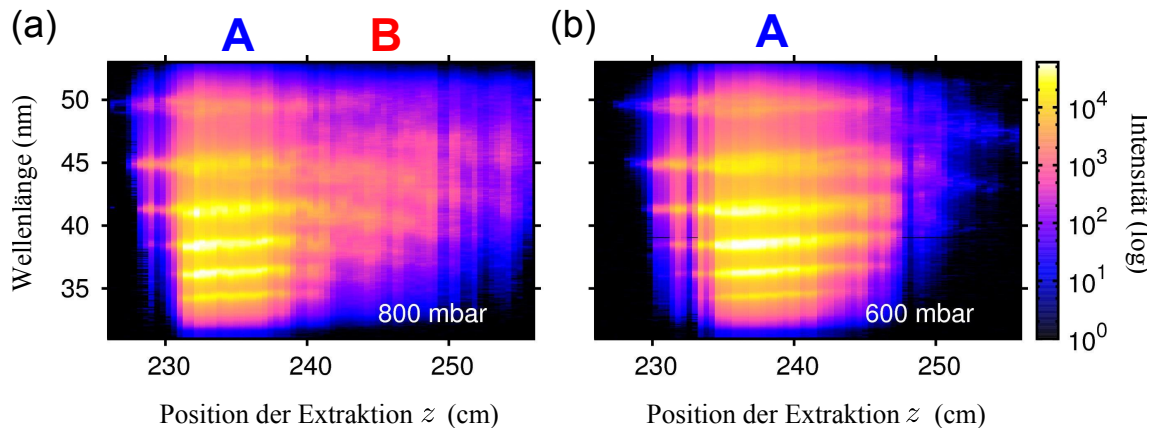
---

<sup>8</sup>McPherson, Gitter: 300 Linien/mm, und CCD DH420A-F0, Andor Technology



**Abbildung 3.23:** (a) Theoretische Entwicklung der Spitzenintensität im Filament (entnommen aus [Ste11a, Ste11b]). (b) Gemessene hohe harmonische Strahlung, die direkt in einem in 1000 mbar Argon generierten Filament erzeugt wurde. Die Abbildung zeigt integrierte Spektren, die an verschiedenen Positionen im Filament gemessen wurden. Die Position der Extraktion  $z$  bezieht sich dabei auf den Abstand zur fokussierenden Optik. In (a) und (b) sind die im Filament auftretenden Intensitätsspitzen mit A, B und C gekennzeichnet. Die Spektren der XUV-Strahlung haben in den Bereichen A und B eine unterschiedliche Struktur. Spektren aus beiden Bereichen sind in (c) dargestellt.

B auf linearer Skala dargestellt, die die unterschiedliche Form verdeutlichen, siehe Abb. 3.23(c). Den verschiedenen Bereichen können im Filament erzeugte intensive Teilpulse zugeordnet werden. Dabei kann über die gemessenen XUV-Strahlung durch Betrachtung der spektralen Struktur auf die Pulsdauer der erzeugten Pulse geschlossen werden. Dies bedeutet, dass der erste erzeugende Puls im Bereich A aus mehreren optischen Zyklen des elektrischen Feldes unter der Einhüllenden besteht, wohingegen der zweite Puls im Bereich B nur nahezu einen einzelnen optischen Zyklus besitzen kann, um im analysierten Spektralbereich eine kontinuierliche Verteilung zu erklären [Ste11b]. Es muss angemerkt werden, dass die CEO-Phase des verwendeten Lasersystems nicht stabilisiert ist und deshalb von Puls zu Puls zufällig variiert. Die vorgestellten Messungen sind über mehrere Schüsse integriert. Allerdings kann im Bereich B ausgeschlossen werden, dass die kontinuierliche Struk-

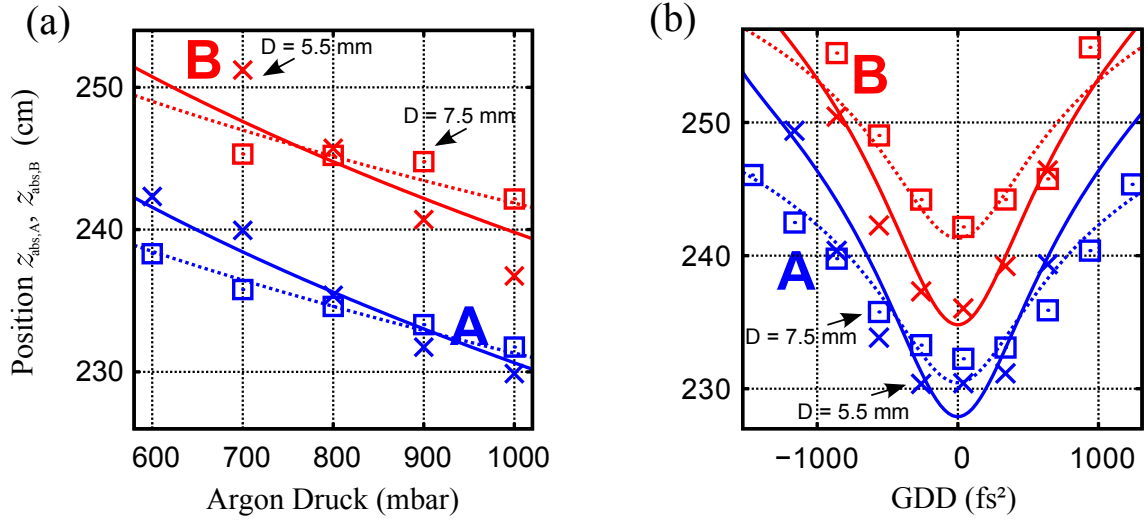


**Abbildung 3.24:** Gemessene hohe harmonische Strahlung für ein Filament in (a) 800 und (b) 600 mbar Argon.

tur durch Pulse verschiedener CEO-Phasen oder durch räumliche Dispersion im Strahlprofil der XUV-Strahlung verursacht wird, siehe unten.

Betrachtet man im Vergleich zu der hohen harmonischen Strahlung die unter identischen Bedingungen erzeugten IR-Spektren (vergl. Abb. 3.15(c)), so ist in dieser linearen Diagnostik kein Anhaltspunkt für das durch die Intensitätsspitzen erzeugte breite Spektrum im Filament zu erkennen. Man kann diese Tatsache damit begründen, dass die Intensitätsspitzen nur in einem sehr eingeschränkten Bereich nahe der optischen Achse erzeugt werden. Eine durch die Intensitätsspitzen verursachte Änderung im Pulsspektrum ist dann in den über einen größeren räumlichen Bereich gemittelten Spektren nicht ersichtlich.

So, wie die Entwicklung der IR-Spektren im Filament bei Änderung der Eingangsparameter beeinflusst wird, so wird auch die gemessene XUV-Strahlung dadurch geprägt. Abbildung 3.24 zeigt die Entwicklung der XUV-Strahlung, die für zwei unterschiedliche Drücke in der Filamentzelle aufgenommen wurde. Bei einer Reduzierung des Drucks auf 800 mbar, siehe Abb. 3.24(a), entfernt sich die Position des Bereichs A von der fokussierenden Optik. Zudem wird der Bereich, in dem die XUV-Strahlung erzeugt wird, ausgedehnt, wobei die Intensität im Bereich B sinkt. Bei einer weiteren Reduzierung des Drucks in der Filamentzelle auf 600 mbar, siehe Abb. 3.24(b), wird über einer Länge von etwa 20 cm ein diskretes XUV-Spektrum gemessen, wohingegen der Bereich mit einer kontinuierlichen Struktur verschwindet. Anscheinend wird die Dynamik im Filament so sehr geändert, dass es nicht mehr zu der Ausbildung eines Pulses kommt, der zur Erzeugung einer kontinuierlichen XUV-Struktur führt. Die gemessene XUV-Strahlung kann also dazu genutzt werden, um die Auswirkung von unterschiedlichen Eingangsparametern auf die Entwicklung der zur hohen harmonischen Strahlung beitragenden Pulse im Filament zu studieren. Dabei ist neben dem Druck auch die Auswirkung der Eingangsblende auf die Prozesse im Filament



**Abbildung 3.25:** (a) Position der Intensitätsspitzen A und B in Abhängigkeit des Argon Drucks in der Filamentzelle für zwei unterschiedliche Blendenöffnungen (Box für  $D = 5.5$  mm, Kreuz für  $D = 7.5$  mm). Zudem ist der für die jeweilige Blendenöffnung berechnete theoretische Verlauf des Strahlkollaps eingezeichnet (durchgezogene Linie für  $D = 5.5$  mm, gestrichelte Linie für  $D = 7.5$  mm). Zur besseren Vergleichbarkeit mit den experimentellen Daten ist dieser jeweils um die in Tab. 3.1 angegebenen Abstände verschoben. (b) Position der Intensitätsspitzen in Abhängigkeit der Eingangsdispersion für 1000 mbar Argon. Kennzeichnung siehe (a).

von Interesse. Dafür wurden spektrale Karten der XUV-Strahlung für unterschiedliche Drücke in der Gaszelle und verschiedene Größen der Eingangskreisblende aufgenommen, und auf die zentrale Lage der individuellen Bereiche (A, B), untersucht. Um die zentrale Lage der Bereiche A und B zu bestimmen wurden die spektralen Karten fourier-transformiert. Durch die unterschiedliche spektrale Struktur können im Fourierraum die Bereiche A und B von einander separiert und im Anschluss der Schwerpunkt des über der Wellenlänge aufintegrierten Signals für den jeweiligen Bereich berechnet werden. Abbildung 3.25(a) zeigt die Schwerpunktsposition in Abhängigkeit des Drucks für zwei unterschiedliche Durchmesser  $D$  der ersten Kreisblende ( $D = 5.5$  mm und  $7.5$  mm). Es ist zu erkennen, dass unter einem Druck von 700 mbar der Bereich mit einem kontinuierlichen XUV-Spektrum verschwindet. Eine Erklärung könnte die verkürzte Filamentlänge bei niedrigen Drücken sein, die den zur Ausbildung der Intensitätsspitze benötigten Refokussierungszyklus nicht mehr ermöglicht [Méc06]. Die durch die Druckänderung verursachte Verschiebung der Bereiche A und B, kann durch die lineare Druckabhängigkeit des nichtlinearen Brechungsindex  $n_2(p)$  erklärt werden [Bör10]. Eine Erhöhung des Drucks in der Filamentzelle führt dabei zu einer stärkeren Selbstfokussierung, die durch eine höhere Nichtlinearität bewirkt wird.

In Abschnitt 3.4.4 wurde bereits die Abhängigkeit der Fluoreszenz von den Eingangsparametern studiert und mit dem mit Gl. (2.10) für einen Gaußpuls theoretisch berechneten Verlauf des Strahlkollaps  $z_{rf}(p)$  in Verbindung gebracht. Es soll nun gezeigt werden, ob auch ein Zusammenhang zwischen den zur Erzeugung von XUV-Strahlung führenden Refokussierungszyklen und der berechneten Position des Strahlkollaps besteht. Um die unterschiedlichen Radien der Kreisblende zu berücksichtigen, wurde für  $D = 5.5$  mm ein Strahlradius von 2.8 mm an der Position der Fokussieroptik und eine transmittierte Leistung von 0.75 mJ und für  $D = 7.5$  mm ein Strahlradius von 3.9 mm und eine transmittierte Pulsenergie von 1.0 mJ gemessen, und bei Berechnung der Kollapsposition berücksichtigt. Betrachtet man die Position  $z_{rf}$  als Beginn des Filaments und definiert die Position der im Filament erzeugten Intensitätsspitzen als relativen Abstand  $z_A$  und  $z_B$  im Filament, so ist die absolute Position gegeben durch

$$z_{\text{abs},i} = z_{rf}(p) + z_i, \quad i = A, B. \quad (3.2)$$

In Abb. 3.25(a) sind zusätzlich zu den experimentell ermittelten Positionen der Intensitätsspitzen die mit Gl. (2.10) berechneten Kurven der Kollapsposition für unterschiedliche Öffnungen der Eingangskreisblende in Abhängigkeit des Drucks in der Filamentzelle eingezeichnet. Dabei wurde die für die jeweiligen Parameter berechnete Kurve für die Kollapsposition um einen Abstand  $z_A$  bzw.  $z_B$  verschoben, um den Verlauf dieser mit den experimentell bestimmten Positionen der Intensitätsspitzen im Bereich A bzw. B zu vergleichen. Die verwendeten Werte für  $z_A$  und  $z_B$  sind Tab. 3.1 zu entnehmen. Unter Heranziehen dieser Verschiebung ist eine gute Übereinstimmung zwischen dem theoretisch bestimmten Verlauf des Strahlkollaps und der ersten Intensitätsspitze bei A zu sehen, wohingegen die Intensitätsspitze im Bereich B diesem Verlauf weniger gut folgt. Es ist ersichtlich, dass die erste Intensitätsspitze A einige cm hinter dem nichtlinearen Fokus erzeugt wird, wohingegen die zweite Intensitätsspitze B an der Position erzeugt wird, an der die Pulshinterflanke eine Refokussierung auf die optische Achse erfahren muss. Der Abstand zwischen der Intensitätsspitze bei A und der Intensitätsspitze bei B wird bei anwachsendem Druck in der Filamentzelle immer kleiner. Dies deutet darauf hin, dass bei höheren Drücken die räumliche Dynamik in einem kleineren Wechselwirkungsbereich passiert. Allerdings kann dieses Verhalten nur eindeutig im Fall des 5.5 mm großen Blendendurchmessers beobachtet werden. Bei einer größeren Öffnung der Kreisblende reduziert sich durch Erhöhung der Intensität wie zu erwarten der Abstand zur ersten Intensitätsspitze. Die Simulationsergebnisse aus Abschnitt 3.4.3 (vergl. Abb. 3.19) zeigen, dass ein Refokussierungszyklus eine Propagationsstrecke von etwa 10 cm benötigt. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Abstand zwischen den Intensitätsspitzen. Somit bestätigt sich, dass die zweite Intensitätsspitze bei B zu einem Puls gehört, der aus einem Refokussierungsereignis

3.5. UNTERSUCHUNG DER ZEITLICHEN DYNAMIK ENTLANG DER  
PROPAGATION IM FILAMENT

---

$D$ (mm)	$z_A$ (cm)	$z_B$ (cm)	$D$ (mm)	$z_A$ (cm)	$z_B$ (cm)
5.5	$18 \pm 1$	$27 \pm 2$	5.5	$15 \pm 2$	$22 \pm 1$
7.5	$10 \pm 1$	$21 \pm 1$	7.5	$9 \pm 1$	$20 \pm 2$

(a) (b)

**Tabelle 3.1:** Abstand der Intensitätsspitzen bei A und B zum Verlauf der theoretisch berechneten Kollapsposition  $z_A$  und  $z_B$  für die (a) in Abb. 3.25(a) und (b) in Abb. 3.25(b) gezeigten Daten, siehe Text.

gebildet wird und eine kurze Pulsdauer besitzt [Gaa09, Ste11b]. Wird die Position der Intensitätsspitze bei A mit der Position für den Beginn der Fluoreszenz (siehe Abb. 3.21) verglichen, so ist im Mittel ein Abstand von  $10 \pm 2$  cm zu messen.

Zusätzlich zu der Druckabhängigkeit wurde der Einfluss der Eingangsdispersion auf die Position der Intensitätsspitzen und des Strahlkollaps für einen festen Druck von 1000 mbar untersucht. Die experimentellen und berechneten Ergebnisse sind in Abb. 3.25(b) dargestellt. Die Eingangsdispersion wurde durch die Änderung des Abstandes des sich am Ausgang des Verstärkersystems befindenden Gitterkompressors eingestellt, vergl. Abschnitt 3.4.4. Die GDD kann im Bereich von  $\pm 1000$  fs<sup>2</sup> variiert werden, was einer Pulsdauer von etwa 87 fs für positiv wie auch negativ dispersive Pulse entspricht, bevor die zweite Intensitätsspitze B verschwand. Die erste Intensitätsspitze A hingegen kann über einen größeren Dispersionsbereich beobachtet werden. Um den Verlauf des Kollaps zu berechnen, wurde die durch die Dispersion verursachte Änderung der Spitzenleistung in Gl. (2.10) durch folgenden Zusammenhang berücksichtigt:

$$P_0(\beta) = \frac{P_0(0)\tau_p}{\sqrt{\tau_p^2 + (2 \cdot \beta/\tau_p)^2}} \quad (3.3)$$

mit der GDD  $\beta$  und der fourierlimitierten Pulsdauer  $\tau_p = 35$  fs. Es konnte wieder eine gute Übereinstimmung mit den für die unterschiedlichen experimentellen Parameter bestimmten verschobenen Verlauf des Strahlkollaps gefunden werden, siehe Abb. 3.25(b) und Tab. 3.1(b).

Insgesamt zeigt sich, dass die im Filament gebildeten Intensitätsspitzen über einen weiten Parameterbereich gemessen werden können. Dieses robuste Auftreten beweist, dass die Überschreitung der *Clamping Intensity* im Filament kein Ausnahme-Phänomen ist, das nur bei speziellen Parametern beobachtet werden kann.

Vielmehr weist die hier erstmals experimentell nachgewiesene Dynamik eine große Unabhängigkeit vom erzeugendem Eingangspuls auf, so dass die nachgewiesenen Refokussierungszyklen auf eine intrinsische Charakteristik des Filamentationsprozesses hindeuten. Der zur Untersuchung verwendete Aufbau einer SIGC mit einer

doppelt-differentiellen Pumpstufe bietet andererseits auch die Möglichkeit, diese Dynamik durch Einstellung der optimalen Filamentlänge zu kontrollieren. Dabei kann in weiteren Schritten eine Optimierung des XUV-Spektrums auf z.B. die Erzeugung isolierter Attosekunden-Pulse direkt im Filament vorgenommen werden.

### **Einzelschuss-Messungen der XUV-Spektren**

Die CEO-Phase des verwendeten Lasersystems ist nicht stabilisiert und variiert zufällig. Bei Erzeugung von XUV-Strahlung mit Pulsen mit nur einigen optischen Zyklen wird die spektrale Struktur dieser durch die CEO-Phase  $\varphi_{\text{CEO}}$  beeinflusst [Ste11a]. Während das XUV-Spektrum eines *Sinus*-Pulses mit  $\varphi_{\text{CEO}} = -\pi/2$  aus diskreten harmonischen Ordnungen besteht, so wird mit einem *Cosinus*-Puls mit  $\varphi_{\text{CEO}} = 0$  ein kontinuierliches Spektrum erzeugt. Es ist zu beachten, dass über verschiedene CEO-Phasen integrierte Messungen immer zu einem kontinuierlichen XUV-Spektrum führen. Da die in Abschnitt 3.5.1 vorgestellten Messungen über mehrere Schüsse integriert sind müssen Einzelschuss-Messungen dieser durchgeführt werden, um auszuschließen, dass die kontinuierliche Struktur der in einigen Bereichen im Filament gemessenen XUV-Spektren durch die Variation der CEO-Phase verursacht wird.

Die kontinuierliche Struktur der XUV-Spektren kann zudem auch durch räumliche Effekte hervorgerufen werden. Weist der Puls eine räumliche Dispersion entlang des Radius im Strahlprofil auf, so kann dies bei einer räumlich integrierten Messung auch zu einem kontinuierlichen Spektrum führen.

Um auszuschließen, dass die in Abschnitt 3.5.1 gemessenen Spektren harmonischer Strahlung im Bereich B aus diesen Effekten resultieren, müssen räumlich aufgelöste Einzelschuss-Messungen der hohen harmonischen Strahlung durchgeführt werden. Da der Phosphorschirm des verwendeten Spektrometers eine Abklingzeit von 10 ms hat können mit diesem bei einer Pulswiederholrate von 3 kHz Spektren aufgenommen werden, die mindestens 30 Laserschüsse enthalten. Um Messungen einzelner Laserschüsse durchzuführen, kann zusätzlich die Hochspannung der MCP geschaltet werden. Dafür wurde ein Pulsgenerator<sup>9</sup> verwendet, der auf die Pulswiederholrate des Lasersystems getriggert wurde. Der Pulsgenerator schaltet zwischen zwei Hochspannungsquellen<sup>10</sup>. Dabei kann bei einer Hochspannung von 2.3 kV ein XUV-Signal gemessen werden, wohingegen eine Spannung von 1.2 kV keinen signifikanten Beitrag zum Signal liefert. Das verwendete Spektrometer kann zudem die Spektren räumlich aufgelöst messen.

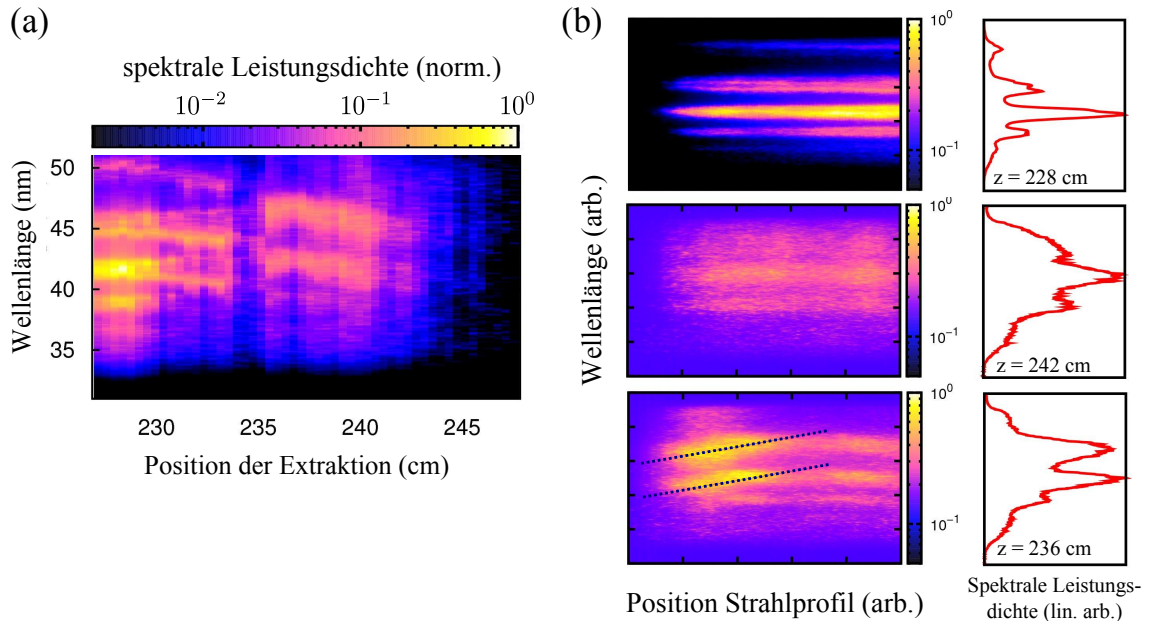
Die Messungen wurden bei einer Kreisblendenöffnung (B1) (vergl. Abb. 3.13) von 6 mm durchgeführt. Die Energie nach dieser betrug 0.82 mJ. Die Abbildung 3.26(a)

---

<sup>9</sup>PVX-4140, Directed Energy, Inc.

<sup>10</sup>PS350/5000V-25W, Stanford Research Systems, Inc.

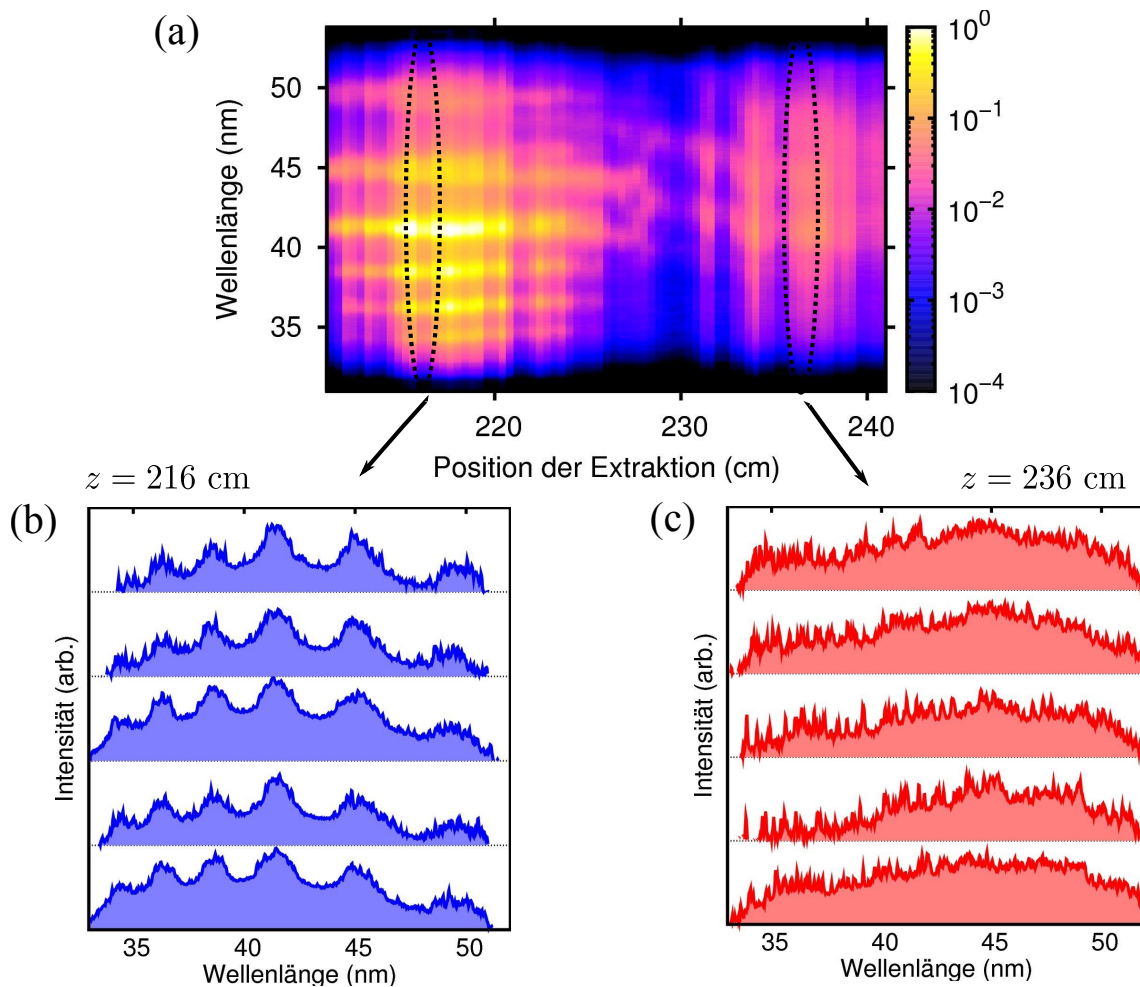




**Abbildung 3.26:** (a) Aufgenommene Einzelschuss-Messungen der XUV-Spektren entlang der Propagation im Filament in 780 mbar Argon. (b) Räumliche Einzelschuss-Spektren bei drei festen Positionen im Filament  $z = 228$  cm,  $z = 236$  cm und  $z = 242$  cm. Bei Position  $z = 236$  konnte eine leichte räumliche Dispersion festgestellt werden (gestrichelte Linie).

zeigt Einzelschuss-Spektren für ein Filament in 780 mbar Argon. Es ist die bereits in Abschnitt 3.5.1 beobachtete Struktur der harmonischen Spektren zu erkennen. Zudem sind in Abbildung 3.26(b) Einzelschuss-Messungen des direkten Phosphorschirmsignals des McPherson-Spektrometers für drei festen Positionen  $z = 228$  cm,  $z = 236$  cm und  $z = 242$  cm dargestellt. Die vertikale Achse repräsentiert dabei die unkalibrierte Wellenlängenachse, und auf der horizontalen Achse ist die unkalibrierte Position entlang der vertikalen Achse im Strahlprofil dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die Spektren im Bereich A und B bei  $z = 228$  cm und  $z = 242$  cm keine räumliche Dispersion aufweisen. Lediglich bei Position  $z = 236$  cm konnte eine leichte räumliche Dispersion festgestellt werden.

Des Weiteren wurden XUV-Spektren, die mit Pulsen mit unterschiedlicher CEO-Phase des Eingangspulses erzeugt wurden, untersucht. Die Messungen wurden bei einer Kreisblendenöffnung (B1) von 6 mm durchgeführt. Die Energie nach der Blende betrug in diesem Fall etwa 0.93 mJ, und es wurde ein Filament in 700 mbar Argon erzeugt. Abbildung 3.27(a) zeigt die für diese Parametereinstellung gemessene Entwicklung des Spektrums im Filament. Es wurden Messungen der Spektren von Pulsen mit zufälliger CEO-Phase an zwei festen Positionen  $z = 216$  cm und  $z = 236$  cm im Filament durchgeführt. Aus jedem Bereich sind fünf Spektren jeweils



**Abbildung 3.27:** (a) Aufgenommene Einzelschuss-Messungen der XUV-Spektren entlang der Propagation im Filament in 780 mbar Argon. (b) Einzelschuss-Messung der räumlichen Verteilung des Spektrums entlang der horizontalen Achse im Strahlprofil bei zwei festen Positionen im Filament  $z = 228$  cm und  $z = 242$  cm.

in Abb. 3.27(b) und (c) dargestellt. Im Fall des kontinuierlichen XUV-Spektrums kann nur eine geringe Variation der Spektren bei zufälliger Eingangs-CEO-Phase festgestellt werden. Es ist bekannt, dass die Eingangs-CEO-Phase nach der Propagation im Filament beibehalten wird [Fac08, Hau04]. Da die CEO-Phase des verwendeten Lasersystems allerdings willkürlich variiert lässt sich daraus schließen, dass die Eingangs-CEO-Phase einen minderen Einfluss auf die CEO-Phase der zweiten Intensitätsspitze ausüben muss. Diese Beobachtung wird durch theoretische Vorhersagen unterstützt [Gaa09], die diesen Effekt schnellen Refokussierungsprozessen zuschreibt. In diesen wird die CEO-Phase des refokussierten Pulses durch den schnellen Refokussierungsprozess bestimmt und hängt weniger von der CEO-Phase des Eingangspulses ab.

Die CEO-Phase kann unter anderem mit dem im nächsten Abschnitt zur Pulsdauercharakterisierung verwendeten Stereo-ATI-Spektrometer gemessen werden.

### 3.5.2 Zeitliche Charakterisierung der Pulse durch Stereo-ATI-Spektren

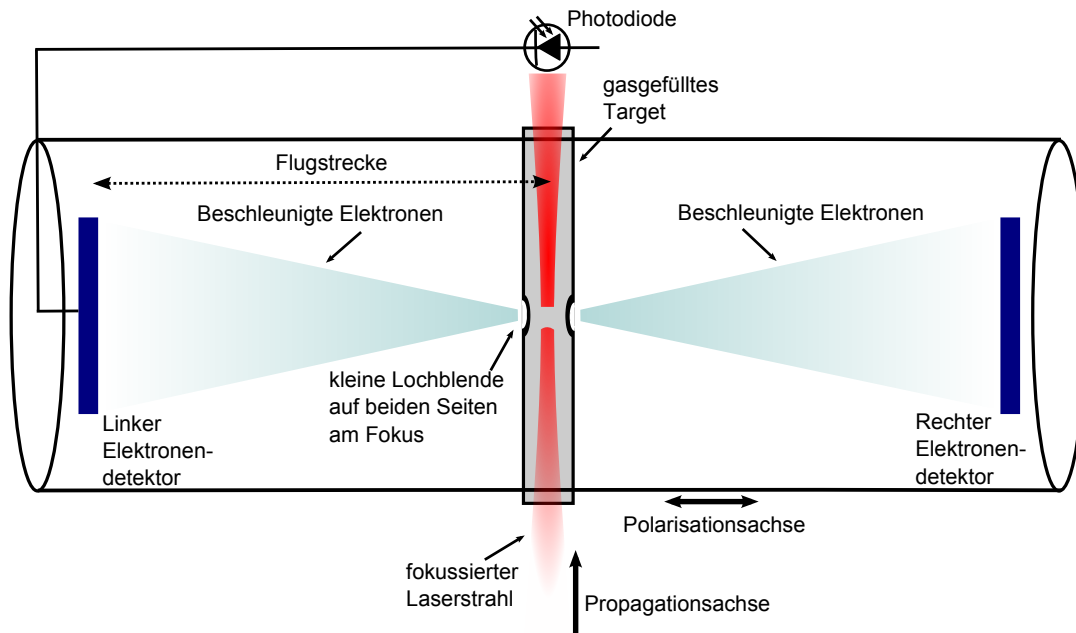
Die bisherige Analyse der lokalen Nichtlinearitäten mittels der gemessenen hohen harmonischen Strahlung erlaubt eine eindeutige Identifizierung von Intensitätsspitzen im Filament. Auch auf die Pulsdauer kann über diskrete oder kontinuierliche Form des erzeugten XUV-Spektrums zurückgeschlossen werden. Eine genaue Bestimmung der Pulsdauer ist jedoch nicht möglich. Durch die Aufnahme von Stereo-ATI-Spektren ist eine deutlich genauere Analyse der Pulsdauer möglich. Durch die hohe Nichtlinearität, die der ATI-Prozess benötigt, können nur ultrakurze Pulse mit hoher Spitzenintensität gemessen werden und Teilpulse größerer Pulsdauer werden herausgefiltert. Zudem bietet dieses Verfahren im Gegensatz zu SPIDER, durch Verwendung von Edelgasen als nichtlineares Medium, keine Einschränkung an das Pulsspektrum im nahen UV-Bereich.

Die Untersuchungen der Pulsdauer im und nach dem Filament mit dem Stereo-ATI-Aufbau wurden in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Gerhard G. Paulus von der Universität Jena durchgeführt. In diesem Abschnitt wird zunächst eine kurze Einführung in die Grundlagen der Pulsdauerermessung mit dem ATI-Spektrometer gegeben, wobei auf Details dieses Messverfahrens auf die Veröffentlichungen [Pau01, Pau03, Say11, Wit09] verwiesen wird. Im Anschluss werden experimentelle Ergebnisse der Pulsdauerermessung vorgestellt. Es ist dabei zum ersten Mal gelungen, die Pulsstruktur nach und entlang des Filaments näher zu untersuchen. Wichtige Erkenntnisse über die zeitliche Dispersion von im Filament gebildeten Teilpulsen konnten aus diesen Messungen geschlossen werden.

#### Stereo-ATI-Spektrometer

Das Stereo-ATI-Spektrometer ist zur Messung der Phase zwischen der Trägerwelle und der Einhüllenden des Pulses (CEO-Phase, engl. *carrier envelope offset phase*) entwickelt worden [Pau01]. Die CEO-Phase spielt bei ultrakurzen Pulsen mit nur wenigen optischen Zyklen eine wichtige Rolle, da mit der Verkürzung der Pulsdauer die Anzahl der Zyklen sinkt und die Asymmetrie des elektrischen Feldes in Abhängigkeit der CEO-Phase steigt.

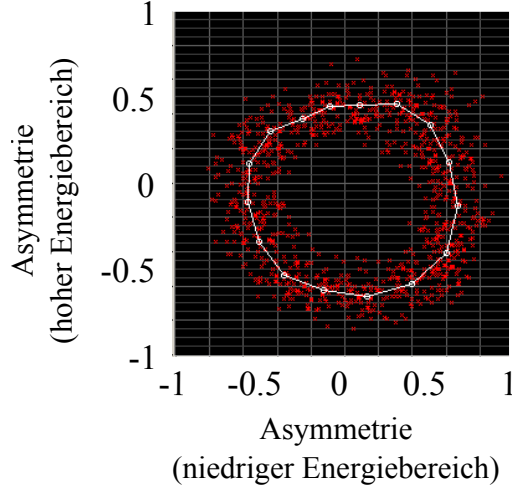
Bei dem Stereo-ATI-Verfahren werden Atome mit einem Laserpuls ionisiert und die Flugzeit der erzeugten Elektronen durch eine Flugzeitmessung bestimmt. Hochenergetische ATI-Elektronen sind dabei sehr wichtig, da ihre Flugrichtung besonders



**Abbildung 3.28:** Schematische Darstellung eines ATI-Spektrometers. Der Laserstrahl wird in ein Gas-Target fokussiert. In Höhe des Laserfokus befinden sich zwei kleine Lochblenden, an denen die erzeugten Elektronen entweichen können. Die Flugzeit der nach rechts bzw. links gestreuten Elektronen wird mit zwei sich gegenüberstehenden Detektoren gemessen und durch Kenntnis der Flugstrecke die kinetische Energie der Elektronen bestimmt.

stark von dem elektrischen Feld abhängt und sie somit empfindlich auf die CEO-Phase reagieren. Diese Abhängigkeit wird zur Messung der CEO-Phase ausgenutzt, indem das Signal zweier sich gegenüberliegenden Elektronenspektrometer miteinander verglichen wird. Die Asymmetrie des elektrischen Feldes bildet sich in den Differenzsignalen der Elektronenspektrometer ab, wobei gilt: je kürzer die Pulsdauer, desto größer die Asymmetrie des elektrischen Feldes bei Variation der CEO-Phase. In Abbildung 3.28 ist der schematische Aufbau eines ATI-Spektrometers dargestellt. Es besteht im Wesentlichen aus einer Vakuumkammer, einem mit Gas gefülltem Target und zwei identischen Elektronendetektoren. Diese stehen sich in der Polarisationssebene des Lasers gegenüber. Zwischen den beiden Detektoren befindet sich ein Gas-Target, in das der Laserstrahl fokussiert wird. Die unter einem kleinen Winkel um die Polarisationsachse des Laserfeldes emittierten Elektronen werden gleichzeitig detektiert. Um ausschließlich hochenergetische Elektronen zu messen, kann mittels zweier Repeller ein zusätzliches elektrisches Gegenfeld angelegt werden.

Um die CEO-Phasen-Abhängigkeit in der Auswertung hervorzuheben, wird die Asymmetrie der am linken ( $L$ ) und rechten ( $R$ ) Detektor gemessenen Elektronen  $A = (L - R)/(L + R)$  für zwei Energiebereiche ausgewertet. Im *Plateau*-Bereich des

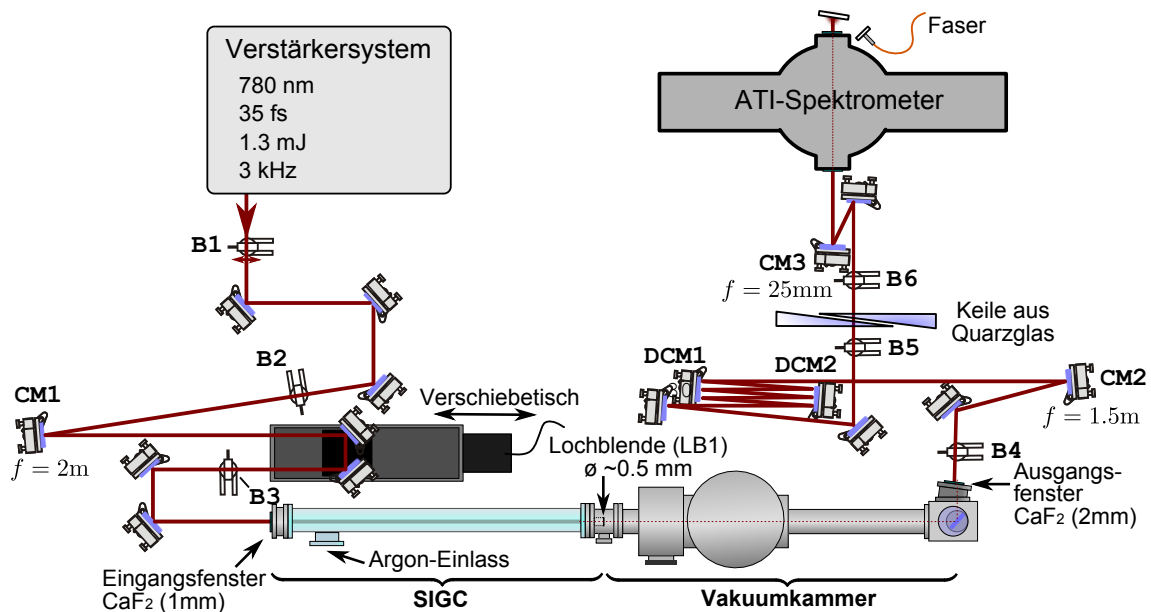


**Abbildung 3.29:** Asymmetrieplot für einen Puls mit einer Dauer von unter 5 fs. Es ist die Asymmetrie der am linken und rechten Detektor gemessenen Elektronen für zwei Bereiche hoher und niedriger Energie, in denen sich die sinusförmige Abhängigkeit der CEO-Phase um  $90^\circ$  unterscheidet, einander gegenübergestellt.

erzeugten Elektronen-Spektrums variiert die Asymmetrie  $A$  annähernd sinusförmig mit der CEO-Phase. Zudem kann ein weiterer Energiebereich aus dem Elektronen-Spektrum gewählt werden, in dem sich die sinusförmige Abhängigkeit der CEO-Phase um  $90^\circ$  unterscheidet [Say11]. Daraus kann eine parametrische Asymmetriedarstellung erstellt werden, indem die Asymmetriewerte der beiden Energiebereiche graphisch gegeneinander aufgetragen werden. Der Polarwinkel  $\Theta$  in dieser Darstellung entspricht der CEO-Phase und die Radialkoordinate  $r$  hängt von der Pulsdauer ab. Dabei werden im Experiment die Grenzen der Energiebereiche so lange variiert, bis der Radius in der Asymmetriedarstellung gleichförmig und die Verteilung in  $\Theta$  isotrop ist. So entsteht für ein Lasersystem, dessen CEO-Phase von Puls zu Puls zufällig variiert, ein Plot, in dem die Messwerte der CEO-Phasen auf einem Kreis mit Radius  $r$  verteilt sind, siehe Abb. 3.29. Die Pulsdauer  $\tau$  lässt sich über  $r$  mit folgender Formel berechnen [Say11]:

$$\tau[\text{fs}] = 1.6063 + \sqrt{\frac{-9.7371}{\log(1-r)}}. \quad (3.4)$$

Dabei sinkt der Radius mit steigender Pulsdauer. Um über den Radius auf die Pulsdauer zu schließen, muss dieser noch messbar sein. Diese Randbedingung bewirkt, dass mit dem vorhandenen ATI-Spektrometer nur Pulsdauern kleiner 10 fs messbar sind.



**Abbildung 3.30:** Aufbau zur Messung der Pulsdauer mit dem ATI-Spektrometer. Es wird ein Filament in einer SIGC-Geometrie erzeugt, vergl. Abschnitt 3.4. Nach der SIGC werden die Pulse ausgekoppelt und die Dispersion mit DCMs und zwei Keilen aus Quarzglas auf Null ausgeglichen. Der Laserstrahl wird im Anschluss in das ATI-Spektrometer fokussiert. B1 - B6: Kreisblenden, CM1-CM3: Fokussierspiegel.

### Experimenteller Aufbau

Für die Erzeugung des Filaments wurden 35-fs-Pulse mit einer Zentralwellenlänge von 780 nm und einer Energie von 1.3 mJ bei einer Pulswiederholrate von 3 kHz genutzt. Der verwendete Aufbau ist in Abb. 3.30 schematisch dargestellt. Es wurde, nach Fokussieren des Strahls mit einem Silberspiegel (CM1) mit einer Fokallänge von 2 m ein Filament in einer mit Argon gefüllten SIGC erzeugt. Der Übergang zwischen SIGC und Vakuunkammer wurde durch eine durch den Laserstrahl selbst geschossenen Lochblende (LB1) realisiert. Im Gegensatz zu dem in Abschnitt 3.4.1 eingeführten Aufbau kann auf eine zweiten Lochblende verzichtet werden, da nun keine XUV-Strahlung am Ende des Filaments gemessen werden soll. Der Übergang von Argondrücken in der SIGC im Bereich von 500 - 950 mbar zu einem Druck von einigen mbar in der Vakuunkammer genügt, um die nichtlinearen Effekte am Puls zu beenden und so die Dauer der Pulse im Filament an verschiedenen Positionen zu untersuchen. Um zum Vergleich auch die Pulsdauer eines ungestörten, vollständig propagierenden Strahls zu messen, wurde das Metallplättchen aus dem Aufbau entfernt und die Vakuunkammer mit Gas geflutet. Nach Passieren des 2 mm dicken Ausgangsfensters aus  $\text{CaF}_2$  wurde der Weißlichtkern des Strahlprofils mittels einer Kreisblende (B4) ausgeschnitten. Aus experimentellen Gründen erfolgt im vorliegenden Abschnitt die Erzeugung und Analyse des Filaments in getrennten

Vakuumkammern, prinzipiell ist dies aber auch innerhalb eines Aufbaus möglich. Eine Charakterisierung der Pulsdauer innerhalb der selben Vakuumkammer hätte den Vorteil, dass die definitive Pulsdauer nach dem Filamentationsprozess gemessen werden könnte ohne zunächst die Dispersion des Ausgangsfensters zu kompensieren. Der fokussierende Spiegel (CM2) mit einer Brennweite von 1.5 m dient zur Kollimierung des Strahls. Im Anschluss an diesen wird die Dispersion mit mehreren Reflexionen auf zwei DCMs<sup>11</sup> und mit zwei Keilen aus Quarzglas kompensiert. Es ist anzumerken, dass die DCMs durch ihre definierte Bandbreite eine geringfügige Einschränkung im kurzwelligen Bereich der erzeugten Spektren haben und diese in der zeitlichen Struktur beeinflussen. Durch die genaue Kenntnis der Dispersion aller Komponenten ist trotzdem ein relativer Vergleich der Filamente gut möglich. Der Laserstrahl wird nach den DCMs mit einem fokussierenden Spiegel (CM3) mit einer Brennweite von 25 cm durch ein Fenster aus etwa 150  $\mu\text{m}$  dünnem Quarzglas in das ATI-Spektrometer fokussiert. Die Kreisblende (B6) dient zur Anpassung der Intensität bei der Messung der ATI-Spektren. Der Laserstrahl wird anschließend aus dem ATI-Spektrometer ausgekoppelt, und das an einem Schirm gestreute Licht durch eine Multi-mode-Faser mit einem Spektrometer<sup>12</sup> aufgenommen.

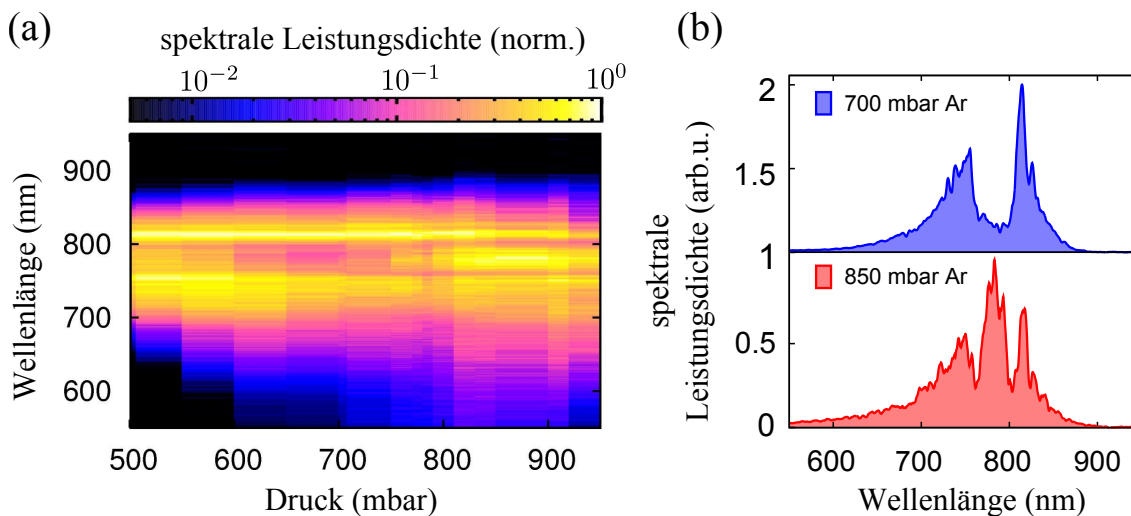
### Experimentelle Ergebnisse

Das Messen der Pulsdauer mit dem ATI-Spektrometer bietet die Möglichkeit, das Filament in seiner temporalen Struktur besser zu charakterisieren als durch die alleinige Messung der erzeugten XUV-Spektren oder durch die in Abschnitt 3.1 durchgeführten SPIDER-Messungen. Deshalb wird zunächst die Pulsdauer eines ungestörten Filaments bei verschiedenen Drücken untersucht. Da sich die Parameter des Verstärkersystems im Laufe der Zeit justage-bedingt ändern, wird hier zur besseren Vergleichbarkeit noch einmal eine Untersuchung der spektralen Entwicklung des Filaments in Abhängigkeit des Drucks durchgeführt. Diese Messungen wurden ohne den Einsatz der Lochblende (LB1) realisiert, wobei die Vakuumkammer mit Argon geflutet wurde. Abbildung 3.31(a) zeigt die spektrale Änderung in Abhängigkeit des Drucks. Dafür wurden für die unterschiedlichen Drücke im Bereich von 500 bis 950 mbar über mehrere Laserschüsse integrierte Spektren am Ausgang des ATI-Spektrometers aufgenommen. Es können zwei unterschiedliche spektrale Strukturen identifiziert werden. Diese sind für zwei feste Einstellungen des Drucks von  $p = 700$  mbar und  $p = 850$  mbar in Abb. 3.31(b) dargestellt. Die fourierlimitierte Pulsdauer dieser Spektren unterscheidet sich mit 4.5 und 4.1 fs nur geringfügig voneinander. Allerdings weist das Spektrum bei  $p = 700$  mbar im Unterschied zu dem

---

<sup>11</sup>DCM9, VENTEON Laser Technologies GmbH, 500 - 1000 nm, -45 fs<sup>2</sup> pro Reflexion

<sup>12</sup>OceanOptics, Model: USB 2000+ VIS-NIR, mit 25  $\mu\text{m}$  Eintrittspalt, Spektralbereich: 500 - 1200nm



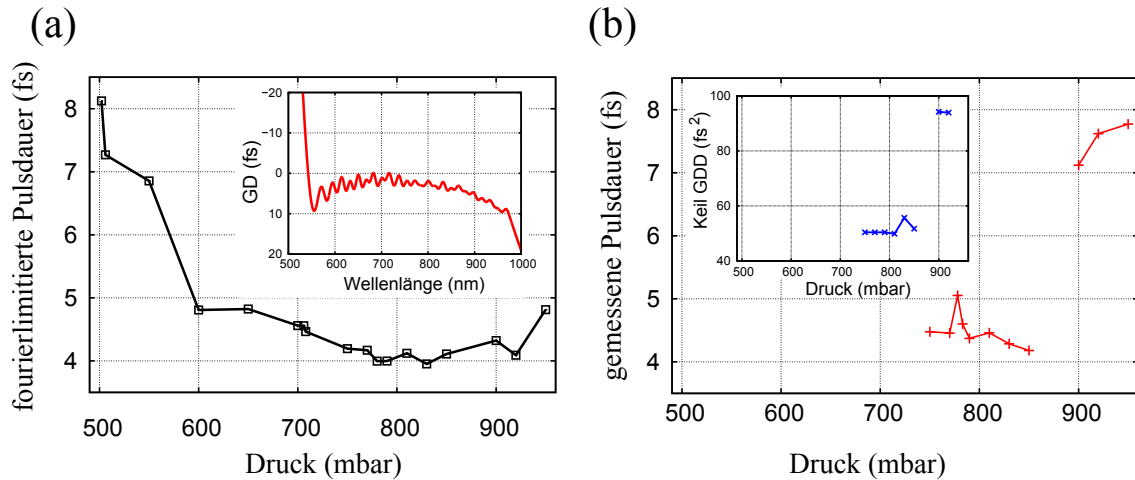
**Abbildung 3.31:** (a) Spektrum nach der Filamentation in Argon bei verschiedenen Drücken. (b) Spektren mit unterschiedlicher Struktur nach Filamentation in 700 und 850 mbar Argon.

bei  $p = 850$  mbar kein Intensitätsmaximum bei der Zentralwellenlänge der fundamentalen Strahlung auf.

In Abbildung 3.32(a) ist die aus den aufgenommenen Spektren berechnete fourierlimitierte Pulsdauer dargestellt. Hier ist das bereits in Abschnitt 3.4 beobachtete Verhalten prinzipiell reproduziert, und die spektrale Breite unterstützt in einem weiten Bereich von 600 bis 900 mbar Pulsdauern unter 5 fs. Zusätzlich zeigt die Einfügung in (a) den theoretisch berechneten Verlauf der Gruppenverzögerung, die der Puls nach Passieren aller optischen Komponenten (6 Reflexionen an DCMs, 2 mm  $\text{CaF}_2$ , 150  $\mu\text{m}$  und 2.1 mm Quarzglas und 5.46 m Luft) aufsammelt. Es ist ersichtlich, dass die gesamte Dispersion nahezu über die volle Breite kompensiert werden kann, so dass die unter Berücksichtigung dieser Dispersion theoretisch rekonstruierte Pulsdauer nur etwa 1 fs über der fourierlimitierten Dauer liegt.

Mittels der Stereo-ATI-Messung wurde die Pulsdauer in Abhängigkeit des Drucks gemessen, siehe Abb. 3.32(b). Dafür wurden Asymmetriplots wie die in Abb. 3.29 aufgenommen, und die Pulsdauer aus dem Radius berechnet. Für die Messungen wurde die Dispersion der Pulse zunächst mit 6 Reflexionen auf den DCMs grob ausgeglichen und mit den Keilen aus Quarzglas optimiert. Die jeweils zu jeder Pulsdauermessung an den Keilen eingestellte GDD ist in der Einfügung in Abb. 3.32(b) aufgetragen. Obwohl die theoretische Pulsdauer im gesamten Druckbereich mit dem ATI-Spektrometer messbar sein sollte, können nur im Bereich zwischen 550 und 850 mbar kurze Pulse gemessen werden. Die Pulsdauern dieser entsprechen nahezu dem aus den zugehörigen Spektren berechnetem Fourierlimit und liegen deutlich unter 5 fs. Der optimale Druckbereich zur Erzeugung der kürzesten Pulse liegt bei





**Abbildung 3.32:** (a) Fourierlimitierte Pulsdauer berechnet aus den Spektren in Abb. 3.31. Die Einfügung zeigt die Gesamtgruppengeschwindigkeit (GD), die die Pulse nach Durchlaufen der folgenden optischen Komponenten aufsammeln: 6 Reflexionen an DCMs, 2 mm CaF<sub>2</sub>, 5.46 m Luft 150  $\mu\text{m}$  und 2.1 mm Quarzglas. (b) Mittels Stereo-ATI gemessene Pulsdauer nach Filament und Dispersionskompensation in Abhängigkeit des Drucks. In der Einfügung ist zusätzlich die Dispersion der Keile eingezeichnet, die im Experiment eingestellt wurde, um die kürzeste Pulsdauer zu messen.

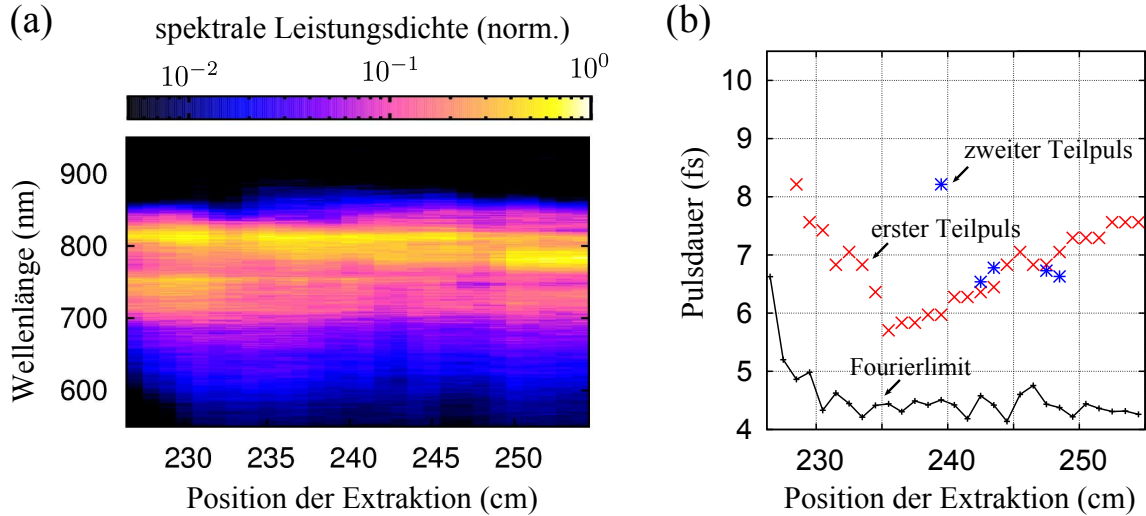
etwa 850 mbar. Die kürzesten Pulsdauern bei optimalen Einstellungen des Filaments waren 3.6 fs. Oberhalb von 850 mbar sind nur noch Pulse über 7 fs messbar. Die zur Messung der optimalen Pulsdauer eingestellte Dispersion der Glaskeile ist zusätzlich in der Einfügung in Abb. 3.32(b) dargestellt. Es ist auffällig, dass zur Kompression der Pulse zwei Bereiche vorzuliegen scheinen, wobei für den Bereich hohen Drucks deutlich mehr Material notwendig ist. Berechnet man die Bilanz der gesamten Dispersion, so ergibt dies, dass bei einer Keildispersion von etwa 80 fs<sup>2</sup> die kürzesten Pulsdauern erreicht werden sollten. Bei den vorliegenden Messungen konnten die kürzesten Pulse im Druckbereich 750 bis 850 mbar allerdings bereits bei einer Keil-GDD von 50 fs<sup>2</sup> gemessen werden, so dass dies auf eine positive Dispersion und eine rechnerische bestimmte Pulsdauer direkt am Ausgang des Filaments von 12 fs am Ausgang hindeutet. Da der erzeugende Puls eine Dauer 35 fs hat, ist bereits hier eine Selbstkompression festzustellen. Im Druckbereich oberhalb von 850 mbar wird eine deutlich dickere Keildicke zur Kompression benötigt, und eine Analyse der Dispersionsbilanz ergibt hier einen negativ dispersiven Puls am Ausgang des Filaments. Dies deutet darauf hin, dass der Effekt der Selbstkompression eine Abhängigkeit vom verwendetem Druckregime aufweist. Eine definitive Aussage lässt sich allerdings nur durch eine Messung der Pulsdauer mit dem ATI-Spektrometer direkt am Filamentausgang treffen, also unter Vermeidung der hier verwendeten Dispersionskompensationsoptik, die eine gewisse Unsicherheit in die hier getroffenen

Aussagen bringt.

Ein Vergleich der bereits diskutierten Druckbereiche, in denen Spektren unterschiedlicher Struktur gefunden wurden, mit den Druckbereichen, in denen eine unterschiedliche Pulsdauer gemessen wurde, zeigt einen Zusammenhang. Es zeigt sich insbesondere, dass sub-5-fs-Pulse nur dann gemessen werden, wenn das Spektrum nach dem Filament ein Intensitätsmaximum bei der Zentralwellenlänge des Eingangspulses besitzt, vergl. Abb. 3.31(b).

Da nun durch Messung der Pulsdauer mit dem ATI-Spektrometer die Möglichkeit besteht, die durch die gemessenen Spektren unterstützte mit der minimal erreichbaren Pulsdauer zu vergleichen, soll im nächsten Schritt die Selbstkompression durch Variation der Eingangsdispersion untersucht werden. Hierfür wurde der Durchmesser der Eingangsblende (B1) auf einen Wert von  $\sim 5.8$  mm eingestellt und mit einer Pulsenergie von 0.82 mJ ein Filament in 780 mbar Argon erzeugt. Für die Untersuchungen wurde die Dispersion der Eingangspulse durch Änderung des Abstandes der Gitter am Ausgang des Verstärkersystems in einem Bereich von  $800 \text{ fs}^2$  verstellt. Die Dispersion nach dem Filament wurde durch acht Reflexionen auf den DCMs grob eingestellt und mit den Keilen optimiert, Es wurde beobachtet, dass die Eingangsdispersion, in dem die ultrakurzen Pulse gemessen werden, in einem Bereich von  $600 \text{ fs}^2$  verändert werden kann, ohne dass die GDD der Glaskeile, die zur Optimierung der Pulsdauer nach dem Filament benutzt werden, für jede Messung neu angepasst werden muss. Somit hat die Dispersion der Eingangspulse in diesem Fall in einem weiten Bereich keinen Einfluss auf die Pulsdauer nach dem Filament.

Das Stereo-ATI-Verfahren ist sehr gut geeignet, um die komplexe zeitliche Struktur der Pulse im Filament, die sich in Abschnitt 3.4.3 und 3.5.1 offenbart hat, zu studieren. Für diese Untersuchung wurde die Lochblende (LB1) zwischen Filament- und Vakuumkammer positioniert, damit das Filament an definierter Position beendet werden kann. Mit einer Pulsenergie von 0.82 mJ und bei einem Eingangsblendendurchmesser von 6.0 mm wurde ein Filament bei festem Druck von 780 mbar Argon erzeugt. Bei dieser Druckeinstellung konnten zuvor nach vollständiger Propagation des Filaments Pulsdauern unter 5 fs gemessen werden. Bei den verwendeten Parametereinstellungen wurde zunächst die spektrale Entwicklung im Filament gemessen. Dabei ist insbesondere der Bereich im Filament interessant, in dem zuvor hohe harmonische Spektren beobachtet werden konnten, vergl. Abschnitt 3.5.1. Die aufgenommenen Spektren in einem Bereich von 30 cm sind in Abb. 3.33(a) dargestellt. Hier bezieht sich die Position der Extraktion  $z$  auf den Abstand der Lochblende (LB1) zur fokussierenden Optik (CM1). Die fourierlimitierte Pulsdauer ist zusammen mit der gemessenen Pulsdauer in Abb. 3.33(b) dargestellt. Die Dispersion wurde mit acht Reflexionen auf den DCMs grob eingestellt. Es ist anzumerken, dass die zusätzlichen Reflexionen auf den DCMs nötig gewesen sind, da zur Kollimierung des

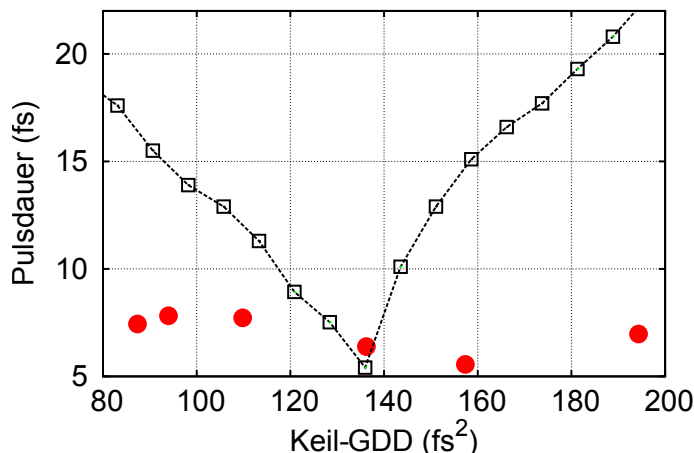


**Abbildung 3.33:** (a) Spektrale Entwicklung entlang der Propagation für ein Filament in 780 mbar Argon. (b) Gemessene Pulsdauer nach Kompression der Pulse mit 8 Reflexionen auf den DCMs und einer Keil-GDD von etwa  $194 \text{ fs}^2$ . An einigen Stellen entlang der Propagation wurden zusätzlich Teilpulse bei einer Keil-GDD von etwa  $128 \text{ fs}^2$  gemessen. Zusätzlich ist die aus den Spektren in (a) ermittelte fourierlimitierte Pulsdauer dargestellt.

Strahls nach dem Filament eine  $\text{CaF}_2$ -Linse verwendet und dadurch eine zusätzliche Phase aufgesammelt wurde.

Ab Position  $z = 228 \text{ cm}$  konnte eine Pulsdauer von unter  $9 \text{ fs}$  gemessen werden, indem die GDD der Keile auf einen Wert von etwa  $194 \text{ fs}^2$  eingestellt wurde. Es konnte bei Messung der Pulsdauer an verschiedenen Positionen im Filament festgestellt werden, dass bei Messung dieses Pulses weiter im Filament die Dispersion der Keile nicht geändert werden musste. Dabei wurde die Optimierung der Pulsdauer durch das Hinein- und Herausfahren eines der Glaskeile realisiert und es konnte beobachtet werden, wie der Radius der Asymmetriedarstellung bei Abweichung vom Optimum jeweils kleiner wurde, bis die Pulsdauer nicht mehr messbar war. Die gemessene Pulsdauer folgt zunächst dem Verlauf des Fourierlimits und nimmt dann ab Position  $z = 235 \text{ cm}$  wieder zu.

An einer festen Position im Filament bei  $z = 239 \text{ cm}$  wurde die Dispersion der Keile über einen weiten Bereich durchgefahren. Dabei konnte ein weiterer Puls identifiziert werden mit einer optimalen Einstellung der Keil-GDD auf  $128 \text{ fs}^2$ . Die Pulsdauer dieses zweiten Teilpulses wurde an einigen anderen Stellen im Filament zusätzlich gemessen und ist auch in Abb. 3.33(b) mit aufgetragen. Bei genauer Untersuchung der Pulsdauer an Position  $z = 255 \text{ cm}$  konnten sogar sechs Teilpulse gefunden werden. Auffallend ist, dass alle Teilpulse eine andere Dispersion haben, und somit eine individuelle Einstellung der Keile erforderlich ist, siehe Abb. 3.34. Zur Veranschau-



**Abbildung 3.34:** Detaillierte Untersuchung der Pulsdauer an Position  $z = 255$  cm. Es konnten bei sechs unterschiedlichen Einstellungen der Keil-GDD kurze Pulse gemessen werden (Rot, Kreise). Zusätzlich ist der Verlauf der Pulsdauer, die die Pulse vor dem Ausgangsfenster der Vakuumkammer haben müssten, in Abhängigkeit der Keil-GDD eingezeichnet (Schwarz, Box). Details siehe Text.

lichung ist die theoretisch berechnete Pulsdauer in Abhängigkeit der Keil-GDD mit in der Abbildung aufgetragen. Dabei wurde angenommen, dass der Puls nach dem Filament fourierlimitiert ist und zusätzlich zu den Keilen folgende optische Komponenten passiert: acht Reflexionen auf DCMs, 3 mm  $\text{CaF}_2$ , 150  $\mu\text{m}$  Quarzglas und 5.46 m Luft. Da für die Messung mit dem ATI-Spektrometer eine ausreichende Intensität und eine Pulsdauer kleiner 10 fs notwendig ist, können nicht alle Pulse und dementsprechend die komplette zeitliche Struktur abgebildet werden. Die berechneten Spektrogramme in Abschnitt 3.4.3 deuten darauf hin, dass die im Filament erzeugten Teilpulse unterschiedliche Spektren haben (vergl. Spektrogramm in Abb. 3.19 an Position  $z = 252$  cm). Diese Eigenschaft kann bei der Stereo-ATI-Messung nicht berücksichtigt werden, so dass hierüber keine genaue Aussage getroffen werden kann.

Im Vergleich der Messung an Position  $z = 255$  cm und der Untersuchung entlang der Propagation (siehe Abb. 3.33) fällt auf, dass dort eine Pulsdauer von 7.6 fs für  $z = 255$  cm gemessen wurde, die deutlich länger ist, als die minimal messbare Dauer von 5.2 fs bei Optimierung der Dispersion (siehe Abb. 3.34). Aufgrund der mit dem Stereo-ATI-Spektrometer beobachteten komplexen zeitlichen Struktur ist es wie in Abb. 3.34 gezeigt, offensichtlich notwendig an jeder Position die GDD zu optimieren. Die in Abb. 3.33 gezeigte Studie erfolgte allerdings bei fester Einstellung der Dispersion. Das erklärt die Diskrepanz zu den im voll propagiertem Filament gemessenen Pulsdauern.

Während der Messungen konnte keine Stelle im Filament gefunden werden, die darauf hindeutet, dass die CEO-Phase der aufeinander folgenden Pulse wenig variiert.

Die in Abschnitt 3.5.1 getätigten Vermutungen, dass die CEO-Phase der refokussierten Pulse, die an lokalen Stellen im Filament XUV-Strahlung erzeugen, unabhängig von der Eingangs-CEO-Phase ist konnten hier nicht verifiziert werden. Zu diesem Zeitpunkt ist nicht ersichtlich, ob sowohl die Pulsdauer als auch die CEO-Phase der refokussierten Pulse im Fernfeld messbar ist, oder diese lediglich an einer lokalen Stelle im Filament detektiert werden können und danach divergieren.

In diesem Abschnitt wurde die Pulsdauer nach der Filamentation mit dem Stereo-ATI-Spektrometer untersucht. Es konnten die kürzesten je in einem Filament erzeugten Pulsdauern von unter 4 fs gemessen werden. Bei bestimmten Parametereinstellungen wurde die Strecke zur Kompensation der Dispersion nur dazu verwendet, um die Dispersion der nach dem Filament positionierten optischen Komponenten und Luft auszugleichen. Die nach dem Filament gemessenen ultrakurzen Pulse sind weitestgehend von der Eingangsdispersion unabhängig. Diese Tatsache untermauert den Mechanismus der Selbstkompression.

Wie schon aus den Simulationen in Abschnitt 3.4 ersichtlich wurde, ist die Pulsstruktur im Filament komplex. Durch die Messungen der Pulsdauer mit dem ATI-Verfahren konnte erstmalig gezeigt werden, dass die entstehenden zeitlichen Teilstrukturen im Filament unterschiedliche Dispersionseigenschaften besitzen. Es konnten an ausgewählten Positionen im Filament bis zu sechs Teilpulse mit unterschiedlicher Dispersion gemessen werden, die eine Pulsdauer unter 10 fs haben. Es ist anzumerken, dass dieser Aspekt bei einem ungestörten Filamenten nicht untersucht wurde. Deshalb kann nicht ausgeschlossen werden, dass auch bei diesen Messungen bei fester Einstellung des Drucks weitere Teilpulse identifiziert werden können.

Für ein besseres Verständnis der hier präsentierten Messungen sind im Folgenden numerische Simulationen notwendig, um eine tiefere Einsicht in den Filamentationsprozess zu erhalten. Im derzeitigen Stadium sind anschauliche Interpretationen schwer möglich und spekulativ.

## 3.6 Untersuchung der im Filament erzeugten dritten harmonischen Strahlung

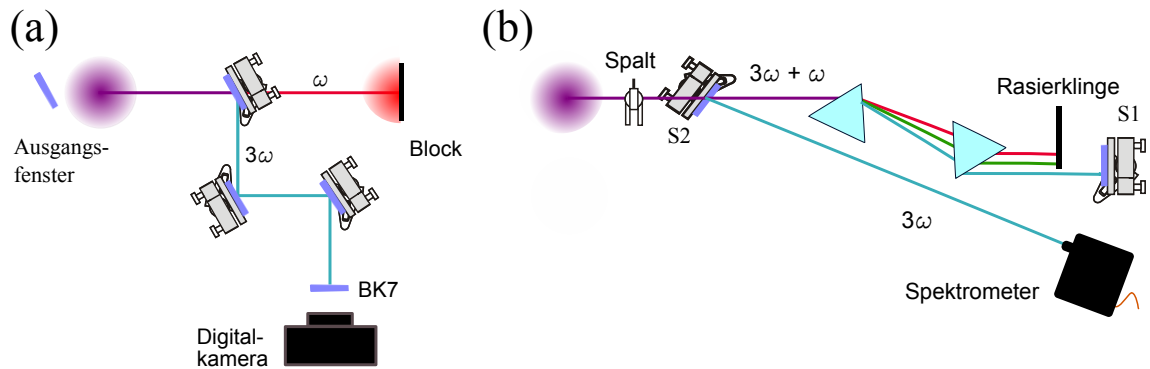
Nachdem in den vorherigen Abschnitten vor allem die Pulskompression durch die Filamentation und somit deren Nutzung zur Erzeugung eines Pulses mit einer Dauer von unter zwei optischen Zyklen im sichtbaren oder nahem IR-Bereich im Vordergrund stand, sollen abschließend die hohen Nichtlinearitäten während einer langen Propagationsstrecke dazu genutzt werden, um die TH des Erzeugungspulses zu erzeugen. Die Filamentation ermöglicht in diesem Fall eine einfache und breitbandige Möglichkeit, kurze Pulse im UV-Bereich zu generieren.

Bereits 2002 wurde das erste Mal über die Erzeugung der TH während der Propagation eines Pulses im Filament berichtet [Akö02b]. Das erzeugte Strahlprofil der UV-Strahlung erscheint dabei aufgrund von Phasenanpassung auf einem Konus um die optische Achse [Thé05]. Nachfolgende Experimente konzentrieren sich auf Erhöhung der Effizienz auf der optischen Achse und der Erzeugung eines breiten Spektrums im UV-Bereich. Die Erhöhung der Effizienz wird unter anderem durch das Einfügen eines Plasmastranges oder einer Faser in den Filamentkanal realisiert [Sun09, Zha10]. Mit diesen Verfahren konnte die Konversionseffizienz auf der optischen Achse um zwei Größenordnungen erhöht werden.

Die Erkenntnisse, die bei der Untersuchung des Filamentationsprozesses in den vorherigen Abschnitten gewonnen wurden, können dazu genutzt werden, um die TH im Filament zu optimieren. Insbesondere ist durch die Einführung eines Druckgradienten im Filament eine um drei Größenordnungen verstärkte Erzeugung der TH auf der optischen Achse gemessen worden. Nach Darstellung der verwendeten Messaufbauten werden Ergebnisse bezüglich des Spektrum, des Strahlprofils und der Konversionseffizienz entlang der Propagation im Filament vorgestellt. Systematische Untersuchungen des Einflusses von Eingangsdispersion und des Eingangsstrahlprofils auf Spektrum der erzeugten TH schließen dieses Kapitel ab.

### 3.6.1 Aufbau zur Charakterisierung der dritten harmonischen Strahlung

Für die Untersuchung der TH, die entlang der Propagation im Filament erzeugt wird, wurde der in Abschnitt 3.4.1 eingeführte Aufbau verwendet. Die einzige Modifizierung bestand darin, dass auf die doppelt-differenzielle Pumpstufe verzichtet werden konnte, da die zu detektierende UV-Strahlung bei Propagation im Medium nicht absorbiert wird. Der Übergang von Atmosphärendruck in der SIGC zu einem Druck von einigen Millibar in der Vakuumkammer genügt, um die nichtlinearen



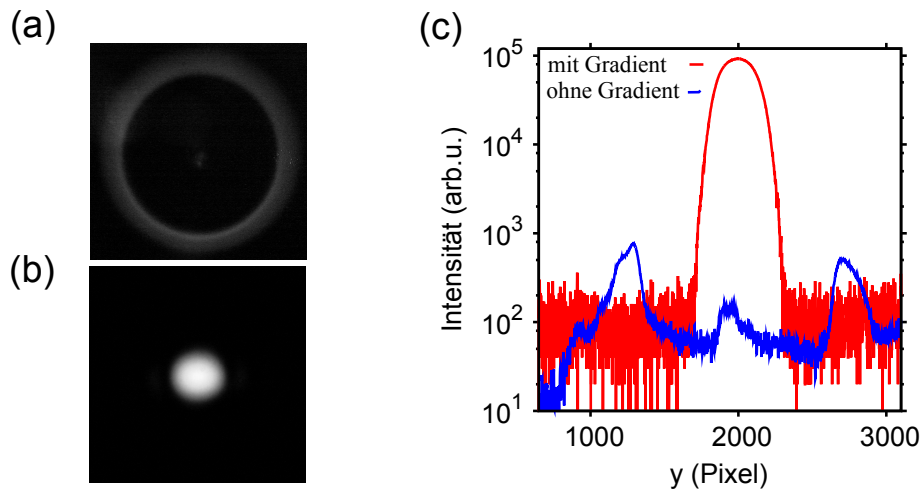
**Abbildung 3.35:** Aufbauten zur Charakterisierung der TH. (a) Aufbau zur Messung des Spektrums. Durch drei Reflexionen auf für den UV-Bereich hoch reflektierenden Spiegeln wurde die fundamentale Strahlung herausgefiltert. Im Anschluss wurde die Fluoreszenz auf einem BK7-Substrat mit einer Kamera aufgenommen. (b) Aufbau zur Messung des Strahlprofils. Der Strahl wurde in einer Prismenstrecke spektral aufgespalten und die fundamentale Strahlung von der UV-Strahlung getrennt. Durch die Rückreflexion der UV-Komponenten an Spiegel S1 mit einem kleinen vertikalen Winkelversatz werden diese im Anschluss mit Spiegel S2 ausgekoppelt.

Effekte am Puls zu beenden und die erzeugte UV-Strahlung im Filament zu studieren. Für die Experimente wurden Pulse mit einer fourierlimitierten Pulsdauer von 35 fs bei einer Zentralwellenlänge von 780 nm und einer Energie von 1.4 mJ bei einer Pulswiederholrate von 3 kHz genutzt. Die Blende nach dem Verstärkersystem wurde auf einen Durchmesser von 5.5 mm gestellt, um ein stabiles einzelnes Filament bei Atmosphärendruck zu erzeugen. Die nach der Blende transmittierte Energie betrug 60 % der Ausgangsenergie, was einer Spitzenleistung von 26 GW entspricht. Die kritische Leistung wurde dabei für das in 1 atm Luft<sup>13</sup> erzeugte Filament um das 8-fache überschritten. Hinter der durch den Laser selbst geschossenen etwa 1 mm großen Lochblende im Metallplättchen wurde ein Hintergrunddruck von etwa 4 mbar erreicht. Der Strahl propagiert nach der Lochblende etwa 1 m bei niedrigem Druck und wird dann an einem 2 mm dicken Ausgangsfenster aus  $\text{CaF}_2$  ausgekoppelt. Durch den im Aufbau vorhandenen Verschiebetisch (vergl. 3.4.1) können auch hier die Untersuchungen der Strahlung entlang der Propagationsstrecke im Filament studiert werden.

Räumliche Strahlprofile der TH wurden nach Filterung der fundamentalen Strahlung durch dichroitische Spiegel, die hoch reflektierend für den UV-Bereich sind und eine hohe Transmission für den IR-Spektralbereich haben, aufgenommen. Dabei wird die Fluoreszenz, die die UV-Strahlung auf einem BK7 Fenster erzeugt, mit einer Digitalkamera<sup>14</sup> aufgenommen, siehe Abb. 3.35(a).

<sup>13</sup> $n_2 = 3.2 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$

<sup>14</sup>Canon EOS 400D



**Abbildung 3.36:** Profile der TH im Fernfeld. (a) Profil der TH nach Propagation in einem Filament, ohne dass dieses durch eine Lochblende und einen Druckgradienten in der Propagationslänge verkürzt wurde. (b) Profil der TH mit Lochblende und Druckgradienten. (c) Schnitt durch das Intensitätsprofil der vertikalen Profilachse aus (a) und (b).

Zur Charakterisierung des Spektrums der TH wird dieses zunächst von der fundamentalen Strahlung getrennt. Die Trennung wird in einer Prismenstrecke realisiert, siehe 3.35(b), in dem die Spektralkomponenten räumlich aufgespalten werden und die fundamentale Strahlung durch eine Rasierklinge geblockt wird. Nach Rückreflexion der UV-Strahlung an Spiegel (S1) mit einem kleinen vertikalen Winkelversatz wird die UV-Strahlung durch Spiegel (S2) in ein UV-Spektrometer eingekoppelt<sup>15</sup>. Dieser Aufbau wird auch verwendet, um die Leistung der TH zu messen.

### 3.6.2 Ergebnisse der Charakterisierung der dritten harmonischen Strahlung

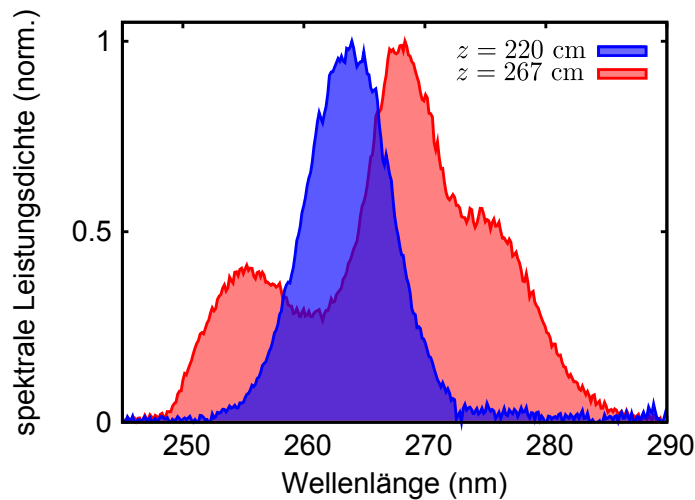
Zur Untersuchung des Strahlprofils der in einem ungestörtem Filament produzierten UV-Strahlung wird zunächst die Lochblende zwischen Filament- und Vakuumkammer entfernt und die Vakuumkammer mit Luft geflutet. Das in einem Abstand von etwa 4 m von der fokussierenden Optik aufgenommene Strahlprofil ist in Abb 3.36(a) zu sehen. Die räumliche Verteilung der TH nach dem Filament besteht aus einem geringen Anteil, der auf der optischen Achse erzeugt wird und einem intensiven Kegel, der 99.6% der Energie trägt, vergl. Abschnitt 2.4.1. Dieses Profil wurde bereits in [Akö02b, Akö03] beobachtet und deckt sich mit den bisher bekannten Experimenten. Durch das Einführen einer Lochblende und eines Druckgradienten in

<sup>15</sup>Avantes Spektrometer: Spaltgröße: 10 $\mu$ m, Gitter: 1200 Linien/mm, Spektralbereich: 220 - 450 nm



der Propagationslänge kann nun das Filament gestört werden, so dass ein nahezu gaußförmiges Strahlprofil auf der optischen Achse entsteht, siehe Abb. 3.36(b). Abbildung 3.36(c) zeigt einen Schnitt durch das Intensitätsprofil der vertikalen Profilachse. Es ist zu erkennen, dass im Vergleich zu einem ungestört propagierenden Filament die Intensität auf der optischen Achse durch die Einführung des Druckgradienten um nahezu drei Größenordnungen verstärkt wird. Wird das Filament lediglich durch die Anwesenheit der Lochblende gestört und kein Druckgradient verwendet, so ist die Verstärkung der auf der Achse konzentrierten Intensität wesentlich geringer. Bei Beobachtung der Intensität der TH über der Zeit, während die Vakuumkammer mit Luft geflutet wurde, ist festzustellen, dass die Intensität der TH bei Abwesenheit eines Druckgradienten bzw. nach Abschalten der Vakuumpumpen unverzüglich abnimmt. Die Verstärkung der Intensität der TH, die auf der optischen Achse erzeugt wird, wird über verbesserte Phasenanpassung erklärt. Im Fall eines ungestörten Filaments stimmen die Radien der Phasenfronten der fundamentalen und der TH vor dem nichtlinearen Fokus überein. Nach Beginn des Filaments ändert sich diese Bedingung, da nur die fundamentale Strahlung geführt wird, da die Leistung der UV-Strahlung zu gering ist, um ein UV-Filament zu bilden. Die geometrische Phasenfehlanpassung nach dem nichtlinearen Fokus verhindert eine effiziente Erzeugung der TH auf der optischen Achse. Außerhalb der optischen Achse ist die Phasenanpassung noch immer gegeben, was zu der beobachteten konischen Verteilung der UV-Strahlung im Strahlprofil führt (vergl. Abb. 3.36).

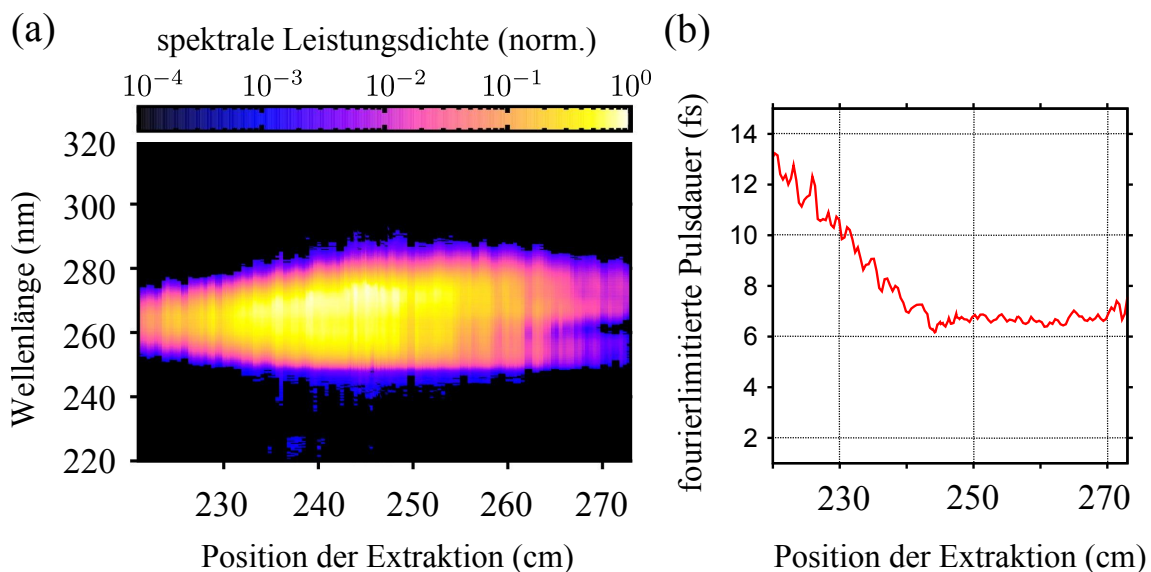
Durch den Druckgradienten kann jetzt die TH auf der optischen Achse erzeugt werden. Dabei kann mit dem verwendeten Aufbau erstmals die Entwicklung der TH entlang der Propagation im Filament studiert und zudem diese einfache Methode zur Optimierung dieser verwendet werden. Durch die breitbandige fundamentale Strahlung im Filament bietet sich hier die Möglichkeit, auch breitbandige Spektren im UV-Bereich zu generieren und damit sehr kurze Pulse zu erzeugen. Das Spektrum der TH an zwei festen Positionen der Lochblende  $z = 220$  cm und  $z = 267$  cm ist in Abb. 3.37 abgebildet. Tiefer im Filament bei  $z = 267$  cm kann dabei ein UV-Spektrum erzeugt werden, dessen Bandbreite einen 7-fs-Puls unterstützt. Die Studien zur Dynamik im Filament können nun auch anhand der erzeugten UV-Strahlung wiederholt werden und die Auswirkung der nichtlinearen Prozesse auf UV-Spektrum und Intensität untersucht werden. In Abb. 3.38(a) ist die Messung der spektralen Entwicklung dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die Intensität der UV-Strahlung sowie die spektrale Breite für Pulse, die weiter im Filament propagieren, bis zu einer Position von  $z = 245$  cm nach der fokussierenden Optik ansteigt. Nach Position  $z = 245$  cm fällt die UV-Intensität ab, während die spektrale Breite nahezu konstant bleibt. Abbildung 3.38(b) zeigt die fourierlimitierte Pulsdauer entlang der Propagation im Filament, die aus den Spektren in Abb. 3.38(a) bestimmt wurde. Hier wird die bereits erwähnte Verbreiterung des Spektrum bis zur Position



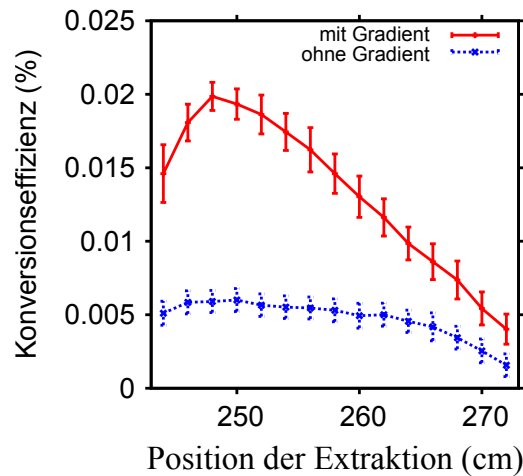
**Abbildung 3.37:** Spektren der dritten harmonischen Strahlung an zwei festen Positionen der Lochblenden im Filament  $z = 220$  cm und  $z = 267$  cm.

$z = 245$  cm verdeutlicht. Es kann bis zu dieser Position eine fourierlimitierte Pulsdauer von etwa 7 fs erreicht werden, die sich im weiteren Verlauf der Propagation nicht mehr viel ändert.

In einem Bereich von  $z = 243$  cm bis  $z = 273$  cm wurde die Leistung der UV-Strahlung gemessen und die Konversionseffizienz im Bezug auf die Eingangsleistung bestimmt. Der Verlauf ist in Abb. 3.39 dargestellt. Mit Druckgradienten erreicht die Konversionseffizienz der TH auf der optischen Achse einen maximalen Wert von



**Abbildung 3.38:** (a) Spektrum der TH entlang der Propagation im Filament. (b) Aus dem Spektren in (a) berechnete fourierlimitierte Pulsdauer.



**Abbildung 3.39:** Konversionseffizienz für ein durch die Lochblende und einen Druckgradienten gestörtes Filament, als auch für ein Filament, das nur durch die Lochblende beeinflusst wird.

0.02 % bei Position  $z = 248$  cm und fällt dann wieder ab. Die Messungen der Konversionseffizienz wurden auch ohne die Anwesenheit des Druckgradienten durchgeführt. Im Vergleich zu einem ungestörten Filament ist die Konversionseffizienz der auf der optischen Achse erzeugten UV-Strahlung auch in diesem Fall deutlich erhöht. Allerdings ist die Verstärkung ohne Verwendung eines Druckgradienten um den Faktor drei kleiner und die Effizienz der UV-Strahlung ist nur geringfügig von der Propagation im Filament abhängig.

Im Gegensatz zu einem ungestörten Filament resultiert die Störung des Filaments mit einer Lochblende im Ende der Führung der fundamentalen Strahlung. Die Krümmung der Wellenfronten der fundamentalen Strahlung wird jetzt nicht mehr durch das Filament beeinflusst und das einbringen der Lochblende resultiert in einer Phasen Anpassung die über den nichtlinearen Fokus hinaus geht. Dies führt wiederum zu einer effizienten Frequenzkonversion der noch immer nach der Lochblende intensiven fundamentalen Strahlung auf der optischen Achse. Die zusätzliche Einführung eines Druckgradienten nach der Lochblende führt zu einer weiteren Verbesserung der Frequenzkonversion durch adiabatisch geänderte Phasen Anpassungsbedingungen [Suc08, Suc09].

Die Untersuchungen zeigen, dass durch die verwendete Methode eine Erzeugung von breitbandiger UV-Strahlung im Filament mit einem nahezu gaußförmigen Strahlprofil möglich ist. Im weiteren können nun Filamente in anderen Gasen erzeugt werden, und die spektrale Breite und Effizienz der TH zu optimieren.

*KAPITEL 3. UNTERSUCHUNG ULTRAKURZER PULSE AUS EINEM FILAMENT*

---

# Kapitel 4

## Zusammenfassung und Ausblick

Filamentation ultrakurzer Laserpulse in gasförmigen Medien ist das Ergebnis des Zusammenspiels zahlreicher nichtlinearer Prozesse, das zur Erzeugung hochfrequenter Strahlung vom THz-Bereich bis in den XUV-Bereich ausgenutzt werden kann.

In dieser Arbeit wurden detaillierte experimentelle Untersuchungen zum besseren Verständnis und zur Optimierung des Filamentationsprozesses im Hinblick auf die Erzeugung ultrakurzer Laserpulse durchgeführt. Hierzu wurden die zeitliche wie auch die spektrale Struktur der Pulse, sowohl nach als auch während der Propagation im Filament, detailliert analysiert.

Im einzelnen konnte mit SPIDER Selbstkompression der Pulse nachgewiesen werden, die eine Verkürzung der Pulsdauer von 30 fs auf 10 fs erlaubt. Die beobachtete räumliche Verteilung des Spektrums im Strahlprofil zeigt dabei die für Filamente typische Struktur eines Weißlichtkerns mit umgebendem Reservoir.

Die nach der Filamentation erzeugten ultrakurzen Pulse wurden zur Erzeugung von hoher harmonischer Strahlung in einer semi-infiniten Gaszelle genutzt. Dabei konnten spektral verbreiterte XUV-Spektren beobachtet und in Neon Photonenenergien bis zu 124 eV erzeugt werden. Die erzielten Photonenenergien sind vergleichbar mit den mittels Hohlfasern-Kompression erzielten Resultaten [Gou08, Sch07]. Nach spektraler Filterung im *Cutoff*-Bereich können in einem nächsten Schritt aus den kontinuierlichen XUV-Spektren einzelne Attosekunden-Pulse extrahiert werden und eine Charakterisierung mittels des bereits vorhandenen Flugzeit-Spektrometers erfolgen. Bei zukünftigen Experimenten besteht dadurch die Möglichkeit eine gleichzeitige Optimierung des Spektrums und der Pulsdauer der XUV-Pulse durchzuführen. Durch die Einstellung der Filamentparameter kann die erreichbare Attosekunden-Pulsdauer dann gezielt optimiert werden.

Ein Hauptziel dieser Arbeit war allerdings die Untersuchung des Filamentationspro-

zesses selbst. Die Entwicklung des Pulsspektrums entlang der Propagation im Filament konnte durch die Modifizierung der semi-infiniten Gaszelle mit einer doppelt-differenziellen Pumpstufe direkt untersucht werden, da nun ein abrupter Übergang vom Atmosphärendruck ins Vakuum realisiert und so die Nichtlinearitäten gestoppt werden. Dieser Aufbau ermöglicht zum ersten Mal Einblicke in die interne Filamentdynamik, die die Basis für ein genaues Verständnis des Filamentationsprozesses und den Vergleich mit numerischen Modellen bilden. Systematische Studien zum Einfluss des Gasdrucks, der Eingangspulsdauer und weiterer Parameter ermöglichen die Identifizierung eines optimalen Bereichs für die spektrale Verbreiterung im Filament. Für die experimentellen Parameter durchgeführte Simulationen der spektralen und zeitlichen Struktur entlang der Propagation erlauben den direkten Vergleich und weitere Voraussagen über die zeitliche Pulsdynamik. Mit Hilfe des neuartigen Aufbaus der semi-infiniten Gaszelle konnte auch die Erzeugung von hoher harmonischer Strahlung direkt im Filament demonstriert werden. Durch die erzeugte XUV-Strahlung konnten zuvor nur theoretisch vorhergesagte Intensitätsspitzen im Filament erstmals identifiziert werden. Durch die Struktur der XUV-Spektren kann eine indirekte Aussage über die lokale Pulsdauer im Filament getroffen werden. Dabei wird mit einer der Intensitätsspitzen ein kontinuierliches XUV-Spektrum erzeugt, das sich nur unwesentlich mit der Eingangs-CEO-Phase verändert. Diese Tatsache könnte der erste Schritt zu einer einfachen Methode zur Erzeugung von einzelnen Attosekunden-Pulsen ohne ein CEO-Phasen stabilisiertes Verstärkersystem sein. Für eine genauere Untersuchung muss hier allerdings die Charakterisierung der Pulsdauer erfolgen. Die im Argon-Filament erzeugten maximalen Photonenenergien liegen allerdings nur im Bereich von ungefähr 40 eV und unterstützen im kontinuierlichen Bereich eine Pulsdauer im Bereich von 700 as, was deutlich über den bereits in anderen Experimenten nachgewiesenen Pulsdauern unter 100 as [Hen01] liegt. Um zu höheren Photonenenergien zu gelangen, könnte ein Filament in Neon erzeugt werden. Allerdings ist durch den niedrigen nichtlinearen Brechungsindex dieses Gases ein deutlich höherer Druck nötig, um ein Filament zu erzeugen, was eine weitere Optimierung der differentiellen Pumpstufe erfordert. Ein Gemisch aus einem Gas mit einem hohen nichtlinearen Brechungsindex und einem Gas mit einem hohen Ionisationspotential könnte eine Lösung darstellen. Das Gas mit hohem Brechungsindex sorgt dabei für die Führung des Filaments, die XUV-Strahlung wird jedoch im Medium mit dem hohen Ionisationspotential erzeugt. Allerdings muss hier die experimentelle Umsetzbarkeit noch gezeigt werden.

Ein neues Verfahren zur Bestimmung der Pulsdauer nach der Filamentation durch Stereo-ATI-Messungen führte zur Identifizierung der kürzesten nach dem Filament beobachteten Pulsdauern von 3.6 fs, die bislang aus einem Filament erzeugt werden konnten. Des Weiteren konnte mit diesem Verfahren nachgewiesen werden, dass die

---

im Filament erzeugten Teilpulse eine unterschiedliche zeitlichen Dispersion besitzen. Diese Untersuchungsmethode erlaubt einen direkten Zugang zur zeitlichen Struktur des Pulsprofils und kann in Zukunft zur Verbesserung numerischer Modellierung herangezogen werden. Eine gleichzeitige Untersuchung der Intensitätsspitzen und der temporalen Struktur sollte in Zukunft auch mit einem CEO-Phasen stabilisiertem System nochmals durchgeführt werden, da der Einfluss der CEO-Phase auf die Intensitätsspitzen nicht abschließend geklärt werden konnte.

In einem letzten Abschnitt wurde auch die Erzeugung der dritten harmonischen Strahlung, die im Filament erzeugt wird, studiert. In einem ungestörten Filament wird die UV-Strahlung vorwiegend außerhalb der optischen Achse erzeugt. Durch eine Störung des Filaments mit einer Lochblende und die Einführung eines Druckgradienten konnten die Erzeugung der dritten harmonischen Strahlung durch verbesserte Phasen Anpassung auf die optische Achse konzentriert werden. In weitergehenden Experimenten muss die Verbesserung der Konversionseffizienz sowie die Optimierung der spektralen Breite untersucht werden. Dies könnte durch die Erzeugung des Filaments in einer anderen Gassorte realisiert werden. Eine Möglichkeit ist dabei Argon, in dem sogar eine Überlagerung des fundamentalen Spektrums mit dem UV-Spektrum zu erwarten ist. Numerische Simulationen könnten die explizite Rolle des Druckgradienten bei der Erhöhung der Effizienz identifizieren, welches ein weiterer Schritt zu einer Optimierung der UV-Strahlung sein könnte. Die zeitliche Charakterisierung kann dabei mit einem TG-FROG [Lee07] erfolgen, der eine eindeutige Messung der Pulsdauer ermöglicht.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen ermöglichen neue Einblicke in die komplexe Dynamik des Filamentationsprozesses und zeigen die Möglichkeiten auf durch gezielte lokale Manipulation die im Filament erzeugte Strahlung im sichtbaren, UV- oder XUV-Bereich zu optimieren.





# Literaturverzeichnis

- [Akö01] N. Aközbek, M. Scalora, C. M. Bowden, and S. Chin. White-light continuum generation and filamentation during the propagation of ultra-short laser pulses in air. *Optics Communication*, 191: 353–362, 2001.
- [Akö02a] N. Aközbek, C. M. Bowden, and S. L. Chin. Propagation dynamics of ultra-short high-power laser pulses in air: supercontinuum generation and transverse ring formation. *Journal of Modern Optics*, 49(3-4): 475–486, 2002a.
- [Akö02b] N. Aközbek, A. Iwasaki, A. Becker, M. Scalora, S. L. Chin, and C. M. Bowden. Third-Harmonic Generation and Self-Channeling in Air Using High-Power Femtosecond Laser Pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 89(14): 143901, 2002b.
- [Akö03] N. Aközbek, A. Becker, M. Scalora, S. Chin, and C. Bowden. Continuum generation of the third-harmonic pulse generated by an intense femtosecond IR laser pulse in air. *Appl. Phys. B*, 77: 177–183, 2003.
- [Akt08] S. Akturk, A. Couairon, M. Franco, and A. Mysyrowicz. Spectrogram representation of pulse self compression by filamentation. *Opt. Express*, 16(22): 17626–17636, Oct 2008.
- [Alf06] R. R. Alfano, editor. *The Supercontinuum Laser Source: Fundamentals with Updated References*. Springer, 2006.
- [Bec01] A. Becker, N. Aközbek, K. Vijayalakshmi, E. Oral, C. Bowden, and S. Chin. Intensity clamping and re-focusing of intense femtosecond laser pulses in nitrogen molecular gas. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 73: 287–290, 2001. 10.1007/s003400100637.
- [Ber04] L. Bergé, S. Skupin, F. Lederer, G. Méjean, J. Yu, J. Kasparian, E. Salmon, J. P. Wolf, M. Rodriguez, L. Wöste, R. Bourayou, and R. Sauerbrey. Multiple Filamentation of Terawatt Laser Pulses in Air. *Phys. Rev. Lett.*, 92: 225002, Jun 2004.

- [Blo73] N. Bloembergen. The influence of electron plasma formation on superbroadening in light filaments. *Optics Communications*, 8(4): 285 – 288, 1973.
- [Bör10] A. Börzsönyi, Z. Heiner, A. Kovács, M. P. Kalashnikov, and K. Osvay. Measurement of pressure dependent nonlinear refractive index of inert gases. *Opt. Express*, 18(25): 25847–25854, Dec 2010.
- [Bra95] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air. *Opt. Lett.*, 20(1): 73, 1995.
- [Bre10] C. Bree, A. Demircan, and G. Steinmeyer. Method for Computing the Nonlinear Refractive Index via Keldysh Theory. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 46: 433–437, 2010.
- [Bro97] A. Brodeur, C. Y. Chien, F. A. Ilkov, S. L. Chin, O. G. Kosareva, and V. P. Kandidov. Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air. *Optics Letters*, 22(5): 304–306, 1997.
- [Cer37] Cerenkov. Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light. *Physical Review*, 52: 378–380, 1937.
- [Cer58] Cerenkov. Radiation of particles moving at a velocity exceeding that of light, and some of the possibilities for their use in experimental physics. *Nobel Lecture*, pages 426–440, 1958.
- [Che92] P. Chernev and V. Petrov. Self-focusing of light pulses in the presence of normal group-velocity dispersion. *Opt. Lett.*, 17(3): 172–174, Feb 1992.
- [Che08] X.-W. Chen, Z.-N. Zeng, J. Dai, X.-F. Li, R.-X. Li, and Z.-Z. Xu. Self-compression of femtosecond pulses in argon with a power close to the self-focusing threshold. *Chinese Physics B*, 17(5): 1826, 2008.
- [Con03] C. Conti, S. Trillo, P. Di Trapani, G. Valiulis, A. Piskarskas, O. Jedrkiewicz, and J. Trull. Nonlinear Electromagnetic X Waves. *Phys. Rev. Lett.*, 90(17): 170406, May 2003.
- [Cor93] P. B. Corkum. Plasma Perspective on Strong-Field Multiphoton Ionization. *Phys. Rev. Lett.*, 71(13): 1994–1997, 1993.
- [Cou05] A. Couairon, M. Franco, A. Mysyrowicz, J. Biegert, and U. Keller. Pulse self-compression to the single-cycle limit by filamentation in a gas with a pressure gradient. *Opt. Lett.*, 30(19): 2657–2659, Oct 2005.

- [Cou06] A. Couairon, J. Biegert, C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, U. Keller, and A. Mysyrowicz. Self-compression of ultra-short laser pulses down to one optical cycle by filamentation. *J. Mod. Opt.*, 53: 75, 2006.
- [Cou07] A. Couairon and A. Mysyrowicz. Femtosecond filamentation in transparent media. *Physics Reports*, 441: 47–189, 2007.
- [Cou08] A. Couairon, H. S. Chakraborty, and M. B. Gaarde. From single-cycle self-compressed filaments to isolated attosecond pulses in noble gases. *Phys. Rev. A*, 77(5): 053814, May 2008.
- [DeM67] F. DeMartini, C. H. Townes, T. K. Gustafson, and P. L. Kelley. Self-Steepening of Light Pulses. *Phys. Rev.*, 164(2): 312–323, Dec 1967.
- [DT03] P. Di Trapani, G. Valiulis, A. Piskarskas, O. Jedrkiewicz, J. Trull, C. Conti, and S. Trillo. Spontaneously Generated X-Shaped Light Bullets. *Phys. Rev. Lett.*, 91(9): 093904, Aug 2003.
- [Eic90] J. Eichler and H. J. Eichler. *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1990.
- [Fac06] D. Faccio, M. A. Porras, A. Dubietis, F. Bragheri, A. Couairon, and P. Di Trapani. Conical Emission, Pulse Splitting, and X-Wave Parametric Amplification in Nonlinear Dynamics of Ultrashort Light Pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 96(19): 193901, May 2006.
- [Fac08] D. Faccio, A. Lotti, M. Kolesik, J. V. Moloney, S. Tzortzakis, A. Couairon, and P. D. Trapani. Spontaneous emergence of pulses with constant carrier-envelope phase in femtosecond filamentation. *Opt. Express*, 16(15): 11103–11114, Jul 2008.
- [Fer03] M. E. Fermann, A. Galvanauskas, and G. Sucha. *ULTRAFast LASER: Technology and Applications*. Marcel Dekker, 2003.
- [Gaa09] M. Gaarde and A. Couairon. Intensity Spikes in Laser Filamentation: Diagnostics and Application. *Phys. Rev. Lett.*, 103: 043901, 2009.
- [Gol90] I. Golub. Optical characteristics of supercontinuum generation. *Opt. Lett.*, 15(6): 305–307, Mar 1990.
- [Gol02] I. S. Golubtsov and O. G. Kosareva. Influence of various physical factors on the generation of conical emission in the propagation of high-power femtosecond laser pulses in air. *J. Opt. Technol.*, 69(7): 462, Jul 2002.
- [Gou08] E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V. S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A. L. Aquila, E. M. Gullikson, D. T. Attwood, R. Kienberger, F. Krausz, and U. Kleineberg. Single-Cycle Nonlinear Optics. *Science*, 320: 1614, 2008.

- [Hau04] C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert, and U. Keller. Generation of intense carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation. *Appl. Phys. B*, 79: 673–677, 2004.
- [Hau05] C. P. Hauri. *Intense Ultrashort Laser Pulse Generation For Non-linear Laser-Matter Interactions*. PhD thesis, Swiss Federal Institute of Technology Zurich, 2005.
- [Hen01] M. Hentschel, R. Kienberger, C. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, and F. Krausz. Attosecond metrology. *Nature*, 414: 509–513, 2001.
- [Iac98] C. Iaconis and I. Walmsley. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses. *Opt. Lett.*, 23(10): 792–794, May 1998.
- [Kär01] F. X. Kärtner, U. Morgner, R. Ell, T. Schibli, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, and T. Tschudi. Ultrabroadband double-chirped mirror pairs for generation of octave spectra. *J. Opt. Soc. Am. B*, 18(6): 882–885, Jun 2001.
- [Kas00] J. Kasparian, R. Sauerbrey, and S. Chin. The critical laser intensity of self-guided light filaments in air. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 71: 877–879, 2000. 10.1007/s003400000463.
- [Kas09] J. Kasparian, P. B ejot, J.-P. Wolf, and J. M. Dudley. Optical rogue wave statistics in laser filamentation. *Opt. Express*, 17(14): 12070–12075, Jul 2009.
- [Kir10] P. P. Kiran, S. Bagchi, C. L. Arnold, S. R. Krishnan, G. R. Kumar, and A. Couairon. Filamentation without intensity clamping. *Opt. Express*, 18(20): 21504–21510, Sep 2010.
- [Kos97] O. G. Kosareva, V. P. Kandidov, A. Brodeur, C. Y. Chien, and S. L. Chin. Conical emission from laser plasma interactions in the filamentation of powerful ultrashort laser pulses in air. *Opt. Lett.*, 22(17): 1332–1334, Sep 1997.
- [Kos08] O. Kosareva, N. Panov, D. Uryupina, M. Kurilova, A. Mazhorova, A. Savel ev, R. Volkov, V. Kandidov, and S. Chin. Optimization of a femtosecond pulse self-compression region along a filament in air. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 91: 35–43, 2008. 10.1007/s00340-008-2959-9.
- [Kra09] F. Krausz and M. Ivanov. Attosecond physics. *Rev. Mod. Phys.*, 81: 163–234, 2009.

- [Lan98] H. R. Lange, A. Chiron, J.-F. Ripoche, A. Mysyrowicz, P. Breger, and P. Agostini. High-Order Harmonic Generation and Quasiphase Matching in Xenon Using Self-Guided Femtosecond Pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 81 (8): 1611, 1998.
- [Lee07] D. Lee, S. Akturk, P. Gabolde, and R. Trebino. Experimentally simple, extremely broadband transient-grating frequency-resolved-opticalgating arrangement. *Optics Express*, 15: 760–766, 2007.
- [Leh85] H. Lehmeier, W. Leupacher, and A. Penzkofer. Nonresonant third order hyperpolarizability of rare gases and N<sub>2</sub> determined by third harmonic generation. *Optics Communications*, 1: 67–72, 1985.
- [Liu02] W. Liu, S. Petit, A. Becker, N. Aközbeke, C. Bowden, and S. Chin. Intensity clamping of a femtosecond laser pulse in condensed matter. *Optics Communications*, 202(1-3): 189 – 197, 2002.
- [Liu05] W. Liu, J.-F. Gravel, F. Théberge, A. Becker, and S. L. Chin. Background reservoir: its crucial role for long-distance propagation of femtosecond laser pulses in air. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 80: 857–860, 2005. 10.1007/s00340-005-1805-6.
- [Liu07b] W. Liu and S. L. Chin. Abnormal wavelength dependence of the self-cleaning phenomenon during femtosecond-laser-pulse filamentation. *Phys. Rev. A*, 76(1): 013826, Jul 2007b.
- [Liu07a] W. Liu and S. Chin. Understanding the beam self-cleaning behavior of ultrashort laser pulse filamentation. *Science in China Series E: Technological Sciences*, 50: 413–421, 2007a. 10.1007/s11431-007-0056-7.
- [Lor10] V. Loriot, E. Hertz, O. Faucher, and B. Lavorel. Measurement of high order Kerr refractive index of major air components: erratum. *Opt. Express*, 18(3): 3011–3012, Feb 2010.
- [Lug68] V. N. Lugovoi and A. M. Prokhorov. A possible explanation of small-scale self-focussing filaments. *JETP Lett.*, 7: 117–119, 1968.
- [Lut94a] G. G. Luther, J. V. Moloney, A. C. Newell, and E. M. Wright. Self-focusing threshold in normally dispersive media. *Opt. Lett.*, 19(12): 862–864, Jun 1994a.
- [Lut94b] G. G. Luther, A. C. Newell, J. V. Moloney, and E. M. Wright. Short-pulse conical emission and spectral broadening in normally dispersive media. *Opt. Lett.*, 19(11): 789–791, Jun 1994b.
- [Mar75] J. H. Marburger. Self-Focusing: Theory. *Prog. Quant. Electr.*, 4: 35–110, 1975.

- [Méc06] G. Méchain, T. Olivier, M. Franco, A. Couairon, B. Prade, and A. Mysyrowicz. Femtosecond filamentation in air at low pressures. Part II: Laboratory experiments. *Optics Communications*, 261(2): 322 – 326, 2006.
- [Mlé98] M. Mlájnek, E. M. Wright, and J. V. Moloney. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air. *Opt. Lett.*, 23(5): 382–384, Mar 1998.
- [Nib96] E. T. J. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin, and A. Mysyrowicz. Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air. *Opt. Lett.*, 21(1): 62–65, Jan 1996.
- [Nib97] E. T. J. Nibbering, G. Grillon, M. A. Franco, B. S. Prade, and A. Mysyrowicz. Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N<sub>2</sub>, and O<sub>2</sub> by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 14(3): 650–660, 1997.
- [Nis97] M. Nisoli, S. de Silvestri, O. Svelto, R. Szipöecs, K. Ferencz, C. Spielmann, S. Sartania, and F. Krausz. Compression of high-energy laser pulses below 5 fs. *Opt. Lett.*, 22: 522–524, 1997.
- [Odh10] J. H. Odehner, D. A. Romanov, and R. J. Levis. Self-Shortening Dynamics Measured along a Femtosecond Laser Filament in Air. *Phys. Rev. Lett.*, 105(12): 125001, Sep 2010.
- [Pap01] N. Papadogiannis, C. Kalpouzos, E. Goulielmakis, G. Nersisyan, D. Charalambidis, F. Augé, F. Weihe, and P. Balcou. Kilohertz extreme-ultraviolet light source based on femtosecond high-order harmonic generation from noble gases. *Appl. Phys. B*, 73: 687–692, 2001.
- [Pau01] G. G. Paulus, F. Grasbon, H. Walther, P. Villorosi, M. Nisoli, S. Stagira, E. Priori, and S. D. Silvestri. Absolute-phase phenomena in photoionization with few-cycle laser pulses. *Nature*, 414: 182, 2001.
- [Pau03] G. G. Paulus, F. Lindner, H. Walther, A. Baltuška, E. Goulielmakis, M. Lezius, and F. Krausz. Measurement of the Phase of Few-Cycle Laser Pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 91: 253004, Dec 2003.
- [Pea98] J. Peatross, S. Backus, J. Zhou, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn. Spectral-spatial measurements of fundamental and third-harmonic light of intense 25-fs laser pulses focused in a gas cell. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15(1): 186, 1998.
- [Pra06] B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, A. Couairon, H. Buersing, B. Eberle, M. Krenz, D. Seiffer, and O. Vasseur. Spatial mode cleaning by femtosecond filamentation in air. *Opt. Lett.*, 31(17): 2601–2603, Sep 2006.

- 
- [Rae93] S. Rae. Ionization-induced defocusing of intense laser pulses in high-pressure gases. *Optics Communications*, 97(1-2): 25 – 28, 1993.
- [Rau10] S. Rausch. *Controlling the Electric-Field of Few-Cycle Laser Pulses on the Cycle-Scale*. PhD thesis, Leibniz Universität Hannover, 2010.
- [Roh10] P. Rohwetter, J. Kasparian, K. Stelmaszczyk, Z. Hao, S. Henin, N. Lascoux, W. M. Nakaema, Y. Petit, M. Queiszer, R. Salame, E. Salmon, L. Woste, and J.-P. Wolf. Laser-induced water condensation in air. *Nat. Photon.*, 4(7): 451–456, 2010.
- [Sak05] K. Sakai, editor. *Terahertz Optoelectronics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [San06] A. S. Sandhu, E. Gagnon, A. Paul, I. Thomann, A. Lytle, T. Keep, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and I. P. Christov. Generation of sub-optical-cycle, carrier-envelope-phase-insensitive, extreme-uv pulses via nonlinear stabilization in a waveguide. *Phys. Rev. A*, 74: 061803, 2006.
- [Say11] A. M. Sayler, T. Rathje, W. Müller, C. Kürbis, K. Rühle, G. Stibenz, and G. G. Paulus. Real-time pulse length measurement of few-cycle laser pulses using above-threshold ionization. *Opt. Express*, 19(5): 4464–4471, Feb 2011.
- [Sch07] M. Schultze, E. Goulielmakis, M. Uiberacker, M. Hofstetter, J. Kim, D. Kim, F. Krausz, and U. Kleineberg. Powerful 170-attosecond XUV pulses generated with few-cycle laser pulses and broadband multilayer optics. *New J. Phys.*, 9: 243, 2007.
- [Sch09] E. Schulz, T. Binhammer, D. S. Steingrube, S. Rausch, M. Kovacev, and U. Morgner. Self-focusing and Filamentation of Femtosecond Pulses in Air and Condensed Matter: Simulations and Experiments. *Appl. Phys. B*, 95(2): 269–272, 2009.
- [Sch11] E. Schulz, D. S. Steingrube, T. Binhammer, M. B. Gaarde, A. Couairon, U. Morgner, and M. Kovačev. Tracking spectral shapes and temporal dynamics along a femtosecond filament. *Optics Express*, 19: 19495–19507, 2011.
- [She84] Y. R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*. Wiley-Interscience, New York, 1984.
- [Sho03] O. Shorokhov, A. Pukhov, and I. Kostyukov. Self-Compression of Laser Pulses in Plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 91(26): 265002, Dec 2003.

- [Sku06] S. Skupin, G. Stibenz, L. Bergé, F. Lederer, T. Sokollik, M. Schnürer, N. Zhavoronkov, and G. Steinmeyer. Self-compression by femtosecond pulse filamentation: Experiments versus numerical simulations. *Phys. Rev. E*, 74(5): 056604, Nov 2006.
- [Ste09] D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, T. Vockerodt, U. Morgner, and M. Kovačev. Generation of high-order harmonics with ultra-short pulses from filamentation. *Opt. Exp.*, 17(18): 16177–16182, 2009.
- [Ste11a] D. S. Steingrube. *High-order harmonic generation with ultra-short pulses from filamentation*. PhD thesis, Leibniz Universität Hannover, 2011a.
- [Ste11b] D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, M. B. Gaarde, A. Couairon, U. Morgner, and M. Kovacev. High-order harmonic generation directly from a filament. *New Journal of Physics*, 13(4): 043022, 2011b.
- [Sti06] G. Stibenz, N. Zhavoronkov, and G. Steinmeyer. Self-compression of millijoule pulses to 7.8 fs duration in a white-light filament. *Opt. Lett.*, 31(2): 274–276, Jan 2006.
- [Str94] D. Strickland and P. B. Corkum. Resistance of short pulses to self-focusing. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11(3): 492–497, Mar 1994.
- [Suc08] H. Suchowski, D. Oron, A. Arie, and Y. Silberberg. Geometrical representation of sum frequency generation and adiabatic frequency conversion. *Phys. Rev. A*, 78: 063821, Dec 2008.
- [Suc09] H. Suchowski, V. Prabhudesai, D. Oron, A. Arie, and Y. Silberberg. Robust adiabatic sum frequency conversion. *Opt. Express*, 17(15): 12731–12740, Jul 2009.
- [Sun09] S. Suntsov, D. Abdollahpour, D. G. Papazoglou, and S. Tzortzakis. Efficient third-harmonic generation through tailored IR femtosecond laser pulse filamentation in air. *Opt. Exp.*, 17(5): 3190, 2009.
- [Thé05] F. Théberge, N. Aközbek, W. Liu, J.-F. Gravel, and S. Chin. Third harmonic beam profile generated in atmospheric air using femtosecond laser pulses. *Opt. Comm.*, 245: 399–405, 2005.
- [Thé08] F. Théberge, M. Châteauneuf, V. Ross, P. Mathieu, and J. Dubois. Ultrabroadband conical emission generated from the ultraviolet up to the far-infrared during the optical filamentation in air. *Opt. Lett.*, 33(21): 2515–2517, Nov 2008.
- [Tho09] I. Thomann, A. Bahabad, X. Liu, R. Trebino, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn. Characterizing isolated attosecond pulses from hollow-core waveguides using multi-cycle driving pulses. *Opt. Exp.*, 17: 4611, 2009.



- [Tre93] R. Trebino and D. J. Kane. Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating. *J. Opt. Soc. Am. A*, 10(5): 1101–1111, May 1993.
- [Tre97] R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbuegel, and D. J. Kane. Measuring Ultrashort Laser Pulses in the Time-Frequency Domain Using Frequency-Resolved Optical Gating. *Review of Scientific Instruments*, 68: 3277–3295, 1997.
- [Ury10] D. Uryupina, M. Kurilova, A. Mazhorova, N. Panov, R. Volkov, S. Gorgutsa, O. Kosareva, A. Savel'ev, and S. L. Chin. Few-cycle optical pulse production from collimated femtosecond laser beam filamentation. *JOSA B*, 27(4): 667–674, 2010.
- [Var10] O. Varela, B. Alonso, I. J. Sola, J. S. Román, A. Zair, C. Méndez, and L. Roso. Self-compression controlled by the chirp of the input pulse. *Opt. Lett.*, 35(21): 3649–3651, Nov 2010.
- [Wag04] N. L. Wagner, E. A. Gibson, T. Popmintchev, I. P. Christov, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn. Self-Compression of Ultrashort Pulses through Ionization-Induced Spatiotemporal Reshaping. *Phys. Rev. Lett.*, 93(17): 173902, Oct 2004.
- [Wit09] T. Wittmann, B. Horvath, W. Helml, M. G. Schätzel, X. Gu, A. L. Cavalieri, G. G. Paulus, and R. Kienberger. Single-shot carrier-envelope phase measurement of few-cycle laser pulses. *Nature Physics*, 5: 357, 2009.
- [Woo88] W. M. Wood, G. Focht, and M. C. Downer. Tight focusing and blue shifting of millijoule femtosecond pulses from a conical axicon amplifier. *Opt. Lett.*, 13(11): 984–986, Nov 1988.
- [Woo91] W. Wood, C. Siders, and M. Downer. Measurement of femtosecond ionisation dynamics of atmospheric density gases by spectral blueshifting. *Phys. Rev. Lett.*, 67: 3523 – 3526, 1991.
- [Xin93] Q. Xing, K. M. Yoo, and R. R. Alfano. Conical emission by four-photon parametric generation by using femtosecond laser pulses. *Appl. Opt.*, 32(12): 2087–2089, Apr 1993.
- [Yan84] G. Yang and Y. R. Shen. Spectral broadening of ultrashort pulses in a nonlinear medium. *Opt. Lett.*, 9(11): 510–512, Nov 1984.
- [Zai07] A. Zair, A. Guandalini, F. Schapper, M. Holler, J. Biegert, L. Gallmann, A. Couairon, M. Franco, A. Mysyrowicz, and U. Keller. Spatio-temporal characterization of few-cycle pulses obtained by filamentation. *Opt. Express*, 15(9): 5394–5404, Apr 2007.

- [Zha10] Z. Zhang, X. Lu, Y. Zhang, M. Zhou, T. Xi, Z. Wang, and J. Zhang. Enhancement of third-harmonic emission from femtosecond laser filament screened partially by a thin fiber. *Opt. Lett.*, 35(7): 974, 2010.

# Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei all denjenigen bedanken, die mich während dieser Arbeit unterstützt haben.

Zunächst gilt mein Dank meinem Doktorvater Uwe Morgner, für die Möglichkeit der Promotion in seiner Arbeitsgruppe. Auch wenn man dachte es geht Nichts mehr, hatte er stets aufmunternde Worte parat und Lösungen für alle aufgetretenen Probleme.

Ich danke meinem Gruppenleiter Milutin Kovačev für die Geduld und die Unterstützung während der Arbeit.

Ein besonderer Dank gilt Daniel Steingrube und Thomas Binhammer. Lieber Daniel, ich danke dir für die tolle Zusammenarbeit im Labor und für deine tollen Programme. Lieber Thomas, auch wenn du nicht willst, dass ich dir danke, sollst du wissen, dass das alles deine Schuld ist;-). Ich danke Euch für die tolle Zeit. Des Weiteren möchte ich mich besonders bei Stefan für die gute Stimmung in unserem Büro bedanken, bei Martin Kretschmar für die Hilfsbereitschaft im Labor und den restlichen Mitgliedern und Ex-Mitgliedern der Arbeitsgruppe-Morgner.

Mein Dank gilt auch Frau Hünitzsch und Frau Pfennig für die Organisation von Konferenzen und Hilfsbereitschaft bei Problemen, und dem Exzellenzcluster QUEST für die finanzielle Unterstützung.

Ich danke Arnaud Couairon und Mette B. Gaarde für die theoretische Unterstützung und die intensive Zusammenarbeit beim Schreiben der Veröffentlichungen.

Ich danke auch Dominik Hoff und Peter Hansinger für die tolle Zusammenarbeit bei den Stereo-ATI-Messungen. Hier danke ich auch noch einmal Daniel für die Übernahme der Nachtschichten:-).

Prof. Dr. Manfred Lein danke ich für die Übernahme des Korreferats meiner Dissertation.

Nicht zuletzt danke ich meinem lieben Mann Dennis und meinen beiden Kindern Jonas und Elias, aber auch meinen Eltern, meiner lieben Schwester und Gordana für die Unterstützung während der letzten Monate.

Lieben Dank an alle!

*ACKNOWLEDGMENTS*

---

# Anhang A

## Curriculum Vitae

### Persönliche Daten

Name:	Emilia Schulz
Geburtsdatum:	31.01.1982
Geburtsort:	Tiegenhof, Polen
Nationalität:	Deutsch
Familienstand:	verheiratet, 2 Kinder

### Schulbildung

1990 - 1993:	Grundschule Lüneburger Damm, Hannover
1993 - 1995:	Orientierungsstufe Nackenberg, Hannover
1998 - 2002:	Schillerschule Hannover, Gymnasium
Juni 2002:	Abitur

### Studium

10/2002 - 11/2007:	Studium Allgemeine Physik Leibniz Universität Hannover Studienschwerpunkt: Optik
11/2006–11/2007:	Diplomarbeit in der Arbeitsgruppe von Professor Morgner Thema: Erzeugung von hochenergetischen Femtosekunden-Laserpulsen durch Filamentation in Edelgasen

## **Ph.D. Studium**

seit 01/2008

Doktorandin in der Arbeitsgruppe von Professor Morgner. Angestellt als wissenschaftlicher Mitarbeiterin am Institut für Quantenoptik

## **Berufserfahrung**

05/2002 - 12/2007

Studentische Aushilfe bei WABCO vehicle control systems.

2 Jahre tätig in verschiedenen Produktionsabteilungen und 3 Jahre im Bereich Erstbemusterung für die Erstellung von IMDS Daten zuständig

## **Mitgliedschaften**

DPG - Deutsche Physikalische Gesellschaft

OSA - Optical Society of America

# Anhang B

## Publikationen

### Wissenschaftliche Publikationen

1. E. Schulz, T. Binhammer, D. S. Steingrube, S. Rausch, M. Kovačev, and U. Morgner  
*Intense few-cycle laser pulses from self-compression in a self-guiding filament*,  
Applied Physics B **95**, 269–272 (2009)
2. D. S. Steingrube, T. Vockerodt, E. Schulz, U. Morgner, and M. Kovačev  
*Phase matching of high-order harmonics in a semi-infinite gas cell*,  
Physics Review A **80**, 043819 (2009)
3. D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, T. Vockerodt, U. Morgner, and M. Kovačev  
*Generation of high-order harmonics with ultra-short pulses from filamentation*,  
Optics Express **17**, 16177–16182 (2009)
4. S. Rausch, T. Binhammer, A. Harth, E. Schulz, M. Siegel, and U. Morgner  
*Few-cycle oscillator pulse train with constant carrier-envelope-phase and 65 as jitter*,  
Optics Express **17**, 20282–20292 (2009)
5. D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, A. Couairon, M. B. Gaarde, U. Morgner,  
and M. Kovačev  
*High order harmonic generation directly from a filament*,  
New Journal of Physics, **13**, 043022 (2011)
6. E. Schulz, D. S. Steingrube, T. Binhammer, A. Couairon, M. B. Gaarde, U. Morgner,  
and M. Kovačev  
*Tracking spectral shapes and temporal dynamics along a femtosecond filament*,  
Optics Express, **19**, 19495–19507 (2011)

7. E. Schulz, D. S. Steingrube, T. Vockerodt, T. Binhammer, U. Morgner, and M. Kovačev  
*Gradient enhanced third harmonic generation in a filament,*  
Optics Letters, **36**, 4389–4391 (2011)
8. T. Vockerodt, D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, U. Morgner, and M. Kovačev  
*Low- and high-order harmonic generation inside an air filament,*  
Applied Physics B, **accepted** (2011)
9. D. S. Steingrube, E. Schulz, M. Kretschmar, T. Binhammer, D. Hoff, P. Hansinger, G. G. Paulus, U. Morgner, and M. Kovačev  
*Sub-1.5-cycle pulses from a single filament,*  
in preparation (2012)

## Beiträge zu internationalen Konferenzen

1. E. Schulz, T. Binhammer, S. Rausch, D. S. Steingrube, M. Kovačev and U. Morgner  
Presentation and Poster: *Shortening of intense laser pulses by self-compression in a filament,*  
International Symposium on Filamentation (COFIL), 2008, Paris, France
2. E. Schulz, D. S. Steingrube, T. Binhammer, T. Vockerodt, U. Morgner, and M. Kovačev  
Presentation and Poster: *Generation of high-order harmonics with ultra-short pulses from filamentation,*  
International Conference on Attosecond Physics, 2009, Kansas, USA
3. D. S. Steingrube, T. Vockerodt, E. Schulz, U. Morgner, and M. Kovačev  
Poster: *Phase-matching of high-order harmonic generation in a semi-infinite gas cell geometry,*  
International Conference on Attosecond Physics, 2009, Kansas, USA
4. E. Schulz, D. S. Steingrube, T. Binhammer, U. Morgner, and M. Kovačev  
Poster: *Few-Cycle Pulses from a Filament Applied to High-Order Harmonic Generation,*  
Advances in Strong-Field and Attosecond Physics, 2010, London, England
5. D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, M. B. Gaarde, A. Couairon, U. Morgner, and M. Kovačev  
Poster: *High-Order Harmonic Generation Directly from a Filament,*  
Advances in Strong-Field and Attosecond Physics, 2010, London, England



- 
6. D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, T. Vockerodt, U. Morgner, and M. Kovačev  
Poster: *High-order Harmonic Generation by Few-cycle Pulses from Filamentation*,  
17th International Conference on Ultrafast Phenomena (UP), 2010, Snowmass, Colorado, USA
  7. D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, T. Vockerodt, U. Morgner, and M. Kovačev  
Presentation and Poster: *Few-cycle pulses from filamentation applied to high-order harmonic generation*,  
International Symposium on Filamentation (COFIL), 2010, Crete, Greek
  8. D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, U. Morgner, and M. Kovačev  
Presentation and Poster: *Lateral investigation of a filament*,  
International Symposium on Filamentation (COFIL), 2010, Crete, Greek
  9. A. Couairon, C. L. Arnold, A. Mysyrowicz, P. P. Kiran, S. Bagchi, S. R. Krishnan, G. Ravindra Kumar, M. B. Gaarde, D. S. Steingrube, E. Schulz, M. Kovačev, A. Lotti, D. Faccio, P. Di Trapani, P. Panagiotopoulos, N. K. Efremidis, D. Papazoglou and S. Tzortzakis  
Presentation and Poster: *Filamentation without intensity clamping*,  
International Symposium on Filamentation (COFIL), 2010, Crete, Greek
  10. D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, M. B. Gaarde, A. Couairon, U. Morgner, and M. Kovačev  
Poster: *High-order harmonic generation within a filament*,  
Gordon Research Conference on Multiphoton Processes (MP-GRC), 2010, Tilton, NH, USA
  11. E. Schulz, D. S. Steingrube, T. Vockerodt, T. Binhammer, U. Morgner, and M. Kovačev  
Presentation: *Efficient on-axis third harmonic generation in a light filament*,  
CLEO/Europe-EQEC Conference, 2011, Munich, Germany
  12. D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, M. B. Gaarde, A. Couairon, U. Morgner, and M. Kovačev  
Poster: *High-order harmonic generation within a filament*,  
Atto03, 2011, Hokkaido, Japan
  13. T. Vockerodt, D. S. Steingrube, E. Schulz, U. Morgner, and M. Kovačev  
Poster: *Ultra broadband UV generation from femtosecond filamentation*,  
Atto03, 2011, Hokkaido, Japan
  14. M. B. Gaarde, D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, U. Morgner, M. Kovačev, and A. Couairon  
Presentation: *High harmonics and attosecond pulses emerging from laser filaments*,  
LPHYS 2011, Sarajevo, Bosnia and Herzegovina

15. D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, A. Couairon, M. B. Gaarde, U. Morgner, M. Kovačev  
Poster: *High-order harmonic generation by intensity spikes in a filament*, ICOLS 2011, Hameln, Germany
16. D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Vockerodt, T. Binhammer, A. Couairon, M. B. Gaarde, U. Morgner, and M. Kovačev  
Poster: *High-order harmonics from intensity spikes during filamentation*, Advances in Strong-Field and Attosecond Physics, 2011, London, England

## Beiträge zu nationalen Konferenzen

1. E. Schulz, T. Binhammer, M. Kovačev and, U. Morgner  
Poster: *Verkürzung von hochenergetischen Laserpulsen durch Filamentation*, DPG-Frühjahrstagung, March 2007, Düsseldorf, Germany
2. S. Rausch, T. Binhammer, E. Schulz, C. Hoffmann, and U. Morgner  
Oral Presentation: *Octavbreiter optischer Wellenform-Synthesizer*, DPG-Frühjahrstagung, March 2007, Düsseldorf, Germany
3. E. Schulz, T. Binhammer, S. Rausch, M. Kovačev, and U. Morgner  
Oral Presentation: *Verkürzung hochenergetischer Laserpulse durch Selbstkompression in einem Filament*, DPG Frühjahrstagung, March 2008, Darmstadt, Germany
4. N. Balinski, E. Schulz, D. S. Steingrube, H. Kurz, T. Vockerodt, U. Morgner, and M. Kovačev  
Poster: *Erzeugung hochenergetischer Pulse bei 87.8 nm durch Frequenzvervielfachung energiereicher Femtosekunden-Ti:Sa-Strahlung*, DPG Frühjahrstagung, 2009, Hamburg
5. E. Schulz, D. S. Steingrube, T. Vockerodt, T. Binhammer, U. Morgner, and M. Kovačev  
Poster: *Erzeugung Hoher Harmonischer nach Pulsverkürzung im Filament*, DPG Frühjahrstagung, 2009, Hamburg
6. E. Schulz, D. S. Steingrube, T. Binhammer, T. Vockerodt, U. Morgner, and M. Kovačev  
Oral Presentation: *Generation of high-order harmonics with ultra-short pulses from filamentation*, WIAS Workshop: "Non-linear Optics in Guided Geometries,, 2009, Berlin
7. D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, T. Vockerodt, U. Morgner, and Kovačev  
Oral Presentation: *High-order harmonic generation by ultra-short pulses from filamentation*, DPG Frühjahrstagung, 2010, Hannover, Germany

- 
8. T. Vockerodt, D. S. Steingrube, E. Schulz, U. Morgner, and M. Kovačev  
Poster: *Phasenanpassung Hoher Harmonischer Strahlung in einer Semi-infiniten Gaszelle*,  
DPG Frühjahrstagung, 2010, Hannover, Germany
  9. E. Schulz, D. S. Steingrube, T. Binhammer, U. Morgner, and M. Kovačev  
Poster: *Lateral investigation of a filament by using a semi-inifinite gas cell*,  
DPG Frühjahrstagung, 2010, Hannover, Germany
  10. H. Thering, T. Vockerodt, H. Kurz, E. Schulz, D. S. Steingrube, U. Morgner, and M. Kovačev  
Poster: *Erzeugung hochenergetischer 88 nm XUV-Laserpulse mit fs Pulsdauer*,  
DPG Frühjahrstagung, 2010, Hannover, Germany
  11. D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, M. B. Gaarde, A. Couairon, U. Morgner, and M. Kovačev  
Oral presentation: *High-order harmonic generation by intensity spikes within filamentation*,  
DPG Frühjahrstagung, 2011, Dresden, Germany
  12. E. Schulz, D. S. Steingrube, T. Binhammer, M. B. Gaarde, A. Couairon, U. Morgner, and M. Kovačev  
Oral presentation: *Spectral reshaping of pulses propagating within a filament*,  
DPG Frühjahrstagung, 2011, Dresden, Germany
  13. T. Hartmann, T. Vockerodt, D. S. Steingrube, E. Schulz, U. Morgner, and M. Kovačev  
Poster: *Velocity Map Imaging of angular distributions of atomic photoelectrons produced in the XUV regime*,  
DPG Frühjahrstagung, 2011, Dresden, Germany
  14. M. Kretschmar, D. S. Steingrube, E. Schulz, U. Morgner, and M. Kovačev  
Oral presentation: *Beiträge der Elektronentrajektorien zur Erzeugung hoher harmonischer Strahlung in einer Semi-Infiniten Gaszelle*,  
DPG Frühjahrstagung, 2011, Dresden, Germany
  15. H. G. Kurz, D. S. Steingrube, T. Vockerodt, E. Schulz, D. Ristau, M. Lein, U. Morgner, and M. Kovačev  
Oral presentation: *High Harmonic Generation from liquid water droplets*,  
DPG Frühjahrstagung, 2011, Dresden, Germany