

Simultane Untersuchung von ultrakurzen Laserpulsen und laserbeschleunigten Elektronen

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der



vorgelegt von

Charlotte Ariane Pipahl
aus Düsseldorf

August 2010

Aus dem Institut für Laser- und Plasmaphysik
Der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Gedruckt mit der Genehmigung der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent: Prof. Dr. Oswald Willi
Koreferent: Prof. Dr. Alexander Pukhov

Tag der mündlichen Prüfung: 13. Oktober 2010

Zusammenfassung

Mit ultrakurzen (einige 10 fs) hochintensiven ($I \sim 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$) Laserpulsen können in unterdichten Plasmen ($n_e < n_c$) Elektronen auf hohe Energien beschleunigt werden. Besonders das im Jahre 2002 basierend auf numerischen Simulationen vorhergesagte bubble-Regime der Beschleunigung ist in diesem Kontext von großem Interesse, da es die Erzeugung von Elektronenstrahlen mit einer quasi-monoenergetischen Energiedistribution ermöglicht. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Experimente absolviert, die eine simultane Detektion des Laserpulses nach der Propagation durch das Target und der im Plasma beschleunigten Elektronen ermöglichten, um den Zusammenhang zwischen der Elektronenbeschleunigung und dem Einfluss der Laser-Plasma-Interaktion auf den Laserpuls selbst zu erforschen. Dazu wurde eine selbstreferenzierende Variante der spektralen Interferometrie angewandt und ein optisches Spektrometer verwendet, um den Laserpuls nach der Interaktion zu charakterisieren, während die laserbeschleunigten Elektronen mit einem Magnetspektrometer untersucht wurden.

Es konnte experimentell beobachtet werden, dass der Laserpuls eine ausgeprägte Modifikation erfuhr, wenn das bubble-Regime unter geeigneter Wahl der Interaktionsparameter erreicht und simultan ein quasi-monoenergetischer Elektronenstrahl detektiert wurde. Das Spektrum des Pulses wurde deutlich verbreitert und erfuhr Rotverschiebung, was auf eine Variation des Plamabrechungsindex infolge des Vorhandenseins einer lasergetriebenen Plasmawelle und die relativistische Massenzunahme der im Laserfeld oszillierenden Elektronen zurückzuführen ist. Die experimentellen Beobachtungen sind in exzellenter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von 3-D Particle-In-Cell (PIC) Simulationen. Veränderte man die Parameter derart, dass keine Beschleunigung von Elektronen im Target erfolgte, war der Einfluss der Interaktion auf den Laserpuls selbst von geringer Ausprägung, obwohl der Puls wie zuvor durch das gesamte Target propagierte.

Eine Erhöhung der im unterdichten Target vorherrschenden Elektronendichte hat zu einer spektralen Modulation des Pulses regelmäßiger Natur geführt, die auf ein- und zweidimensionale Selbstmodulationseffekte des Pulses im Plasma zurückzuführen ist. In den Energiespektren der Elektronen wurden für die höheren Dichtewerte Multi-Peaks beobachtet.

Auch die relative spektrale Phase des Pulses ist durch die Laser-Plasma-Wechselwirkung signifikant modifiziert worden. Über den Effekt der Selbstphasenmodulation im Plasma wurde ein positiver chirp verursacht, was mittels SPIDER-Verfahren experimentell beobachtet werden konnte.

Abstract

With ultra-short (a few 10 fs) high-intensity ($I \sim 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$) laser pulses electrons can be accelerated to high energies in underdense ($n_e < n_c$) plasmas. In particular, the bubble regime of electron acceleration that has been predicted in 2002 based on numerical simulations is of great interest in this context since it allows the generation of electron bunches with a quasi-monoenergetic energy distribution. In the framework of this thesis the laser pulse after propagation through an underdense target and the electrons that have been accelerated within the plasma have been simultaneously detected. Due to this the correlation between the electron acceleration and the influence of the interaction onto the laser pulse itself could be investigated. A self-referencing variant of spectral interferometry together with an optical spectrometer have been used to characterize the laser pulse while the laser accelerated electrons have been analysed with a magnetic spectrometer.

It has been experimentally observed that the laser pulse is significantly modified when the bubble regime is reached depending on the required parameters and a quasi-monoenergetic electron bunch has been detected simultaneously. The spectrum of the laser pulse has been strongly broadened and redshifted. This results from the variation of the refractive index of the plasma due to the presence of a high amplitude laser driven plasma wave and the relativistic mass increase of the electrons oscillating in the electric field of the laser pulse. The experimental observations are in excellent agreement with 3-D particle-in-cell (PIC) simulations. A change of the experimental parameters causing suppression of electron acceleration within the plasma was accompanied by a strong reduction of the influence of the interaction onto the laser pulse itself.

An increase of the electron density caused a periodic spectral modulation of the laser spectrum due to 1- and 2-D self-modulation effects within the plasma. The electron spectra exhibited multi-peaks in this density region.

The relative spectral phase of the laser pulse has also been significantly modified by the laser plasma interaction. Via self-phase-modulation effects within the plasma a positive chirp has been introduced to the pulse which has been experimentally observed applying the SPIDER-technique.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Laser-Plasma-Wechselwirkung	5
2.1.1	Ionisationsprozesse	5
2.1.2	Wechselwirkung mit einem einzelnen Elektron	8
2.2	Plasmaeigenschaften und Parameter	11
2.3	Laserpropagation im unterdichten Plasma	13
2.3.1	Erzeugung von Plasmawellen und Elektronenbeschleunigung	14
2.3.2	Selbstfokussierung im Plasma	20
2.3.3	Selbstphasenmodulation	22
2.3.4	Pulskompression im Plasma	25
2.3.5	Ionisationsinduzierte Blauverschiebung	26
2.3.6	Modulation langer Laserpulse $c\tau > \lambda_p$	26
2.4	Charakterisierung ultrakurzer Laserpulse	28
2.4.1	Mathematische Beschreibung optischer Pulse	28
2.4.2	Spektrale Interferometrie	33
2.4.3	Alternative Verfahren zur Pulscharakterisierung	40
3	Experimenteller Aufbau	45
3.1	ARCTURUS Lasersystem	45
3.1.1	Front-end	47
3.1.2	Hauptverstärker	48
3.1.3	Kompressor	48
3.2	Interaktionsbereich	50
3.2.1	Fokus	51
3.2.2	Targetkammer	53
3.2.3	optisches Spektrometer	57
3.2.4	Spektrale Interferometrie (SPIDER)	58
3.2.5	Elektronendiagnostik	62
4	Experimentelle Ergebnisse und numerische Simulationen	65
4.1	Einleitung	65
4.2	Bestimmung der initialen Pulsdauer	66

4.3	Simultane Laserpuls und Elektronen Messungen	68
4.3.1	Elektronendichte $n_e < 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	69
4.3.2	Numerische Simulationen mit VLPL	84
4.3.3	Elektronendichte $n_e = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	93
4.3.4	Elektronendichte $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	100
5	Zusammenfassung und Ausblick	109
	Literaturverzeichnis	113

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung a) zur Multiphotonen-Ionisation (MPI) und Above-Threshold-Ionisation (ATI) und b) zur Tunnel- oder Barrier-Suppression-Ionisation (BSI) durch ein starkes externes elektrisches Feld	8
2.2	Elektronenorbit in einer linear polarisierten elektromagnetischen Welle mit hoher Amplitude im a) Laborsystem und b) Drift-System	10
2.3	Schematische Darstellung zur Anregung eines wakefields im unterdichten Plasma	15
2.4	LWFA: Dichtevariation $\delta n/n_0$ und axiales elektrisches Feld E_z getrieben von einem Laserpuls, der bei $\xi = 3\lambda_p$ zentriert ist ($\xi = z - ct$) und im Bild nach rechts propagiert a) lineares Regime und b) nichtlineares Regime für hohe Intensitäten	17
2.5	Struktur der Elektronendichte im bubble-Regime	18
2.6	Schematische Darstellung zur beugungsbedingten Aufweitung eines gaußschen Strahles (links) und das transversale Intensitätsprofil $I(r)$	20
2.7	Veranschaulichung zur Selbstfokussierung im Plasma: gaußförmiges Intensitätsprofil $I(r)$, lokale Phasengeschwindigkeit $v_{ph}(r)$ und resultierende verformte Wellenfronten, sowie laserinduzierte Elektronendichteverteilung und Abweichung vom beugungsbegrenzten Fokusbereich $2r_0$	21
2.8	Qualitative Darstellung des elektrischen Feldes vor und nach Selbstphasenmodulation: die lokal variierende Laserintensität führt zu einer entlang des Pulses variierenden Phasengeschwindigkeit und somit zur Erzeugung neuer spektraler Komponenten	24
2.9	Darstellung zur Abhängigkeit der Pulsdauer von der Phase: a) spektrale Einhüllende (in beiden Fällen identisch), b) spektrale Phase links $D_2 = 70 \text{ fs}^2$, rechts $D_2 = 870 \text{ fs}^2$ und c) resultierende Pulsdauer	32
2.10	Erzeugung der spektralen shear	37
2.11	Bestimmung der spektralen Phase $\phi(\omega)$ mittels SPIDER-Verfahren und Rekonstruktion des elektrischen Feldes	38
2.12	Aufbau eines Intensitätsautokorrelators	41
3.1	Schematische Darstellung der Chirped Pulse Amplification	46
3.2	Blockbild des ARCTURUS Lasersystemes im Institut für Laser- und Plasmaphysik	49
3.3	Aufnahme des Fokus (f/6-Parabel) und Lineouts in x- und y-Dimension mit zugehörigem Gaußfit	51
3.4	Dichteprofil der Mach 5.5 Düse $750 \mu\text{m}$ oberhalb des Düsenkopfes mit Fokusposition	54

3.5	Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus in und an der Interaktionskammer	55
3.6	Anordnung der optischen Elemente im Spektrometer nach der crossed Czerny-Turner Konfiguration	58
3.7	Schematische Darstellung der Strahlführung im SPIDER-System	60
4.1	Zur Pulsdauerbestimmung: a) Spektrum der Laserfundamentalen und Bandbreite $\delta\lambda$, b) SPIDER-Interferogramm und ermittelte spektrale Phase, c) zeitlicher Verlauf der Intensität $I(t)$ mit Gauß-Fit (rot dargestellt)	67
4.2	Fokusposition: $z = -300 \mu\text{m}$ a) SPIDER-Interferogramm und spektrale Phase mit polynomieller Fit-Funktion b) simultan detektiertes Spektrum der beschleunigten Elektronen (mit farbig dargestelltem Rohspektrum) für eine Elektronendichte von $n_e = 8.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	70
4.3	Fokusposition: $z = 0$ a) SPIDER-Interferogramm und spektrale Phase mit polynomieller Fit-Funktion b) simultan detektiertes Spektrum der beschleunigten Elektronen (mit farbig dargestelltem Rohspektrum) für eine Elektronendichte von $n_e = 6.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	71
4.4	a) Simultan zum Schuss aus Abb. 4.3 für $n_e = 6.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ aufgezeichnetes Spektrum des Laserpulses und b) Einhüllende des SPIDER-Interferogrammes backshifted in den ω -Raum	75
4.5	a) SPIDER mit markiertem Bereich eines Intensitätsminimums b) aus dem Interferogramm bestimmter Verlauf der Differenzphase mit Sprung an der entsprechenden Stelle im Frequenzraum	80
4.6	Veranschaulichung zum a) positiven quadratischen und b) positiven kubischen Verlauf der spektralen Phase. Oben: spektrale Intensität, spektrale Phase und Gruppenlaufzeit Mitte: zeitlicher Verlauf des elektrischen Feldes unten: zeitliche Intensität, Phase und instantane Frequenz	83
4.7	PIC: Initialer Laserpuls a) elektrisches Feld und b) daraus ermittelte spektrale Einhüllende	86
4.8	PIC: a) Elektrisches Feld nach Propagation durch das Target mit $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und b) zugehörige spektrale Einhüllende. Das Referenzspektrum des initialen Laserpulses ist zu Vergleichszwecken ebenfalls aufgetragen	88
4.9	PIC: a) Elektrisches Feld zum Zeitschritt $t = 2500$ und $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und b) Schnitt durch die Elektronendichte entlang der Propagationsachse	91
4.10	PIC: Energiehistogramm der Elektronen (Elektronendichte: $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	92
4.11	a) SPIDER-Interferogramm und spektrale Phase mit Fit-Funktion für $n_e = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, simultan detektiertes Elektronenspektrum mit Rohdaten b) niedriger Energiebereich und c) hoher Energiebereich	94
4.12	a) Simultan zum Schuss aus Abb. 4.11 für $n_e = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ aufgezeichnetes Spektrum des Laserpulses und b) Einhüllende des SPIDER-Interferogrammes backshifted in den ω -Raum	96

4.13	PIC: a) Elektrisches Feld nach Propagation durch das Target mit $n_e = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und b) spektrale Einhüllende des Pulses	98
4.14	PIC: Energiehistogramm der Elektronen (Elektronendichte: $n_e = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)	100
4.15	a) SPIDER-Interferogramm und spektrale Phase mit Fit-Funktion für $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, simultan detektiertes Elektronenspektrum mit Rohdaten b) niedriger Energiebereich und c) hoher Energiebereich	101
4.16	a) Simultan zum Schuss aus Abb. 4.15 für $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ aufgezeichnetes Spektrum des Laserpulses und b) Einhüllende des SPIDER-Interferogrammes backshifted in den ω -Raum	102
4.17	PIC: a) Elektrisches Feld nach Propagation durch das Target mit $n_e = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und b) spektrale Einhüllende des Pulses	104
4.18	PIC: Intensitätsverlauf auf Strahlachse a) des Referenzpulses und b) nach Propagation durch das Plasma mit $n_e = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	105
4.19	PIC: Energiehistogramm der Elektronen (Elektronendichte: $n_e = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)	106

1 Einführung

Kaum eine Erfindung der letzten Jahrzehnte hat in derartigem Maße Einzug in zahlreiche Gebiete von Naturwissenschaft, Technik und des alltäglichen Lebens gehalten, wie der Laser, der vor nunmehr 50 Jahren erstmals experimentell realisiert werden konnte [1]. Dabei wurde das Phänomen, welches der Funktionsweise dieser besonderen Lichtquelle zugrunde liegt, die stimulierte Emission, bereits 1916 von Albert Einstein vorhergesagt [2]. Seit seiner ersten Inbetriebnahme hat der Laser eine enorme Weiterentwicklung erfahren, so dass mit heutigen Systemen minimale Pulsdauern im Bereich einiger zehn fs und unter geeigneter Fokussierung immense Intensitäten von bis zu 10^{21} Wcm^{-2} erzielt werden können. Besonders die erstmalige Anwendung des CPA-Verfahrens [3] im Jahre 1985 hat dabei zu einem drastischen Anstieg der maximal erreichbaren Intensität geführt, welche aufgrund des Erreichens der Zerstörschwellen der verstärkenden Medien bis dahin über mehrere Jahre hinweg stagnierte. Im Rahmen dieser Technik wird der Oszillatorpuls eines Lasersystemes stark in der Zeit gestreckt, bevor er einen (mehrstufigen) Verstärker durchläuft. Auf diesem Wege wird die Intensität reduziert und Zerstörungen können vorgebeugt werden. Durch anschließende Rekomprimierung wird ein Puls der ursprünglichen Dauer mit einer um mehrere Größenordnungen erhöhten Pulsenergie erhalten. Auch die vorliegende Arbeit macht Gebrauch von einem derartigen Lasersystem, welches im CPA-Modus betrieben wird. Dabei liegt der Schwerpunkt auf der Erforschung der Wechselwirkung des Laserlichtes mit Materie - im Besonderen von ultrakurzen hochintensiven Laserpulsen mit unterdichten Plasmen. In dem noch jungen Forschungsgebiet derartiger Laser-Plasma-Interaktionen wurden in den letzten Jahren zahlreiche wichtige Entdeckungen gemacht. Es konnte experimentell beobachtet werden, dass unter Bestrahlung von festen und gasförmigen Targets mit einem hochintensiven ultrakurzen Laserpuls energetische Protonen- und Elektronenstrahlen erzeugt werden.

Breitet sich ein ultrakurzer, hochintensiver Laserpuls durch unterdichtetes Plasma aus, so werden über das ponderomotorische Potential Elektronen aus Bereiche hoher Intensität verdrängt und eine Plasmawelle wird angeregt. Im resultierenden longitudinalen elektrischen Feld können Elektronen auf hohe Energien beschleunigt werden. Der Prozess der Elektronenbeschleunigung

in Laserplasmen wurde bereits im Jahre 1979 von Tajima und Dawson vorhergesagt [4]. Gute 20 Jahre später wurde im Rahmen numerischer Simulationen die bedeutende Entdeckung gemacht, dass die Energiedistribution der Elektronen von einer Maxwell'schen Verteilung auf eine quasi-monoenergetische gebracht werden kann, wenn die experimentellen Parameter der Wechselwirkung im unterdichten Bereich entsprechend gewählt werden und das so genannte bubble-Regime der Beschleunigung erreicht wird [5]. Aufgrund ihrer besonderen Eigenschaften sind diese Elektronenstrahlen für zahlreiche Anwendungen aus dem Bereich der Medizin (Radiographie), der Chemie (ultraschnelle Radiolyse), der Materialwissenschaften (zerstörungsfreie Materialuntersuchung mittels Radiographie) und für Beschleuniger hervorragend geeignet [6]. Der Vorteil der Teilchenbeschleunigung mittels Laserplasmen ist durch die extrem hohen Beschleunigungsgradienten gegeben, die von Plasmen aufrecht erhalten werden können. Diese liegen im Bereich von 100 GVm^{-1} , was mehrere Größenordnung oberhalb dessen liegt, was mit konventionellen Linearbeschleunigern erzielt werden kann.

Die Wechselwirkung von Laserpuls und Plasma führt jedoch nicht nur zur Erzeugung energetischer Teilchenstrahlen, sondern über den variierenden Brechungsindex des Plasmas wird auch der Laserpuls selbst stark beeinflusst. Über die simultane Erforschung des Laserpulses und der im Plasma beschleunigten Elektronen können wichtigen Erkenntnissen über die im Rahmen der Wechselwirkung auftretenden Effekte erlangt werden, was besonders hinsichtlich der Fülle von Anwendungsmöglichkeiten von großem Interesse ist. Obwohl es erste Experimenten gab, bei denen auch der Laserpuls nach der Interaktion mit dem unterdichten Target untersucht wurde und beispielsweise eine spektrale Verbreiterung und der Effekt der Verkürzung von Laserpulsen in nichtlinearen Plasmawellen beobachtet wurde [7], werden ausführliche vor allem simultane Messungen von Laserpuls und den laserbeschleunigten Elektronen benötigt.

Die vorliegende Arbeit widmete sich dieser Aufgabe. Es wurde erstmal im relativistischen Regime auf single-shot-Basis der durch die Interaktion modifizierte Laserpuls mittels optischem Spektrometer und dem so genannten SPIDER-Verfahren simultan mit den im Plasma generierten energetischen Elektronen untersucht. Dazu wurde vom Autor ein Experiment realisiert und durchgeführt, welches die gleichzeitige Detektion des optischen Signales und der beschleunigten Elektronen ermöglichte. Alle Experimente, welche die Grundlage für diese Arbeit bilden, wurden im Institut für Laser- und Plasmaphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf unter Inanspruchnahme des 100 TW ARCTURUS Lasersystemes durchgeführt. Dieses wurde im Jahre 2007 in Betrieb genommen und stellt das momentan leistungsstärkste Lasersystem an einer Universität innerhalb Europas dar. Die minimal erreichbare Pulsdauer beträgt 23 fs und es können Intensitäten von bis zu 10^{20} Wcm^{-2} im Fokus erzielt werden. Damit konnte routinemäßig das relativistische Regime ($I_r = 1.37 \cdot 10^{18} (\frac{1}{\lambda[\mu\text{m}]})^2 \text{ Wcm}^{-2}$)¹ erreicht werden und die Elektronenbeschleunigung konnte im hoch nichtlinearen Wellenbrechungsregime, dem so genannten bubble-Regime [5] simultan mit dem durch die Wechselwirkung mit dem Plasma modifizierten Laserpuls erforscht werden.

¹mit der Intensität I_r , ab welcher der Großteil der Plasmaelektronen beginnt mit relativistischer Geschwindigkeit zu oszillieren und der Laserwellenlänge λ

Ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit wurden zum tieferen Verständnis der den Experimenten zugrunde liegenden physikalischen Prozesse numerische Simulationen mit dem Particle-In-Cell-Code (PIC) VLPL [8] in Kooperation mit Oliver Jansen und Alexander Pukhov aus dem Institut für Theoretische Physik I der Heinrich-Heine-Universität durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Simulationen werden in Gegenüberstellung mit den experimentellen Daten interpretiert.

Zur Übersicht ist im Folgenden die Gliederung der Arbeit in die einzelnen Kapitel aufgeführt:

- Im Anschluss an das Einführungskapitel werden die für diese Arbeit relevanten **theoretischen Grundlagen** vorgestellt. Zunächst wird die Laser-Plasma-Wechselwirkung behandelt, beginnend mit den Ionisationsprozessen, die zur Plasmaerzeugung führen. Die Plasmaeigenschaften und die wichtigsten Größen zur Beschreibung eines Plasmas werden zusammengefasst. Anschließend wird detailliert auf die Propagation von Laserpulsen durch unterdichte Plasmen eingegangen, um die Grundlage für die im Rahmen dieser Arbeit experimentell beobachteten Effekte zu schaffen. Der letzte Abschnitt des zweiten Kapitels behandelt die Beschreibung und Charakterisierung ultrakurzer Laserpulse, wobei der Fokus auf der spektralen Interferometrie liegt, die in einer speziellen, selbstreferenzierenden Variante während der Experimente dieser Arbeit Anwendung gefunden hat. Zum Abschluss wird ein kurzer Überblick zu alternativen Verfahren für die Charakterisierung ultrakurzer Laserpulse gegeben.
- In Kapitel 3 wird der **experimentelle Aufbau** vorgestellt. Das Kapitel gliedert sich in zwei Teile, wobei der erste die Beschreibung des ARCTURUS Hochleistungs-Kurzpuls Lasersystemes des Institutes für Laser- und Plasmaphysik enthält, welches für alle im nachfolgenden Kapitel vorgestellten Experimente verwendet wurde. Im zweiten Teil wird der Interaktionsbereich beschrieben, wobei detailliert auf den Aufbau in der Targetkammer und die verwendeten Diagnostiken zur Untersuchung von Laserpuls und Elektronen eingegangen wird.
- Das letzte Kapitel enthält die **experimentellen Ergebnisse** der Erforschung des ultrakurzen hochintensiven Laserpulses nach der Interaktion mit dem unterdichten Target und der laserbeschleunigten Elektronen. Es konnten Laserpuls und Elektronen simultan auf single-shot basis detektiert werden, wobei der Einfluss der Wechselwirkung auf den Laser mittels optischem Spektrometer und SPIDER-Verfahren untersucht wurde, während für die Elektronen ein Magnetspektrometer und Fluoreszenzschirme (Lanex) zum Einsatz kamen.

Die Ergebnisse der in Kooperation mit Oliver Jansen und Alexander Pukhov absolvierten **numerischen Simulationen** (3-D), welche für den Experimenten entsprechende Parameter durchgeführt wurden, werden innerhalb dieses Kapitels in Gegenüberstellung mit den experimentellen Daten präsentiert.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Laser-Plasma-Wechselwirkung

Trifft ein hochintensiver, ultrakurzer Laserpuls auf Materie, so wird diese bereits durch die ansteigende Flanke des Pulses vollständig ionisiert und dessen Hauptteil wechselwirkt mit einem Plasma. Aus diesem Grund ist die Laser-Materie-Wechselwirkung im hochintensiven Regime größtenteils äquivalent mit einer Laser-Plasma-Wechselwirkung.

Bevor die für diese Arbeit relevanten Grundlagen aus dem Bereich der Laser-Plasma-Interaktion vorgestellt werden, werden zunächst die unterschiedlichen Ionisationsprozesse resümiert, welche für die Generierung laserinduzierter Plasmen verantwortlich sind.

Anschließend wird die Wechselwirkung mit einzelnen Elektronen beschrieben und es wird ausführlich auf die Propagation von relativistischen Laserpulsen durch unterdichte Plasmen und die damit verbundenen Effekte eingegangen. Die Wechselwirkung hochintensiver Laserpulse mit Festkörpern unterscheidet sich drastisch von der mit einem unterkritischen Target, wie einem Gas. Da die experimentellen Daten, auf welchen diese Arbeit basiert ausschließlich mit unterdichten Targets gewonnen wurden, beschränkt sich dieses Kapitel auf die Behandlung dieses Dichteregimes. Die Laser-Plasma-Wechselwirkung für überdichte Targets wird u.a. in [9] ausführlich beschrieben.

Abschließend wird detailliert auf die Beschreibung und Charakterisierung von Laserpulsen eingegangen, was von zentraler Bedeutung für diese Arbeit ist und es werden die Grundlagen für eines der angewandten Diagnostikverfahren, die spektralen Interferometrie, vorgestellt.

2.1.1 Ionisationsprozesse

Bei der Wechselwirkung eines hochintensiven Laserpulses mit Materie kann im einfachsten Bild ein Ionisationsprozess verursacht werden, wenn die elektrische Feldstärke im Laserfokus der Bindungsenergie des Elektrons zum Atom entspricht.

Ausgehend vom Bohr-Modell für das Wasserstoffatom kann die entsprechende Intensität hergeleitet werden, für welche diese Bedingung erfüllt ist [9].

Der Bohr'sche Radius, welcher den Radius des Wasserstoffatoms im niedrigsten Energiezustand angibt, lautet

$$a_B = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} = 5.3 \cdot 10^{-11} \text{ m}, \quad (2.1)$$

mit der Masse des Elektrons m_e und der Elementarladung e .
Die elektrische Feldstärke beträgt somit

$$E_a = \frac{e}{a_B^2} \quad (2.2)$$

$$\simeq 5.1 \cdot 10^{11} \text{ Vm}^{-1}. \quad (2.3)$$

Ausgehend von diesem Wert für das elektrische Feld erhält man eine Intensität $I_a = \frac{\epsilon_0 c E_a^2}{2} \simeq 3.5 \cdot 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$, oberhalb derer garantiert Ionisation auftritt für beliebige Targetmaterialien. Es ist jedoch zu beachten, dass durch zahlreiche Effekte, die im Folgenden aufgeführt werden, Ionisation bereits bei Intensitäten auftritt, die mehrere Größenordnungen unterhalb dieses Wertes liegen.

Ein Elektron kann den Atomverband verlassen indem es - wie beim photoelektrischen Effekt - ein einzelnes Photon (ausreichend) hoher Frequenz absorbiert, oder simultan mehrere niederfrequente Photonen, was als **Multiphotonen-Ionisation** bezeichnet wird.

Dabei ist die n-Photonen Ionisationsrate proportional zur n-ten Ordnung des Laser-Photonenflusses Φ , welcher der Laserintensität dividiert durch die Photonenenergie entspricht

$$R_I = \sigma_n \Phi^n, \quad (2.4)$$

mit dem generalisierten Wirkungsquerschnitt σ_n . Obwohl der Wirkungsquerschnitt mit steigendem n abnimmt, sorgt die Φ^n -Abhängigkeit dafür, daß bei Vorhandensein einer ausreichenden Anzahl von Atomen beziehungsweise Ionen und genügend hoher Intensität ($> 10^{10} \text{ Wcm}^{-2}$) n-te Ordnung Ionisationsereignisse stattfinden.

Sei τ die Pulsdauer des Lasers, dann ist die zugehörige Ionisations-Wahrscheinlichkeit gegeben durch [10]

$$p_I = \int R_I(t') dt' \simeq \sigma_n \tau \Phi^n. \quad (2.5)$$

Dies konnte bereits Mitte der sechziger Jahre unter Durchführung geeigneter Laser experimentell validiert werden [11], [12] und in den späten 70er Jahren des letzten Jahrhunderts wurde erstmals die so genannte **Above-Threshold-Ionisation** beobachtet [13, 14]. Bei dieser handelt es sich ebenfalls um einen Multi-Photonen-Prozess, wobei ein Elektron eine höhere Energie

absorbiert, als der minimalen Anzahl von Photonen entspricht, die benötigt werden, um das atomare Bindungspotential zu verlassen (ab Intensitäten von etwa 10^{14} Wcm^{-2}).

In Abbildung 2.1 a) ist der Fall der Multiphotonen-Ionisation dargestellt, wobei ein Elektron mit der Bindungsenergie E_{ion} simultan n Photonen der Energie $\hbar\omega$ absorbiert und das Atom mit minimaler kinetischer Energie verlässt (in der Zeichnung grün markiert). Die Above-Threshold-Ionisation ist ebenfalls dargestellt, bei welcher vom Elektron mehr Photonen absorbiert werden, als zum Herauslösen aus dem Atomverband nötig sind und das Elektron verlässt diesen mit einer höheren kinetischen Energie (blau dargestellt).

Der Wert der Bewegungsenergie E_f kann durch eine Erweiterung von Einstein's berühmter Formel für den Photoelektrischen Effekt [15] ermittelt werden. Man erhält

$$E_f = (n + s)\hbar\omega - E_{ion}, \quad (2.6)$$

mit n Photonen, die benötigt werden für die Multiphotonen-Ionisation und s darüber hinaus absorbierten Photonen.

Bei den bisherigen Überlegungen zu den Ionisationsprozessen wurde vorausgesetzt, dass das atomare Bindungspotential durch das Laserfeld unbeeinflusst bleibt. Erreicht die Laserintensität die zuvor hergeleitete atomare Intensität I_a , wird das Coulomb-Feld, welches die Elektronen spüren jedoch gestört, was zuerst von [16] und [17, 18] erwogen wurde und als **Tunnel-Ionisation** beziehungsweise **Barrier-Suppression-Ionisation** bezeichnet wird. Elektronen werden aus dem Atomverband herausgelöst, beziehungsweise wird durch eine partielle Unterdrückung des Bindungspotentials die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass ein Elektron den Potentialwall "durchtunnelt".

Über den *Keldysh-Parameter* werden die Regime für Multi-Photonen- beziehungsweise Tunnel-Ionisation separiert

$$\gamma = \omega_L \sqrt{\frac{2E_{ion}}{I_L}}, \quad (2.7)$$

mit der Laserintensität I_L und der Kreisfrequenz ω_L des Lasers. Als Daumenregel gilt, dass Multiphotonen-Ionisation für $\gamma > 1$ und Tunnel-Ionisation für $\gamma < 1$ auftritt.

Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 2.1 b) ein Coulombpotential dargestellt, welches durch ein stationäres, homogenes elektrisches Feld gestört wird. Das resultierende Potential ist von der Form

$$V(x) = -\frac{Zer}{x} - e\epsilon x \quad (2.8)$$

was dazu führt, dass für $x \gg x_{max}$ die Coulombbarriere niedriger ist, als die Bindungsenergie des Elektrons und dieses durch die Barriere tunneln kann.

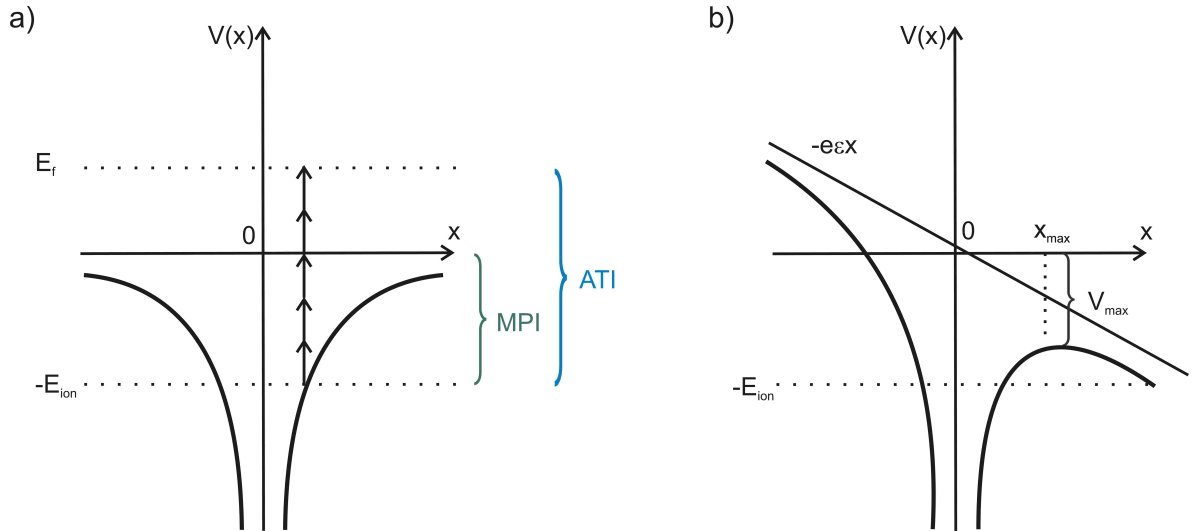


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung a) zur Multiphotonen-Ionisation (MPI) und Above-Threshold-Ionisation (ATI) und b) zur Tunnel- oder Barrier-Suppression-Ionisation (BSI) durch ein starkes externes elektrisches Feld

2.1.2 Wechselwirkung mit einem einzelnen Elektron

Nachdem die Materie unter Einwirkung des Laserfeldes Ionisation erfahren hat, kann die Dynamik der freien Elektronen durch die Lorentzgleichung beschrieben werden.

Teilchen mit der Ladung Ze , die sich mit der Geschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ bewegen, spüren im elektromagnetischen Feld die Kraft

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -Ze(\mathbf{E} + c\boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}) \quad (2.9)$$

mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c , dem Impuls \mathbf{p} des Teilchens und der zeitabhängigen elektrischen \mathbf{E} und magnetischen Feldkomponente \mathbf{B} des Lasers.

Unter Annahme einer langsam veränderlichen Einhüllenden (slowly varying envelope approximation) im Vakuum und für lineare Polarisation sind die Feldkomponenten gegeben durch

$$\mathbf{E}(\mathbf{z}, t) = E_0(z, t) \mathbf{e}_x e^{i(\omega t - kz)} \quad (2.10)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{z}, t) = B_0(z, t) \mathbf{e}_y e^{i(\omega t - kz)}, \quad (2.11)$$

mit $B_0 = \frac{E_0}{c}$ und der Propagationsrichtung \mathbf{e}_z des Lasers jeweils orthogonal zu \mathbf{e}_x und \mathbf{e}_y . Setzt man für Elektronen den Impuls $\mathbf{p} = m_e \mathbf{v}$ mit der Elektronenmasse m_e ein und vernachlässigt unter Annahme nichtrelativistischer Intensitäten, also $\beta \ll 1$ die magnetische Feldkomponente, erhält man

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{e}{m}\mathbf{E}. \quad (2.12)$$

Das Elektron führt eine transversale oszillatorische Bewegung mit der Winkelfrequenz ω und Wellenzahl \mathbf{k} aus. Die Geschwindigkeit der Oszillation ist

$$v_{os} = \frac{eE_0}{m_e\omega}. \quad (2.13)$$

Mittelt man die Bewegungsenergie dieser Oszillation über einen Laserzyklus, so erhält man das so genannte **ponderomotorische Potential** des Lasers

$$U_p = \frac{e^2 E_0^2}{4m_e\omega^2}. \quad (2.14)$$

Im hochintensiven Bereich, in welchem die Elektronenbewegung relativistisch wird, hat es sich als nützlich erwiesen, die so genannte dimensionslose Laseramplitude a_0 einzuführen

$$a_0 = \frac{v_{os}}{c} = \frac{eE_0}{\omega m_e c}, \quad (2.15)$$

welche physikalisch als peak-Wert des normalisierten Vektorpotentials des Laserfeldes $\mathbf{a} = e\mathbf{A}/m_e c^2$ interpretiert werden kann.

In Abhängigkeit der Laserintensität I ist

$$a_0^2 = \frac{1}{2\pi^2\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e^2 c^5} \lambda^2 I, \quad (2.16)$$

ausgedrückt in gebräuchlichen Einheiten

$$a_0^2 \simeq 7.3 \cdot 10^{-19} [\lambda(\mu\text{m})]^2 I_0(\text{W}/\text{cm}^2). \quad (2.17)$$

Geht a_0 gegen den Wert eins, so nähert sich die Geschwindigkeit des Elektrons der Vakuumlichtgeschwindigkeit und zahlreiche relativistische Effekte beginnen eine Rolle zu spielen. Der relativistische Gammafaktor $\gamma = 1/\sqrt{1+\beta^2}$ wird ausschlaggebend und der Elektronenimpuls wird zu

$$\mathbf{p} = \gamma m_e c \boldsymbol{\beta}. \quad (2.18)$$

Es kommt zu einer relativistischen Zunahme der Elektronenmasse im Laserfeld und die Elektronenbewegung wird anharmonisch. Zusätzlich findet eine Drift in Propagationsrichtung statt, was durch das bei relativistischen Intensitäten nicht mehr vernachlässigbare magnetische Feld des Lasers verursacht wird. Die magnetische Kraft $-e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ der Lorentzgleichung führt zu einer nichtlinearen Dynamik. Die mittlere Driftgeschwindigkeit ist gegeben durch

$$\mathbf{v}_D = \frac{a_0^2}{4 + a_0^2} c \quad (2.19)$$

Die Bewegung des Elektrons nimmt eine kompliziertere aber weiter periodische Form an.

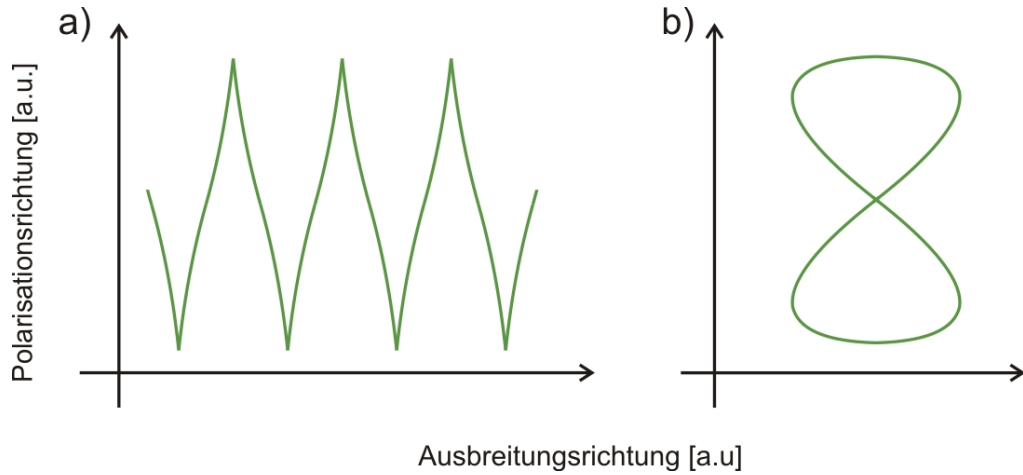


Abbildung 2.2: Elektronenorbit in einer linear polarisierten elektromagnetischen Welle mit hoher Amplitude im a) Laborsystem und b) Drift-System

Abbildung 2.2 a) stellt schematisch den Orbit eines Elektrons in einer linear polarisierten elektromagnetischen Welle mit hoher Amplitude im Ruhesystem dar. Das Elektron oszilliert entlang der Polarisationsrichtung der elektrischen Feldkomponente des Lasers und erfährt eine Drift in Ausbreitungsrichtung. In Teil b) der Abbildung ist die Bahn unter gleichen Bedingungen in einem Referenz-System dargestellt, welches sich mit der mittleren Driftgeschwindigkeit des Elektrons mitbewegt. Hier nimmt der Orbit die bekannte Form einer acht an - englisch: „figure-of-eight“.

Im Rahmen der bisherigen Überlegungen muss betont werden, dass das Elektron keinen Netto-Energiegewinn erfahren wird, auch nicht in einer ebenen elektromagnetischen Welle endlicher Dauer. Das Elektron wird für die Dauer des passierenden Laserpulses in dessen Ausbreitungsrichtung driften und anschließend wieder zur Ruhe kommen.

Im Szenario eines realen Laserpulses hingegen, der üblicherweise auf ein geeignetes Target fokussiert wird, um eine Laser-Plasma-Wechselwirkung hervorzurufen, kommt es jedoch zum Energiegewinn. Weist der Laserpuls ein gaußförmiges Intensitätsprofil auf, so wirkt eine Kraft auf die Elektronen, welche auf den transversalen Feldgradienten zurückzuführen ist.

Ausgehend vom nichtrelativistischen Fall kann die Bewegungsgleichung für ein nahe der Strahlachse im Laserfeld (Propagation in z-Richtung) oszillierendes Elektron geschrieben werden als

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} E_y(\mathbf{r}) \quad (2.20)$$

unter Annahme einer ebenen elektromagnetischen Welle mit elektrischer Feldkomponente und

radialer Intensitätsabhängigkeit in y-Richtung :

$$\mathbf{E}_y(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(y, z) \cos(\omega t - kz). \quad (2.21)$$

Die Taylorentwicklung des elektrischen Feldes liefert

$$E_y(r) \simeq E_0(y) \cos \phi + y \frac{\partial E_0(y)}{\partial y} \cos \phi + \dots, \quad (2.22)$$

mit $\phi = \omega t - kz$.

In erster Ordnung lauten die Lösungen von Gleichung 2.20 dann

$$v_y = -v_{os} \sin \phi \quad (2.23)$$

$$y = \frac{v_{os}}{\omega} \cos \phi. \quad (2.24)$$

Einsetzen in die Bewegungsgleichung 2.20 liefert

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} = -\frac{e^2}{m_e^2 \omega^2} E_0 \frac{\partial E_0(y)}{\partial y} \cos^2 \phi. \quad (2.25)$$

Durch Multiplikation mit der Elektronenmasse und zeitlicher Mittelung über einen Laserzyklus erhält man aus dieser Beschleunigung die so genannte **ponderomotorische Kraft**

$$F_p = -\frac{e^2}{4m_e \omega^2} \frac{\partial E_0^2}{\partial y}, \quad (2.26)$$

welche gerade dem negativen Gradienten des ponderomotorischen Potentials des Lasers aus Gleichung 2.14 entspricht. Diese Kraft verursacht im nicht relativistischen Fall, dass Elektronen senkrecht zur Propagationsrichtung des Lasers aus der Fokusregion verdrängt werden. Im hochintensiven Regime beginnt, wie oben beschrieben, die relativistische Driftbewegung durch die nicht länger vernachlässigbare B-Feldkomponente eine Rolle zu spielen und die relativistische Massenzunahme muss berücksichtigt werden. Die Elektronen werden sowohl senkrecht, als auch in Vorwärtsrichtung verdrängt.

2.2 Plasmaeigenschaften und Parameter

Bisher wurde die ionisierende Wirkung eines Laserpulses auf Materie und die Wechselwirkung mit einem einzelnen Elektron betrachtet. Wird ein intensiver Laserpuls auf ein Target fokussiert ist die Einzelteilchen-Betrachtung jedoch nicht ausreichend. Es wird ein Plasma, also ein Vielteilchen-Ensemble, erzeugt und kollektive Effekte spielen eine Rolle, da die Teilchen über selbstgenerierte und selbstkonsistente Felder koppeln.

Eine der wichtigsten Eigenschaften eines Plasmas ist die Abschirmung von jeder Ladung innerhalb des Plasmas durch eine Wolke entgegengesetzt geladener Teilchen, die so genannte Debye-Abschirmung. Die typische Skalenlänge eines Plasmas ist gegeben durch seine **Debye-Länge** λ_D . Diese kann in einer Dimension bestimmt werden indem man die potentielle Energie der Ladungstrennung über die Entfernung λ_D mit der kinetischen Teilchenenergie $1/2k_B T$ berechnet [19]

$$E_p = e\phi(\lambda_D) = e \int_0^{\lambda_D} E(x) dx = \frac{ne^2\lambda_D}{2\varepsilon_0}, \quad (2.27)$$

wobei das elektrische Feld $E(x)$ im Wasserstoffplasma ($n_e = n_i = n$) über $\text{div}E = \rho/\varepsilon_0 = ne/\varepsilon_0$ ermittelt wurde.

Dies liefert

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T}{ne^2}}. \quad (2.28)$$

Auf makroskopischer Skala für $L \gg \lambda_D$ erscheint das Plasma neutral, weshalb auch der Begriff Quasineutralität verwendet wird.

Mikroskopische Abweichungen von dieser Quasineutralität im Plasma führen zu Plasmaoszillationen, die auch als Langmuir-Oszillationen bezeichnet werden (nach Irving Langmuir) und ein klares Beispiel für das kollektive Verhalten eines Plasmas darstellen.

Ein bedeutender Parameter in diesem Zusammenhang ist die so genannte **Elektronen Plasmafrequenz**. Die Bewegungsgleichung für eine ebene Plasmaschicht gibt in linearer Näherung das elektrische Feld der Raumladung in Abhängigkeit von der Trennung x der Elektronen von den Ionen und beschreibt somit ungedämpfte Langmuir-Oszillationen

$$m_e \frac{d^2 x}{dt^2} = -eE = -\frac{n_e e^2 x}{\varepsilon_0} \quad (2.29)$$

mit der Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}. \quad (2.30)$$

Diese ist die Resonanzfrequenz der kollektiven Oszillation der Elektronen gegen den trägen, quasistationären Ionenhintergrund.

Die zugehörige **Plasmawellenlänge** λ_p ist gegeben durch

$$\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p} = \frac{2\pi c}{\sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}}. \quad (2.31)$$

2.3 Laserpropagation im unterdichten Plasma

Nachdem die für ein Plasma wichtigen Größen resümiert wurden, wird nun auf die Wechselwirkung eines Laserpulses mit Plasma eingegangen. Wie zu Beginn des Kapitels erwähnt, liegt der Schwerpunkt dabei auf unterdichten Targets, da die Experimente auf welchen diese Arbeit basiert ausschließlich in diesem Regime absolviert wurden.

Die Beschaffenheit der Interaktion eines Laserpulses mit einem Plasma hängt stark davon ab, ob das Plasma für den Puls gegebener Laserfrequenz ω über- oder unterkritisch ist. Ein unterkritisches Plasma ist für den Laser transparent, er kann sich also frei darin ausbreiten.

Die Dispersionsrelation für elektromagnetische Wellen, welche (ohne anliegen eines äußeren Magnetfeldes) im Plasma propagieren ist gegeben durch [20]

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2 . \quad (2.32)$$

und der Plasmabrechungsindex lautet

$$\eta_p = \frac{ck}{\omega} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} . \quad (2.33)$$

Die Dispersionsrelation entspricht dem Ausdruck für den Fall der Propagation im Vakuum modifiziert um den Term ω_p^2 . Man sieht unmittelbar, dass die Phasengeschwindigkeit v_{ph} der elektromagnetischen Welle im Plasma die Vakuumlichtgeschwindigkeit c übersteigt

$$v_{ph}^2 = \frac{\omega^2}{k^2} = c^2 + \frac{\omega_p^2}{k^2} . \quad (2.34)$$

Die Gruppengeschwindigkeit v_g hingegen bleibt immer kleiner c . Aus Gleichung 2.32 erhält man

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{c^2}{v_{ph}} . \quad (2.35)$$

Eine Dispersionsrelation, wie sie durch die Gleichung 2.32 gegeben ist weist einen so genannten „cutoff“ auf. Ist die Plasmafrequenz größer als die Kreisfrequenz ω des Lasers, nimmt k einen imaginären Wert an und es kann keine Propagation stattfinden. Diese Bedingung kann auch über die so genannte **kritische Dichte** formuliert werden, welche gegeben ist durch

$$n_c = \frac{\omega_L^2 \varepsilon_0 m_e}{e^2} . \quad (2.36)$$

Die Ausbreitung des Pulses im Plasma ist also nur möglich, wenn die Elektronendichte unterhalb des kritischen Wertes n_c liegt - das Plasma ist unterdicht.

Breitet sich ein hochintensiver Laserpuls im unterdichten Target aus, so kommt es zu einer ausgeprägten gegenseitigen Beeinflussung von elektromagnetischem Feld und Plasma. Über laserinduzierte Schwankungen der Elektronendichte, beziehungsweise die relativistische Massenzunahme der im Laserfeld oszillierenden Elektronen wird ein sowohl zeitlich, als auch räumlich variierender Plasmabrechungsindex induziert. Aus Gleichung 2.33 geht der Zusammenhang zwischen Plasmabrechungsindex und Plasmafrequenz und somit eine Abhängigkeit von der Elektronendichte hervor. Dies führt wiederum zu zahlreichen Effekten auf den Laserpuls selbst, wie relativistische Selbstfokussierung, Selbstphasenmodulation und Selbstmodulation der Einhüllenden, worauf weiter unten im Kapitel näher eingegangen wird, nachdem die Erzeugung von Plasmawellen und die Elektronenbeschleunigung in unterdichten Laser-Plasmen diskutiert wurde.

2.3.1 Erzeugung von Plasmawellen und Elektronenbeschleunigung

Bereits im Jahr 1979 wurde von Tajima and Dawson in ihrem berühmten Paper „Laser Electron Accelerator“ [4] der Vorschlag unterbreitet, mit lasergenerierten Plasmawellen Teilchen zu beschleunigen. Dieser Effekt wird als Laser Wakefield Beschleunigung bezeichnet (Laser Wakefield Acceleration - LWFA).

Über die nichtlineare ponderomotorische Kraft kann ein intensiver Laserpuls bei der Propagation durch eine unterdichtes Plasma einen Nachstrom (englisch: wake) von Plasmaoszillationen erzeugen, in welchem Elektronen gefangen und auf hohe Energien gebracht werden. Dabei basiert die Erzeugung der Plasmawelle auf der Verschiebung von Elektronen durch die ansteigende (beziehungsweise abfallende) Flanke des Laserpulses. Die Ionen können im Rahmen der kurz-Puls-Interaktion als ruhender Hintergrund angenommen werden und die aus der lokalen Ladungstrennung resultierenden elektrostatischen Rückstellkräfte verursachen die Oszillation der Elektronen mit der Plasmafrequenz ω_p . In Abbildung ?? ist schematisch die Erzeugung einer lasergetriebenen Plasmawelle durch ponderomotorische Verdrängung der Elektronen gegenüber dem Ionenhintergrund skizziert. Der in der Abbildung rot dargestellte Laserpuls propagiert in z-Richtung, im Bild von links nach rechts.

Die Phasengeschwindigkeit der Plasmawelle entspricht etwa der Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses

$$v_{ph_p} = v_{g_L} . \tag{2.37}$$

In Abhängigkeit der experimentellen Bedingungen kann durch den Laserpuls resonanzartig eine longitudinale Plasmawelle getrieben werden. Dies ist der Fall, wenn die longitudinale Ausdehnung des Laserpulses im Plasma, welche durch $c\tau$ gegeben ist einer halben Plasmawellenlänge entspricht, also $c\tau = \frac{\lambda_p}{2}$ gilt.

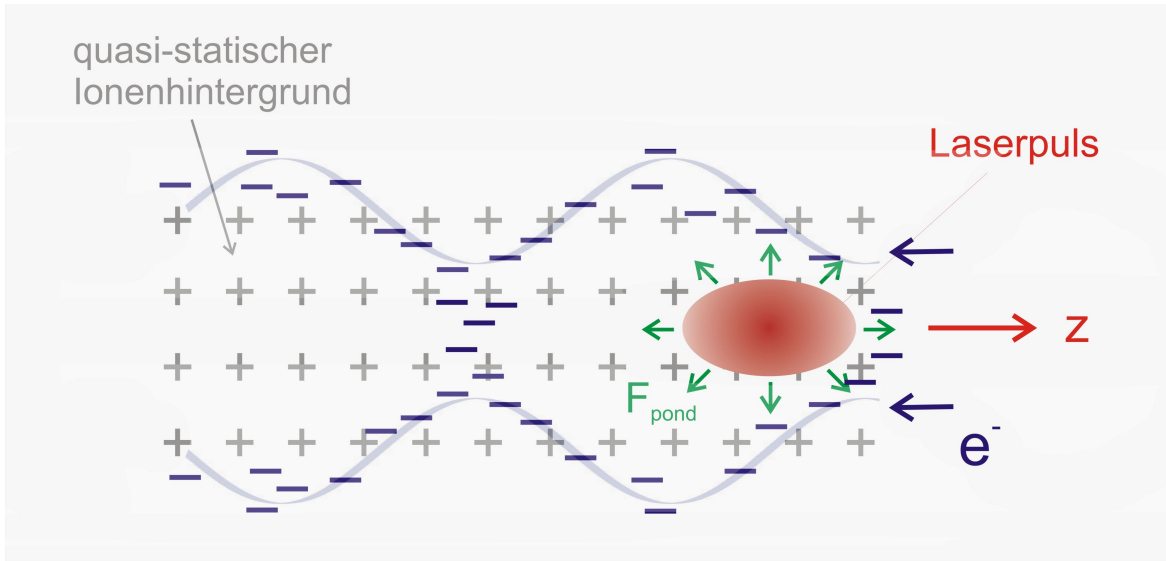


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung zur Anregung eines wakefields im unterdichten Plasma

Das maximale elektrische Feld, welches eine Plasmawelle im nichtrelativistischen Fall transportieren kann ohne zu brechen, ist durch das so genannte kalte nichtrelativistische Wellenbrechungs-Feld $E_0 = cm_e\omega_p/e$ gegeben [21], welches auch über

$$E_0[\text{V/m}] \simeq 96 \sqrt{n_0[\text{cm}^{-3}]} \quad (2.38)$$

ausgedrückt werden kann, mit der Umgebungs-Elektronendichte n_0 . Ausgehend von einer Dichte $n_0 = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ erhält man einen Beschleunigungsgradienten von $E_0 = 100 \text{ GV/m}$, der etwa drei Größenordnungen über dem eines konventionellen Linearbeschleunigers liegt. Ein zusätzlicher Vorteil bei der Teilchenbeschleunigung in Plasmen ist dadurch gegeben, dass extrem kurze Bündel von Teilchen generiert werden können, deren Dauer unterhalb einer Plasmawellenlänge dividiert durch die Lichtgeschwindigkeit liegt: $\tau_b < \lambda_p/c$. Für übliche Dichten entspricht dies nur einigen zehn fs.

Im linearen Regime mit einem peak-Wert des elektrischen Feldes unterhalb E_0 ($E_{max} \ll E_0$) ist die laserinduzierte Plasmawelle eine einfache sinusförmige Schwingung (siehe Abbildung 2.4 a)) der Frequenz ω_p und beliebiger Phasengeschwindigkeit, die nach Gleichung 2.37 vom treibenden Feld abhängig ist.

Eine in einem anfangs gleichförmigen Plasma erzeugte Plasmawelle wird für den Fall $a^2 \ll 1$ beschrieben durch [22, 23]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2\right) \frac{\delta n}{n_0} = c^2 \nabla^2 \frac{a^2}{2} \quad (2.39)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2\right) \Phi = \omega_p^2 \frac{a^2}{2} \quad (2.40)$$

mit der nomalisierten Dichteabweichung $\delta n/n_0$ und dem damit verbundenen elektrostatischen wake Φ . Die Lösungen für die Dichtestörung ($|\delta n/n_0| \ll 1$) und das elektrische Feld des wakes haben die Form

$$\frac{\delta n}{n_0} = \frac{c^2}{\omega_p} \int_0^t dt' \sin \omega_p(t-t') \frac{\nabla^2 a^2(\mathbf{r}, t')}{2} \quad (2.41)$$

$$\frac{\mathbf{E}}{E_0} = -c \int_0^t dt' \sin \omega_p(t-t') \frac{\nabla a^2(\mathbf{r}, t')}{2}. \quad (2.42)$$

Für die maximale Amplitude einer nichtlinearen Plasmawelle ist es möglich, den Wert E_0 zu überschreiten. Ausgehend von den nichtlinearen, relativistischen kalten Flüssigkeitgleichungen im eindimensionalen Fall kann gezeigt werden, dass die maximale Amplitude einer Plasmawelle gegeben ist durch das relativistische Wellenbrechungs-Feld [24, 25]

$$E_{WB} = \sqrt{2(\gamma_p - 1)} E_0, \quad (2.43)$$

mit dem relativistischen Lorentzfaktor $\gamma_p = \sqrt{1 - v_p^2/c^2} = \omega_L/\omega_p$ der Phasengeschwindigkeit der longitudinalen Plasmawelle.

Für $E_{max} \gtrsim E_0$ wird die Plasmawelle stark nichtlinear. Wellenbrechen tritt auf, wenn die Elektronendichte singulär wird, was mit dem Kreuzen von Teilchentrajektorien einhergeht. Im nichtlinearen Regime weicht das elektrische Feld vom linearen, sinusförmigen Verlauf ab [26, 27, 28, 29] und zeigt die charakteristische „Sägezahnform“, wie in Abbildung 2.4 b) dargestellt. Die Beschaffenheit der Dichteoszillationen ändert sich ebenfalls drastisch; anstelle der Sinusform bilden sich stark ausgeprägte peaks mit elektronenarmen Bereichen zwischen diesen Erhöhungen aus. Weiterhin kann man ein Anwachsen der Periode der Plasmawelle mit steigender Amplitude beobachten.

Im Limit $\gamma_p \gg 1$ ist die nichtlineare Plasmawellenlänge gegeben durch [26, 27, 28, 29]

$$\lambda_{p,NL} = \lambda_p \begin{cases} 1 & E_{max}/E_0 \ll 1 \\ (2/\pi) E_{max}/E_0 & E_{max}/E_0 \gg 1. \end{cases} \quad (2.44)$$

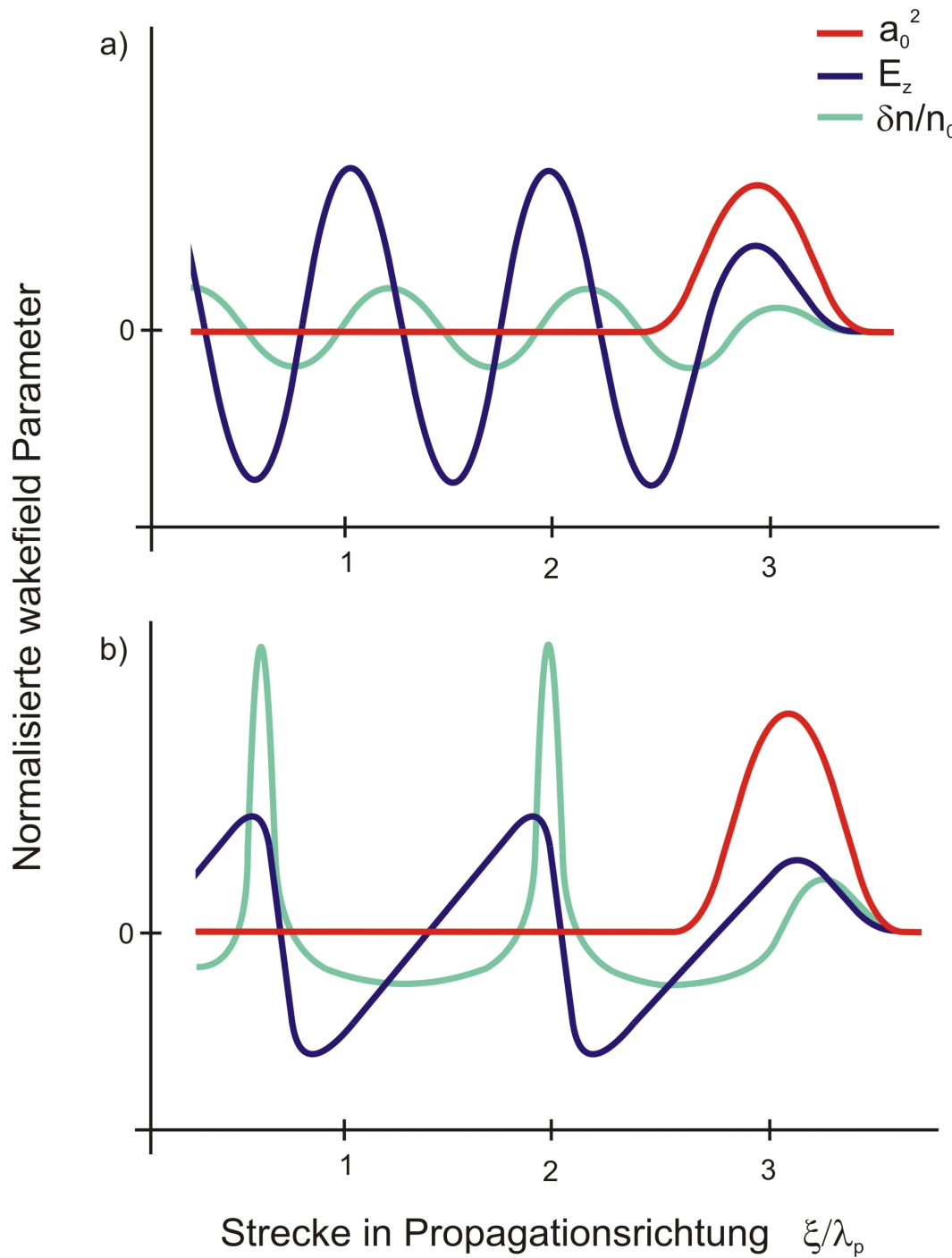


Abbildung 2.4: LWFA: Dichtevariation $\delta n/n_0$ und axiales elektrisches Feld E_z getrieben von einem **Laserpuls**, der bei $\xi = 3\lambda_p$ zentriert ist ($\xi = z - ct$) und im Bild nach rechts propagiert a) lineares Regime und b) nichtlineares Regime für hohe Intensitäten

Beschleunigung im Bubble Regime

Eine bedeutende Entdeckung im Rahmen der Laser-Wakefield-Beschleunigung stellt das hoch nichtlineare Wellenbrechungs-Regime [5] dar, welches auch als bubble-Regime bezeichnet wird und von A. Pukhov und J. Meyer-ter-Vehn erstmals im Jahre 2002 basierend auf dreidimensionalen Particle-In-Cell-Simulationen (PIC) vorhergesagt wurde.

Dieses Beschleunigungs-Regime kann mit Laserpulsen realisiert werden, deren räumliche Ausdehnung in Propagationsrichtung $c\tau$ kleiner als eine Plasmawellenlänge ist und deren relativistische Intensität ausreichend hoch ist, um die angeregte Plasmawelle bereits nach der ersten Oszillation zu brechen. Dadurch nimmt das wakefield die Form einer einzelnen Kavität an, wobei das Wellenbrechen jegliche nachfolgenden Struktur quasi „auswäscht“. Der Laserpuls ist so stark, dass Elektronen in seitliche Richtung verdrängt werden und eine praktisch elektronenfreie Blase - die bubble - entsteht, in welcher Elektronen gefangen und beschleunigt werden.

Der große Unterschied dieses Beschleunigungsszenarios gegenüber der klassischen LWFA ist dadurch gegeben, dass quasi-monoenergetische Elektronenbunches generiert werden. Während die Anzahl gefangener Elektronen wächst, elongiert die bubble-artige Plasmadichtestruktur und die effektive Gruppengeschwindigkeit nimmt ab. Die Elektronen beginnen ihre Phasenbeziehung relativ zum beschleunigenden Feld zu verlieren (dephasing) und selbstbündeln (self-bunching) im Phasenraum. Dieses self-bunching resultiert in quasi-monoenergetische peaks im Spektrum der beschleunigten Elektronen.

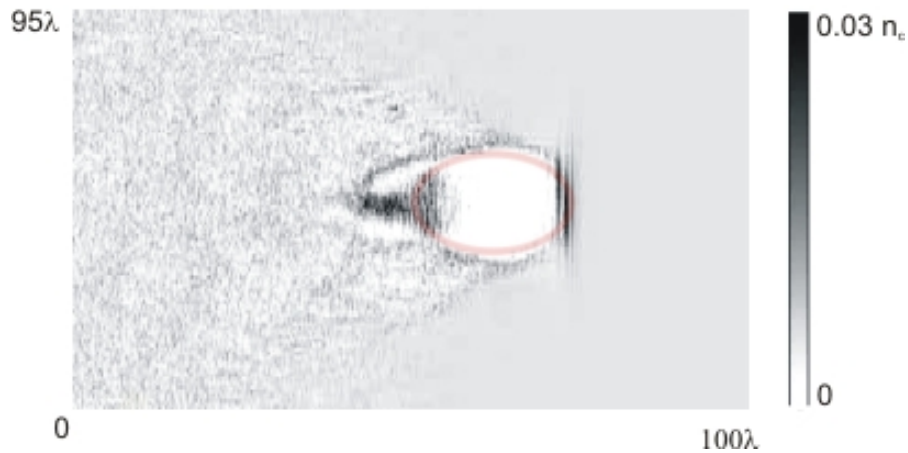


Abbildung 2.5: Struktur der Elektronendichte im bubble-Regime

Abbildung 2.5 zeigt eine solche bubble-förmige Struktur der Elektronendichte. Das Bild basiert auf den Ergebnissen einer 3-D Simulation mit dem Particle-In-Cell-Code VLPL [8], auf welchen im Rahmen des Ergebnis-Kapitels weiter unten näher eingegangen wird. Die Parameter für diese Simulation waren entsprechend den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten

gewählt und die Simulation wurde in Kooperation mit Oliver Jansen und Alexander Pukhov durchgeführt. Die dargestellte Ebene, welche einen auf der (nicht dargestellten) z-Achse zentrierten Schnitt durch die dreidimensionale Simulations-Box zeigt, ist hier $100 \times 95 \lambda$ groß, mit $\lambda = 800 \text{ nm}$. Die Hintergrund-Elektronendichte betrug etwa $0.005 n_c = 8.9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Der Laserpuls propagiert im Bild von links nach rechts, hat eine initiale Pulsdauer von 30 fs und $a_0 = 4.7$. Der Laserpuls, beziehungsweise die Position des Pulses innerhalb der Box ist im Bild durch die transparent rote Markierung angedeutet.

Man erkennt eindeutig eine nahezu elektronenfreie Blasenstruktur und innerhalb der bubble eine lokale Erhöhung der Elektronendichte. Diese Elektronen sind in dieser gefangen worden und spüren alle einen nahezu identischen Beschleunigungsgradienten, was zu den monoenergetischen peaks im Elektronenspektrum führt. Die Dichte im Bild skaliert entsprechend den Grauwerten in Teilen von $n_c = 1.74 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

In [30] wurde von der Gruppe von A. Pukhov eine similarity-Theorie für ultra-relativistische Laser-Plasmen entwickelt und die optimalen Skalierungen für Laser Wake Field Elektronenbeschleunigung wurden analytisch hergeleitet.

Es wurde ein Skalierungsgesetz für die maximale Energie E_{mono} des monoenergetischen peaks im Spektrum der bubble-beschleunigten Elektronen gefunden:

$$E_{mono} \approx 0.65 m_e c^2 \sqrt{\frac{P}{P_{rel}} \frac{c\tau}{\lambda}}. \quad (2.45)$$

Mit der Laserleistung P , der natürlichen relativistischen Leistungseinheit $P_{rel} = m_e^2 c^5 / e^2 \approx 8.5 \text{ GW}$, der Laserwellenlänge λ und Pulsdauer τ .

Aus der Theorie erhält man insbesondere eine optimale Konfiguration für den Radius des Laserfokus, die gegeben ist durch $k_p R \approx \sqrt{a_0}$ mit der Plasma-Wellenzahl $k_p = \omega_p / c$ und eine optimale Pulsdauer $\tau \leq R / c$.

Etwa zwei Jahre nach der numerischen Vorhersage dieses Beschleunigungs-Regimes im Jahre 2002 gelang die erste experimentelle Beobachtung quasi-monoenergetischer, laserbeschleunigter Elektronen, deren Erzeugung mit Hilfe der dem bubble-Szenario zugrunde liegenden Theorie erklärt wurde [31]. Praktisch zeitgleich konnten zwei weitere Gruppen quasi-monoenergetische, transversal und longitudinal gebündelte Elektronen, die im Rahmen hochintensiver Laser-Plasma-Wechselwirkungen erzeugt wurden, detektieren [32, 33]. Die Ergebnisse aller drei Experimente wurden 2004 in entsprechenden Artikeln in der „Dream Beam“ Ausgabe des Magazins Nature veröffentlicht und markieren einen Meilenstein im Bereich der laserinduzierten Teilchenbeschleunigung.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein 100 TW-Lasersystem mit Pulsen einer Länge von etwa 25 fs und bis zu 2 J Puls-Energie auf dem Target verwendet, wodurch unter geeigneter Fokussierung und Verwendung eines Gas-Jet-Targets bei entsprechenden Dichten die für das

bubble-Regime benötigten Parameter optimal realisiert werden können.

2.3.2 Selbstfokussierung im Plasma

Nachdem die Generierung von Plasmawellen und die Elektronenbeschleunigung behandelt wurde, wird im Folgenden auf den Einfluss der Laser-Plasma-Interaktion auf das Laserfeld selbst eingegangen.

Eine wichtige Größe zur Beschreibung der Ausbreitung von Laserlicht ist die Rayleighlänge z_r , welche die Distanz entlang der Propagationsachse angibt, nach welcher sich - unter Annahmen eines gaußschen Strahles - die Strahlfläche in Bezug auf die minimale Taille mit dem Radius $r(z=0) = r_0$ verdoppelt hat (siehe Abbildung 2.6).

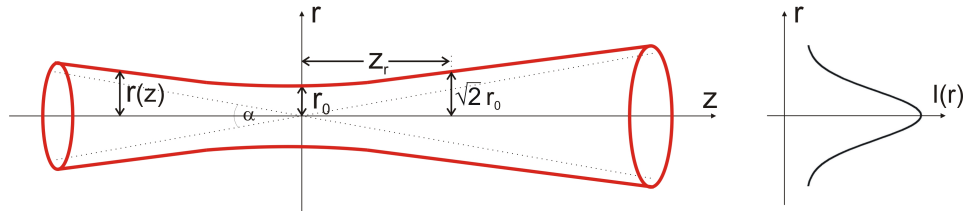


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung zur beugungsbedingten Aufweitung eines gaußschen Strahles (links) und das transversale Intensitätsprofil $I(r)$

Propagiert ein Laserstrahl ausreichender Intensität durch ein unterdichtetes Plasma, so kann die Distanz, welche der Strahl kollimiert zurücklegt durch den Effekt der **Selbstfokussierung** jedoch erheblich größer sein, als die Vakuum-Beugungs-Länge und es können Intensitäten erzielt werden, die die maximal erreichbare Intensität im Vakuum übersteigen. Bei der Selbstfokussierung ist dies auf eine transversale Modifikation des Plasmabrechungsindex zurückzuführen, welche durch den Laser selbst verursacht wird. In Abhängigkeit der zugrunde liegenden physikalischen Effekte werden zwei Arten der Selbstfokussierung unterschieden - die relativistische und die ponderomotorische Selbstfokussierung [34, 35, 36], worauf im Folgenden weiter eingegangen wird.

Variiert der Brechungsindex entlang des Strahlprofils des propagierenden Laserpulses, so resultiert daraus eine lokale Variation der Phasengeschwindigkeit und die Wellenfronten des Pulses werden verbogen, wie in Abbildung 2.7 (blau) dargestellt. Nimmt der Brechungsindex des Plasmas η_p mit zunehmendem Abstand von der Strahlachse ab, so führt dieser Effekt zur Fokussierung des Pulses, da die Phasengeschwindigkeit auf Achse nach $v_{ph} = \frac{c}{\eta_p}$ minimal ist und das Licht zur Achse hin gelenkt wird.

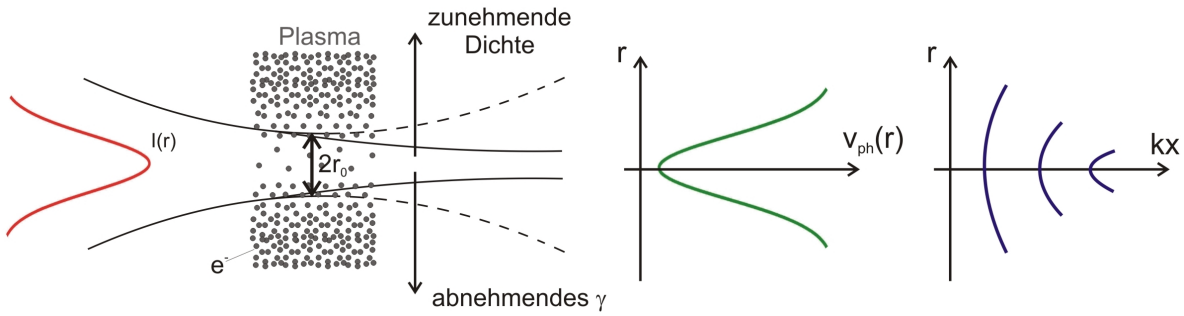


Abbildung 2.7: Veranschaulichung zur Selbstfokussierung im Plasma: gaußförmiges Intensitätsprofil $I(r)$, lokale Phasengeschwindigkeit $v_{ph}(r)$ und resultierende verformte Wellenfronten, sowie laserinduzierte Elektronendichteverteilung und Abweichung vom beugungsbegrenzten Fokusbereich $2r_0$

Eine derartige Konfiguration des Brechungsindex wird hervorgerufen, wenn ein ultrakurzer, hochintensiver Laserpuls mit einem gaußförmigen transversalen Strahlprofil durch Plasma propagiert. Dies ist auf die Bewegung der Elektronen im Laserfeld zurückzuführen. Durch die bereits eingeführte ponderomotorische Kraft F_p werden Elektronen aus Regionen höherer Intensität verdrängt und über die Abhängigkeit des Plasmabrechungsindex η_p von der lokalen Elektronendichte $n_e(r)$, die sich aus Gleichung 2.33 zusammen mit $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$ ergibt zu

$$\eta_p = \sqrt{1 - \frac{n_e(r)}{n_c}}, \quad (2.46)$$

entsteht aus dem Szenario mit radial zunehmender Elektronendichte $\partial n_e / \partial r > 0$ der radial abnehmende Brechungsindex (siehe die in Abbildung 2.7 angedeutete Geometrie der Elektronendichte). Dieser Effekt wird als **ponderomotorische Selbstfokussierung** bezeichnet.

Bei der **relativistischen Selbstfokussierung** hingegen wird der Brechungsindex durch die relativistische Massenzunahme der im Laserfeld oszillierenden Elektronen beeinflusst. Dies führt zu einer transversalen Variation des Brechungsindex gleicher Natur. Der relativistische Ausdruck für den Brechungsindex des Plasmas kann in Abhängigkeit der Elektronendichte n_e durch Erweiterung um den γ -Faktor formuliert werden

$$\eta_{p,rel} = \sqrt{1 - \frac{n_e}{\gamma(r)n_c}}. \quad (2.47)$$

Der größere γ -Faktor im achsennahen Bereich hoher Intensität führt auch hierbei zu einem maximalen Brechungsindex auf Achse und einer Krümmung der Wellenfronten zum Strahlzentrum hin, was ebenfalls schematisch in Abbildung 2.7 dargestellt ist.

Die kritische Leistung für das Einsetzen der relativistischen Selbstfokussierung ist gegeben durch $P_{cr} = 2c(e/r_e)^2(\omega/\omega_p)^2$, mit $r_e = e^2/m_e c^2$ [37]. Dies kann in gebräuchlichen Einheiten umformuliert werden zu

$$P_{cr} [GW] \simeq 17.4 \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2. \quad (2.48)$$

Die erste experimentelle Beobachtung eines selbstfokussierten Laserpulses, der mehrere Rayleigh-Längen optisch geführt durch ein vorgeformtes Plasma propagierte konnte im Rahmen von [38] erzielt werden.

Ein Effekt, welcher der Selbstfokussierung von Laserpulsen im Plasma entgegenwirken kann ist die **ionisationsinduzierte Defokussierung**. Breitete sich ein Laserpuls ausreichender Intensität durch ein nicht beziehungsweise nur teilweise ionisiertes Gas aus, kann es zu der Ausbildung eines transversal variierenden Brechungsindex entgegengesetzter Natur kommen, der auf die stärkere Ionisation im achsennahen Bereich höherer Intensität zurückzuführen ist. Die Elektronendichte nimmt auf Grund dieses Effektes radial ab, was in einen minimalen Brechungsindex auf Achse resultiert und somit zur Defokussierung des Laserpulses führt [39, 40].

2.3.3 Selbstphasenmodulation

Das zeitlich-spektrale Analogon zur Selbstfokussierung ist die **Selbstphasenmodulation** (SPM), welche wie Erstere aus der Intensitätsabhängigkeit des Plasmabrechungsindex resultiert. Bei der SPM führt die zeitlich veränderliche Laserintensität, wenn z.B. ein Puls mit gaußförmigem Intensitätsverlauf durch ein Plasma propagiert, zu einer intensitätsabhängigen Phasenverschiebung und zur Erzeugung neuer spektrale Komponenten. Der Laserpuls wird spektral verbreitert.

In nichtlinearen Medien, besonders optischen Fasern ist das Phänomen der Selbstphasenmodulation bereits seit Ende der sechziger Jahre bekannt und seither ausgiebig erforscht worden. Eine detaillierte Beschreibung von SPM in diesem Bereich ist in [41] enthalten. Im Rahmen von Laser-Plasma-Interaktionen spielt dieser Effekt im Bereich hoher Intensitäten ebenfalls eine wichtige Rolle, da bei der Propagation u.a. über laserinduzierte Dichteveränderungen und relativistische Effekte eine starke Beeinflussung des Pulses selbst hervorgerufen wird.

Nach [42] gibt es vier mögliche Ursachen für Selbstphasenmodulation in lasererzeugten Plasmen. Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten hochintensiven ultrakurzen Laserpulse führen vor allem die ersten beiden, in der Aufzählung hervorgehobenen, Effekte zu einer signifikanten Veränderung des Laserspektrums:

- **Relativistische SPM**
→ **γ -Faktor**
- **SPM durch laserinduzierte Verschiebung der Elektronen im Plasma**
→ **Variation des Brechungsindex**
- SPM durch Verdrängung des gesamten Plasmas (Elektronen UND Ionen) in der Fokusregion
- SPM über nichtlineare Suszeptibilität, welche von an Plasmaionen gebundene Elektronen verursacht wird

Der Einfluss der Plasmaverschiebung kann vernachlässigt werden, da während der Dauer des Laserpulses von einigen 10 fs keine signifikante Ionenbewegung stattfindet, die Einfluss auf das Spektrum haben könnte. Das gleiche gilt für den als letztes genannten Effekt, da im Hochintensitäts-Regime von einem hoch bis vollständig ionisierten Plasma ausgegangen werden kann und die nichtlineare Suszeptibilität ionisierter Atome mit der dritten Potenz des reziproken Ionisationspotentials variiert.

Der Effekt der **relativistischen Selbstphasenmodulation** wird - analog zur relativistischen Selbstfokussierung - über die Massenzunahme der im Laserfeld oszillierenden Elektronen hervorgerufen. Dies resultiert ebenfalls in eine Korrektur des Plasmabrechungsindex um den γ -Faktor, wobei nun nicht die räumliche (radiale) Variation, sondern die zeitliche betrachtet wird.

Die resultierende Verschiebung der Kreisfrequenz ist gegeben durch

$$\delta\omega = -\frac{d}{dt}\phi(t), \quad (2.49)$$

mit der Phasenverschiebung $\phi(t)$

$$\phi(t) = \frac{\omega}{c} \int_0^{x_c} \eta_{p,rel} dx. \quad (2.50)$$

Dabei ist $\eta_{p,rel}$ der in Gleichung 2.47 angegebene relativistische Brechungsindex und der relativistische Faktor $\gamma(t) = \sqrt{1 + a(t)^2/2}$ mit dem normalisierten Vektorpotential $a(t)$.

Die Frequenzänderung $\delta\omega(t)$ ist derart, dass die Front des Pulses eine Rotverschiebung erfährt und der hintere Teil blauverschoben wird, da der Brechungsindex entlang des Pulses bis zum Intensitätsmaximum hin anwächst und dann abfällt.

Eine weitere Ursache für SPM im Plasma liegt im nichtlinearen Verhalten des durch **laserinduzierte Verschiebung von Elektronen** zeitlich variierenden Brechungsindex. Dabei wird die zeitliche Veränderung hier durch die ponderomotorische Verdrängung der Ladungsträger aus

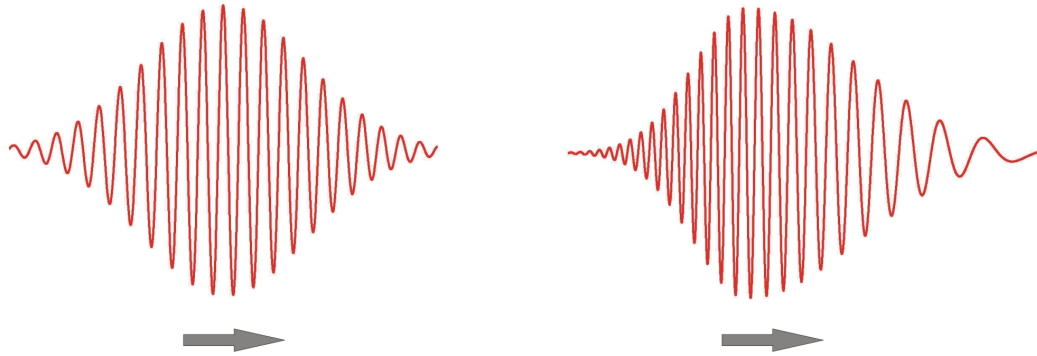


Abbildung 2.8: Qualitative Darstellung des elektrischen Feldes vor und nach Selbstphasenmodulation: die lokal variierende Laserintensität führt zu einer entlang des Pulses variierenden Phasengeschwindigkeit und somit zur Erzeugung neuer spektraler Komponenten

der hochintensiven Fokusregion verursacht. Die Reduktion der Elektronendichte resultiert nach Gleichung 2.46 auch hier in ein größeres η_p in Bereichen höherer Laserintensität. Dieser Effekt ist mit der weiter oben beschriebenen Selbstfokussierung verknüpft, da eine solche die Intensität im Fokus weiter erhöht, was zu eine stärkere Verdrängung von Elektronen führt und wiederum eine stärkere Selbstphasenmodulation des Laserpulses verursacht.

Über die ponderomotorische Verdrängung der Elektronen wird eine Plasmawelle in Ausbreitungsrichtung des Lasers angeregt. Der Effekt dieser Dichteveriation auf das elektrische Feld hängt dabei stark davon ab, wie groß die räumliche Ausdehnung des Pulses (gegeben durch $c\tau$) im Plasma relativ zur zugehörigen Plasmawellenlänge λ_p ist. Erweitert man die Gleichung für den relativistischen Plasmabrechungsindex um einen Korrekturterm für diese Dichteveriation erhält man

$$\eta_{p,rel} = \sqrt{1 - \frac{n_e(1 + \delta n/n)}{\gamma n_c}}. \quad (2.51)$$

Passt der Puls in die erste Oszillation der Plasmawelle, so ist der Effekt analog zu dem der relativistischen Selbstphasenmodulation - die Front wird rotverschoben während der hintere Teil des Pulses, der entlang eines negativen Elektronendichtegradienten propagiert (und somit entlang eines positiven Gradienten des Brechungsindex) blauverschoben wird.

Anschaulich kann man sich die Erzeugung neuer spektraler Komponenten so vorstellen, dass sich die lokale Phasengeschwindigkeit entlang des Pulses ändert. Lokale Variationen der Phasengeschwindigkeiten ermöglichen eine relative Bewegung der Phasenpeaks im Strahlungsfeld zueinander, wodurch neue spektrale Komponenten erzeugt werden. Im hochintensiven zentralen Teil des Pulses, wo der Brechungsindex maximal ist, weist die Phasengeschwindigkeit ein

Minimum auf, während sich die Pulsflanken schneller ausbreiten. Dadurch wird der Puls im vorderen Teil praktisch auseinander gezogen und im hinteren Teil gestaucht.

In Abbildung 2.8 ist der Einfluss der Selbstphasenmodulation auf das elektrische Feld eines Laserpulses qualitativ dargestellt. Die Propagationsrichtung des Pulses ist im Bild durch Pfeile angegeben. Auf der linken Seite der Abbildung ist das unbeeinflusste elektrische Feld eines Laserpulses dargestellt und rechts das Feld nach Modifikation durch Selbstphasenmodulation mit neu erzeugten Frequenzen. In dieser Darstellung weist der Puls einen positiven chirp¹ auf - die Frequenz nimmt mit der Zeit zu. Im vorderen, frühen Teil des Pulses treten langwellige und im hinteren, späten Teil die kürzerwelligen blauen Spektralkomponenten auf. Die spektrale und die zeitliche Einhüllende des Pulses werden ebenfalls durch SPM modifiziert.

2.3.4 Pulskompression im Plasma

Die hier beschriebenen Effekte können im Zusammenspiel mit der negativen Gruppengeschwindigkeitsdispersion im Plasma zur **Selbstkompression** von hochintensiven Laserpulsen führen. Die longitudinale Ausdehnung des Pulses sollte dabei kleiner als die Plasmawellenlänge λ_p sein, damit Instabilitäten vom Typ der Raman-Vorwärts-Streuung (siehe unten) unterdrückt werden und verhindert wird, dass der Puls in mehrere Teile zerfällt, die dann gesondert Kompression erfahren.

Ausgehend von Gleichung 2.51, die den Plasmabrechungsindex mit den Korrekturtermen für die Massenzunahme der Elektronen im Laserfeld und die mit der Plasmawelle einhergehende Dichteviation enthält, kann der Effekt der Selbstkompression im eindimensionalen Modell verstanden werden. Infolge des variierenden Brechungsindex erfährt der Laserpuls spektrale Verbreiterung. Die relativistische Selbstphasenmodulation resultiert in Abhängigkeit der zeitlich variierenden Laserintensität - wie oben erwähnt - in einen positiven chirp. Die Pulsfront wird rotverschoben, während der hintere Teil eine Verschiebung zum Blauen hin erfährt. Die laserinduzierte Dichtemodulation führt ebenfalls zu einer Beeinflussung der spektralen Zusammensetzung des Laserpulses. Da sich der Puls komplett in der ersten Oszillation der Plasmawelle befindet, wird durch die Variation des Brechungsindex dieser Art ebenfalls ein positiver chirp verursacht. Im Zusammenspiel mit der negativen Gruppengeschwindigkeitsdispersion im Plasma ($\frac{dv_g}{d\lambda} < 0$) führt dies zur Kompression. Der hintere blauverschobene Teil des Pulses breitet sich schneller aus, während die rotverschobene Flanke langsamer propagiert. Der Puls läuft zusammen. Ein die Kompression begleitender Effekt ist durch eine signifikante Rotverschiebung des gesamten Pulsspektrums gegeben, die dadurch verursacht wird, dass sich der Puls komplett in einem negativen Gradienten des Brechungsindex befindet. Dies ist gegeben, wenn die Pulsausdehnung etwa einer halben Plasmawellenlänge oder weniger entspricht. Der Puls sitzt dann komplett im abfallenden Bereich der Plasmadichteoszillation.

¹„chirp“ ist der englische Ausdruck für Vogelgezwitscher und die Namensgebung rührt aus der mit der Zeit ansteigenden und abfallenden Frequenz bei dieser Lauterzeugung

Die Physik dieser Selbstkompression ist analog zum Soliton-Effekt, der in optischen Fasern beobachtet werden kann.

Ein initiales Experiment, bei welchem die Autokorrelationmessung eines ultrakurzen hochintensiven Laserpulses ($\tau \approx 40$ fs, $I = 3.2 \cdot 10^{18}$ W/cm²) nach der Wechselwirkung mit einem unterdichten Plasma (n_e zwischen $5 \cdot 10^{18}$ und 10^{19} cm⁻³) eindeutig auf eine Verkürzung des Laserpulses durch die Interaktion mit nichtlinearen Plasmawellen hinweist wurde in [7] veröffentlicht.

In [43] wird die Erzeugung von single-cycle Laserpulsen basierend auf photon deceleration in unterdichten Plasmen mittels 3- und 2 $\frac{1}{2}$ -D PIC-Simulationen vorhergesagt. Die Kompression wird hier ebenfalls auf die Wechselwirkung mit dem Plasma-wake zurückgeführt, wobei im Rahmen der Simulationen beobachtet wurde, dass im linearen Regime keine Kompression über die Strecke von Rayleigh-Längen erreicht werden kann, sondern ein starker Gradient des Plasmabrechungsindex nötig ist, wie er von einem hochintensiven Laserpuls im nichtlinearen Regime hervorgerufen wird.

2.3.5 Ionisationsinduzierte Blauverschiebung

Propagiert ein hochintensiver ultrakurzer Laserpuls durch ein unterdichtetes Target, wie etwa ein Gas, so ionisiert er wie oben beschrieben die Materie und es kommt zu einem rapiden Anstieg der Elektronendichte. Dies führt zu einer starken zeitabhängigen Abnahme des Plasmabrechungsindex entlang des Pulses. Da die Rekombinationszeit der Elektronen im Plasma deutlich länger ist als die Pulsdauer, kann eine damit verbundene Abnahme der Elektronendichte vernachlässigt werden. Die mit dem ionisationsbedingt variierenden Brechungsindex verbundene Selbstphasenmodulation resultiert in eine reine Blauverschiebung des Laserspektrums in Bezug auf die Zentralwellenlänge des Lasers [44]. Dieser Effekt bildet das zeitliche Pendant zur ionisationsinduzierten Defokussierung, bei der welcher die Erhöhung der Elektronendichte von räumlichen Charakter entlang des transversalen Strahlprofiles ist.

In [45] wurde plasmainduzierte spektrale Blauverschiebung eines sub-Pikosekunden Laserpulses in Edelgasen beobachtet und numerische Simulationen zeigten, dass die spektrale Verschiebung auf plasmainduzierter Selbstphasenmodulation basierte, was qualitativ unter Annahme von Tunnelionisation modelliert werden konnte.

2.3.6 Modulation langer Laserpulse $c\tau > \lambda_p$

Raman Streuung (1 D)

Laserpulse deren longitudinale Ausdehnung ($c\tau$) im Plasma größer ist als eine Plasmawellenlänge unterliegen Raman Instabilitäten [46]. Bei der Vorwärts-Raman-Instabilität (Forward Raman scattering - FRS) handelt es sich um einen eindimensionalen Prozess, der aus der lon-

itudinalen Bündelung der Energie innerhalb des Laserpulses hervorgeht. Diese Bündelung ist mit der nahe resonanten Streuung von Photonen in Stokes und Antistokes Seitenbänder verbunden, die durch die Plasmawelle von der Trägerfrequenz des Laserpulses in Richtung niedrigerer beziehungsweise höherer Frequenzen verschoben werden. Die ins Plasma einfallende elektromagnetische Welle mit Kreisfrequenz ω_0 und Wellenzahl k_0 streut in zwei kopropagierende Seitenbänder $\omega_0 \pm \omega_p, k_0 \pm k_p$ und eine Plasmawelle mit ω_p und k_p . Während sich die Instabilität entwickelt erfährt die Einhüllende des Pulses Modulation mit der Plasmawellenlänge λ_p und es können relativistische Elektronen generiert werden, da die Phasengeschwindigkeit der resultierenden Plasmawelle nahe der Lichtgeschwindigkeit c ist.

Anschaulich kann diese longitudinale Energiebündelung im eindimensionalen Fall über die lokale Variation der Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses infolge einer laserinduzierten Elektronendichteinhomogenität erklärt werden. Die Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses ist gegeben durch $v_g = c\eta_p$. Variiert die Elektronendichte entlang der Propagationsrichtung des Lasers, so resultiert daraus über die Abhängigkeit des Plasmabrechungsindex von der Elektronendichte eine lokale Änderung der Gruppengeschwindigkeit. In Bereichen verminderter Dichte und dementsprechend erhöhtem Brechungsindex führt dies zu einer Beschleunigung des Lichtes, wohingegen es in Bereichen wo eine Dichteerhöhung vorherrscht zu einer Reduktion der Gruppengeschwindigkeit kommt. Dies bedingt eine Bündelung des Laserlichtes in Regionen, in denen die Dichte dem ungestörten Wert entspricht $n_e(x) = n_{e,0}$ und keine Abweichung vorhanden ist.

Forward-Raman-Streuung tritt simultan zur im nächsten Abschnitt aufgeführten zweidimensionalen Selbstmodulation auf und im 1-D-Limit kann FRS allein zur Modulation eines Laserpulses führen [47].

Selbstmodulation (2 D)

Die Selbstmodulations-Instabilität gleicht einer stark zweidimensionalen Version der Forward-Raman-Instabilität. Sie basiert jedoch im Gegensatz zur 1-D FRS auf der periodischen Fokussierung und Defokussierung des Laserpulses infolge des entlang der Propagationsrichtung variierenden radialen Dichteprofiles der Plasmawelle.

Breitet sich der lange Laserpuls ($c\tau > \lambda_p$) mit ausreichender Intensität (mit einer peak-Laserleistung $P_L > P_{cr}$ mit der in Gleichung 2.48 eingeführten kritischen Leistung) durch unterdichtetes Plasma aus, so führt die Wechselwirkung mit der induzierten Plasmawelle zur so genannten Selbstmodulation der Einhüllenden des Pulses [48, 49], wobei die Periodizität dieser Modulation λ_p entspricht.

Ausgehend von einer Plasmadichtemodulation der Form (linearer Fall)

$$\delta n = \delta n_0(r) \sin(k_p \xi), \quad (2.52)$$

mit $\xi = z - ct$, Propagation in z -Richtung, $k_p = \frac{\omega_p}{c}$ und $\frac{\partial \delta n_0}{\partial r} > 0$ sieht man, dass der Puls

in Regionen mit $\sin(k_p \xi) < 0$ verstärkt Fokussierung erfährt, während er in Bereichen mit $\sin(k_p \xi) > 0$, in denen eine erhöhte Elektronendichte vorliegt, defokussiert wird [50]. Demzufolge führt eine Plasmawelle ausreichender Amplitude zum Zerfallen eines langen Laserpulses in mehrere Teile (beamlets), welche über die mit der Plasmawelle verbundene Struktur des Brechungsindex optisch geführt werden (optical guiding).

2.4 Charakterisierung ultrakurzer Laserpulse

Nachdem in den vorangegangenen Abschnitten die Effekte auf den Laserpuls relativistischer Intensität im unterdichten Plasma skizziert worden sind, wird im Folgenden zunächst allgemein auf die Beschreibung ultrakurzer Laserpulse eingegangen. Anschließend werden die theoretischen Grundlagen der Verfahren zur Charakterisierung derartiger Laserpulse geschaffen, um später die Funktionsweise der im Rahmen der Experimente verwendeten Diagnostiken zu verdeutlichen.

Im Laufe der Zeit sind zahlreiche Verfahren entwickelt worden, um ultrakurze Laserpulse zu vermessen, obwohl dies eine große experimentelle Herausforderung darstellt. Dabei gibt es zum einen Methoden, die nur eine Abschätzung der Pulsdauer ermöglichen und zum anderen gibt es vollständige Verfahren, die in eine eindeutigen Beschreibung des elektrischen Feldes resultieren. Ultrakurze Laserpulse sind elektromagnetische Wellenpakete und als solche vollständig beschrieben durch das zeit- und ortsabhängige elektrische Feld. Die Beschreibung kann entweder in der Zeit- oder der Frequenzdomäne geschehen, wobei diese jeweils vollständig ist und mittels Fourier Transformation ineinander überführt werden kann. Auch für die experimentelle Charakterisierung der Pulse reicht es dementsprechend aus, sie in einer der beiden Domänen zu untersuchen, wofür entsprechende Verfahren in beiden Bereichen entwickelt worden sind.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst auf die Beschreibung von Laserpulsen eingegangen und anschließend wird das Verfahren der spektralen Interferometrie, im Besonderen das so genannte SPIDER-Verfahren [51] vorgestellt, welches zur eindeutigen Charakterisierung von Laserpulsen im Frequenzraum angewandt wird. Dieses Verfahren wurde als eine der Hauptdiagnostiken im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt. Abschließend werden die wichtigsten alternativen Verfahren zur Abschätzung von Pulsdauern und zur eindeutigen Bestimmung von Laserpulsen vorgestellt.

2.4.1 Mathematische Beschreibung optischer Pulse

Der zeitliche Verlauf des realen elektrischen Feldes eines optischen Pulses $\varepsilon(t)$ ist gegeben durch das Zweifache des Realteils seines analytischen Signals $E(t)$

$$\varepsilon(t) = 2 \cdot \text{Re}[E(t)]. \quad (2.53)$$

Dabei entspricht das analytische Signal der einseitigen inversen Fourier Transformation der Fourier Transformierten des Feldes

$$E(t) = \int_0^{\infty} \tilde{\varepsilon}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.54)$$

mit

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(t) e^{i\omega t} dt \quad (2.55)$$

Es wird angenommen, dass das Feld über kompakten Support in der Domäne verfügt und keine spektralen Komponenten bei $\omega = 0$ aufweist.

Da es sich bei dem analytischen Signal um eine komplexe Größe handelt, kann es ausgedrückt werden als Produkt einer Amplitudenfunktion und eines Phasenfaktors $\Gamma(t)$

$$E(t) = |E(t)| e^{i\Gamma(t)}, \quad (2.56)$$

mit der zeitabhängigen Einhüllenden $|E(t)|$. Die real messbare Größe des zeitabhängigen Intensitätsverlaufes des Pulses entspricht dem Betragsquadrat seiner Einhüllenden $I(t) = |E(t)|^2$.

Für Pulse, deren Halbwertsbreite $\delta\omega$ sehr viel kleiner ist als die Trägerfrequenz ω_0 (üblicherweise gewählt nahe dem Zentrum des Pulsspektrums) ist $\Gamma(t)$ eine Funktion der zeitabhängigen Phase $\phi(t)$ und ω_0 und Gleichung 2.56 kann formuliert werden zu

$$E(t) = |E(t)| e^{i\phi_0} e^{i\phi(t)} e^{-i\omega_0 t}, \quad (2.57)$$

Die absolute Phase ϕ_0 , welche die Phase der Einhüllenden relativ zur Zentralfrequenz ω_0 angibt (carrier-envelope-phase), ist in den meisten Fällen bedeutungslos und kann vernachlässigt werden, solange es sich bei dem betrachteten Signal nicht um einen few-cycle Puls handelt, dessen elektrisches Feld nur aus wenigen Oszillationen besteht. Die zeitabhängige Phase beschreibt das Auftreten verschiedener Frequenzen zu verschiedenen Zeiten. Ändert sich die temporale Phase nichtlinear mit der Zeit, wird die Oszillationsperiode des elektrischen Feldes ebenfalls eine Funktion der Zeit. In diesem Falle bezeichnet man den Puls als *gechirped* und die instantane Frequenz $\omega(t)$ erhält man über die erste Ableitung des Phasenfaktors

$$\omega(t) = \frac{d}{dt} \Gamma(t) = \omega_0 + \frac{d}{dt} \phi(t). \quad (2.58)$$

Die Dauer τ eines Pulses ist im Allgemeinen willkürlich definiert als die volle Breite bei halbem Maximum (Full Width Half Maximum - FWHM) des zeitlichen Intensitätsverlaufes $I(t)$.

Die Repräsentation des analytischen Signales in der Frequenzdomäne erhält man durch die Fouriertransformation von $E(t)$

$$\tilde{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t)e^{i\omega t} dt = \begin{cases} \tilde{\varepsilon}(\omega) > 0 \\ 0, \omega \leq 0 \end{cases} . \quad (2.59)$$

Dies basiert auf der Tatsache, dass ein Puls als Superposition monochromatischer Wellen beschrieben werden kann.

Wiederum dargestellt als Produkt aus Amplitudenfunktion und Phase erhält man für die Frequenz-Repräsentation des analytische Signal

$$\tilde{E}(\omega) = |\tilde{E}(\omega)|e^{i\phi_\omega(\omega)}e^{i\phi_0}, \quad (2.60)$$

mit der spektralen Amplitude $|\tilde{E}(\omega)|$, der spektralen Phase $\phi_\omega(\omega)$, welche die relative Phase aller spektralen Komponenten beschreibt und der absoluten Phase ϕ_0 .

Durch das Betragsquadrat der spektralen Amplitude ist die spektrale Intensität $I(\omega) = |\tilde{E}(\omega)|^2$ gegeben, welche unter Verwendung eines Spektrometers gemessen werden kann.

Aus der Taylorentwicklung der spektralen Phase erhält man die Dispersionskomponenten D_m mittels derer Dispersionseffekte beschrieben werden [52]

$$\phi(\omega) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\omega - \omega_0)^m}{m!} \left(\frac{\partial^m}{\partial \omega^m} \phi(\omega) \right)_{\omega=\omega_0} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\omega - \omega_0)^m}{m!} D_m \quad (2.61)$$

mit $D_m = \left(\frac{\partial^m \phi(\omega)}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}$. Dabei beschreibt D_0 das Fortschreiten der Phase, D_1 das Fortschreiten des Pulses und D_2 die Pulsverlängerung. Eine asymmetrische Pulsdeformation resultiert aus dem Vorhandensein einer Dispersionskomponente dritter Ordnung D_3 und ab D_4 werden Effekte höherer Ordnung beschrieben.

Die Pulsverlängerung nach Propagation durch ein Medium kann in Abhängigkeit der Materialdicke x aus der anfänglichen Pulsdauer $\Delta\tau_0$ berechnet werden zu

$$\Delta\tau(x) = \Delta\tau_0 \sqrt{1 + \left(4 \ln 2 \frac{D_2}{\Delta\tau_0^2} \right)^2} \quad (2.62)$$

mit dem vom Material und der passierten Wegstrecke abhängigen Wert für das D_2 .

Der Zusammenhang zwischen der Zeit- und Frequenzdomäne manifestiert sich im so genannten **Pulsdauer-Bandbreite-Produkt**, welches für einen Laserpuls mit gaußförmiger Einhüllenden gegeben ist durch

$$\Delta\tau \Delta\nu = \frac{4 \ln 2}{2\pi} = 0.4413, \quad (2.63)$$

beziehungsweise in gebräuchlichen Einheiten

$$\tau[\text{fs}] \cdot \Delta\lambda[\text{nm}] \approx 1.47 \cdot 10^{-3} \cdot (\lambda[\text{nm}])^2. \quad (2.64)$$

Dieses Produkt gibt bei gegebener Bandbreite eine Grenze für die minimal Pulsdauer an, welche nur erreicht werden kann, wenn die Phase des Pulses konstant oder linear ist und keine Beiträge höherer Ordnung vorhanden sind. Möchte man beispielsweise eine Pulsdauer von 20 fs realisieren, braucht man nach Gleichung 2.63 einen Puls mit einer spektralen Bandbreite von mindestens $\Delta\lambda = 47 \text{ nm}$, der keine nichtlinearen Phasenbeiträge aufweist.

Ist dies doch der Fall, so resultiert daraus bei gegebener Bandbreite eine größere Pulsdauer. In Abbildung 2.9 ist zur Verdeutlichung dieses Zusammenhanges für zwei verschiedene Phasenverläufe die resultierende Pulsdauer bei identischer spektraler Einhüllenden dargestellt. Teil a) der Abbildung zeigt letztere, wobei die Einhüllende einem Spektrum mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ und einer Bandbreite von etwa $\delta\lambda = 40 \text{ nm}$ entspricht. Auf der linken Seite des Bildes ist der Zusammenhang zwischen Einhüllender, Phase und Pulsdauer für einen nahezu flachen Phasenverlauf mit $D_2 = 70 \text{ fs}^2$ dargestellt, während rechts die deutliche längere Pulsdauer für ein größeres $D_2 = 870 \text{ fs}^2$ in Teil c) abgebildet ist.

Den zeitliche Verlauf des elektrische Feld eines ultrakurzen Laserpulses kann ermittelt werden, wenn man für eine finite Anzahl von Frequenzen seine Fourier Transformierte misst, daraus das analytische Signal $E(t)$ rekonstruiert und im Anschluss über Gleichung 2.53 das reelle elektrische Feld eindeutig bestimmt.

Nach dem Whittaker-Shannon Theorem ist das Abtasten von $\tilde{E}(\omega)$ in Abständen des Nyquist Frequenzintervalles $\frac{2\pi}{N\Delta t}$ ausreichend für die Rekonstruktion des analytischen Signales, wenn das Feld in der Zeitdomäne kompakten Support über einen Bereich von $N \cdot \Delta t$ aufweist.

Dies ist von großem Vorteil, denn der zeitliche Verlauf des elektrischen Feldes ultrakurzer Laserpulse von einigen 10 fs Dauer kann nicht direkt gemessen werden, da keine ausreichend schnellen Detektoren existieren. Die Pulse selbst stellen bereits die kürzesten zur Verfügung stehenden Ereignisse dar und übliche Verfahren - ein kurzes Zeitintervall wird vermessen, indem man es mit einem noch kürzeren abtastet - können nicht angewendet werden. Alternativ wird der Puls bei dem als Autokorrelation bezeichneten Verfahren mit sich selbst abgetastet (siehe unten: Alternative Verfahren zur Pulscharakterisierung). Ein großer Nachteil dieses Verfahrens ist jedoch dadurch gegeben, dass es keine Rückschlüsse auf die zugrunde liegende Pulsform ermöglicht. Um die Pulsdauer genau abschätzen zu können, muss die Form des zu vermessenden Pulses bereits bekannt sein, was meistens nicht der Fall ist.

Dieses Problem kann gelöst werden, indem man den Puls nicht in der Zeit- sondern der Frequenzdomäne eindeutig charakterisiert und anschließend eine Fouriertransformation durchführt. Die relative spektrale Phase kann dabei mithilfe einer speziellen Variante der spektralen

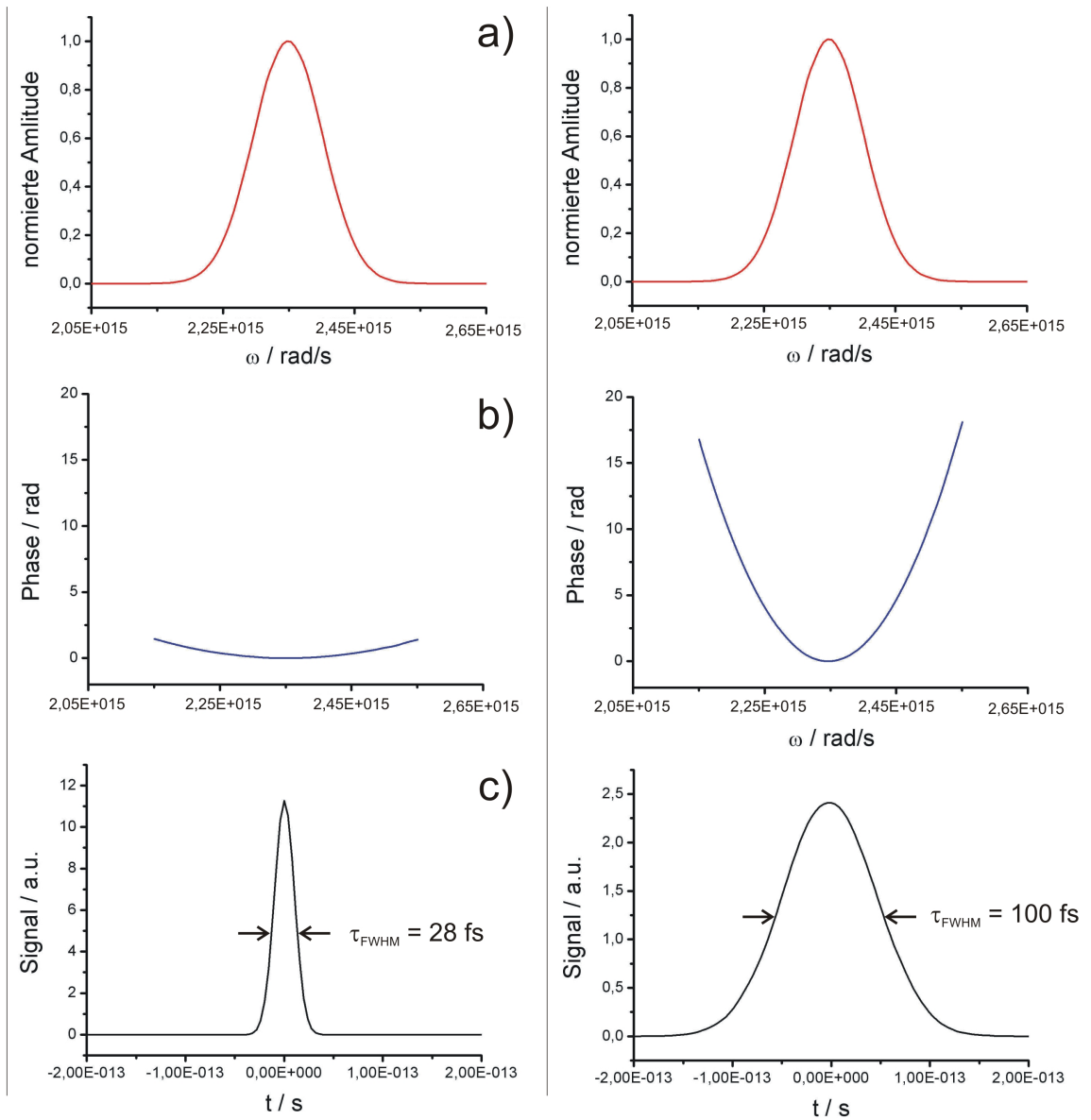


Abbildung 2.9: Darstellung zur Abhängigkeit der Pulsdauer von der Phase: a) **spektrale Einhüllende** (in beiden Fällen identisch), b) **spektrale Phase** links $D_2 = 70 \text{ fs}^2$, rechts $D_2 = 870 \text{ fs}^2$ und c) resultierende Pulsdauer

Interferometrie bestimmt werden, die im Anschluss eingeführt wird, und die spektrale Amplitude kann, wie oben erwähnt, experimentell mittels Spektrometer gemessen werden.

2.4.2 Spektrale Interferometrie

Informationen über den Verlauf der spektralen Phase von ultrakurzen Laserpulsen zu ermitteln ist eine experimentelle Herausforderung. Das lineare Verfahren der spektralen Interferometrie (SI) ermöglicht dies über die Bestimmung der Phasendifferenz der spektralen Komponenten von zwei nicht identischen Pulsen [53]. Handelt es sich bei einem dieser Pulse um einen bekannten Referenzpuls, dessen Spektrum das des anderen zu vermessenden Pulses enthält, kann der unbekannte Verlauf der spektralen Phase von Letzterem bestimmt werden und eine eindeutige Charakterisierung des Pulses ist möglich [54, 55].

Dazu verzögert man die beiden Pulse, deren komplexe spektrale Amplituden gegeben sind durch $E_1(\omega)$ und $E_2(\omega)$ mit Hilfe eines interferometrischen Aufbaus um τ relativ zueinander und lässt sie in einem Spektrometer interferieren. Das resultierende Interferogramm hat die Form

$$S(\omega) = |E_1(\omega) + E_2(\omega)e^{-i\omega\tau}|^2. \quad (2.65)$$

Dies kann geschrieben werden als

$$S(\omega) = |E_1(\omega)|^2 + |E_2(\omega)|^2 + |E_1(\omega)||E_2(\omega)|(e^{i(\phi_1(\omega)-\phi_2(\omega)+\omega\tau)} + e^{-i(\phi_1(\omega)-\phi_2(\omega)+\omega\tau)}).$$

Die ersten beiden Summanden beschreiben die Spektren der beiden individuellen Pulse und der übrigen Teil der Gleichung ist durch einen Interferenzterm gegeben, für welchen die durchschnittliche Periode der Modulierung in der Frequenzdomäne durch τ bestimmt wird. Dieser Interferenzterm enthält die Information über die Phasendifferenz der spektralen Komponenten der beiden Pulse. Durch Fouriertransformation in den Zeitraum erhält man drei Komponenten, die sich bei $t = -\tau$, $t = 0$ und $t = +\tau$ befinden. Durch Verwendung z.B. eines Super-Gauß-Filters kann die Komponente bei $+\tau$ isoliert werden und durch anschließende Rücktransformation erhält man die komplexe Amplitude

$$|E_1(\omega)||E_2(\omega)|e^{i(\phi_1(\omega)-\phi_2(\omega)+\omega\tau)}. \quad (2.66)$$

Hieraus lässt sich die Phase $\Psi(\omega) + \omega\tau$ ermitteln, mit der spektralen Phasendifferenz $\Psi(\omega) = \phi_1(\omega) - \phi_2(\omega)$ zwischen den beiden interferierenden Pulsen für jede Frequenz ω , für welche das Produkt $|E_1(\omega)||E_2(\omega)|$ nicht null wird. Der lineare Phasenbeitrag $\omega\tau$, welcher durch die Verzögerung der beiden Pulse verursacht wird, kann, da τ als Parameter der Messung gewählt wurde und bekannt ist, einfach subtrahiert werden.

Ein Nachteil dieses Verfahrens besteht darin, dass nicht der Phasenverlauf eines einzelnen Pulses, sondern eine Phasendifferenz zwischen zwei unterschiedlichen Pulsen ermittelt wird. Um einen einzelnen Puls vermessen zu können, muss ein Referenzpuls mit bekannter spektraler Phase zur Verfügung stehen, was im Allgemeinen nicht der Fall ist.

Um diese Problem zu umgehen und die Phase eines einzelnen unbekanntes Pulses bestimmen zu können, wurde das so genannte SPIDER-Verfahren entwickelt, welches im folgenden Abschnitt vorgestellt wird.

2.4.2.1 SPIDER-Verfahren

Der Ausdruck SPIDER [51, 56] ist ein Akronym für die englische Beschreibung **S**pectral **P**hase **I**nterferometry for **D**irect **E**lectric **F**ield **R**econstruction. Bei diesem Verfahren handelt es sich um eine selbstreferenzierende Variante der spektralen Schiebungsinterferometrie (spectral shearing interferometry) [57, 58], die zur Ermittlung der spektralen Phase eines ultrakurzen Laserpulses angewandt wird, um anschließend zusammen mit der spektralen Amplitude das elektrische Feld rekonstruieren zu können.

Für das SPIDER-Verfahren wird keine Referenz, sondern nur ein einziger - der zu vermessende - Puls benötigt. Um die Phaseninformation zu ermitteln wird vom Eingangssignal ein Test-Puls-Paar abgespaltet und sowohl zeitlich als auch spektral relativ zueinander verschoben. Lässt man diese Pulse auf einem Spektrometer interferieren, so kann man aus dem resultierenden Signal die Phasendifferenzen zwischen spektralen Komponenten innerhalb des Pulses entnehmen und durch Konkatenation den Verlauf der Phase des zu charakterisierenden Pulses erhalten.

Die benötigte spektrale Schiebung lässt sich dabei unter Verwendung des nichtlinearen optischen Effektes der **Summenfrequenzerzeugung** in einem transparenten Medium ohne Inversions-symmetrie, wie Beta-Bariumborat ($\beta - BaB_2O_4$, auch BBO), realisieren.

Dieser Prozess resultiert aus der Abhängigkeit der optischen Materialeigenschaften vom einwirkenden elektromagnetischen Feld selbst, auf welche die meisten nichtlinearen Effekte zurückgeführt werden können.

Im Rahmen konventioneller Optik ist die elektrische Polarisierung \mathbf{P} , die unter Ausbreitung von Licht im Medium induziert wird, linear proportional zur Feldstärke \mathbf{E} der optischen Welle

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}, \quad (2.67)$$

mit der elektrischen Feldkonstante ε_0 und der (linearen) Suszeptibilität χ , welche die Fähigkeit der elektrischen Polarisierung des Mediums angibt. Diese Näherung ist jedoch nur für schwache Felder gültig und unter Einwirkung intensiver Laserstrahlung wird die Suszeptibilität χ feldabhängig, was in der folgenden Reihenentwicklung Ausdruck findet [59]

$$\boldsymbol{\chi}(\mathbf{E}) = \boldsymbol{\chi}^{(1)} + \boldsymbol{\chi}^{(2)}\mathbf{E} + \boldsymbol{\chi}^{(3)}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \quad (2.68)$$

Dabei ist $\boldsymbol{\chi}^{(1)}$ die aus Gleichung 2.67 bekannte lineare Suszeptibilität und die nichtlineare Feldabhängigkeit findet in den als nichtlineare Suszeptibilität i -ter Ordnung bezeichneten Größen $\boldsymbol{\chi}^{(i)}$ mit $i \geq 2$ Ausdruck.

Die vom elektrischen Feld \mathbf{E} induzierte Gesamtpolarisation lässt sich dann schreiben als

$$\mathbf{P} = \sum_i \mathbf{P}^{(i)} = \varepsilon_0 \boldsymbol{\chi}^{(1)}\mathbf{E} + \varepsilon_0 \boldsymbol{\chi}^{(2)}\mathbf{E}\mathbf{E} + \varepsilon_0 \boldsymbol{\chi}^{(3)}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \quad (2.69)$$

Bei der nichtlinearen Suszeptibilität handelt es sich - ebenso wie bei der Linearen - um einen Tensor.

Das Auftreten nichtlinearer Effekte hängt stark von der Symmetrie des Materiales ab, in welchem sich die elektromagnetische Welle ausbreitet. Materialien die inversionssymmetrisch sind, die sich also invariant gegenüber einer Punktspiegelung verhalten, können beispielsweise keine nichtlineare Suszeptibilität gerader Ordnung aufweisen. Möchte man, wie im Rahmen des SPIDER-Verfahrens, den wichtigen Effekt der Frequenzmischung in nichtlinearen Medien ausnutzen, so muss jedoch ein Material herangezogen werden, welches eine quadratische Suszeptibilität aufweist. Dies wird deutlich, wenn man ausgehend von der Kombination zweier monochromatischer Felder unterschiedlicher Frequenz

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} [\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, \omega_1) e^{i\omega_1 t} + \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, \omega_2) e^{i\omega_2 t}] \quad (2.70)$$

die resultierende quadratische Polarisation $\mathbf{P}^{(2)}$ bestimmt

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{x}, t) &= \varepsilon_0 \boldsymbol{\chi}^{(2)} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) \\ &= \varepsilon_0 \frac{1}{4} \boldsymbol{\chi}^{(2)} [\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, \omega_1) \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, \omega_1) e^{i2\omega_1 t} + \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, \omega_2) \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, \omega_2) e^{i2\omega_2 t} \\ &\quad + 2\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, \omega_1) \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, \omega_2) e^{i(\omega_1 + \omega_2)t} + 2\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, \omega_1) \tilde{\mathbf{E}}^*(\mathbf{x}, \omega_2) e^{i(\omega_1 - \omega_2)t} \\ &\quad + \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, \omega_1) \tilde{\mathbf{E}}^*(\mathbf{x}, \omega_1) + \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, \omega_2) \tilde{\mathbf{E}}^*(\mathbf{x}, \omega_2)]. \end{aligned}$$

Gliedert man nun in die einzelnen Komponenten der induzierten Polarisation auf

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{x}, t) &= \frac{1}{2} [\tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{x}, 2\omega_1) e^{i2\omega_1 t} + cc.] + \frac{1}{2} [\tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{x}, 2\omega_2) e^{i2\omega_2 t} + cc.] \\ &\quad + \frac{1}{2} [\tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{x}, \omega_1 + \omega_2) e^{i(\omega_1 + \omega_2)t} + cc.] + \frac{1}{2} [\tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{x}, \omega_1 - \omega_2) e^{i(\omega_1 - \omega_2)t} + cc.] \\ &\quad + \frac{1}{2} [\tilde{\mathbf{P}}(\mathbf{x}, 0) + cc.], \end{aligned}$$

so sieht man, dass die nichtlineare Polarisation $\mathbf{P}^{(2)}$ Frequenzkomponenten beim doppelten der Grundfrequenzen $2\omega_i$, bei der Summenfrequenz $\omega_1 + \omega_2$, bei der Differenzfrequenz $\omega_1 - \omega_2$ und bei $\omega = 0$ aufweist.

Der letzte Term entspricht der Erzeugung eines elektrischen Gleichfeldes, das von der optischen Welle im Medium hervorgerufen wird und welches proportional zu ihrer Intensität ist.

Unter der Annahme ebener Wellen $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{x}, \omega_i) = \tilde{\mathbf{E}}(\omega_i)e^{-j\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{x}}$ hat im weiteren das treibende Feld die Form

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2}[\tilde{\mathbf{E}}(\omega_1)e^{-j(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - \omega_1 t)} + \tilde{\mathbf{E}}(\omega_2)e^{-j(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} - \omega_2 t)} + cc.] \quad (2.71)$$

Die Komponente der nichtlinearen Polarisation, welche der Summenfrequenz enthält ist dann von folgender Form

$$\mathbf{P}_{\omega_1 + \omega_2}^{(2)}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2}[\varepsilon_0 \chi^{(2)} \tilde{\mathbf{E}}(\omega_1) \tilde{\mathbf{E}}(\omega_2) e^{-j[(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{x} - (\omega_1 + \omega_2)t]} + cc.], \quad (2.72)$$

welche als ebene ‘Polarisationswelle‘ mit Wellenvektor $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ verstanden werden kann, die Quelle für folgende elektromagnetische Welle der Frequenz $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ ist

$$\mathbf{E}_{\omega_3}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2}[\tilde{\mathbf{E}}(\omega_3)e^{-j(\mathbf{k}_3 \cdot \mathbf{x} - \omega_3 t)} + cc.] \quad (2.73)$$

Um nun eine effiziente Frequenzmischung zu gewährleisten, muss die so genannte Phasenanpassungsbedingung erfüllt sein. Damit die Welle mit $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ kontinuierlich phasenrichtig durch die Polarisationwelle getrieben werden kann, muss für die Wellenvektoren gelten

$$\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2. \quad (2.74)$$

In Abbildung 3.3 ist schematisch dargestellt, wie im Rahmen des SPIDER-Verfahrens die benötigte spektrale Verschiebung mittels Summenfrequenzgenerierung in einem BBO-Kristall realisiert werden kann.

Insgesamt sind drei Pulse notwendig. Dafür werden vom Eingangssignal zwei weitere Puls kopien abgespaltet, wobei zwei von diesen um eine definierte Zeitspanne τ relativ zueinander verzögert werden und dem dritten Puls ein sehr starker chirp auferlegt wird. Dies bedeutet, dass die Pulsdauer erhöht und die momentane Frequenz innerhalb des Pulses stark zeitabhängig wird, also zu unterschiedlichen Zeiten unterschiedliche Frequenzen auftreten. Anschließend bringt man diese drei Puls kopien im Kristall zeitlich und räumlich zum überlappen und über Generierung der Summenfrequenz von jeweils einem kurzen Puls mit einem quasi-monochromatischen Teil des stark gechirpten Pulses erhält man die benötigte spektrale Verschiebung des zeitlich bereits separierten Puls paares. Die Zentralfrequenzen der beiden hochkonvertierten kurzen Pulse liegen dann bei

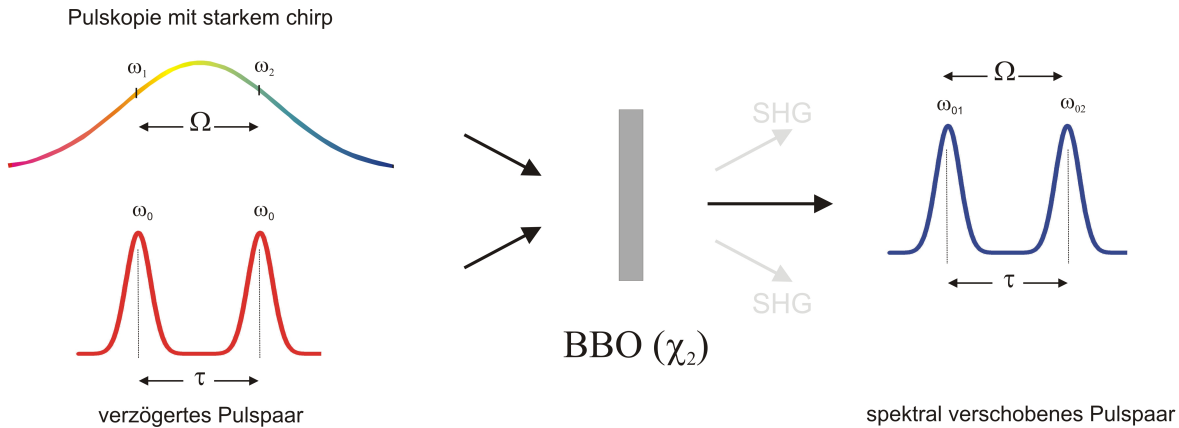


Abbildung 2.10: Erzeugung der spektralen shear

$$\omega_{01} = \omega_0 + \omega_1 \quad (2.75)$$

$$\omega_{02} = \omega_0 + \omega_2 \quad (2.76)$$

mit der spektralen Separation $\Omega = \omega_{01} - \omega_{02}$, die im Folgenden als shear bezeichnet wird.

Das resultierende spektrale Interferenzmuster der beiden kurzen, hochkonvertierten Pulse ist dann von der Form

$$S(\omega) = |E(\omega)|^2 + |E(\omega + \Omega)|^2 + 2|E(\omega)E(\omega + \Omega)| \cdot \cos(\phi(\omega + \Omega) - \phi(\omega) + \omega\tau). \quad (2.77)$$

Dabei ist $E(\omega)$ die Repräsentation des elektrischen Feldes in der Frequenzdomäne, $\phi(\omega)$ ist die spektrale Phase des zu vermessenden Pulses und Ω die spektrale Schiebung der beiden hochkonvertierten Pulse relativ zueinander (shear). Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben kann nun durch rein algebraische Methoden der Kosinusterm isoliert und die Phaseninformation, hier eines einzelnen Pulses, ermittelt werden. Abbildung 2.11 stellt schematisch dar, wie aus einem SPIDER-Interferogramm die spektrale Phase $\phi(\omega)$ eines einzelnen Pulses ermittelt werden kann. Das aufgenommene Interferogramm wird zunächst fouriertransformiert, mittels geeigneter Filterfunktion (Supergauß) wird der ac-Term bei $+\tau$ isoliert und nach Rücktransformation kann die Phasendifferenz $\phi(\omega + \Omega) - \phi(\omega) + \omega\tau$ entnommen werden.

Nachdem man den linearen Phasenbeitrag $\omega\tau$, der wie erwähnt durch die Verzögerung der beiden Pulse zustande kommt subtrahiert hat, bleibt die Differenz $\phi(\omega + \Omega) - \phi(\omega)$ übrig, in welcher die Phaseninformation des Pulses enthalten ist. Die Information über den Verlauf der relativen spektralen Phase des Pulses ist also über die Phasendifferenz zwischen jeweils zwei

SPIDER-Methode

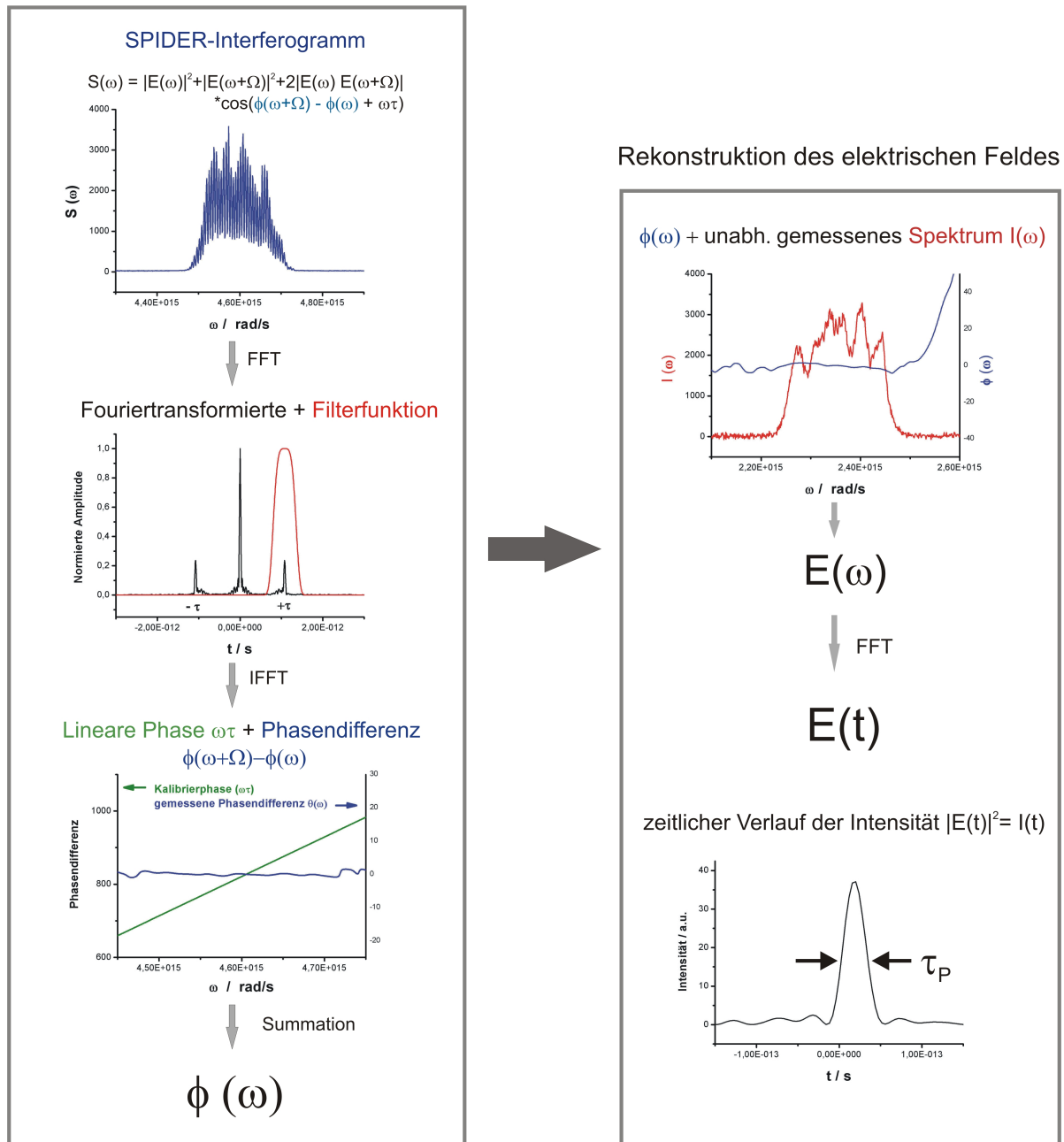


Abbildung 2.11: Bestimmung der spektralen Phase $\phi(\omega)$ mittels SPIDER-Verfahren und Rekonstruktion des elektrischen Feldes

spektralen Komponenten gegeben, deren Abstand der erzeugten shear entspricht. Die Rekonstruktion der spektralen Phase geschieht anschließend über einfachen Aufsummierung dieser Phasendifferenzen. Zur Vereinfachung der Notation wird folgende Definition eingeführt

$$\delta\phi(\omega) = \phi(\omega) - \phi(\omega - \Omega). \quad (2.78)$$

Setzt man nun die Phase bei ω_0 gleich null und summiert von dort ausgehend die Phasendifferenzen nach dem folgenden Schema auf

$$\begin{aligned} & \vdots \\ \phi(\omega_0 - 2\Omega) &= -\delta\phi(\omega_0 - \Omega) - \delta\phi(\omega_0) \\ \phi(\omega_0 - \Omega) &= -\delta\phi(\omega_0) \\ \phi(\omega_0) &= 0 \\ \phi(\omega_0 + \Omega) &= \delta\phi(\omega_0 + \Omega) \\ \phi(\omega_0 + 2\Omega) &= \delta\phi(\omega_0 + 2\Omega) + \delta\phi(\omega_0 + \Omega) \\ & \vdots \end{aligned}$$

so erhält man den Verlauf der relativen spektralen Phase des Pulses für Frequenzwerte im Abstand der shear.

Wird das in Abschnitt 2.4 vorgestellte Whittaker-Shannon Theorem zur Abtastung eingehalten, ist die so erhaltenen Phaseninformation zusammen mit der unabhängig ermittelten spektralen Amplitude $|\tilde{E}(\omega)|$ ausreichend, um das elektrische Feld im Frequenzraum exakt rekonstruieren zu können.

Anschließend Transformation liefert den zeitlichen Verlauf des elektrischen Feldes.

Das SPIDER-Verfahren ist eine sehr robuste Methode zur Pulscharakterisierung, die auch bei hohen Repetitionsraten angewendet werden kann. Der experimentelle Aufbau ist komplex, enthält jedoch keine beweglichen Komponenten und die spektrale Phase wird auf direktem, nicht iterativem Wege aus den Messdaten erhalten.

Ein Nachteil des SPIDER-Verfahrens besteht darin, dass die Charakterisierung von langen Pulsen (> 500 fs) problematisch ist, was für diese Arbeit jedoch nicht von Relevanz war. Weiterhin sollte möglichst ein durchgängiges Spektrum zur Verfügung stehen, da an Stellen spektraler Lücken als Messartefakt ein Sprung in der ermittelten Phasendifferenz auftreten kann.

2.4.3 Alternative Verfahren zur Pulscharakterisierung

Nachdem detailliert auf die Grundlagen der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Diagnostik zur Pulscharakterisierung eingegangen wurde, wird im Anschluss eine kurze Übersicht zu den bedeutendsten alternativen Verfahren gegeben. Die Beschreibung der Vor- und vor allem Nachteile der jeweiligen Verfahren soll nochmals unterstreichen, warum gerade das SPIDER-Verfahren gewählt wurde, um die ultrakurzen Pulse nach der Interaktion mit dem Plasma zu untersuchen.

Autokorrelation

Im Allgemeinen werden kurze Ereignisse vermessen indem zur Abtastung auf noch kürzere Ereignisse zurückgegriffen wird. Da ultrakurze Laserpulse mit Dauern im Bereich nur weniger Femtosekunden bereits die kürzesten zur Verfügung stehenden Ereignisse darstellen, ist die Idee aufgekommen, das zu vermessende Ereignis mit sich selbst abzutasten. Dieses Verfahren wird allgemein als Autokorrelation bezeichnet und kann (alleinstehend) nur zur Ermittlung einer ungefähren Pulsdauer eingesetzt werden. Es handelt sich dennoch um ein sehr wichtiges Verfahren, da es zum einen mit vergleichsweise geringem experimentellen Aufwand realisiert werden kann und zum anderen die Verfahren zur vollständigen Pulscharakterisierung fast ausschließlich auf Korrelations-Methoden basieren.

Bei der Intensitätsautokorrelation wird eine zeitlich verzögerte Kopie des zu vermessenden Pulses mit dem Puls selbst in einem nichtlinearen Medium, welches die Erzeugung der zweiten Harmonischen ermöglicht, überlagert. Der Aufbau wird so gewählt, dass die relative Verzögerung der beiden Puls kopien zueinander über eine variable Wegstrecke verändert werden kann. Abbildung 2.12 stellt schematisch die Strahlführung in einem (untergrundfreien) Autokorrelator dar. Mittels Strahlteiler (BS) wird eine weitere Puls kopie erzeugt und über eine aus verschiebbaren Spiegeln bestehende delay-line kann die Verzögerung τ zwischen den beiden Pulse variiert werden. Mit dem Fokussierspiegel (FM) werden sie unter einem Winkel in einen nichtlinearen Kristall fokussiert. Auf diesem Wege wird jeweils entlang der Ausbreitungsrichtung die zweite Harmonische erzeugt und auf der Winkelhalbierenden das Summenfrequenzsignal, dessen Intensität in Abhängigkeit von τ mit einem Detektor vermessen wird. Diese Methode wird als untergrundfrei bezeichnet, da es die nicht kollineare Strahlgeometrie ermöglicht, die beiden 2ω -Arme für die Messung vom Signal der Summenfrequenz zu trennen. In kollinearer Strahlgeometrie entstehen Interferenzen zwischen beiden Teilstrahlen, weshalb man bei einer solchen Anordnung auch von einer interferometrischen Autokorrelation spricht.

Die Intensität des 2ω -Signales in Abhängigkeit der Verzögerung τ der beiden Pulse ist gegeben durch

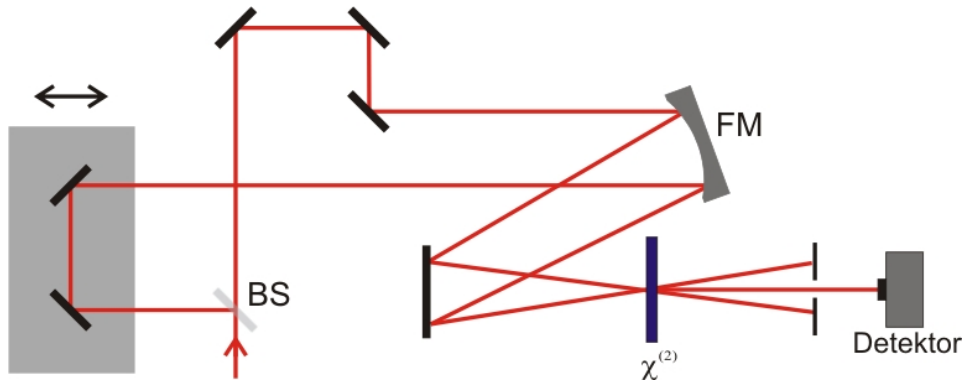


Abbildung 2.12: Aufbau eines Intensitätsautokorrelators

$$S_{AK}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) I(t - \tau) dt. \quad (2.79)$$

Diese Gleichung zeigt eines der fundamentalen Probleme der Autokorrelation auf - das Signal ist symmetrisch bezüglich τ und Asymmetrien der Pulsform beispielsweise können nicht detektiert werden. Da unterschiedliche Pulsformen in das gleiche Autokorrelationssignal resultieren muss die Pulsform von vornherein bekannt sein, um aus diesem Messverfahren die genaue Dauer des zu vermessenden Signales bestimmen zu können. Dies ist nur selten der Fall.

Um die Limitierungen der Autokorrelationsmessung zu überwinden wurde versucht, über die zusätzliche Detektion des Leistungsspektrum des Laserpulses und unter Verwendung geeigneter Computeralgorithmen besser eine zugrunde liegende Pulsform annehmen zu können [60]. Es hat sich jedoch gezeigt, dass auch die Information des Spektrums nicht genügt, um eine eindeutige Bestimmung zu erzielen.

Frequency Resolved Optical Gating (FROG)

Als FROG [61, 62] wird eine ganze Familie spektrographischer Methoden bezeichnet, die zur Charakterisierung von Laserpulsen angewendet werden. Eine der am meisten verbreiteten Ausführungen des FROG-Verfahrens ist das auf der Erzeugung der zweiten Harmonischen basierende, der so genannte SHG-FROG. Dieser entspricht einem Intensitätsautokorrelator, wobei anstelle der Detektion der bloßen Intensität das Summenfrequenzsignal spektral analysiert wird. Das FROG-Verfahren basiert also auf einer spektral aufgelösten Autokorrelation.

Der Aufbau gleicht in seiner Struktur dem in Abbildung 2.12 dargestellten, wobei anstelle des Detektors ein Spektrometer verwendet wird, welches für jeden zeitlichen Abstand τ der Pulse

ein Spektrum der Autokorrelationsfunktion aufnimmt.

Die Vermessung in dieser Hybrid-Domäne, der Zeit-Frequenz-Domäne liefert ausreichende Informationen, um wesentlich genauer eine Pulsform und eine Pulsdauer bestimmen zu können, was jedoch mit vergleichsweise großem Rechenaufwand verbunden ist. Auch hier kommen geeignete Algorithmen zum Einsatz, um eine Pulsform zu rekonstruieren, die möglichst genau mit dem detektierten zweidimensionalen Signal, der so genannten FROG-trace übereinstimmt. Dies ist besonders für komplexe Pulsformen mit hohem rechnerischen Aufwand verbunden. Wenn eine zeitnahe Auswertung des Pulses erforderlich ist, beziehungsweise eine Messung mit hohen Repetitionsraten durchgeführt werden soll kann sich das FROG-Verfahren daher als ungeeignet erweisen.

Für alle FROG-Implementierungen ist das erzeugte Spektrogramm von der Form

$$S_F(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t) g(t - \tau) e^{i\omega t} dt \right|^2, \quad (2.80)$$

wobei $g(t - \tau)$ ein gate-Puls ist, mit frei wählbarem τ . Wie man dieser Gleichung entnehmen kann würde die Verwendung eines infinitesimal kurzen gate-Pulses den zeitlichen Intensitätsverlauf des zu vermessenden Pulses $I(t)$ liefern, während gaten mit einem unendliche langen Puls zum Spektrum $I(\omega)$ führt. In beiden Fällen würde das Spektrogramm keine Phaseninformation enthalten. Verwendet man jedoch eine gate-Funktion endlicher Länge, so erhält man in Abhängigkeit der Verzögerung das Spektrum des jeweils gegateten Teiles des zu charakterisierenden Pulses und kann durch das so erzeugte Spektrogramm Informationen über den zeitlichen Verlauf von Amplitude und Phase gewinnen. Beim FROG-Verfahren ist die gate-Funktion durch den Puls selber gegeben und somit unbekannt. Im Falle des SHG-FROG ist $g(t - \tau) = E(t - \tau)$. Daher können übliche Inversionsalgorithmen zur Bestimmung der Phaseninformation aus einem Spektrogramm, für welche die Form der Funktion bekannt sein müssen nicht angewendet werden. Die FROG-trace kann jedoch in eine Form überführt werden, in welcher ihre Lösung gerade dem zweidimensionalen Phasengewinnungsproblem (two-dimensional phase-retrieval problem) entspricht, welches aus dem Bereich der Bildbearbeitung bekannt und lösbar ist.

Zunächst werde im Weiteren das Feld des SHG-Autokorrelator Signales $E(t) E(t - \tau)$ bezeichnet als $E_{sig}(t, \tau)$, so dass Gleichung 2.80 zu

$$S_F(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{sig}(t, \tau) e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (2.81)$$

wird [63]. Interpretiert man nun $E_{sig}(t, \tau)$ als Fouriertransformierte bezüglich τ (nicht t) von einer neuen Größe $\hat{E}_{sig}(t, \Omega)$ und schreibt die FROG-trace in Abhängigkeit dieser auf, so erhält man

$$S_F(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{E}_{sig}(t, \Omega) e^{i\omega t + i\Omega \tau} dt d\Omega \right|^2 \quad (2.82)$$

Es ist wichtig zu beachten, dass $E(t)$ direkt ermittelt werden kann, wenn $\hat{E}_{sig}(t, \Omega)$ bekannt ist, insbesondere gilt $E(t) = \hat{E}_{sig}(t, \Omega = 0)$, bis auf eine komplexe multiplikative Konstante, die unbekannt bleibt und in diesem Zusammenhang keine wichtige Rolle spielt. Gleichung 2.82 zeigt auf, dass das gemessene FROG-Signal $S_F(\omega, \tau)$ dem Betragsquadrat der zweidimensionalen Fouriertransformierten von der eingeführten Größe $\hat{E}_{sig}(t, \Omega)$ entspricht. Die Messung des Spektrogrammes liefert also den Betrag der zweidimensionalen Fouriertransformierten von $\hat{E}_{sig}(t, \Omega)$ und die Bestimmung der Phase aus dem gemessenen Signal ist auf das bereits erwähnte two-dimensional phase-retrieval problem zurückgeführt. Die zusätzliche Information ist dabei durch das Wissen über die mathematische Form von $\hat{E}_{sig}(t, \Omega)$ gegeben, im Falle des SHG-FROG ist, wie oben aufgeführt, $E_{sig}(t, \tau) = E(t) E(t - \tau)$.

Im Rahmen der einfachsten Ausführung des Phasengewinnungs-Algorithmus wird zunächst ein elektrisches Feld $E(t)$ angenommen und das entsprechende $E_{sig}(t, \tau)$ wird berechnet. Anschließend wird eine Fouriertransformation entlang der Zeitachse durchgeführt. Das Betragsquadrat des resultierenden $E_{sig}(\omega, \tau)$ entspricht der berechneten FROG-trace, die im nächsten Schritt durch die Wurzel der gemessenen FROG-trace ersetzt wird, wobei die Phase unverändert gelassen wird. Inverse Fouriertransformation des so modifizierten Signal Feldes $E'_{sig}(\omega, \tau)$ liefert $E'(t, \tau)$. Integration entlang der delay-Achse liefert schließlich das elektrische Feld des Pulses und eine neue Iteration wird gestartet.

Diese iterative Berechnung des Feldes stellt den Hauptnachteil gegenüber der SPIDER-Methode dar, mit welcher die spektrale Phase direkt aus dem erzeugten Interferogramm ermittelt werden kann.

Grating-Eliminated no-Nonsense Observation of Ultrafast Incident Laser Light E-Fields (GRENOUILLE)

Bei einem GRENOUILLE [64] handelt es sich um eine spezielle Variante des SHG-FROG-Verfahrens, bei welcher auf die Verwendung eines Spektrometers (und somit eines Gitters - „Grating-Eliminated“) verzichtet wird. Dies wird erreicht, indem anstelle eines dünnen Kristalles und einem Spektrometer ein dickerer Kristall als nichtlineares Medium und anstelle der üblichen delay-line mit Strahlteiler ein Fresnel-Doppelprisma verwendet wird. Das Doppelprisma erzeugt aus dem zu vermessenden einfallenden Puls zwei Pulse, die das Prisma unter einem Winkel relativ zueinander (ohne zeitlichen Abstand) verlassen. Fokussiert man diesen Doppelpuls mit Hilfe einer zylindrischen Linse in den Kristall wird automatisch ein delay entlang der Fokusebene erzeugt, da durch die Winkelgeometrie jeweils an einem festen Punkt in der Fokusebene die Pulse zu unterschiedlicher Zeit ankommen. Zusätzlich wird durch die erhöh-

te Dicke des Kristalles die Bandbreite der Phasenanpassung im Vergleich zu einem dünneren stark reduziert, was in eine Abhängigkeit der erzeugten Wellenlängen vom Einfallswinkel resultiert. Positioniert man hinter dem Kristall einen zweidimensionalen Detektor, so erhält man ein Signal, welches der spektral aufgelösten Autokorrelationsfunktion in Abhängigkeit von τ entspricht. Das resultierende Signal entspricht also exakt dem eines SHG-FROG.

Der Vorteil des GRENOUILLE besteht in der Robustheit der experimentellen Anordnung. Während der klassischer SHG-FROG unter Verwendung eines Autokorrelators und Spektrometers sehr sensibel bezüglich der korrekten Justage ist und zahlreiche bewegliche Komponenten aufweist, ist der GRENOUILLE experimentell robuster.

Die oben aufgeführten Nachteile des FROG-Verfahrens bleiben jedoch erhalten, da das resultierende Signal exakt dem des SHG-FROG-Verfahrens entspricht und nur dessen Erzeugung auf einem anderen experimentellen Weg erreicht wird.

3 Experimenteller Aufbau

Zur Untersuchung extremer Laser-Plasma-Interaktionen ist der Wissenschaftler auf eine komplexe experimentelle Infrastruktur angewiesen. Diese wird im Allgemeinen gebildet aus einem Hochleistungs-Lasersystem, welches Pulse der benötigten Konfiguration liefert, einem geeigneten Targetbereich, in welchem die zu untersuchende Interaktion stattfinden kann und Diagnostiken mittels welcher unterschiedliche Aspekte der Laser-Plasma-Interaktion erforscht werden können. Besonders unter Einsatz von Laserlicht höchster Intensitäten müssen Lasersystem und Targetbereich dabei zahlreichen Anforderungen genügen. Zum einen müssen die sehr kurzen und zugleich sehr intensiven Pulse zum Target geleitet werden, ohne dass unerwünschte nichtlineare Effekte auftreten, die bei der Propagation durch Luft verursacht werden und zum anderen müssen umfangreiche Sicherheitsvorkehrungen existieren, welche die Experimentatoren und die Umwelt vor den mit der Interaktion verbundenen Gefahren schützen.

Im Folgenden wird das Hochleistungs-Lasersystem ARCTURUS des Institutes für Laser- und Plasmaphysik mit zugehörigem Targetbereich vorgestellt und der Aufbau in der Interaktionskammer und die eingesetzten Diagnostiken werden detailliert beschrieben.

3.1 ARCTURUS Lasersystem

Im Rahmen der Versuche wurde das ARCTURUS 100 TW Lasersystem in Anspruch genommen, welches sich im Institut für Laser- und Plasmaphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf befindet.

Das System liefert ultrakurze, hochintensive Pulse einer minimalen Dauer von bis zu 23 fs und über 3 J Pulsenergie, von denen mehr als 2 J auf das Target gebracht werden können. Unter Einsatz eines geeigneten Fokussierspiegels können damit Intensitäten von mehreren 10^{20} W/cm² im Fokus erzielt werden, welche Laser-Plasma-Interaktionen im stark relativistischen Bereich hervorrufen.

Der ARCTURUS Laser ist, wie für derartige Hochleistungs-Lasersysteme üblich, als master-oscillator power-amplifier (MOPA) System konzipiert. In einem solchen System werden zunächst Pulse niedriger Energie in einem Oszillator erzeugt und diese durchlaufen anschließend eine Verstärkerkette, in welcher ihre Energie um mehrere Größenordnungen angehoben wird. Ohne weitere Vorkehrungen sind bei dieser Vorgehensweise die maximal erreichbaren Intensitäten jedoch auf einige Gigawatt pro Quadratzentimeter begrenzt. Mit zunehmender Intensität wird die Brechzahl des Verstärkermediums intensitätsabhängig

$$\tilde{n} = \tilde{n}_0 + \tilde{n}_2 I. \quad (3.1)$$

und es kommt zu einer nichtlinearen Verzögerung der Phase. Das Maß dieser nichtlinearen Phasenverschiebung findet Ausdruck im so genannten B-Integral

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{z=0}^L \tilde{n}_2 I(z) dz. \quad (3.2)$$

mit dem nichtlinearen Anteil n_2 des Brechungsindex, der Ausbreitungslänge L des Pulses und der zeitabhängigen peak-Intensität $I(z, t)$.

Zu hohe Intensitäten können so in nichtlinearen Verformungen des räumlichen und zeitlichen Strahlprofils resultieren und es können Zerstörungen im verstärkenden Medium auftreten.

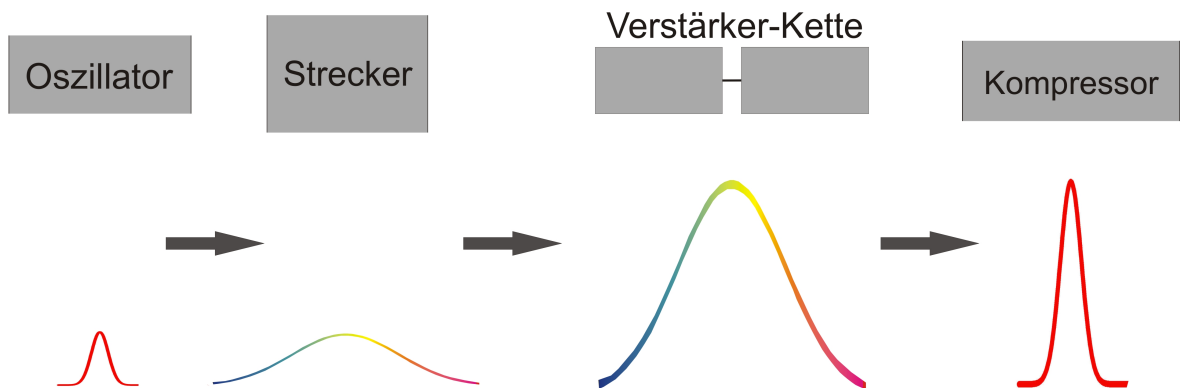


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Chirped Pulse Amplification

Mit der erstmaligen Anwendung des **Chirped Pulse Amplification** Verfahrens (CPA) [3] in der Mitte der achtziger Jahre konnte dieses Problem, welches bis zum damaligen Zeitpunkt eine Stagnation erreichbarer Intensitäten bedeutete, umgangen werden.

Dies wurde realisiert, indem den Pulsen vor dem Passieren der Verstärkerkette ein linearer chirp auferlegt wurde. Durch diese Streckung wurde bei den anschließenden Verstärkungsvorgängen die Intensität ausreichend gering gehalten und durch abschließende Rekompensation der Pulse

auf ihre ursprüngliche Länge konnte eine sehr hohe resultierende Intensität erreicht werden, ohne dass die oben beschriebenen Probleme auftraten. Streckung und Kompression können dabei unter Einsatz von Gittern, Prismen oder dielektrischer Spiegel realisiert werden. Eine schematische Darstellung des Aufbaus zu diesem Verfahren ist in Abbildung 3.1 gegeben. Das CPA-Verfahren bildet bis heute die Grundlage für Lasersysteme die ultrakurze Pulse höchster Intensität erzeugen und findet somit auch im ARCTURUS Laser Anwendung.

Entsprechend der CPA-Architektur gliedert sich der ARCTURUS in ein so genanntes front-end in welchem die Pulse erzeugt, gestreckt und durch einen regenerativen und zwei Multi-Pass Verstärker vorverstärkt werden, in einen Hauptverstärker und einen Vakuumkompressor, welcher die Rekomprimierung der Pulse nahezu auf ihre ursprüngliche Länge ermöglicht. In Abbildung 3.2 ist die Anordnung des Lasersystemes schematisch anhand eines Blockbildes darstellt.

3.1.1 Front-end

Pulse einer Länge von etwa 20 fs werden in einem Ti:Sa-**Oszillator** (Femto Source Synergy, Femtolasers) bei einer Repetitionsrate von 76 MHz erzeugt. Das zugehörige Pulsspektrum misst zentriert um etwa 800 nm eine Bandbreite von mehr als 90 nm und die enthaltene Energie beträgt 4 – 5 nJ. Über eine als Puls-Picker fungierende Pockels Zelle wird jede zehntel Sekunde ein Puls in das hinter dem Oszillator befindliche **booster-Modul** eingekoppelt, wodurch sich eine Repetitionsrate von 10 Hz für das System ergibt. Im booster findet die erste Verstärkung der Pulse in einem Multipass-Verstärker statt, wobei durch Einsatz eines sättigbaren Absorbers ein hervorragender Pulscontrast ermöglicht wird. Der Absorber reinigt den Puls nach Verstärkung vom verbliebenen Hintergrund der verstärkten spontanen Emission (ASE - amplified spontaneous emission) des Oszillators. Bevor die Pulsenergie weiter erhöht werden kann, müssen die Pulse wie oben beschrieben eine zeitliche Streckung erfahren, welche die zur Verstärkung eingesetzten Medien vor Zerstörungen schützen soll. Dies wird durch Verwendung eines **Gitterstreckers** erreicht, bei welchem der Puls eine positive delay-line durchläuft, die aus einem Gitterpaar und einem 1/1 Teleskop gebildet wird. Das Strecker-Design entspricht einer von A. Öffner patentierten [65] voll-reflektiven Triplet Kombination, die in [66] detailliert beschrieben ist. Das Teleskop wird hierbei aus zwei sphärischen Spiegeln gebildet, die konzentrisch angeordnet sind. Einer der beiden Spiegel ist konkav, der Zweite konvex ausgebildet. Dieses Design bringt große Vorteile für die Streckung ultrakurzer Laserpulse, da es vollständige Symmetrie aufweist. Dadurch ist allein das Auftreten von symmetrischen Aberrationen möglich (sphärische Aberration und Astigmatismus) und weiterhin werden durch den Einsatz rein reflektiver Optiken chromatische Aberrationen vermieden, die bei Verwendung von Linsen für das Teleskop auftreten würden. Entsprechend dieser Anordnung resultiert bei zweifachem Durchgang und einem Streckungsfaktor von 9.5 ps/nm aus einer Bandbreite von üblicherweise 90 nm eine gestreckte Pulsdauer von über 850 ps. Vor Eintritt in den nächsten Verstärker werden die Pulse durch einen akusto-optischen programmierbaren dispersiven Filter, den so genannten DAZZLER (Fastlite) geleitet, welcher zur Phasenkontrolle verwendet wird. So kann

die Gruppengeschwindigkeitsdispersion, welche der Puls beim Durchgang durch das gesamte Lasersystem erfährt vorkompensiert werden. Die Optimierung des Pulsspektrums wird durch ein weiteres Gerät, eine akusto-optischen programmierbaren Gain-Kontroll Filter, den so genannten MAZZLER erzielt, welcher in das folgende Verstärkermodul integriert ist. Durch derart umfangreiche Kontrolle der Pulsbeschaffenheit kann die resultierende Pulsdauer des Systems auf bis zu 23 fs minimiert werden.

Im Anschluss an den Strecker befindet sich die erste Verstärkerstufe, welche aus einem **regenerativen Verstärker** besteht. Dieser operiert ebenfalls bei 10 Hz und liefert Pulse mit einer Energie von etwa 1 mJ. In die Kavität des Verstärkers sind zwei Pockels-Zellen integriert, von denen eine den gestreckten Puls in den Resonator seeded und die Zweite den Puls auskoppelt, wenn die Energie maximal ist. Der regenerative Verstärker ermöglicht ein exzellentes Strahlprofil, welches der transversalen TEM_{00} Mode des Resonators entspricht. An den regenerativen schließt sich ein **Multi-Pass Verstärker** an, der eine Erhöhung der Pulsenergie auf etwa 18 mJ ermöglicht. Gepumpt wird der Verstärker von einem YAG-Laser (CFR 200, Quantel) mit einer Energie von 120 mJ bei 532 nm. Der **zweite Multi-Pass Verstärker** wird mit 2 J von einem Nd:YAG-Laser (Amplitude) gepumpt und erhöht die Pulsenergie auf 600 mJ.

3.1.2 Hauptverstärker

Der **Hauptverstärker** entspricht ebenfalls einer Multi-Pass Anordnung und wird mit 8 J gepumpt, die von vier Pro-Pulse Lasern (Amplitude), ebenfalls bei 532 nm geliefert werden. Da die mittlere Leistung der Pump-Strahlen sehr hoch ist, befindet sich das Verstärkermedium¹, in einer kryogen gekühlten Halterung. Dieses Bauteil erhöht die thermische Leitfähigkeit des Kristalles signifikant und unterdrückt so die thermischen Linseneffekte, welche im Verstärkermedium zustande kommen. Die finale Pulsenergie beträgt hinter dieser letzten Verstärkerstufe 3.2 J, enthalten in 850 ps langen Pulsen, die vor Verwendung einer Rekompresion unterzogen werden.

Vor der abschließenden Rekomprimierung der Pulse wird der Strahldurchmesser mittels Teleskop angepasst. Die so herbeigeführte Vergrößerung des Querschnittes wird durchgeführt, um die im Kompressor befindlichen Gitter vor Zerstörungen zu schützen, welche durch eine zu hohe Energiedichte auf der Oberfläche zustande kommen könnten.

3.1.3 Kompressor

Mit Hilfe des Kompressors wird die Pulsdauer rekomprimiert. Dieser besteht aus einem parallel angeordneten Gitterpaar, so dass durch spektral abhängige Wegdifferenzen eine Aufhebung der im Strecker auferlegten Dispersion zweiter Ordnung der Pulse erreicht werden kann. Die

¹Es handelt sich, wie bei allen beschriebenen Verstärkern, um einen Ti:Sa Kristall.

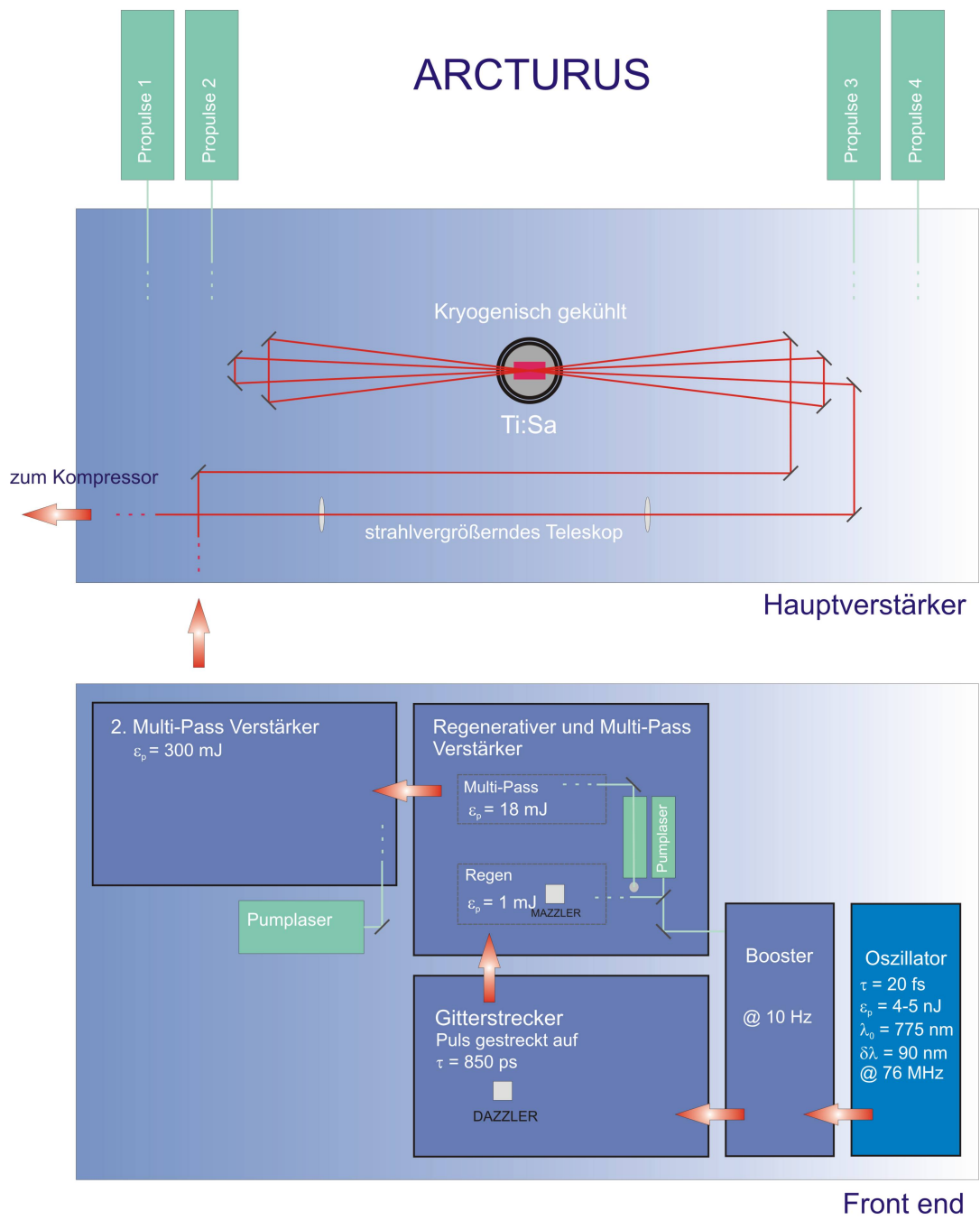


Abbildung 3.2: Blockbild des ARCTURUS Lasersystemes im Institut für Laser- und Plasmaphysik

Kompressor-Anordnung befindet sich in einem Vakuum-Gefäß, da nach Erreichen der ultrakurzen Pulsdauer von einigen zehn fs dispersive Effekte, wie sie bei der Ausbreitung durch Luft auftreten, verhindert werden müssen.

Die Pulsdauer wurde mit Hilfe eines SPIDER-Systemes optimiert, beziehungsweise vermessen. Um die kürzest mögliche Dauer von etwa 23 fs zu erzielen, müssen die Pulse eine ausreichende spektrale Bandbreite aufweisen und die Einstellungen des DAZZLERS müssen so gewählt sein, dass die Dispersion zweiter und höherer Ordnung kompensiert wird, welche die Pulse beim Durchlaufen des Systemes akkumulieren. Weiterhin muss der Abstand des komprimierenden Gitterpaares exakt justiert sein, um die vorangegangene Streckung (CPA) wieder aufzuheben. Dieser Abstand kann gefunden werden, indem auf eine „flache“ spektrale Phase unter online-Verwendung des SPIDERS justiert wird. Für die Wahl der DAZZLER-Einstellung wird zunächst die aktuelle spektrale Phase mittels SPIDER ermittelt und dann kommt eine spezielle software zum Einsatz, welche diese als input erhält und anschließend die entsprechenden Dispersionswerte ermittelt, mit welcher eine Glättung der spektralen Phase erzielt wird.

In der folgenden Tabelle sind die Parameter des Systems abschließend zusammengefasst.

Laserparameter	
Zentralwellenlänge	800 nm
Pulsdauer	23 fs
Pulsenergie (unkomprimiert)	3.1 J
Pulsenergie (komprimiert)	2.1 J
Strahlprofil	Top Hat
Repetitionsrate	10 Hz
Kontrast	
Kontrast ns	$2 \cdot 10^{-9}$
Kontrast ps @ 1 ps	$3 \cdot 10^{-6}$
Kontrast ps @ 5 ps	$2 \cdot 10^{-8}$
Kontrast ps @ ASE	$5 \cdot 10^{-11}$

3.2 Interaktionsbereich

Der globale experimentelle Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.5 dargestellt.

Der gesamte Targetbereich befindet sich in einem etwa 20 m² großen Strahlenschutzraum (nicht in der Abbildung enthalten), welcher sicherstellt, dass die Umgebung nicht durch die im Rahmen der Interaktion erzeugte Strahlung gefährdet wird.

Durch die dargestellte experimentelle Anordnung war es möglich zum einen den Laserpuls nach der Propagation durch das Gas-Target mittels SPIDER und optischem Spektrometer zu ver-

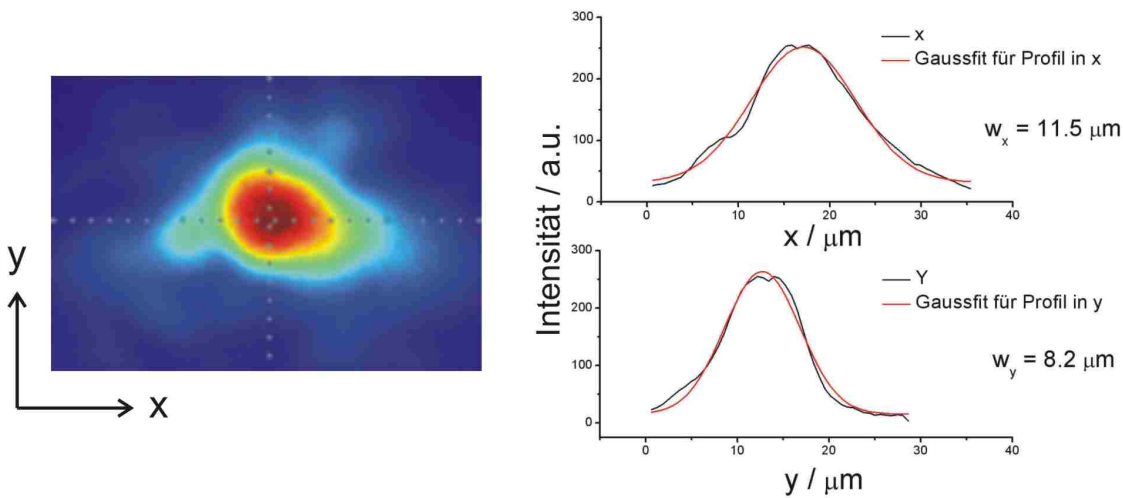


Abbildung 3.3: Aufnahme des Fokus (f/6-Parabel) und Lineouts in x- und y-Dimension mit zugehörigem Gaußfit

messen und zum anderen konnte gleichzeitig eine umfangreiche Elektronendiagnostik angewandt werden, die aus mehreren Fluoreszenzschirmen und einem Elektronenspektrometer bestand. So konnten im single-shot-Modus simultane Laserpuls und Elektronenmessungen durchgeführt werden.

Ein ultrakurzer optischer Probenpuls, der integraler Bestandteil des ARCTURUS Lasersystems ist, kann ebenfalls zur zeitaufgelösten Untersuchung der Laser-Plasma-Wechselwirkung im herangezogen werden, was jedoch nicht Bestandteil dieser Arbeit war.

Im Rahmen dieses Kapitels wird zunächst auf die Charakterisierung des Fokus und den Aufbau in der Targetkammer eingegangen und anschließend werden die verwendeter Diagnostiken detailliert beschrieben.

3.2.1 Fokus

Der Fokusdurchmesser ist eine wichtige Größe, um zusammen mit Pulsdauer und -energie die Peak-Intensität berechnen zu können, welche während des jeweiligen Schusses im Fokus vorherrschte. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Parabel mit einer Fokussierkennzahl (Fresnel'sche Kennzahl) von etwa $F_{\#} = 6$ verwendet, was bedeutet, dass das Verhältnis vom Strahldurchmesser zur Brennweite der Parabel etwa 1:6 betrug. Dieser Wert ergibt sich aus den 80 mm Strahldurchmesser und der Brennweite von $f = 450$ mm. Der mit diesen Parametern erreichbare beugungsbegrenzte Fokusdurchmesser ist dann, unter der Annahme eines idealen Gauß-Strahles

$$d_f = \frac{4 \lambda_0}{\pi} F_2 \approx 6 \mu\text{m}, \quad (3.3)$$

mit $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$.

Die Bestimmung des experimentell erzielten Durchmessers erfolgt über eine direkte Aufnahmen vom Fokus selbst (siehe Abbildung 3.3, links) und einer Referenz bekannter Größe, die für diese Messung durch einen Draht von $50 \mu\text{m}$ Durchmesser gegeben war. Letztere ermöglicht die Bestimmung des Durchmessers aus den zunächst dimensionslosen Bildern, da durch die Referenzaufnahme ein Maßstab ermittelt werden kann, aus welchem sich die räumliche Ausdehnung der Kamera-Pixel in Metern ergibt. Aus einer unabhängigen Aufnahme des Drahtes konnte hier eine Pixelgröße von $0.61 \mu\text{m}$ ermittelt werden, auf welcher die Skalierung der Graphen basiert. Der so ermittelte Fokusbereich (Gaußweite w) beträgt etwa $8 \mu\text{m}$ in y - und $11 \mu\text{m}$ in x -Richtung.

Die durch einen Laserpuls erzielte Intensität lässt sich bestimmen, indem man die im Puls enthaltene Energie ϵ durch die Pulsdauer τ und die (Fokus-)Fläche A dividiert, in welcher die Energie enthalten ist

$$I = \frac{\epsilon}{A\tau}. \quad (3.4)$$

Der Zusammenhang zwischen der Intensität und dem elektrischen Feld ist gegeben durch

$$I = \frac{c \epsilon_0}{2} E^2. \quad (3.5)$$

Unter Annahme eines räumlich und zeitlich gaußförmigen Strahles, mit der zeitlichen Einhüllenden

$$E_A(t) = E_0 \cdot e^{-\left(\frac{t-t_0}{w}\right)^2} \quad (3.6)$$

und dem (radialen) räumlichen Verlauf

$$E(r) = E_0 \cdot e^{-\left(\frac{r}{w}\right)^2} \quad (3.7)$$

erhält man nach Integration über den radialen Intensitätsverlauf für die Energie den Zusammenhang

$$\epsilon = \frac{\pi w^2}{2} \cdot I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-4 \ln 2 \left(\frac{t-t_0}{\Delta t_I}\right)^2} dt \quad (3.8)$$

mit der Gaußweite w und der zeitlichen Halbwertsbreite der Intensität $\Delta t_I = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{2}} w$. Ausführen des Integrals liefert

$$\epsilon = \pi w^2 I_0 \Delta t_I \frac{\sqrt{\pi}}{4 \cdot \sqrt{\ln 2}}. \quad (3.9)$$

⇔

$$I_0 = \frac{4 \sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}} \frac{\epsilon}{w^2 \Delta t_I \pi}. \quad (3.10)$$

Zusammen mit der aus der Vermessung des Fokus bestimmten Gaußweite w , der Pulsenergie, welcher aus der nach der letzten Verstärkerstufe des Lasersystemes gemessenen Energie und der Transmissionsrate des Gitterkompressors bestimmt wird und der mittels SPIDER vermessenen Pulsdauer (siehe Abschnitt 4.2) kann aus Formel 3.9 die im jeweiligen Schuss vorherrschende peak-Intensität I_0 berechnet werden.

3.2.2 Targetkammer

Die ultrakurzen Laserpulse werden über ein ebenfalls evakuiertes Rohrsystem, welches den Vakuum-Kompressor mit dem Interaktionsbereich verbindet, in die Targetkammer geführt. Innerhalb dieser wird der Strahl über einen Umlenkspiegel (M_1) auf die 170 mm tiefer positionierte off-axis Parabel gebracht, welche die Pulse auf den Kammermittelpunkt fokussiert. Die Parabel weist eine Brennweite von $f = 450$ mm auf und der Strahldurchmesser auf dieser beträgt, wie oben erwähnt, $d_s = 80$ mm. Der darunter befindliche Gas-Jet, durch welchen das unterdichtete Target produziert wird, kann mit einem motorisierten Verschiebetisch in allen drei Raumrichtungen relativ zum Fokus angeordnet werden.

Es handelt sich hierbei um eine gepulste Überschall-Gas-Düse mit einem Innendurchmesser von 2 mm, welche im Rahmen von [67] und [68] ausführlich charakterisiert wurde. Die Erforschung von Laser-Plasma-Interaktionen ist im unterdichteten Regime mit einem hohen technischen Aufwand verbunden, was die Realisierung eines geeigneten Targets betrifft. Als räumliches Profil ist eine flat-top-Form mit steilem Dichtegradienten erstrebenswert und zeitlich sollte möglichst schnell ein Zustand stationären Flusses realisiert werden, um die Öffnungszeit minimieren und so gute Vakuumbedingungen aufrecht erhalten zu können. Eine Optimierung des räumlichen Dichteprofiles wurde bereits von Semushin und Malka durch Verwendung eines konisch geformten Düsenkopfes erzielt [69]. In [70] wird die interferometrische Charakterisierung eines zylindrischen Gas-Jets mit Hilfe eines Mach-Zehnder Interferometers beschrieben. Auf der Entwicklung des konisch geformten Düsenkopfes basiert auch die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Düse. Die Response-Zeit wurde von Ralph Jung durch Modifikation des Ventils optimiert, wie in [71] ausführlich beschrieben ist. Während der Experimente, auf welchen diese Arbeit basiert wurde ein Nachbau dieses Gas-Jets verwendet. Abbildung 3.4 zeigt das normierte Dichteprofil des verwendeten Mach 5.5 Düsenkopfes in $750 \mu\text{m}$ Höhe über der Düsenkante. Zur Bestimmung des Dichteprofiles wurde ein Nomarsky-Interferometer verwendet, welches direkt an der Targetkammer installiert wurde. Die damit erzeugten Interferogramme wurden mit Hilfe der software idea [72] ausgewertet, mittels welcher ein zweidimensionales Phasenbild aus einem durch das

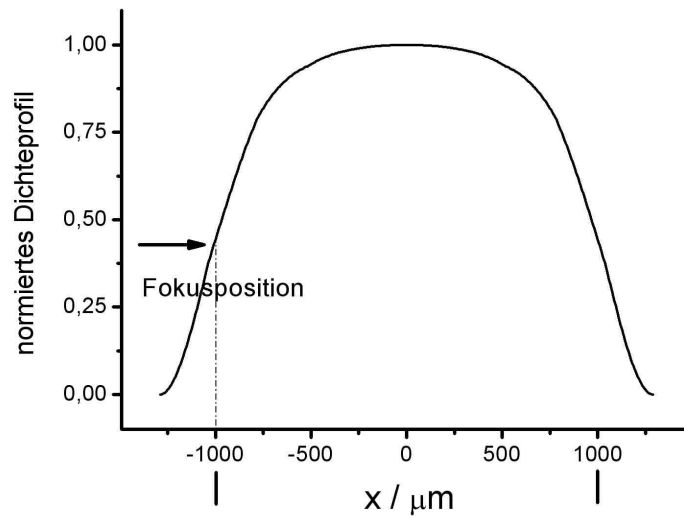


Abbildung 3.4: Dichteprofil der Mach 5.5 Düse $750 \mu\text{m}$ oberhalb des Düsenkopfes mit Fokusposition

Gas beeinflussten Interferogramm und einem Referenzbild ermittelt werden kann. Dazu wird unter anderem eine Abel-Inversion durchgeführt, mit welcher man aus einer zweidimensionalen Projektion $h_i(x, y, z)$ eines dreidimensionalen, rotationsymmetrischen Objektes die Funktion $f(r, \phi, \theta)$ rekonstruieren kann, welche dieses Objekt beschreibt.

Die Neutralteilchendichte wurde wie in [70] beschrieben aus dem Brechungsindex bestimmt, welcher aus den lokalen Phasenwerten berechnet werden kann.

Die häufig gewählte Fokusposition über der Innenkante der Düse bei $x = -1000 \mu\text{m}$ ist ebenfalls in der Abbildung durch einen Pfeil markiert und die Ausdehnung des Düsenkopfes von $x = -1000 \mu\text{m}$ bis $x = +1000 \mu\text{m}$ ist unterhalb der Abszisse eingezeichnet.

Zur Ermittlung von spektraler Amplitude und Phase des elektrischen Feldes wird ein Teil des Pulses nach der Interaktion aus der Kammer herausgeführt und mittels optischen Spektrometers und SPIDER-System analysiert. Je nachdem, ob nur der Laserpuls, oder simultan die beschleunigten Elektronen analysiert werden sollten, war der Auskoppelspiegel für das optische Signal auf Strahlachse, oder etwa 3 mm versetzt zur Achse positioniert. In letzterer Konfiguration war der Weg zum Eingang des Magnetspektrometers (siehe unten Abschnitt 3.2.5) nicht blockiert und das Elektronenspektrum konnte beim gleichen Schuss aufgenommen werden.

Da die Auskopplung des optischen Signales durch ein Fenster erfolgen muss wird dem Puls hierbei materialbedingt ein unerwünschter chirp auferlegt, welchen es zu minimieren gilt. Dies erreicht man über die Wahl eines möglichst dünnen Substrates, wobei die Dicke zum einen

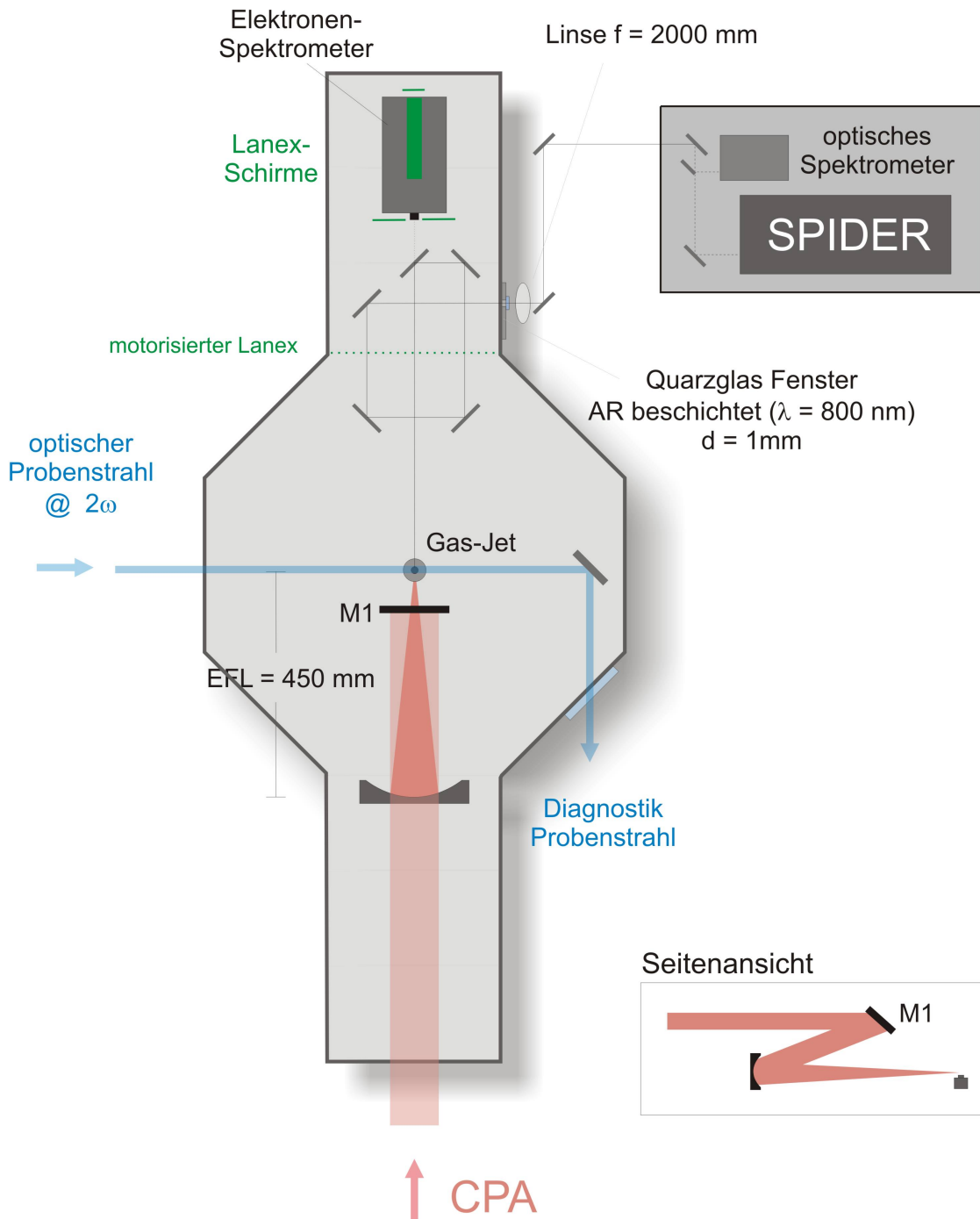


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus in und an der Interaktionskammer

durch den Fertigungsprozess und zum anderen durch die erforderliche Stabilität nach unten hin begrenzt ist. Bei der Herstellung eines geeigneten Fensters muss besonders darauf geachtet werden, dass die beiden Oberflächen eine ausreichende Güte aufweisen. Dabei sollten die Oberflächenfehler, also die Abweichungen von der ideal planen Fläche, im Bereich weniger Nanometer liegen, um Deformationen der Wellenfronten des zu untersuchenden Laserpulses zu vermeiden. Diese Güte wird oft in Bruchstücken der Laserwellenlänge angegeben (zum Beispiel $\lambda/10$, für $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ also 80 nm) und ist u.a. von der Dicke des Substrates abhängig, da die Oberflächen poliert werden und die technischer Realisierung einer hohe Güte eine entsprechende Ausdehnung erfordert.

Die Oberflächen des im Rahmen der Versuche verwendeten Quarzglasfensters² von 1 mm Dicke, weisen einen maximalen Fehler von $\lambda/4$ auf. Um Verluste beim Passieren der Oberflächen zu minimieren, sind beide Flächen des Fensters mit einer breitbandigen Antireflektionsbeschichtung für den spektralen Bereich von etwa $600 - 1200 \text{ nm}$ versehen.

Der Wahl der Dimensionierung des Substrates sind die im Folgenden aufgeführten Berechnungen vorangegangen. Angestrebt wurde ein möglichst dünnes Auskoppelfenster, wobei die Ausdehnung groß genug sein musste, dass es nicht aufgrund der hohen Druckdifferenz zerstört wird, welche bei Evakuierung der Interaktionskammer auf bis zu 10^{-4} mbar vorherrscht.

Nach [73] treten folgende maximale Spannungen für eine gleichmäßig belastete kreisrunde Platte mit eingespanntem Rand auf, wobei die Indices r und t die radiale, beziehungsweise tangential Richtung angeben:

in der Plattenmitte

$$\sigma_r = \sigma_t = 0.488 \frac{pR^2}{h^2} \quad (3.11)$$

am Plattenrand

$$\sigma_r = 0.75 \frac{pR^2}{h^2} \quad \sigma_t = 0.225 \frac{pR^2}{h^2} \quad (3.12)$$

mit dem Druck p , dem Radius R und der Materialdicke h .

Die Zugfestigkeit von Quarzglas kann als Materialkonstante entsprechender Literatur entnommen werden und beträgt laut [74] 50 N/mm^2 . Setzt man dies zusammen mit dem Druck auf das Fenster, welcher sich aus der Differenz des evakuierten Kammerinnenraumes ($p = 10^{-4} \text{ mbar}$) und dem atmosphärischen Umgebungsdruck grob zu $p \approx 1 \text{ bar}$ annehmen lässt, in die Formel für die maximal auftretende Spannung σ_r am Plattenrand ein, so kann ein maximaler Quotient von Fensterradius und Dicke bestimmt werden, für welchen die aus der geometrischen Anordnung resultierende Spannung die Zugfestigkeit von Quarzglas nicht übersteigt

²das Material wurde gewählt, da es gute optische Eigenschaften und einen vergleichsweise niedrigen Brechungsindex aufweist

$$\frac{R}{h} < 25.8. \quad (3.13)$$

Unter Berücksichtigung dieses Ergebnisses wurde ein 1 mm dickes Fenster mit einem Durchmesser von 15 mm gewählt, wobei nach Einbau der Durchmesser der belasteten Fläche auf von 10 mm reduziert war. Mit dieser Geometrie wurde rechnerisch eine ausreichende Sicherheitsspanne gewährleistet und das Fenster hat im Experiment ausreichende Festigkeit gezeigt.

Nachdem ein Teil des hinter dem Fokus stark divergenten Signales die Kammer durch das Auskoppelfenster von 10 mm Durchmesser verlassen hat, wird es durch eine 1-Zoll Linse gesammelt, die sich im Abstand ihrer Brennweite von $f = 2000$ mm hinter dem Interaktionsgebiet befindet. Durch diese Anordnung wird ein paralleles Strahlenbündel erzeugt, wie es für den optischen Aufbau von SPIDER und Spektrometer benötigt wird. Die vergleichsweise lange Strecke innerhalb der Kammer, die der Strahl im divergenten Zustand zurücklegt dient der Reduktion der Intensität auf dem Auskoppelfenster, um Nichtlinearitäten in diesem zu verhindern.

Über ein Periskop, welches die horizontale Polarisationsrichtung aufrecht erhält, wird das Signal zum Diagnostiktisch gebracht. Dort wird mit Hilfe eines D-förmigen Spiegels ein Teil vom Rand des Strahles zum optischen Spektrometer gebracht und der zentrale Teil in das SPIDER-System eingekoppelt, in welchem der Strahldurchmesser baubedingt maximal 3 mm beträgt.

3.2.3 optisches Spektrometer

Mit dem optischen Spektrometer, welches zur Detektion des Fundamentalenspektrums verwendet wurde, konnte ein spektrales Fenster von etwa 550–1100 nm beobachtet werden. Dies wurde durch die geeignete Kombination eines Gitters, welches als dispergierendes Element diente, und einem CCD-Detektor entsprechender spektraler Empfindlichkeit gewährleistet. Das verwendete Gitter weist eine Liniendichte von 600 mm^{-1} auf und hat eine Blazewellenlänge von 750 nm, bei welcher seine maximale spektrale Empfindlichkeit liegt. Der Arbeitsbereich des Gitters, in welchem die relative spektrale Empfindlichkeit oberhalb von 30% liegt, erstreckt sich von etwa 530 – 1100 nm. Bei dem verwendeten Silizium-CCD Detektor handelt es sich um das Modell ILX511B der Firma Sony, welcher aus einem eindimensionalen Feld von 2048 Pixeln der Maße $14 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ besteht ($14 \mu\text{m}$ Ausdehnung in Schrittrichtung) und dessen Empfindlichkeit sich über den Bereich von etwa 200 – 1100 nm erstreckt. Die Eingangs- beziehungsweise Ausgangsbrennweite des Spektrometers beträgt 42 mm beziehungsweise 68 mm.

Infolge des verwendeten Gitters, der Spektrometergeometrie und der Anzahl der Pixel des CCD-Detektors ergibt sich eine Dispersion von 0.32 nm/Pixel. Diese resultiert unter Verwendung des $10 \mu\text{m}$ breiten Spaltes, der eine Pixelauflösung von 3.2 Pixeln ermöglicht, in ein optisches Auflösungsvermögen von etwa 1 nm (FWHM).

Die Anordnung der optischen Elemente innerhalb des Spektrometers entspricht der gefalteten Czerny-Turner-Konfiguration, die schematisch in Abbildung 3.6 dargestellt ist. Durch den Eintrittsspalt gelangt das Signal in das Spektrometer und wird über den kollimierenden Spiegel

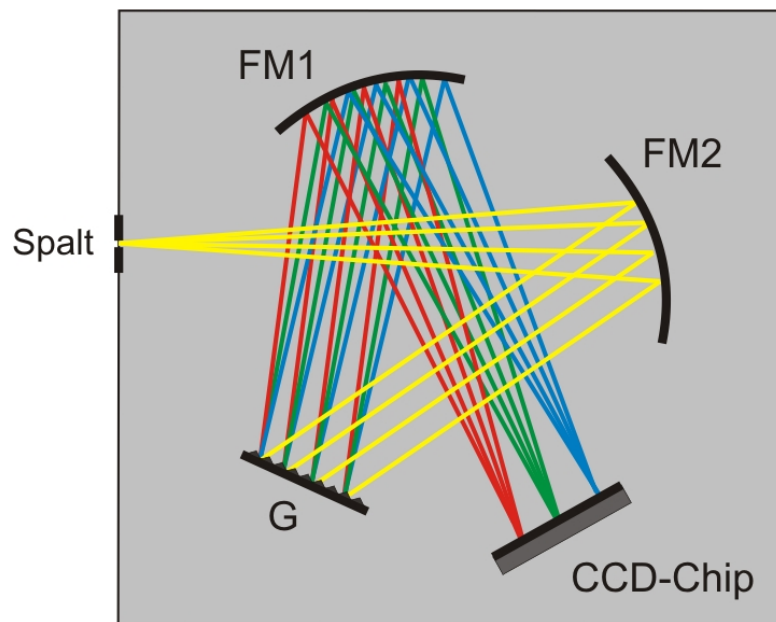


Abbildung 3.6: Anordnung der optischen Elemente im Spektrometer nach der crossed Czerny-Turner Konfiguration

FM1 als paralleles Strahlenbündel auf das Gitter (G) gebracht. Die spektralen Komponenten werden von diesem in Abhängigkeit ihrer Wellenlänge unter verschiedenen Winkeln reflektiert und erreichen über den Fokussierspiegel FM2 den Detektor.

Durch einen vorübergehenden Defekt dieses Spektrometers bedingt kam an einigen Messtagen ein Ersatzgerät zum Einsatz. Der Bereich der spektralen Empfindlichkeit des zweiten Spektrometers war etwas geringer und erstreckte sich von etwa 550 – 950 nm. Das Gitter wies eine Liniendichte von 300mm^{-1} und eine blaze-Wellenlänge von 250 nm auf. Die Anordnung der optischen Komponenten entsprach der (einfachen) Czerny-Turner-Konfiguration und der Eintrittsspalt wies eine Breite von $10\ \mu\text{m}$ auf. Die Dispersion betrug etwa $0.56\ \text{nm}/\text{Pixel}$ und unter Verwendung genannten Spaltes resultierte dies in eine optische Auflösung von circa 0.8 nm.

3.2.4 Spektrale Interferometrie (SPIDER)

Wie in Kapitel 2.4.2.1 beschrieben wird das SPIDER-Verfahren angewandt um - ohne dabei auf eine exakt charakterisierte Referenz zurückgreifen zu müssen - die spektrale Phase eines einzelnen Laserpulses zu ermitteln. Nachdem dort ausführlich auf die dem Verfahren zugrunde liegende Theorie eingegangen wurde, wird im Folgenden die experimentelle Umsetzung anhand des Versuchsaufbaus dieser Diagnostik vorgestellt.

Eine schematische Darstellung von Aufbau und Strahlführung des verwendeten kommerziellen SPIDERS kann der Leser Abbildung 3.7 entnehmen.

Nach der Einkopplung in das System müssen von dem zu vermessenden Puls zunächst zwei weitere Replika abgespaltet werden. Dies kann durch den Einsatz von Strahlteilern erreicht werden, oder - wie es hier der Fall war - indem man eine planparallele Platte durchsichtigen Materiales, einen so genannten Etalon, verwendet. Wird dieser in den Strahlengang gebracht, so entsteht an seiner Vorder- und Rückseite jeweils eine Reflektion, deren Intensität etwa 4% der Eingangsintensität entspricht und der restliche Teil des Signales wird transmittiert. Es entstehen also zwei Pulskopien, deren Intensitäten deutlich unterhalb der des dritten, passierenden Strahles liegen und die relativ zueinander verzögert sind, da durch die endliche Ausdehnung des Etalons ein Gangunterschied gegeben ist, der in einen zeitlichen Abstand der beiden Pulse resultiert. Genau diese Konfiguration eignet sich nun hervorragend für den SPIDER, und ersetzt die viel aufwendigere Alternative eines Michelson-Interferometers, welches ebenfalls zwei Pulskopien mit einem zeitlichen Abstand τ erzeugt. Der einzige Nachteil ist, dass in dieser Ausführung der Zeitabstand durch die Dicke des Substrates fest gegeben ist, wohingegen er in einem Interferometer bei Verwendung eines verstellbaren Wegunterschiedes variiert werden kann. Eine solche Konfiguration ist jedoch nur erforderlich, wenn das System hoch flexibel bezüglich der Parameter des zu vermessenden Pulses sein muss.

Wie Abbildung 3.7 entnommen werden kann, ist der Etalon (**ET**) in einem leichten Winkel in den Strahlengang gebracht, so dass der reflektierte Doppelpuls leicht versetzt zum Einkopplungspfad das Periskop **PS** erreicht; der transmittierte Teil tritt in geradeaus Richtung in den Gitterstrecker ein. Hier wird der starke chirp verursacht, welcher gewährleistet, dass die beiden kurzen Pulse im Anschluss jeweils mit einem näherungsweise monochromatischen Teil des Langen im nichtlinearen Medium hochkonvertiert werden können. Der gestreckte Puls verlässt den Gitterstrecker nach zweifachem Durchgang höhenversetzt und wird dann über Umlenkspiegel **M1** auf den fokussierenden Spiegel **FM** gebracht, dessen Brennpunkt innerhalb des BBO Kristalles liegt, in welchem die Summenfrequenzerzeugung stattfindet. Die beiden am Etalon reflektierten kurzen Pulse werden im Anschluss an das Periskop, welches ihre Polarisationsrichtung um 90 Grad dreht, so dass sie nun senkrecht polarisiert sind, über die Umlenkspiegel **M2** und **M3** ebenfalls auf **FM** gebracht. Sie erreichen den konkaven Spiegel parallel zum langen Puls, treffen jedoch um einige Millimeter höher auf das Substrat, so dass unter einem anderen Winkel einfallend in einem Raumpunkt innerhalb des Kristalles (**BBO**) mit dem langen Puls überlagert werden. Das Substrat hat eine Dicke von $100\ \mu\text{m}$. Der ebenfalls erforderliche zeitliche Überlapp der kurzen Pulse jeweils mit einem Teil des stark gestreckten Signales wird über den Abgleich der Wegstrecken beider Arme innerhalb des SPIDER-Systemes erzielt. Dafür ist die Position des Dachspiegels **D** im Gitterstrecker variierbar (in Abbildung 3.7 durch den Pfeil markiert), wodurch die Ankunftszeit des langen Pulses im Kristall an die der Kurzen angepasst werden kann.

Den Kristall verlässt auf der Winkelhalbierenden in Bezug auf die einfallenden Strahlen das

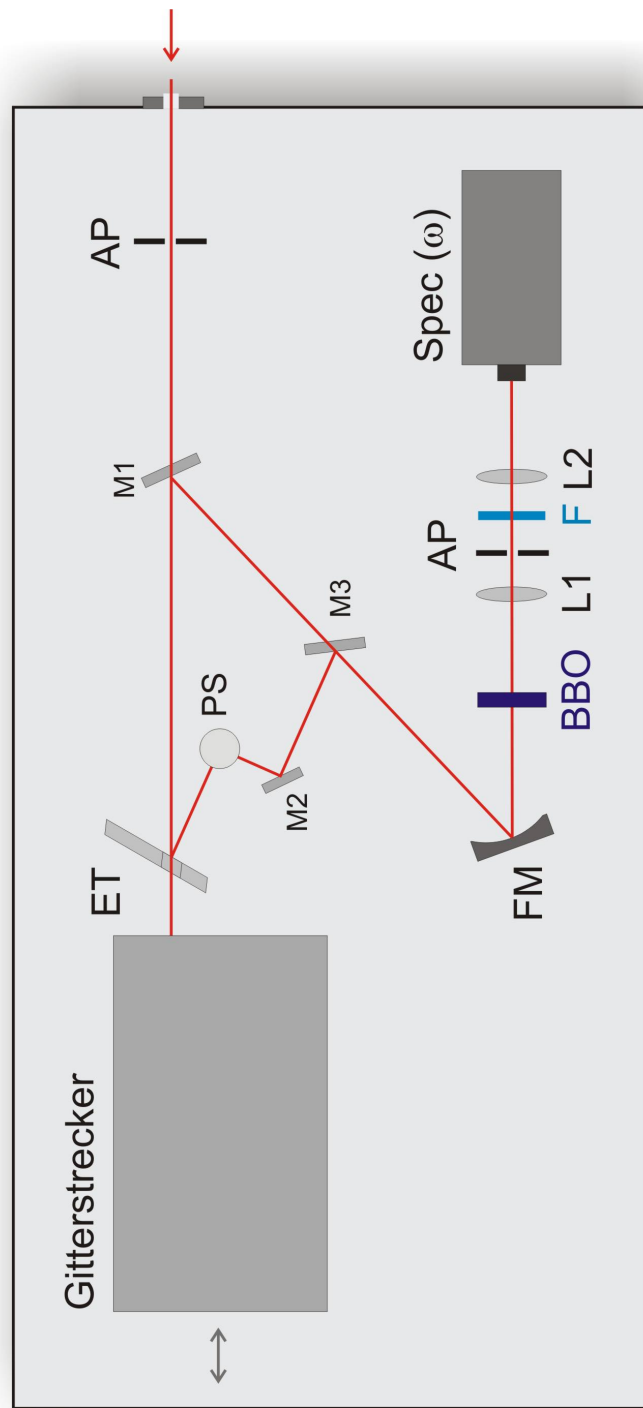


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Strahlführung im SPIDER-System

SPIDER-Signal und jeweils in Geradeausrichtung des Langen und des Doppelpulses die zweite Harmonische der entsprechenden Arme (siehe Abbildung 2.10). Von dem Fundamentalensignal verlässt ebenfalls ein Anteil den Kristall in Transmission. Die divergent aus dem Kristall kommenden Signale werden anschließend mit einer Linse (**L1**) kollimiert. Über die als Raumfilter verwendete Blende **AP**, welche sich unmittelbar hinter der Linse befindet wird das SPIDER-Signal anschließend von den beiden Armen der zweiten Harmonischen und der Fundamentalen getrennt. Dazu muss die Blende auf die Achse der Winkelhalbierenden justiert und ausreichend klein eingestellt sein. Die anschließenden Blau-Filter dienen der zusätzlichen Reduktion de Fundamentalensignales, welches eventuell den Raumfilter passiert.

Das von Fundamentalener und zweiter Harmonischer getrennte Signal, welches nun allein aus dem Summenfrequenz SPIDER-Signal besteht, wird mit Hilfe einer weiteren Linse (**L2**) auf den Eintrittsspalt eines optisches Spektrometers (**Spec**(ω)) fokussiert, das integraler Bestandteil der Anordnung ist, und es wird mittels CCD-Chip aufgenommen.

Das verwendete Spektrometer verfügt über einen CCD-Chip, der sowohl im blauen, als auch im roten Spektralbereich empfindlich ist. Dadurch können sowohl das hochkonvertierte SPIDER-Signal, welches um 2ω bei etwa 400 nm zentriert liegt, als auch die Fundamentale mit $\lambda_0 = 800$ nm aufgezeichnet werden. Für den SPIDER wird dafür die zweite Ordnung des Gitters verwendet. Dies ist von großem Vorteil, da eine benötigte Kalibrierungsmessung, die im Folgenden beschrieben wird, auf diesem Wege mit dem gleichen Spektrometer absolviert werden kann, mit dem auch das SPIDER-Signal detektiert wird.

Die Kalibrierungsmessung, die mehrfach im Rahmen der Experimente durchgeführt wurde, dient der Bestimmung des zeitlichen Abstandes τ der beiden kurzen Pulse (Doppelpuls) zueinander. Indem man die Blende **AP** öffnet, die Blaufilter aus dem Strahlengang entfernt und den langen Arm in der SPIDER-Anordnung blockiert, kann man ein Michelson-Interferogramm erzeugen, welches sich aus der Überlagerung eines Doppelpulses der Laserfundamentalen im Spektrometer ergibt. Dazu ist der BBO-Kristall nicht nötig, braucht aber auch nicht entfernt zu werden, da das Fundamentalensignal in Transmission detektiert werden kann. Da diese Messung auf der Interferenz eines Doppelpulses basiert, der auf gleiche Weise, also über Verwendung des identischen Etalon, erzeugt wird, wie der Doppelpuls für die SPIDER-Messung, ist die zeitliche Separation τ identisch. Interferieren diese Pulse anschließend in einem Spektrometer, erhält man ein Interferenzmuster mit äquidistantem Fringe-Abstand, in welchem keine Information über die Phase des Pulses enthalten ist, der zeitliche Pulsabstand sich jedoch über den Zusammenhang $\tau = 2\pi/\delta\omega$ mit dem Fringe-Abstand $\delta\omega$ im Interferenzmuster manifestiert. Die so bestimmte zeitliche Separation der beiden Pulse betrug etwa $\tau = 1.08$ ps. Zusammen mit dem Streckungsfaktor des verwendeten Gitterstreckers ergibt sich daraus eine shear von etwa $\Omega = 6.28 \cdot 10^{12}$ rads^{-1} , was bei 800 nm etwa einer Separation von 2 nm entspricht.

In dieser Konfiguration konnte die spektrale Phase von Pulsen mit einer Dauer im Bereich von 20 – 80 fs vermessen werden.

Die Auswertung der SPIDER-Interferogramme erfolgt mit einer eigens zu diesem Zweck entwi-

ckelten IDL-Routine. IDL [75] (Interactive Data Language) ist eine software der Firma ITT VIS, die eine array-basierte Programmiersprache als integralen Bestandteil enthält. IDL ist besonders geeignet für umfangreiche Daten-Analysen, zur Daten-Visualisierung und zur Entwicklung von Anwendersoftware.

Das Interferogramm wird hier als ASCII-Datensatz eingelesen und zunächst einer Fouriertransformation unterzogen, um anschließend die Filterung bei $+\tau$ mit einer Supergauß-Funktion durchführen zu können. Dann erfolgt eine Rücktransformation und das Argument des cosinus-Termes $\phi(\omega + \Omega) - \phi(\omega) + \omega\tau$ aus Gleichung 2.77 kann isoliert werden. Mit einem Phasen-Unwrap-Algorithmus, welcher auf der „Unwrap“ Funktion der software Matlab basiert, wird die Phase von Berechnungs bedingten Sprüngen befreit, die ganzzahligen Vielfachen von π entsprechen. Dan wird der linear Phasenbeitrag $\omega\tau$, basierend auf vorheriger Kalibrierungsmessung, subtrahiert und die spektrale Phase kann aus den Phasendifferenzen für Komponenten die um die shear Ω separiert sind, rekonstruiert werden. Dies kann im Rahmen der software unter Ausführung einer Integrationsrechnung oder Aufsummieren der Phasendifferenzen erzielt werden.

Ein unabhängig gemessenes Spektrum der Fundamentalen wird ebenfalls in die software eingelesen. Zusammen mit der Phase kann daraus das spektrale elektrische Feld $E(\omega)$ und durch Fouriertransformation der zeitliche Verlauf des elektrischen Feldes $E(t)$ und der zeitliche Intensitätsverlauf $I(t)$ des ultrakurzen Laserpulses bestimmt werden.

Die in Abschnitt 2.4.2.1 Abbildung 2.11 dargestellten Daten zur beispielhaften Bestimmung der spektralen Phase und der Rekonstruktion des zeitlichen Intensitätsverlaufes sind mit Hilfe dieser IDL-Routine aus dem ebenfalls abgebildeten SPIDER-Interferogramm und Laserspektrum ermittelt worden.

3.2.5 Elektronendiagnostik

Der Teil des experimentellen Aufbaus, der zur Elektronen-Diagnostik verwendet wurde, ist von Bernhard Hidding und Thomas Königstein entwickelt und realisiert worden.

Zur Detektion der laserbeschleunigten Elektronen kamen im Rahmen der Versuche Phosphor-Filme der Firma Kodak (typ: Biomax) zum Einsatz, die im Allgemeinen auch unter dem Markennamen Lanex bekannt sind. Ein solcher Film besteht aus vier Schichten: einem als Trägerschicht fungierenden Plastiksubstrat, dem Szintillator und einer beidseitig aufgebrachtten Schutzbeschichtung. Der Szintillator besteht aus einem Phosphor-Puder ($Gd_2O_2S : Tb$) und Urethan-Binder [76]. Treffen die beschleunigten Elektronen auf den Lanex-Schirm, so wird durch die deponierte Energie ein Fluoreszenzsignal hervorgerufen, dessen Helligkeit in weiten Bereichen linear zur auftreffenden Ladung ist [77]. Diese kann zugeordnet werden, wenn eine geeignete Kalibrierung der Schirme durchgeführt wurde. In [78] wurde dies zum Beispiel über eine Kreuzkalibrierung mit Image Plates [79] erzielt. Mittels Simulationen und Messungen wurde weiterhin gezeigt, dass die pro Elektron deponierte Energie in den Schirmen nahezu konstant ist

für Elektronenenergien oberhalb von 3 MeV [80, 81, 82]. Insgesamt kamen vier derartige Schirme zum Einsatz (siehe Abbildung 3.5, grün dargestellt). Zwei wurden zur Bestimmung des Elektronenstrahldurchmessers, der Divergenz und Richtung der bunches verwendet und zwei Screens waren installiert, um die Energieverteilung der Elektronen zu untersuchen, nachdem diese ein Magnetspektrometer passiert hatten. Dieses weist eine Konfiguration ähnlich des in [78] verwendeten auf. Es besteht aus einem Permanentmagneten-Paar, durch welches eine magnetische Flussdichte von etwa 0.5 T mittig zwischen den beiden Elementen erzielt wird. Der Durchmesser der Eintrittsöffnung betrug etwa 10 mm. Einer der Lanex-Screens war oben auf dem Spektrometer installiert und wurde von Elektronen mit Energien zwischen etwa 5 und 80 MeV getroffen und ein weiterer befand sich auf der Rückseite des Spektrometers, um die hochenergetischen Elektronen oberhalb von 80 MeV zu detektieren. Eine obere Grenze für die Energie, hier bei etwa 400 MeV, ist lediglich durch das Auflösungsvermögen gegeben, da das Magnetfeld eine nichtlineare Dispersion bewirkt, die mit steigender Energie der Elektronen abnimmt. Energien von weniger als 5 MeV konnten mit dem Spektrometer nicht aufgenommen werden, da dies die untere Detektions-Grenze der Anordnung darstellt. Das Auflösungsvermögen des Spektrometers variiert durch die nichtlineare Dispersion mit der Energie der Elektronen, mit der Größe der Eingangsöffnung sowie mit dem Eintrittswinkel der Elektronen. In Abhängigkeit der Ausdehnung der Eingangsöffnung und des Eintrittswinkels kann für eine gegebene Energie das Auflösungsvermögen bestimmt werden, indem man ermittelt, welcher Energiebereich der jeweiligen Projektion der Eintrittsöffnung auf die Ebene des Lanex-Screens entspricht. Beispielhaft wurde dies für einige Werte durchgeführt. Für einen monoenergetischen Elektronenbunch von 10 mm Durchmesser, welches auf Achse in das Spektrometer eintritt, ergibt sich für eine Ausgangsenergie von $E = 30$ MeV ein Auflösungsvermögen von $\Delta E = 4$ MeV, für $E = 50$ MeV ein $\Delta E = 6$ MeV, für $E = 80$ MeV ist $\Delta E = 12$ MeV, für $E = 100$ MeV ist $\Delta E = 20$ MeV und für $E = 200$ MeV ein $\Delta E = 88$ MeV. Da der transversale Durchmesser der Elektronenbunches im Allgemeinen jedoch weit unterhalb dem der Eintrittsöffnung lag, ist die resultierende Auflösung deutlich besser und die hier angegebenen Werte stellen lediglich eine untere Grenze dar. Ein dritter Film umgab die Eintrittsöffnung auf der Vorderseite des Spektrometers, um Informationen darüber zu erhalten, ob das Spektrometer gut getroffen wurde und welche Beschaffenheit das Strahlprofil aufwies. Der letzte Schirm konnte etwa 400 mm vor dem Spektrometereingang motorisiert in den Strahlengang gebracht werden, um die Strahlrichtung und das Profil bei Bedarf näher am Target untersuchen zu können. An dieser Motoreinheit befand sich zusätzlich zum Lanex eine dünne Kupferfolie, die in den Strahlengang gebracht werden konnte, um die Fundamente des Lasers zu blocken, während die energetischen Elektronen die Folie nahezu ungehindert passieren konnten. Diese Vorrichtung wurde benötigt, um eine Übersteuerung des elektroneninduzierten Fluoreszenzsignales um den Spektrometereingang durch das Laserlicht zu verhindern. Da das Spektrometer selbst über eine lichtdichte Verkleidung zum Interaktionsbereich hin verfügte, musste die Kupferfolie nicht eingefahren werden, um eine Überbelichtung der energieaufgelösten Signale mit Laserlicht zu verhindern.

Die Beobachtung des Fluoreszenzsignales wurde mit vier triggerbaren Kameras realisiert, die jeweils auf einen der Schirme ausgerichtet waren. So konnte zu jedem Schuss wie oben erwähnt

das Elektronenspektrum simultan mit dem Laserpuls vermessen werden, oder (bei eingefahrener Kupferfolie oder Lanex) die transversale Beschaffenheit des Strahles ohne Detektion des Laserpulses.

Mit dieser Anordnung wurde eine hohe Repetitionsrate von Schüssen ermöglicht, da die Kammer zwischen einzelnen Schüssen nicht belüftet werden musste, wie es unter Verwendung extern auszulesender Detektoren der Fall ist.

4 Experimentelle Ergebnisse und numerische Simulationen

4.1 Einleitung

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse vorgestellt, welche im Rahmen der Untersuchung der relativistischen Laser-Plasma-Interaktion im unterdichten Regime gewonnen werden konnten. Der Schwerpunkt dieser Arbeit lag dabei auf der Erforschung des Einflusses der Interaktion auf das Laserfeld selbst und der simultanen Untersuchung der Elektronen, die im Rahmen der Wechselwirkung beschleunigt wurden. Es wurde erstmals ein Experiment realisiert, bei dem auf single-shot Basis der ultrakurze Laserpuls mittels SPIDER und optischem Spektrometer und die Elektronen-Energiespektren simultan im hoch nichtlinearen Beschleunigungs-Regime, dem so genannten bubble-Regime detektiert wurden. Dabei ist die Interaktion für verschiedene Werte der maximalen Elektronendichte des unterdichten Targets erforscht worden.

Zu Beginn des Kapitels wird die Charakterisierung des initialen Laserpulses vor Wechselwirkung mit dem Target vorgestellt. Die Ausgangsparameter werden resümiert, um den Einfluss der Interaktion im Vergleich zu diesen interpretieren zu können. Anschließend werden die Daten der simultanen Laserpuls und Elektronen Messungen für verschiedene Elektronendichtewerte vorgestellt. Die Ergebnisse von 3-D Particle-In-Cell-Simulationen, welche in Kooperation mit A. Pukhov und O. Jansen aus dem Institut für Theoretische Physik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf durchgeführt wurden, sind ebenfalls in diesem Kapitel enthalten. Die Simulationen wurden mit Parametern erstellt, die denen der Experimente entsprachen und die Ergebnisse werden im Rahmen dieses Kapitels in Gegenüberstellung mit den experimentell bestimmten Daten präsentiert.

4.2 Bestimmung der initialen Pulsdauer

Während der Experimente kam das SPIDER-System nicht nur zur Untersuchung der Wechselwirkung des ultrakurzen hochintensiven Laserpulses mit unterdichten Plasmen zum Einsatz, sondern wurde auch verwendet, um die initiale Pulsdauer (vor der Interaktion) als output-Parameter des Lasersystemes zu charakterisieren. Im Folgenden werden exemplarisch die Ergebnisse der Pulsdauerbestimmung eines Messtages gezeigt, um zum einen die experimentelle Anwendung des SPIDER-Verfahrens aufzuzeigen und zum anderen den Ausgangszustand der Laserparameter vorzustellen.

Abbildung 4.1 enthält drei Graphen, wobei in 4.1 a) das Laserspektrum dargestellt ist, welches - wie für Ti:Sa-Lasersysteme üblich - um 800 nm zentriert liegt. Die Bandbreite betrug an diesem Messtag etwa 70 nm, was je nach Justage des Lasersystemes leicht variieren konnte. Da der verbreiternde Einfluss der Wechselwirkung mit dem Plasma auf das Laserspektrum signifikant gegenüber dieser Ausgangsbandbreite ist, können justagebedingte Schwankungen dieser Art bei der anschließenden Betrachtung und Interpretation der Messergebnisse im Hinblick auf die spektrale Veränderung des Laserspektrums jedoch vernachlässigt werden.

Der darunter liegenden Graph zeigt das mit dem Laserpuls erzeugte SPIDER-Interferogramm. Da es sich bei dem SPIDER um ein mittels Summenfrequenz erzeugtes Signal handelt, bei welchem der Puls mit sich selbst überlagert wird, ergibt sich die Zentralfrequenz des hochkonvertierten Signales aus dem zweifachen Wert der Zentralfrequenz der Fundametale. Einer Wellenlänge von 800 nm entspricht eine Kreisfrequenz von $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \approx 2.36 \cdot 10^{15} \text{ rad s}^{-1}$, also ist das SPIDER-Interferogramm des Ti:Sa-Laserpulses wie in Abbildung 4.1 b) zu erkennen bei $\omega = 4.71 \text{ rad s}^{-1}$ zentriert, was einer Wellenlänge von 400 nm entspricht und liegt im blauen Bereich des sichtbaren Spektrums. Da die Analyse des SPIDERS zur Bestimmung der spektralen Phase im Frequenzraum durchgeführt wird, ist das Interferogramm über ω aufgetragen. Ebenfalls in diesem Teil der Abbildung enthalten ist die spektrale Phase, welche aus den fringes-Abständen des SPIDERS ermittelt werden konnte. Wie man sieht zeigt die spektrale Phase über den Frequenzbereich des Laserspektrums einen nahezu konstanten Verlauf. Werte die außerhalb des Bereiches liegen, in welchem fringes sichtbar sind, enthalten keine Information zum Phasenverlauf, sondern werden über die Auswertungsroutine aus dem Rauschsignal generiert. Der lineare Phasenverlauf und somit der chirpfreie Zustand des Pulses wurde über die Justage der Kompressorgitter, beziehungsweise die Einstellungen des pulsförmigen DAZZLERs erzielt. Teil c) zeigt den basierend auf dem Spektrum und der spektralen Phase ermittelten zeitlichen Verlauf der Intensität des elektrischen Feldes $I(t) = |E(t)|^2$, welcher mittels Fouriertransformation aus dem Verlauf des spektralen elektrischen Feldes $E(\omega)$ berechnet wurde. Es konnte eine Halbwerts-Pulsdauer von $\tau_{FWHM} = 28 \text{ fs}$ ermittelt werden.

Die Bestimmung der Phase aus dem Interferogramm und die anschließende Rekonstruktion des elektrischen Feldes wird mit einer speziell für diesen Zweck programmierten IDL-Routine realisiert. Dazu wird die Fouriertransformation des Interferogramms, die anschließende Filterung und Rücktransformation berechnet und die spektrale Phase wird aus den erhaltenen Phasen-

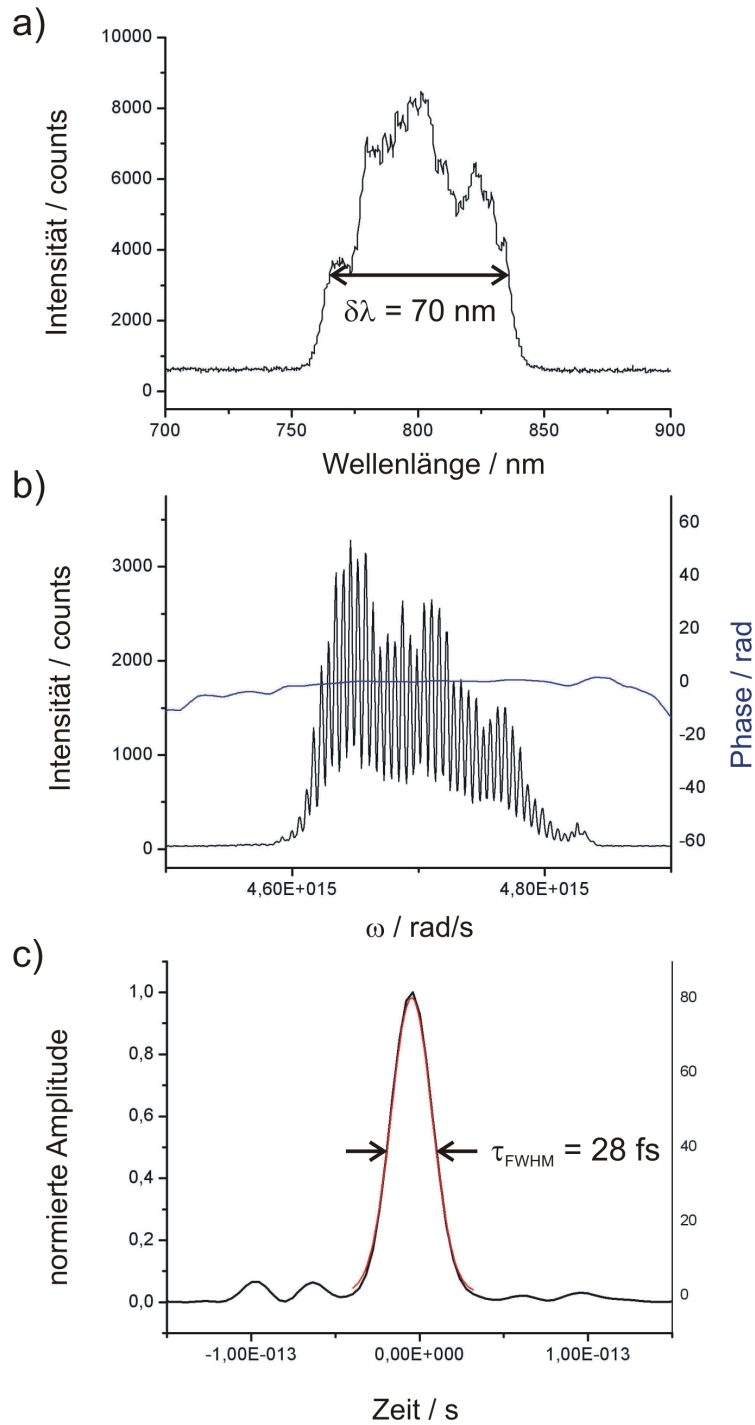


Abbildung 4.1: Zur Pulsdauerbestimmung: a) Spektrum der Laserfundamentalen und Bandbreite $\delta\lambda$, b) SPIDER-Interferogramm und ermittelte spektrale Phase, c) zeitlicher Verlauf der Intensität $I(t)$ mit Gauß-Fit (rot dargestellt)

differenzen rekonstruiert. Zusammen mit dem separat eingelesenen Spektrum des Laserpulses wird das spektrale elektrische Feld berechnet und über erneute Fouriertransformation der zeitliche Verlauf des elektrischen Feldes und der zeitliche Intensitätsverlauf, wie in Abbildung 4.1 dargestellt, bestimmt.

Da das Signal durch ein Quarzglasfenster ausgekoppelt und mittels einer Linse parallelisiert wurde, bevor es in den SPIDER eingekoppelt werden konnte, muss der über die Propagation durch diese dispersiven Medien verursachte Phasenbeitrag berücksichtigt werden. Dieser ist von positiver quadratischer Form und beläuft sich infolge von Material und Dicke auf etwa $D_2 = 100 \text{ fs}^2$. Ausgehend von einer Pulslänge von 28 fs ergibt sich mit diesem D_2 nach Gleichung 2.62 eine verlängerte Pulsdauer von 29.7 fs, was im Rahmen der hier durchgeführten Versuche als vernachlässigbar erachtet wurde. Daher ist die spektrale Phase mittels SPIDER so justiert worden, dass der Puls nach Auskopplung aus der Kammer einen flachen Phasenverlauf gezeigt hat. Bei der Interpretation der in den folgenden Abschnitte vorgestellten Ergebnissen zum Verlauf der spektralen Phase des Laserpulses nach Interaktion mit dem unterdichten Plasma muss dieser Phasenbeitrag nicht subtrahiert werden, da die Veränderung in Bezug auf eine anfänglich flache Phase stattgefunden hat.

4.3 Simultane Laserpuls und Elektronen Messungen

Im Rahmen dieser Arbeit konnten erstmals ultrakurze hochintensive Laserpulse nach Propagation durch einen Gas-Jet mittels SPIDER-Verfahren und optischem Spektrometer simultan mit den im Rahmen der relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkung beschleunigten Elektronen vermessen werden. Unter Verwendung des in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten Aufbaus wurde auf single-shot Basis sowohl der Laserpuls analysiert als auch das Spektrum der laserbeschleunigten Elektronen mit Lanex-Screens detektiert, unter anderem, nachdem diese ein Magnetspektrometer passiert hatten.

Die experimentellen Daten werden in Form von SPIDER-Interferogrammen, den daraus ermittelten spektralen Phasen, optischen Spektren, den Rohdaten des detektierten Elektronensignales und den daraus ermittelten Energiespektren der beschleunigten Elektronen präsentiert.

Alle in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse sind unter Verwendung des ebenfalls in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Überschall Gas-Jets von 2 mm Durchmesser und mit Helium als Target-Gas gewonnen worden. Die angegebenen Elektronendichten entsprechen dem zweifachen Wert der aus der interferometrischen Messung in Abhängigkeit des am Jet angelegten Hintergrunddruckes bestimmten Neutralteilchendichte. Dabei wird vom maximalen Wert der Dichte ausgegangen, der im Plateau des Jets (vergleiche Abbildung 3.4) vorherrschte und der Faktor zwei resultiert aus der Annahme, dass bei den hohen Laserintensitäten, wie sie im Rahmen der Experimente erzielt wurden, von der vollständigen Ionisation des Targetgases ausgegangen werden kann.

Im Folgenden wird zunächst der Zusammenhang zwischen dem Einfluss der Wechselwirkung auf den Laserpuls selbst und den im Target beschleunigten Elektronen über den Vergleich zweier Schüsse vorgestellt.

Anschließend wird detailliert auf die Effekte der Wechselwirkung auf das elektrische Feld des Laserpulses im hoch nichtlinearen Wellenbrechungsregime der Elektronenbeschleunigung eingegangen. Die experimentellen Ergebnisse werden mit den Ergebnissen von Particle-In-Cell Simulationen verglichen, die in Kooperation mit Oliver Jansen und Alexander Pukhov aus dem Institut für Theoretische Physik I durchgeführt wurden.

In den darauf folgenden Abschnitten wird präsentiert, wie sich im Rahmen der Experimente und den numerischen Simulationen eine Erhöhung der Elektronendichte auf den Laserpuls und das Elektronensignal ausgewirkt hat.

Die präsentierten Daten sind entsprechend der vorherrschenden Elektronendichten im Gas-Jet in drei übergeordnete Abschnitte unterteilt.

4.3.1 Elektronendichte $n_e < 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

In den Abbildungen 4.2 und 4.3 sind die experimentell bestimmten Daten von Laserpuls und Elektronen für zwei Schüssen enthalten. Die FWHM-Pulsdauer betrug, wie im vorangegangenen Abschnitt bestimmt, $\tau = 28 \pm 2 \text{ fs}$ und die resultierende peak-Intensität im Fokus nach Gleichung 3.10 bei einer Pulsenergie von etwa 1.8 J (auf dem Target) und dem in Abschnitt 3.2.1 ermittelten Fokusbereich von etwa $10 \mu\text{m}$ belief sich auf $I_0 = 4 \cdot 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$. Nach Gleichung 2.17 erhält man $a_0 = 4.3$. Diese Parameter sind, soweit nicht anders angegeben, bei allen Schüssen eingestellt worden, auf denen die im Folgenden präsentierten Ergebnisse basieren.

Unterschiede bezüglich der experimentellen Bedingungen dieser beiden Schüsse sind durch die leicht unterschiedlichen Elektronendichten im Plateau des Jets von $n_e = 8.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (Abbildung 4.2) und $n_e = 6.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (Abbildung 4.3) gegeben und, was hier ausschlaggebend ist, durch unterschiedliche Positionen des Fokus in Bezug auf das gasförmige Target. Für den Schuss aus Darstellung 4.2 war dieser um $300 \mu\text{m}$ vorgezogen worden, im Gegensatz zur üblichen Fokusposition über der Innenkante des Gas-Jets (vergleiche Abbildung 3.4 zum Profil des Gas-Jets). Infolge der divergenten Natur des Strahles ergibt sich so ein stark vergrößerter Fokusbereich im Zentrum des Dichtegradienten oberhalb der Düsenkante von zirka $50 \mu\text{m}$ und eine reduzierte Intensität. Für den Schuss dessen Daten in Abbildung 4.3 enthalten sind, lag der Fokus hingegen an der üblichen Position.

Die beiden Abbildungen zeigen, wie sich die Veränderung der Fokussituation auswirkt. Besonders der Zusammenhang zwischen dem Einfluss der Interaktion auf den Laserpuls selbst und der Beschleunigung der Elektronen im Target wird durch den Vergleich der beiden Schüsse deutlich. Dem SPIDER-Interferogramm aus Abbildung 4.2 a) kann entnommen werden, dass das Spektrum des Laserpulses durch die Interaktion mit dem unterdichten Plasma bei diesem Schuss nur geringfügig beeinflusst wurde. Der Vergleich mit dem initialen Interferogramm aus

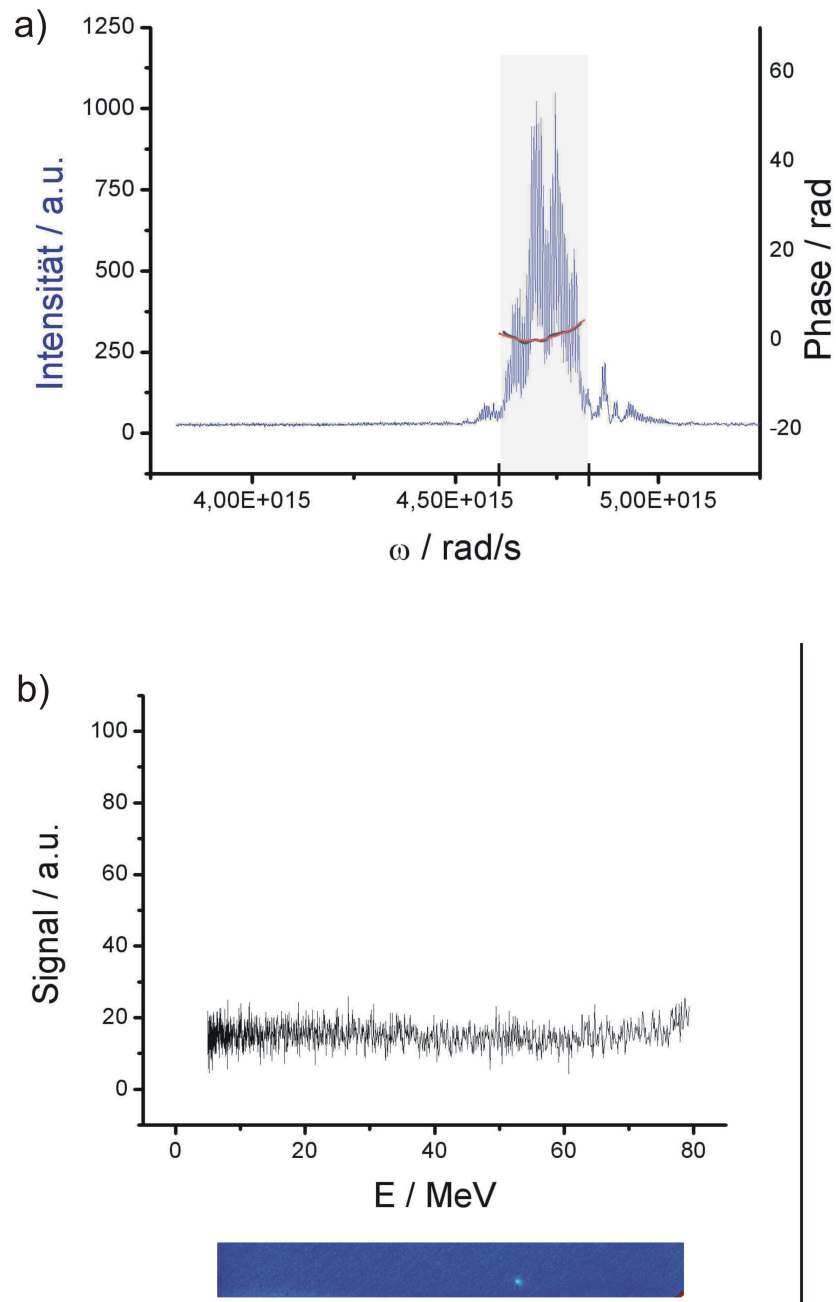


Abbildung 4.2: Fokusposition: $z = -300 \mu\text{m}$ a) SPIDER-Interferogramm und spektrale Phase mit polynomieller Fit-Funktion b) simultan detektiertes Spektrum der beschleunigten Elektronen (mit farbig dargestelltem Rohspektrum) für eine Elektronendichte von $n_e = 8.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

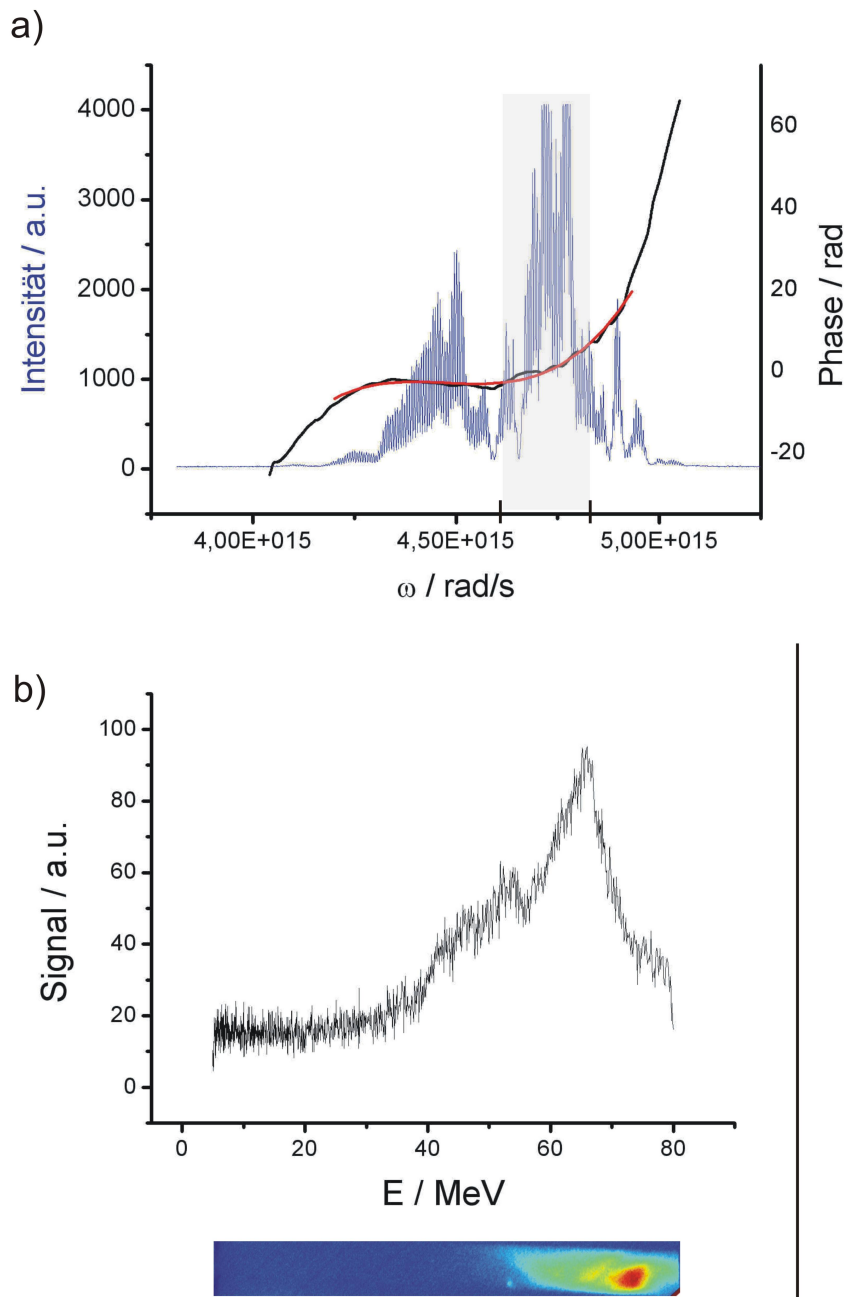


Abbildung 4.3: Fokusposition: $z = 0$ a) SPIDER-Interferogramm und spektrale Phase mit polynomieller Fit-Funktion b) simultan detektiertes Spektrum der beschleunigten Elektronen (mit farbig dargestelltem Rohspektrum) für eine Elektronendichte von $n_e = 6.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

Abbildung 4.1 b) zeigt, dass im roten und blauen Wellenlängenbereich nur minimal neue spektrale Komponenten generiert wurden. Zur Verdeutlichung ist der Spektralbereich in welchem der mit der Laserfundamentalen erzeugte SPIDER Komponenten aufweist in der Abbildung grau hinterlegt. Die simultane Beobachtung der laserbeschleunigten Teilchen hat bei diesem Schuss ergeben, dass im Plasma keine Elektronen auf eine Energie oberhalb von 5 MeV beschleunigt wurden, was dem unteren Detektionslimit der verwendeten Elektronendiagnostik entspricht. In Darstellung 4.2 b) unten weist die Rohaufnahme des Lanex-Schirms kein Signal auf, was dementsprechend auch für das daraus ermittelte Energiespektrum der Elektronen gilt. Das Roh-Bild zeigt eine Aufnahme des im Magnetspektrometer verwendeten Fluoreszenz-Schirmes (Lanex), dessen Position die Detektion von Elektronen im unteren Energiebereich zwischen etwa 5 und 80 MeV erlaubte. Auf dem Schirm für die höherenergetischen Elektronen ist ebenfalls kein Fluoreszenzsignal verursacht worden, weshalb keine Daten zusätzlich für diesen Energiebereich präsentiert werden. Betrachtet man hingegen das in Darstellung 4.3 b) aufgetragene Elektronenspektrum, so sieht man, dass bei diesem Schuss ein Elektronenbunch erzeugt wurde, der eine quasi-monoenergetische Energieverteilung aufweist. Dies wird durch das lokal begrenzte Signal auf dem Rohbild im unteren Teil der Abbildung und durch die deutliche Erhöhung der Elektronenanzahl im daraus ermittelten Energiespektrum bei knapp 70 MeV deutlich, welches direkt oberhalb des Rohbildes dargestellt ist. Die Detektion dieses quasi-monoenergetischen Elektronensignales verdeutlicht, dass die Beschleunigung der Teilchen im Plasma im hoch nicht-linearen Wellenbrechungsregime, dem in Abschnitt 2.3.1 vorgestellten bubble-Regime erfolgte. Das simultan detektierte SPIDER-Interferogramm in Teil a) der Darstellung zeigt, dass der Einfluss der Interaktion auf den Laserpuls selbst in diesem Beschleunigungsregime von anderer Natur ist, als es für den Schuss von 4.2 der Fall war, bei dem keine Elektronenbeschleunigung beobachtet wurde. Der Laserpuls und somit das SPIDER-Signal hat signifikant spektrale Verbreiterung im Plasma erfahren, was besonders im Vergleich mit dem grau hinterlegten Bereich hervorgeht, welcher auch hier die Bandbreite des Fundamentalens-SPIDERS angibt. Weiterhin kann eine Verschiebung des Spektrums zum roten Wellenlängenbereich, entsprechend geringeren Frequenzen, hin beobachtet werden. Die Wechselwirkung des Pulses mit der lasergetriebene Plasmawelle, in welcher die Elektronen gefangen werden und Beschleunigung erfahren resultiert auch in eine Veränderung der spektralen Zusammensetzung des Laserpulses selbst, worauf weiter unten detailliert eingegangen wird. Für die verschlechterte Fokusbedingung konnte keine Elektronenbeschleunigung beobachtet werden, während der simultan untersuchte Laserpuls nur eine schwach ausgeprägte Beeinflussung durch die Interaktion erfahren hat.

Dieses Ergebnis ist so zu interpretieren, dass durch die Vergrößerung des Fokus und die damit verbundene deutliche Intensitätsreduktion verhindert wurde, dass eine stark nichtlineare Plasmawelle hoher Amplitude vom Laserpuls getrieben wurde, welche zum Einen das Laserfeld selbst hätte modifizieren können und in welcher zum Anderen Elektronenbeschleunigung hätte stattfinden können. Besonders die Unterbindung der Selbstfokussierung des Laserpulses infolge der verschlechterten Fokussituation (bei nahezu gleicher Dichte) wird hier dazu beigetragen haben, dass die Wechselwirkung von völlig anderer Natur ist, als für den Fall der Fokusposition im Zentrum des Dichtegradienten. Hier wird der Laserpuls stark spektral verbreitert und erfährt

Rotverschiebung, bei gleichzeitiger Generierung eines quasi-monoenergetischen Elektronenbunches im Plasma.

Auch bezüglich der Phase führt die veränderte Fokusposition zu einer Abweichung. Während aus dem SPIDER aus Bild a) positive Phasenbeiträge zweiter und dritter Ordnung ermittelt werden konnten, worauf weiter unten detailliert eingegangen wird, hat die Auswertung des Interferogrammes b) nur eine positive quadratische Phase ergeben.

Der Vergleich dieser beiden Messungen zeigt auf, dass der Laserpuls selbst im Rahmen der Interaktion mit dem unterdichten Plasma bei Vorhandensein einer lasergetriebenen Plasma-welle signifikant modifiziert wird. Propagiert der Laserpuls unter schlechten Fokusbedingungen durch das Plasma, so erfährt sein Spektrum nur eine wesentlich geringere Beeinflussung. Auch der Zusammenhang zwischen der Beschaffenheit des Laserspektrums, beziehungsweise des SPIDER-Signales und der Elektronenbeschleunigung wird durch diesen Vergleich besonders hervorgehoben. Im bubble-Regime, in welchem ein quasi-monoenergetischer Elektronenbunch erzeugt wurde, hat der Laserpuls selbst ausgeprägt Modifikation erfahren. Verändert man die experimentellen Parameter derart, dass dieses Beschleunigungsregime nicht erreicht wird, was hier durch eine signifikante Verschiebung des Laserfokus vor die Innenkante des Gas-Jets erzielt wurde, findet keine Elektronenbeschleunigung statt und gleichzeitig ist der Einfluss der Wechselwirkung auf den Laserpuls von geringer Ausprägung, obwohl dieser wie im vorherigen Falle durch das komplette Target propagiert ist.

Der bei dem Schuss aus Abbildung 4.3 vorherrschenden Elektronendichte von $n_e = 6.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ entspricht nach Gleichung 2.30 eine (klassische) Plasmafrequenz von $\omega_p = 1.45 \cdot 10^{14} \text{ rad s}^{-1}$ und nach Gleichung 2.31 eine zugehörige Plasmawellenlänge von $\lambda_p = 13 \mu\text{m}$.

Das Elektronenspektrum zeigt einen stark nicht exponentiellen Verlauf mit einem monoenergetischen peak, was verdeutlicht, dass die Elektronenbeschleunigung im bubble-Regime stattgefunden hat. Die räumliche Ausdehnung (FWHM) des Laserpulses im Plasma betrug $c\tau = 8.4 \mu\text{m}$, lag also unterhalb der Plasmawellenlänge λ_p , was einer der Voraussetzungen für das reine bubble-Regime entspricht [5].

Entsprechend der in [30] heuristisch abgeleiteten similarity-Theorie für das bubble-Regime können die dort angegebenen Parameterbereiche mit den im Rahmen der Experimente vorherrschenden Werten verglichen werden. Aus der similarity-Theorie geht hervor, dass der optimale Radius des Laserfokus gegeben ist durch

$$k_0 R \approx S^{-\frac{1}{2}}, \quad (4.1)$$

mit dem similarity-Parameter $S = \frac{n_e}{a_0 n_c}$. Daraus ergibt sich mit $n_e = 6.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $a_0 = 4.3$ ein optimaler Fokusradius von $R = 4.2 \mu\text{m}$, was in etwa in Übereinstimmung mit dem im Rahmen der Experimente vermessenen Fokus liegt (vergleiche Abschnitt 3.2.1). Weiterhin muss nach [30] die Laserleistung oberhalb von

$$P_{bubble} = \left(\frac{\tau[\text{fs}]}{\lambda[\mu\text{m}]} \right) \cdot 30 \text{ GW} \quad (4.2)$$

liegen, was für eine Pulsdauer von $\tau = 28 \text{ fs}$ und eine Wellenlänge $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ bedeutet, dass die Bedingung $P > 37 \text{ TW}$ erfüllt sein muss. Aus den 1.8 J Pulsenergie auf Target bei 28 fs Pulsdauer resultiert eine Laserleistung $P = 64 \text{ TW}$, womit auch die für das Erreichen des bubble-Regimes benötigte kritische Leistung deutlich überschritten wurde.

Eine weitere Bedingung ist für die Pulsdauer über

$$\tau \leq \frac{R}{c} \quad (4.3)$$

mit dem Fokusradius R gegeben. Ausgehend von einem Radius von $5 \mu\text{m}$ erhält man eine optimale Pulsdauer von etwa 15 fs , die unterhalb der experimentellen Pulsdauer von 28 fs liegt. Obwohl die Skalierung nicht explizit von der Elektronendichte abhängt (siehe Gleichung 2.45), kann für einen Laserpuls gegebener Leistung P und Pulsdauer τ der Dichtebereich $n_{min} < n_e < n_{max}$ gefunden werden, in welchem für gegebene Pulsparameter das bubble-Regime erreicht werden kann. Für die Dichten gilt

$$n_{min} \approx n_c \frac{P_{rel}}{P} \quad n_{max} \approx n_c \sqrt{\frac{P}{P_{rel}}} \frac{1}{\omega_0 \tau}, \quad (4.4)$$

mit der natürlichen relativistischen Leistungseinheit $P_{rel} = m_e^2 c^5 / e^2 \approx 8.5 \text{ GW}$. Dieser Dichtebereich existiert nur, wenn für die Laserleistung $P > P_{bubble}$ erfüllt ist. Für einer Laserleistung von $P = 64 \text{ TW}$ ergibt sich für die Elektronendichte die Bedingung

$$2.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} < n_e < 2.3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}, \quad (4.5)$$

welche für diesen Schuss, bei dem eine Elektronendichte von $n_e = 6.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ vorherrschte, sowie für alle anderen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente erfüllt war.

Abbildung 4.16 a) zeigt das bei diesem Schuss simultan detektierte optische Spektrum des Laserpulses. Für diesen Schuss kam das Ersatzspektrometer zum Einsatz, welches in Abschnitt 3.2.3 beschrieben ist. Darunter ist die Einhüllende des SPIDERS aus Abbildung 4.3 dargestellt, wobei diese in den Fundamentalenraum zurückgeschoben wurde. Die neue Achse wurde berechnet, indem von jedem Kreisfrequenzwert der SPIDER-Achse der Wert $\omega_{sh} = 2.364 \cdot 10^{15} \text{ rad s}^{-1}$ subtrahiert wurde. Dieser kann experimentell aus dem Vergleich des SPIDERS mit einem Michelson-Interferogramm bestimmt werden, welches man durch Blockieren des langen Armes im Aufbau erzeugt. Dadurch erhält man den exakten Frequenzwert, um welchen der SPIDER infolge der Summenfrequenzerzeugung in Bezug auf die Fundamentale verschoben wurde. Diese Frequenz entspricht in etwa der Fundamentalen-Wellenlänge von 800 nm , da die beiden Pulse mit einer weiteren Kopie ihrer selbst hochkonvertiert werden. In Abhängigkeit der zeitlichen Verzögerung des Doppelpulspaares relativ zum langen Puls kann der Wert jedoch leicht variieren und muss

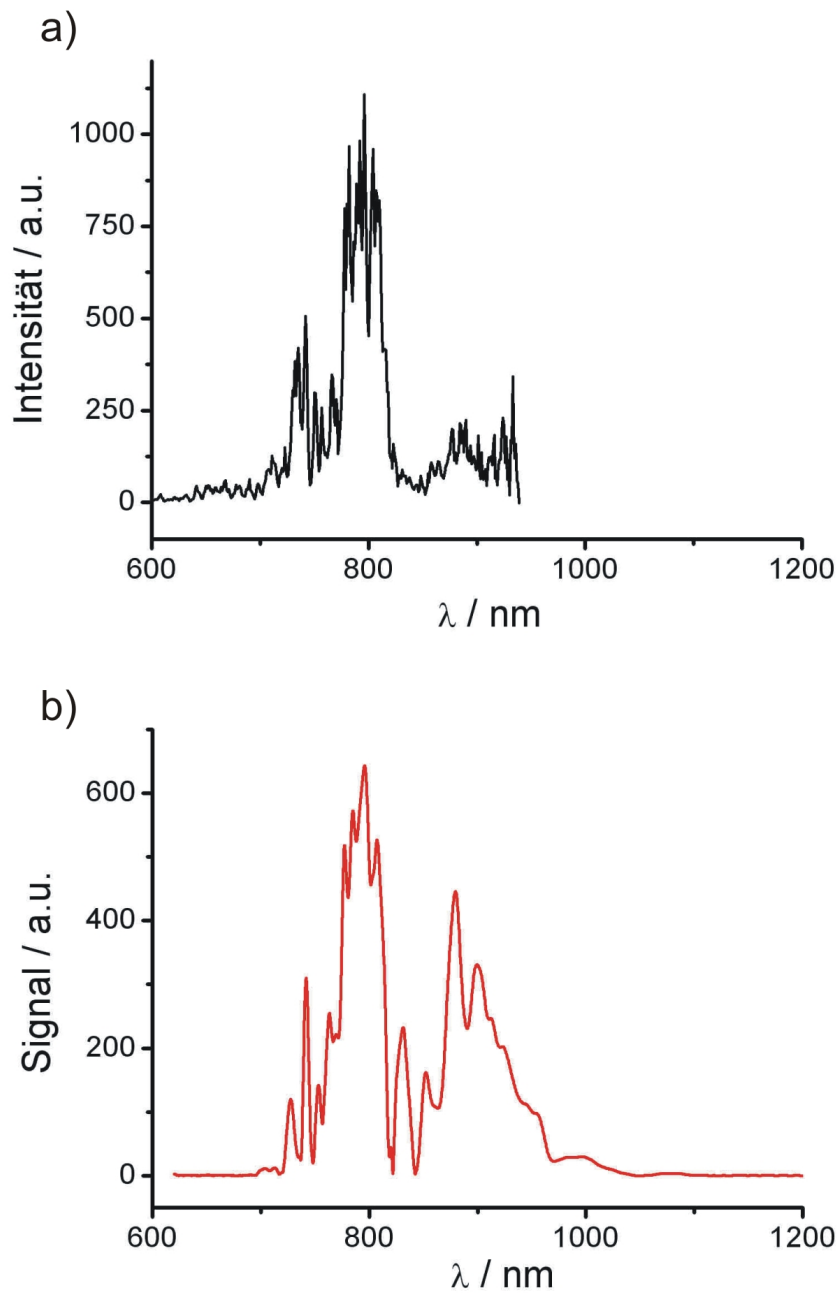


Abbildung 4.4: a) Simultan zum Schuss aus Abb. 4.3 für $n_e = 6.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ aufgezeichnetes Spektrum des Laserpulses und b) Einhüllende des SPIDER-Interferogrammes backshifted in den ω -Raum

daher individuell aus den Daten ermittelt werden. Zur Bestimmung des Verlaufes der relativen spektralen Phase im Fundamentalraum des zu vermessenden Pulses muss eine Rückschiebung der Achse identischer Art vorgenommen werden. Da die Phasenbestimmung nur im 2ω -Raum über Erzeugung des SPIDERS möglich ist, erhält man die Daten zunächst in einem Frequenzbereich, in dem der zu charakterisierende Laserpuls keine spektralen Komponenten aufweist. Erst die Verschiebung in den ω -Raum über Subtraktion von ω_{sh} liefert den Phasenverlauf im Spektralbereich des Laserpulses.

Die Einhüllende des SPIDER-Interferogrammes wurde, wie die Differenzphase, über Fouriertransformation und anschließende Filterung im Zeitraum erhalten. Um die Einhüllende zu bestimmen muss - entgegen der Filterung um $+\tau$ im Falle der Phasenbestimmung - der um null zentrierte Teil des transformierten Signales gefiltert werden (vergleiche Abbildung 2.11 links, mittlerer Graph).

Es ist zu beachten, dass die hier dargestellte Einhüllende nicht dem Spektrum des zu charakterisierenden Laserpulses entspricht. Die Erzeugung des SPIDERS basiert auf einem nichtlinearen Prozess und das Signal ist proportional zum Quadrat der Intensität des Laserpulses. Weiterhin variiert die Konversionseffizienz der Summenfrequenzerzeugung mit der Wellenlänge und die spektrale Empfindlichkeit des CCD-Detektors im Spektrometer sowie die Effizienz des verwendeten Gitters können in eine Abweichung des Verlaufes der spektralen Intensität des SPIDER-Interferogrammes von der Laserfundamentalen resultieren. Dennoch kann man eine recht gute Übereinstimmung von Laserspektrum und Einhüllender im Bereich von 700 nm bis etwa 850 nm beobachten, was dafür spricht, dass die genannten Effekte zu keiner drastischen Abweichung in diesem Bereich führen. Oberhalb dieses Bereiches führt vor allem die geringe spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers, welches zur Detektion des Laserspektrums verwendet wurde zu einem stark unterschiedlichen Verlauf der beiden Kurven.

Aus dem Vergleich dieser beiden Graphen geht direkt ein großer Nachteil der verwendeten Diagnostik hervor - die Detektion der Laserfundamentalen war zum roten Ende des Spektrums hin auf einen geringeren Spektralbereich beschränkt, als die erzeugten Interferogramme im 2ω -Raum, die zur Untersuchung der Phase detektiert wurden. Die Rekonstruktion des elektrischen Feldes kann jedoch nur erfolgen, wenn über den gesamten Spektralbereich sowohl der Verlauf der spektraler Amplitude, als auch der der spektralen Phase bekannt ist.

Das Laserspektrum ist bezüglich der spektralen Empfindlichkeit korrigiert worden, was über eine Kalibrierungsmessung mit einer Wolframbandlampe erzielt wurde, die Empfindlichkeit ist für Wellenlängen größer als 900 nm jedoch so gering, dass hier kein Signal oberhalb des Rauschwertes detektiert wurde und die Multiplikation mit der Kalibrierungsfunktion keine verlässlichen Werte liefert.

Durch Teil b) der Abbildung wird hingegen ein besonderer Vorteil der verwendeten Diagnostiken deutlich, der dem Problem der eingeschränkten Bandbreite des Fundamental-Spektrometers entgegensteht. Durch die Summenfrequenzerzeugung wird das Signal zum einen in den 2ω -Raum verschoben, wodurch sich eine SPIDER-Zentralfrequenz von etwa 400 nm ergibt - in diesem Bereich verfügt der Detektor des SPIDER-Spektrometers über ausreichende Empfindlichkeit. Durch die Hochkonvertierung wird zum anderen die Bandbreite im 2ω Raum gegenüber

der ursprünglichen Bandbreite der Fundamentalen etwa um einen Faktor vier reduziert, was sich aus den folgenden Überlegungen ergibt. Der (nichtlineare) Zusammenhang zwischen der Wellenlänge λ und der Kreisfrequenz ω ist gegeben durch $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$. Für die Bandbreiten gilt $\Delta\lambda = \left|\frac{\partial\lambda}{\partial\omega}\right|\Delta\omega$ und mit $\left|\frac{\partial\lambda}{\partial\omega}\right| = \frac{2\pi c}{\omega^2}$. Zusammen mit $\omega^2 = \frac{4\pi^2 c^2}{\lambda^2}$ erhält man $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \Delta\omega$. Einsetzen der neuen Zentralwellenlänge im 2ω -Raum von $\lambda_{2\omega} = \frac{1}{2}\lambda_\omega$ liefert

$$\Delta\lambda_{2\omega} = \frac{\left(\frac{1}{2}\lambda_\omega\right)^2}{2\pi c} \Delta\omega = \frac{1}{4} \Delta\lambda_\omega. \quad (4.6)$$

Eine weitere Veränderung der Bandbreite des 2ω -Signales wird durch die nichtlineare Natur des SFG-Prozesses bedingt. Durch die Proportionalität zum Quadrat der Intensität wird eine zeitliche Verkürzung der Pulse verursacht, da der mittlere, intensivere Teil des Pulses in ein deutlich stärkeres Summenfrequenz-Signal resultiert, während in den Pulsflanken die Umwandlungseffizienz stark abnimmt. Dies manifestiert sich entsprechend dem Pulsdauer-Bandbreite-Produkt aus Gleichung 2.63 in einer Erhöhung der Bandbreite. Für gaußförmige Pulse ergibt sich eine Erhöhung der Bandbreite im 2ω -Raum um den Faktor $\sqrt{2}$.

Der Vergleich von Spektrum und SPIDER in Abbildung 4.1 des initialen Laserpulses vor der Interaktion zeigt über welchen Wellenlängen- beziehungsweise Frequenzbereich sich das Signal vor beziehungsweise nach Bildung der Summenfrequenz im nichtlinearen Medium erstreckt. Die Fundamentale in Teil a) der Abbildung reicht von etwa 765 – 836 nm mit einer Bandbreite von etwa 70 nm. Diesen Wellenlängen entspricht jeweils eine Kreisfrequenz von $2.46 \cdot 10^{15} \text{ rad s}^{-1}$ beziehungsweise $2.26 \cdot 10^{15} \text{ rad s}^{-1}$. Addiert man zu jedem dieser Werte die der Zentralwellenlänge entsprechende Kreisfrequenz von $2.36 \cdot 10^{15} \text{ rad s}^{-1}$, so erhält man - wie infolge der Hochkonvertierung des bei 800 nm zentrierten Pulses mit einer Kopie seiner selbst - ein Spektrum nach Summenfrequenzbildung, welches sich von $4.61 - 4.82 \cdot 10^{15} \text{ rad s}^{-1}$ erstreckt. Wiederum ausgedrückt in Wellenlängen, entspricht dies einem Bereich von etwa 391 – 409 nm, also einer Bandbreite von 18 nm nach der Hochkonvertierung, was etwas mehr als einem Viertel der Bandbreite im Fundamentalenraum entspricht.

Diese starke Reduktion der Bandbreite im 2ω -Raum gegenüber dem Fundamentalen-Raum hat es im Rahmen der Experimente ermöglicht, einen weitaus größeren Spektralbereich beobachten zu können, als ohne Summenfrequenzerzeugung und unter Verwendung herkömmlicher Spektrometer und CCD-Detektoren möglich ist. Obwohl aus oben erwähnten Gründen die Einhüllende des SPIDER-Signales nicht exakt dem Spektrum der Fundamentalen entspricht, kann das so erzeugte Signal dennoch herangezogen werden, um den Einfluss der Laser-Plasma-Wechselwirkung auf die spektrale Zusammensetzung des Laserpulses zu untersuchen. Verschiebt man die Einhüllende eines erzeugten Interferogrammes in den ω -Raum zurück, so kann entnommen werden, in welchem Wellenlängenbereich die Fundamentale spektrale Komponenten aufgewiesen haben muss, damit wiederum das entsprechende Interferogramm bei korrespondierenden Komponenten im 2ω -Raum erzeugt werden konnte.

Die Beobachtungen zur Beschaffenheit des Laserpulses nach der Interaktion mit dem unterdichten Plasma werden, bedingt durch die genannten Vor- und Nachteile, sowohl anhand der detektierten Spektren der Fundamentalen, als auch der mittels dieser Fundamentalen erzeugten

SPIDER-Interferogramme vorgestellt.

Das optische Spektrum aus Abbildung 4.16 a) und das in Abbildung 4.3 a) dargestellte SPIDER-Interferogramm zusammen mit der im ω -Raum aufgetragenen Einhüllenden (siehe Abbildung 4.16 b)) veranschaulichen besonders deutlich die Effekte der Laser-Plasma-Wechselwirkung auf die spektrale Zusammensetzung des Laserpulses. Der Einfluss auf den Verlauf der spektralen Phase kann ebenfalls Darstellung 4.3 a) entnommen werden, in welcher diese enthalten ist. Mehrere Signifikante Veränderungen konnten beobachtet werden - am deutlichsten ist die spektrale Verbreiterung des Laserpulses zu erkennen, die auch in eine erhöhten Bandbreite des SPIDER-Signales resultiert. Abbildung 4.1 kann entnommen werden, dass sich das Fundamentalen-Interferogramm von etwa 4.6 rads^{-1} bis knapp oberhalb von 4.8 rads^{-1} erstreckt. Das hier dargestellte Interferogramm weist auf beiden Seiten außerhalb dieses Bereiches neue spektrale Komponenten auf, die im Rahmen der Plasmaerzeugung beziehungsweise Laser-Plasma-Interaktion, insbesondere der Wechselwirkung mit der stark nichtlinearen Plasmawelle generiert wurden. Dabei ist die Entstehung der zusätzlichen spektralen Komponenten von sehr komplexer Natur. Im Fundamentalspektrum kann die Verbreiterung auf einem - aus oben genannten Gründen - eingeschränkten Spektralbereich ebenfalls beobachtet werden.

Die im blauen Teil des Spektrums generierten Komponenten können auf die in Abschnitt 2.3.5 eingeführte ionisationsinduzierte Blauverschiebung zurückgeführt werden. Dabei handelt es sich um einen laserinduzierten Selbstphasenmodulations-Prozess, bei dem die auf Ionisation basierende zeitabhängige Veränderung der Elektronendichte zu einer Verschiebung der Komponenten zum blauen Wellenlängenbereich führt. Da durch die Ionisation eine Erhöhung der Elektronenanzahl und somit eine Absenkung des Brechungsindex im Bereich des Plasmas hervorgerufen wird, in dem der Laserpuls ausreichender Intensität propagiert und die Rekombinationsprozesse aufgrund der geringen Pulsdauer vernachlässigt werden können, führt dieser Effekt zu einer während des Pulses monoton ansteigenden Elektronendichte und verursacht einen Blau-shift des Spektrums.

Die allgemeine (symmetrische) Verbreiterung des Spektrums kann über den Effekt der relativistischen Selbstphasenmodulation (R-SPM) und die Wechselwirkung des Laserpulses mit der durch ihn erzeugten stark nichtlinearen Plasmawelle erklärt werden. Die R-SPM entsteht durch die Modifikation des Plasmabrechungsindex infolge der relativistischen Massenzunahme der Elektronen im elektrischen Feld des Laserpulses. Der zeitliche Verlauf des Pulses (siehe Abbildung 4.1 c)) bedingt über die Abhängigkeit des Brechungsindex vom γ -Faktor der Elektronen eine intensitätsabhängige Phasenverschiebung, die in eine lokale Änderung der Frequenz resultiert - vergleiche Abschnitt 2.3.3. Dabei erfährt die Pulsfront, die ein ansteigendes γ und somit auch einen ansteigenden Brechungsindex „sieht“ eine Rotverschiebung, während der hintere Teil des Pulses zum blauen Wellenlängenbereich verschoben wird. Der Puls weist dadurch bedingt einen positiven chirp auf, was einem positiven quadratischen Verlauf der relativen spektralen Phase entspricht. Dies wurde experimentell beobachtet - der ebenfalls in Abbildung 4.3 enthaltene Verlauf der spektralen Phase weist positive Komponenten zweiter und dritter Ordnung auf, worauf weiter unten detailliert eingegangen wird.

Die aus der ponderomotorischen Verdrängung resultierende Modifikation der Elektronendichte und nach Formel 2.46 des Plasmabrechungsindex bewirkt ebenfalls eine Verbreiterung des Spektrums. Ist die Ausdehnung des Laserpulses $c\tau$ wie bei den diesem Schuss zugrunde liegenden Parametern vergleichbar mit der Plasmawellenlänge λ_p , so ist die Selbstphasenmodulation infolge der Verdrängung der Elektronen von ähnlicher Natur wie die relativistische Selbstphasenmodulation. Der Puls erfährt in der Flanke Rot- und im hinteren Teil Blauverschiebung. Ist die Laserintensität ausreichend hoch, um im Plasma nahezu elektronenfreie Bereiche zu induzieren, so bleibt zu beachten, dass innerhalb dieser Bereiche der Puls nur eine sehr geringe bis gar keine Beeinflussung erfährt.

Weiterhin fällt auf, dass das detektierte Interferogramm eine globale Rotverschiebung erfahren hat - die Zentralfrequenz hat sich von dem Ausgangswert von $4.7 \cdot 10^{15} \text{ rad s}^{-1}$ (vergleiche Abbildung 4.1 b)), was einer Wellenlänge von 400 nm entspricht auf etwa $4.6 \cdot 10^{15} \text{ rad s}^{-1}$, beziehungsweise 410 nm verschoben. Dies entspricht einer Verschiebung der Zentralwellenlänge im Fundamentalenraum von ursprünglich 800 nm auf etwa 840 nm, wie man dem Graphen der SPIDER-Einhüllenden entnehmen kann. Die Änderung der spektralen Komponenten zum roten Ende des Spektrums hin ist eine direkte Konsequenz aus der Wechselwirkung des Laserpulses mit der hoch nichtlinearen Plasmawelle. Bei der Ausbreitung durch den Gas-Jet wird durch die ansteigende Flanke des Lasers das Helium vollständig ionisiert und der zentrale hochintensive Teil des Pulses regt wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben über die ponderomotorische Kraft eine Plasmawelle sehr hoher Amplitude an. In diesem Szenario breitet sich ein großer Teil des Pulses (für $c\tau < \lambda_p$) entlang eines negativen Gradienten des Plasmabrechungsindex aus - er läuft aus einem Bereich geringer in einen Bereich erhöhter Elektronendichte. Besonders für nichtlineare Plasmawellen, deren Struktur der in Abbildung 2.4 b) dargestellten typischen Sägezahnform entspricht, ist dieser Gradient sehr groß und die Wechselwirkung resultiert in einen starken Rot-shift des Spektrums.

Die aus dem mit der Fundamentalen generierten SPIDER-Interferogramm ermittelte spektrale Phase ist, zusammen mit einer Fit-Funktion polynomiellen Verlaufes (in der Darstellung rot), ebenfalls in Abbildung 4.3 a) enthalten. Wie in Abbildung 2.11 aus dem Grundlagen-Kapitel anhand eines Flussdiagrammes schematisch dargestellt, wurde der Phasenverlauf über Fouriertransformation des Interferogrammes, Filterung des Signales im Zeitraum bei $t = +\tau$ und anschließende Rücktransformation erhalten. Nach dieser Prozedur kann der Term isoliert werden, welcher die Phasendifferenzen $\phi(\omega + \Omega) - \phi(\omega)$ für spektrale Komponenten innerhalb des Laserpulses, die durch die zuvor eingeführte spektrale shear separiert sind und die durch die zeitliche Trennung der Pulse verursachte lineare Phase $\omega\tau$ enthält. Über Subtraktion der linearen Phase, die mittels einer Kalibrierungsmessung eines Michelson-Interferogrammes ermittelt wird, können die Phasendifferenzen bestimmt und über anschließende Integrierung kann der Verlauf der spektralen Phase des Laserpulses bestimmt werden. Darstellung 4.5 zeigt ein Problem auf, welches im Zusammenhang mit der Phasenbestimmung aufgetreten ist, wenn sich innerhalb der Interferogramme Bereiche befunden haben, in denen die Intensität auf null abgesunken ist. An dieser Stelle weicht das Interferogramm durch das Minimum von der fringe-Struktur ab und

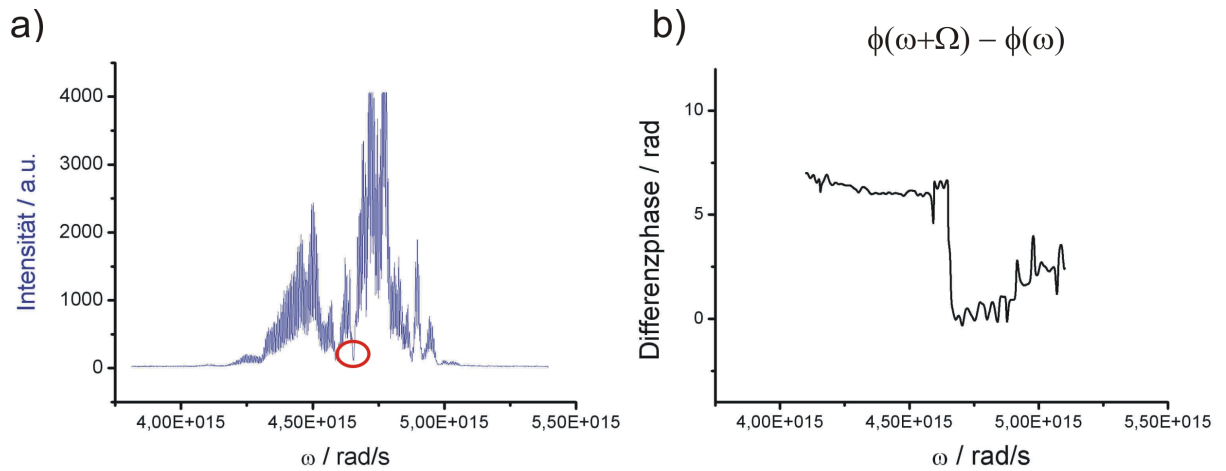


Abbildung 4.5: a) SPIDER mit markiertem Bereich eines Intensitätsminimums b) aus dem Interferogramm bestimmter Verlauf der Differenzphase mit Sprung an der entsprechenden Stelle im Frequenzraum

die Auswertungsroutine liefert einen nicht physikalischen Phasensprung. In Teil a) der Abbildung ist das Interferogramm enthalten, wobei das Intensitätsminimum rot markiert ist. Teil b) enthält die aus den fringe-Abständen ermittelte Differenzphase, von welcher die lineare Phase bereits subtrahiert wurde, wobei die Stelle im Frequenzraum, die dem Minimum des SPIDERS entspricht, ebenfalls rot markiert ist. Der künstliche Phasensprung, der keinem ganzzahligen Vielfachen von π entspricht und dadurch nicht vom phase-unwrap-Algorithmus erfasst wurde, musste durch eine manuelle Nachbearbeitung der Differenzphase behoben werden. Geschieht dies nicht, liefert die anschließende Integration der Phasendifferenzen einen Phasenverlauf, der nicht auf der physikalischen Information aus dem Interferogramm basiert, da es durch diesen Sprung zu einer Aufsummierung fehlerhafter Werte käme. Wann immer eine solche Nullstelle der Intensität innerhalb der Interferogramme vorhanden war, die in einen derartigen Phasensprung resultierte, wurde der Verlauf der Phasendifferenz manuell angeglichen und anschließend die Integration ausgeführt.

Der Vergleich von Teil a) und b) von Darstellung 4.5 zeigt weiterhin, dass eine geringe Intensität des Interferogrammes allgemein in eine erhöhte Unsicherheit der Differenzphase resultiert. Das Interferogramm weist besonders oberhalb von etwa $4,7 \text{ rad s}^{-1}$ mehrere Stellen minimaler Intensität auf, was zu einer deutlichen Schwankung in der daraus ermittelten Differenzphase in diesem Bereich führt. Für eine exakte Phasenbestimmung ist dementsprechend ein Interferogramm erstrebenswert, welches durchgehend ausreichende Intensität aufweist.

Das Problem der Ungenauigkeit der ermittelten Phasenwerte spielt auch an den Randbereichen eines generierten Interferogrammes eine Rolle. Betrachtet man beispielsweise in Abbildung 4.1 b) das Interferogramm des initialen Laserpulses, welches mit dem darüber abgebildeten Funda-

mentalspektrum erzeugt wurde, so fällt auf, dass die ermittelte Phase im Randbereich, in dem die Intensität gegen null geht, leichte Abweichungen vom sonst linearen Verlauf aufweist. Die ermittelte Phase ist hier weniger zuverlässig, da die Amplitude der fringes in diesen Gebieten verschwindet.

Weiterhin muss im Rahmen der Bestimmung des Phasenverlaufes aus den experimentellen Daten beachtet werden, dass die Parameter des Laserpulses durch die Interaktion mit dem Plasma stark beeinflusst wurden. Diese Veränderung, deren Erforschung einen der Hauptaspekte dieser Arbeit bildet, bedeutet eine Unsicherheit, ob dem Parameterbereich, in welchem mit dem verwendeten SPIDER-Apparat eine exakte Charakterisierung des Laserpulses erreicht werden kann, während aller Messungen entsprochen wurde. Mit dem verwendeten SPIDER-System können Pulse einer Dauer im Bereich von 20 – 80 fs charakterisiert werden. Die Beschränkung ergibt sich dabei aus zahlreichen Faktoren, wie der detektierbaren Bandbreite der Fundamentalen, die vom verwendeten Spektrometer abhängt und der Wahl der System-Parameter wie der Verzögerung τ des Doppelpulspaars, dem Streckungsfaktor des Gitterstreckers für den langen Puls und die daraus resultierende spektrale shear Ω .

Der in Abbildung 4.3 dargestellte Verlauf der spektralen Phase, der aus dem Interferogramm berechnet wurde zeigt, dass sowohl quadratische Phasenbeiträge, als auch Beiträge dritter Ordnung, die eine asymmetrischen Pulsdeformation bedeuten, beobachtet werden konnten. Die Dispersionskomponenten wurden bis zur dritten Ordnung mittels polynomieller Fit-Funktion analysiert, wodurch etwa ein $D_2 = 340 \text{ fs}^2$ und ein $D_3 = 1520 \text{ fs}^3$ bestimmt werden konnte. Während die positive quadratische Phase das Auftreten einer linear mit der Zeit ansteigenden Frequenz innerhalb des Pulses beschreibt, ist mit der positiven kubischen Phase ein chirp quadratischer Natur verbunden. Dies bedeutet, dass ein positives quadratisches Gruppen-Delay über der Frequenz vorliegt und die Zentralfrequenz ω_0 des Pulses zeitlich betrachtet im vorderen Teil des Pulses liegt während die übrigen Frequenzen $\omega_0 \pm \delta\omega$ später ankommen.

Die positive quadratische Phase ist auf den bereits erwähnten Effekt der Selbstphasenmodulation im Plasma zurückzuführen. Zum einen führt die relativistische Korrektur der Elektronenmasse zu einer Variation des Plasmabrechungsindex, die wiederum eine lokale Variation der Laserfrequenz induziert. Im zentralen, intensiven Teil des Pulses ist der Gamma-Faktor maximal und der relativistische Brechungsindex weist nach Formel 2.51

$$\eta_{p,rel} = \sqrt{1 - \frac{n_e(1 + \delta n/n)}{\gamma n_c}}. \quad (4.7)$$

ebenfalls ein Maximum auf. Die Phasengeschwindigkeit ist hier minimal, während sich die Pulsflanken schneller ausbreiten. Dadurch nimmt die Wellenlänge im vorderen Teil des Pulses zu während sie im hinteren Teil abnimmt. Die Plasmawelle, welche eine Inhomogenität der Elektronendichte und somit des Plasmabrechungsindex darstellt, resultiert zum anderen in eine Modifikation der lokalen Laserfrequenz von gleicher Natur, wenn der Puls innerhalb der ersten Oszillation liegt. In diesem Szenario ist der Plasmabrechungsindex wie bei der zuvor

beschriebenen R-SPM minimal für den zentralen Teil des Pulses, da hier ein Dichteminimum vorliegt. Dies resultiert ebenfalls in einen positiven chirp.

Der experimentell beobachtete kubische Phasenbeitrag zeigt, dass der Puls zusätzliche eine asymmetrische Deformation im Plasma erfahren hat.

Da aus oben genannten Gründen nicht für den gesamten Spektralbereich des Laserpulses nach der Interaktion der Verlauf der Spektralen Amplitude mittels optischem Spektrometer unabhängig vom Phasenverlauf vermessen werden konnte, ist es nicht möglich, aus den experimentellen Daten das elektrische Feld eindeutig zu rekonstruieren. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 4.6 beispielhaft der Einfluss einer positiven quadratischen Phase in Teil a) und einer positiven kubischen Phase in Teil b) auf das elektrische Feld eines ultrakurzen Laserpulses schematisch dargestellt. In beiden Fällen liegt ein gaußförmiger spektraler Intensitätsverlauf vor. Im oberen Graphen ist die **spektrale Intensität**, die **spektrale Phase** und die **Gruppenlaufzeit** enthalten, welche die Verzögerung der spektralen Komponenten innerhalb des Pulses angibt. Der mittlere Graph enthält das zeitliche elektrische Feld und im Unteren sind die Intensität, **Phase** und **instantane Frequenz** gegen die Zeit aufgetragen. Aus Abbildung a) oben geht hervor, dass ein positives D_2 einer linearen Verzögerung der Spektralkomponenten entlang des Pulses entspricht. Die Zentralfrequenz liegt zum Zeitpunkt $t = 0$, während niedrigere Frequenzen vor und höhere Frequenzen nach diesem Zeitpunkt ankommen, was durch die Darstellung des elektrischen Feldes im mittleren Graphen verdeutlicht wird. Im Zeit-Raum entspricht dieser Konfiguration eine negative quadratische (zeitliche) Phase. Die instantane Frequenz ist ebenfalls aufgetragen, sie wächst entlang des Pulses mit der Zeit an. Teil b) enthält die entsprechenden Größen für den Fall einer positiven kubischen spektralen Phase. Die Betrachtung der Gruppenlaufzeit im oberen Graphen verdeutlicht die Sortierung der Spektralkomponenten bei Vorhandensein eines derartigen Phasenbeitrages. Das quadratische Verhalten der Gruppenlaufzeit zeigt, dass zum Zeitpunkt $t = 0$ die Trägerfrequenz liegt, während alle Frequenzen, die ober- und unterhalb dieser liegen zu späteren Zeitpunkten ankommen. Dementsprechend liegt die Trägerfrequenz im vorderen Teil des Pulses und alle weiteren Spektralkomponenten folgen dieser. Eine solche Phasen-Konfiguration bedeutet, dass dem Hauptpuls nachfolgende Satelliten vorhanden sind, was in der mittleren Abbildung mit dem zeitlichen elektrischen Feld und durch den unten aufgetragenen zeitlichen Intensitätsverlauf dargestellt ist. Die **instantane Frequenz** und die **zeitliche Phase** sind ebenfalls im unteren Teil von Abbildung 4.6 b) enthalten.

Obwohl eine vollständige Rekonstruktion des Feldes nicht möglich war, konnten mit den verwendeten Diagnostiken zahlreiche Effekte der Wechselwirkung auf das elektrische Feld des Laserpulses, wie die Verbreiterung und Rotverschiebung seines Spektrums und das Entstehen eines positiven chirps infolge von Selbstphasenmodulation simultan mit den beschleunigten Elektronen beobachtet werden. Besonders die erhebliche Zunahme der Bandbreite deutet darauf hin, dass im Zusammenspiel mit der negativen Gruppengeschwindigkeitsdispersion im Plasma

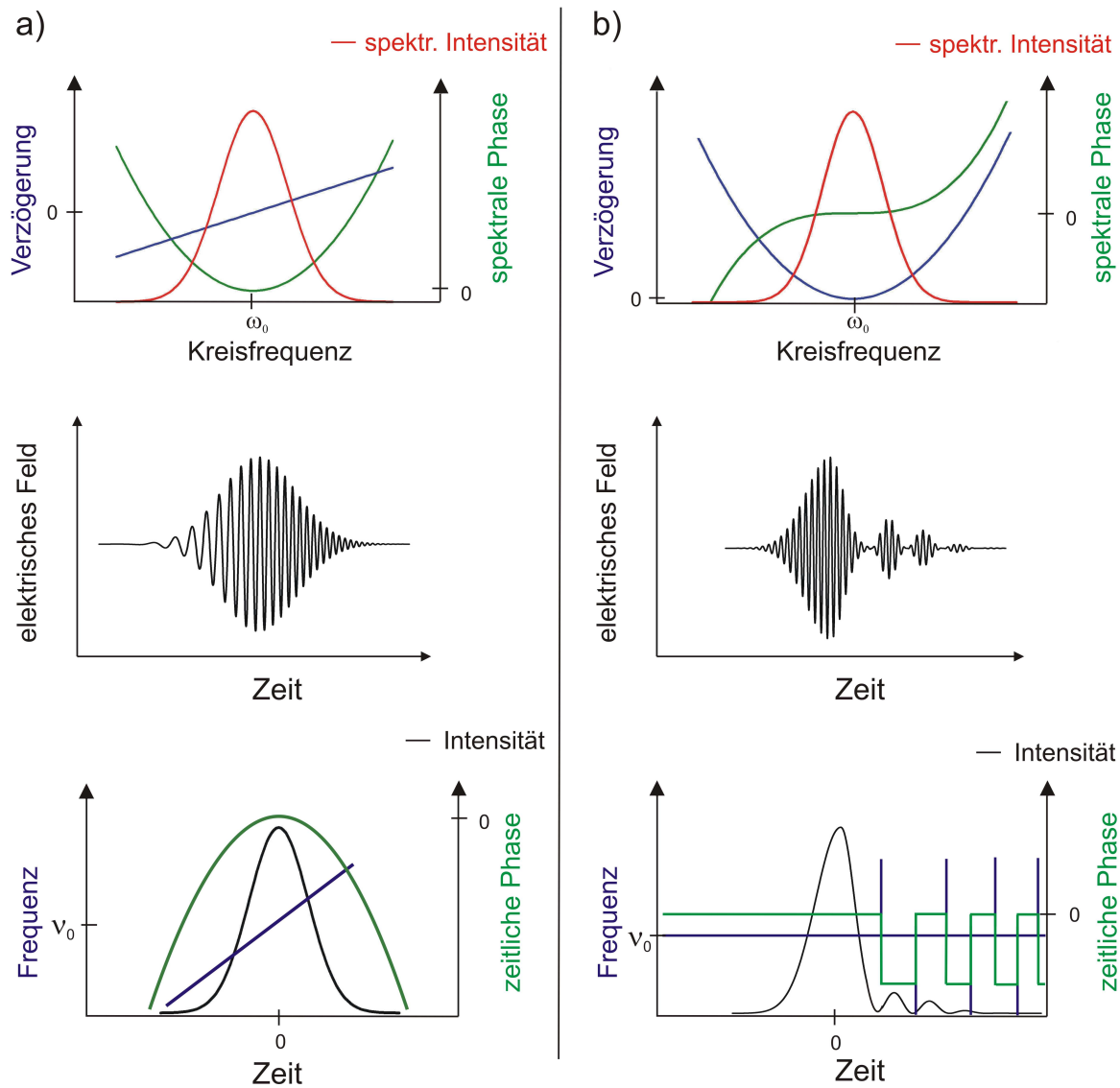


Abbildung 4.6: Veranschaulichung zum a) positiven quadratischen und b) positiven kubischen Verlauf der spektralen Phase. Oben: **spektrale Intensität**, spektrale Phase und Gruppenlaufzeit Mitte: zeitlicher Verlauf des elektrischen Feldes unten: zeitliche Intensität, Phase und instantane Frequenz

auch der in Abschnitt 2.3.4 beschriebene Effekt der Selbstkompression in nichtlinearen Plasmawellen stattgefunden haben kann, der in [7] mittels einer Autokorrelationsmessung über die Abschätzung der Pulsdauer erstmals experimentell beobachtet wurde.

Dabei breiten sich der vordere und hintere Teile des infolge der Laser-Plasma-Interaktion positiv gechirpten Pulses mit unterschiedlicher Geschwindigkeit im Plasma aus. Der blauverschobene hintere Teil des Pulses propagiert schneller, während sich der rotverschobene vordere Teil langsamer ausbreitet, was in eine Verkürzung der Pulsdauer resultiert. Dieser Effekt konnte aus oben genannten Gründen im Rahmen der vorliegenden Arbeit jedoch nicht direkt gemessen werden.

Um ein tieferes Verständnis der im Rahmen der Laser-Plasma-Wechselwirkung auftretenden Effekte zu erlangen, besonders hinsichtlich der Modifikation des elektrischen Feldes des Laserpulses, wurden in Kooperation mit dem Institut für Theoretische Physik numerische Simulationen durchgeführt, worauf im folgenden Abschnitt detailliert eingegangen wird.

4.3.2 Numerische Simulationen mit VLPL

Zum besseren Verständnis der den Experimenten zugrunde liegenden physikalischen Prozesse wurden in Kooperation mit Professor Alexander Pukhov und Oliver Jansen aus dem Institut für Theoretische Physik I der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf dreidimensionale (3D) Particle-In-Cell-Simulationen (PIC) für die den Experimenten entsprechenden Parameter durchgeführt. Bei dem verwendeten PIC-Code handelt es sich um *Virtual Laser Plasma Lab (VLPL)* [83, 8], welcher zur numerischen Untersuchung von Laser-Plasma-Interaktionen entwickelt wurde.

Im Folgenden wird eine kurze allgemeine Einführung in die PIC-Methode gegeben, anschließend werden die Simulationsparameter vorgestellt und die Laser-Parameter im Ausgangszustand ohne Wechselwirkung werden präsentiert. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels werden für verschiedene Elektronendichten experimentelle Daten vorgestellt und mit Simulationsergebnissen, die jeweils unter entsprechenden Bedingungen für die Dichte gewonnen wurden, verglichen.

Particle-In-Cell-Codes sind sehr geeignete Werkzeuge zur numerischen Simulation von Laser-Plasma-Interaktionen, wenn kinetische Effekte aufgelöst werden sollen. Die Grundidee der PIC-Methode besteht darin, dass jeweils eine diskrete Anzahl von realen Teilchen zu einem so genannten Makro- oder Quasi-Teilchen fester Masse und Ladung zusammengefasst werden, da es rechnerisch aufwändig ist, die Phasenraum-Trajektorien aller Teilchen zu ermitteln. Dafür wird ein (nichtphysikalisches) Gitter in dem Raumbereich von Interesse eingeführt und es werden im Weiteren die resultierenden Gitterzellen betrachtet. Pro Rechenzyklus wird nun zunächst die Ladungsdichte an jeder Gitterposition ermittelt, indem die Teilchen dem Gitter in Abhängigkeit ihrer Position und einer Gewichtungsfunktion zugeordnet werden. Ist die Ladungsdichte

an den Gitterstellen bekannt, werden die Potentiale unter Verwendung der Poisson-Gleichung berechnet und die elektrischen Felder am Gitter können ermittelt werden. Abschließend werden unter Anwendung eines inversen Gewichtung-Systems die Felder an den Teilchenpositionen bestimmt und die Teilchen werden über die Newtonschen Bewegungsgleichungen verschoben. Anschließend startet der Zyklus von neuem.

Die **Simulationsparameter** wurden - soweit möglich - entsprechend den experimentellen Bedingungen gewählt. Einschränkungen ergeben sich dadurch, dass im Rahmen der Simulation idealisierte Modelle, wie zum Beispiel ein zeitlich und räumlich ideal gaußförmiger Laserpuls und ein perfekt runder Fokus angenommen werden, was nicht der experimentellen Realität entspricht.

Es wurde ein linear polarisierter Laserpuls mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda = 800 \text{ nm}$ gewählt. Die Größe der Simulationsbox betrug $x_{length} \times y_{length} \times z_{length} = 140 \lambda \times 105 \lambda \times 105 \lambda$, was etwa $112 \times 84 \times 84 \mu\text{m}^3$ entspricht. Die Auflösung in x-Richtung (Propagationsrichtung) war 0.1λ und in y- und z-Richtung jeweils 0.7λ . Der VLPL PIC-Code verfügt über ein moving-window, was bedeutet, dass sich die Box mit dem Puls bewegt und die Simulation eines Ausschnitts um den Puls herum genügt, um die physikalischen Prozesse der Interaktion beobachten zu können. Ohne moving-window müsste die Box den gesamten Propagationsweg durch das Target von mehreren mm Ausdehnung umfassen, was einen erheblich höheren Rechenaufwand verursachen würde. Die FWHM-Pulsausdehnung betrug $11.25 \lambda = 9 \mu\text{m}$, was einer Pulsdauer von $\tau_{FWHM} = 30 \text{ fs}$ entspricht. Der Fokusbereich umfasste $15 \lambda = 12 \mu\text{m}$ und der peak-Wert des normalisierten Vektorfeldes war $a_0 = 4.7$. Ein Zeitschritt entspricht λ/c . Das Profil der Gasdüse wurde idealisiert als Elektronendichte-Plateau angenommen, an welches sich auf der Vorder- und Rückseite jeweils ein Gradient von etwa $500 \mu\text{m}$ anschließt. Es wurden Simulationen für verschiedene Werte der Elektronendichte absolviert

In Abbildung 4.7 a) ist das elektrische Feld des Simulations-Laserpulses vor der Interaktion mit dem Plasma dargestellt. Das Feld in x-Richtung wird durch den PIC-Code berechnet und kann jeweils nach durch den Benutzer gewählten Zeitschritten gespeichert werden. Zur weiteren Auswertung des Feldes wurde eine IDL-Routine vom Autor erstellt, mit welcher über Fouriertransformation das Spektrum aus dem elektrischen Feld bestimmt werden konnte, welches als output aus der PIC-Simulation erhalten wurde. Dafür wird aus dem dreidimensionalen Feld ein lineout in x-Richtung extrahiert, der zentral durch die Box auf der Strahlachse verläuft. Diese Auswertung des Nahfeldes ermöglicht einen guten Vergleich mit den experimentellen Daten, da für die Detektion des Signales eine Linse verwendet wurde, die sich im Abstand ihrer Brennweite hinter dem Gas-Jet befand (siehe Abschnitt 3.2).

Man sieht in Abbildung 4.7 b), dass das Spektrum des Pulses um 800 nm zentriert liegt und sich über eine Bandbreite von 35 nm erstreckt. Im Ausgangszustand weist der Puls keine nicht-linearen Phasenbeiträge auf, er ist chirpfrei.

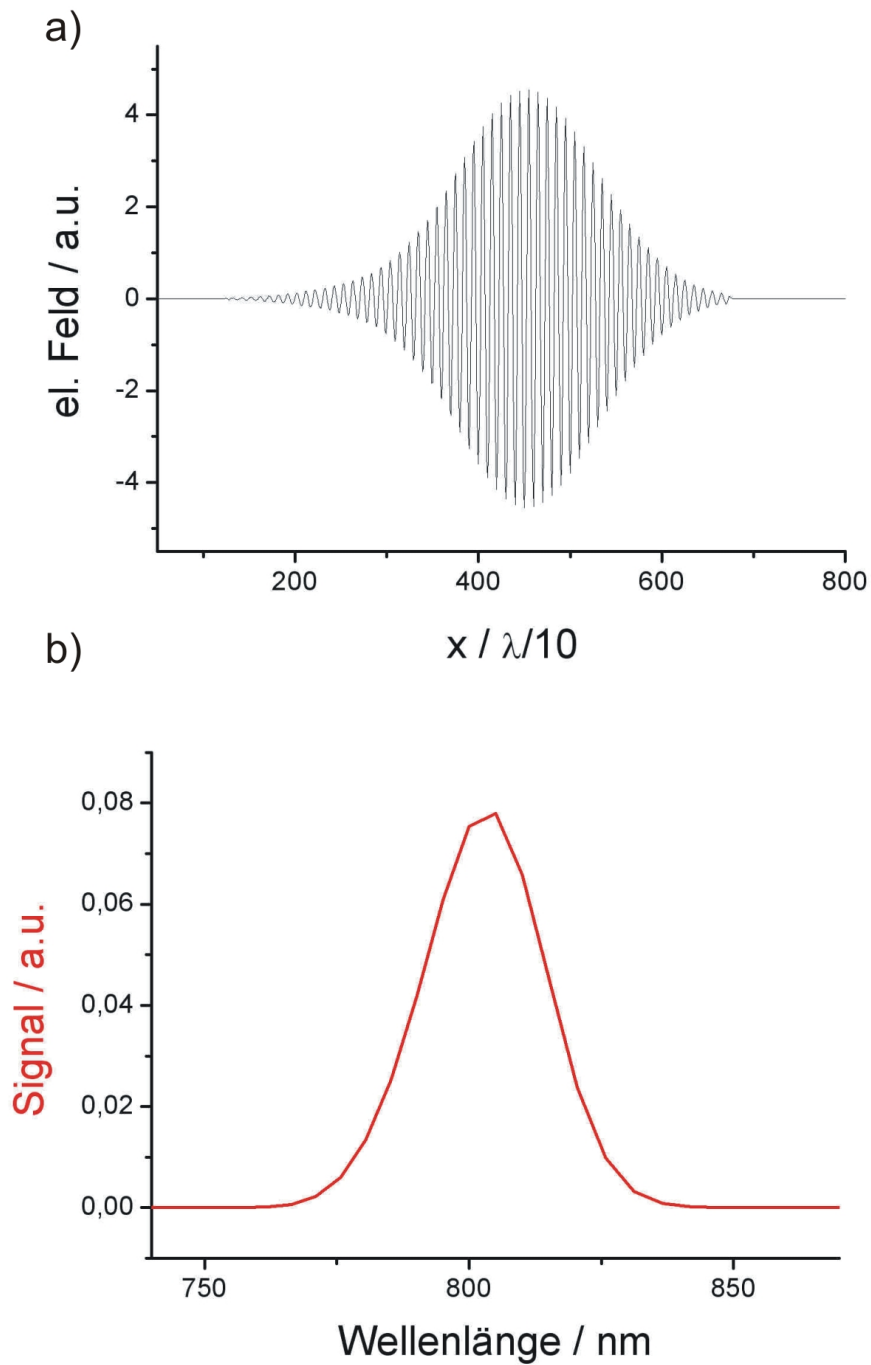


Abbildung 4.7: PIC: Initialer Laserpuls a) elektrisches Feld und b) daraus ermittelte spektrale Einhüllende

Abbildung 4.8 zeigt das elektrische Feld und zugehörige Spektrum nachdem der Puls durch das unterdichte Plasma einer Länge von $2500 \lambda = 2 \text{ mm}$ mit einer Elektronendichte im Plateau von $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ in der Simulationsbox propagiert ist. Soweit nicht anders deklariert, wird das elektrische Feld aus der Simulation jeweils zum Zeitschritt $t = 3000$ ausgewertet, zu welchem das Target bereits komplett vom Puls passiert worden ist. Man erkennt, dass das Feld durch die Wechselwirkung mit dem Plasma deutlich beeinflusst wurde. Der Puls weist eine vom zuvor gaußförmigen Verlauf abweichende Einhüllende auf und es hat im vorderen Teil eine Verschiebung der Wellenlänge zum Roten hin stattgefunden.

Obwohl die longitudinale Ausdehnung im Plasma von $c\tau = 9 \mu\text{m}$ (FWHM) deutlich kleiner ist, als eine Plasmawellenlänge $\lambda_p = 15 \mu\text{m}$ für $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, hat eine Modulation der Einhüllenden des Pulses im vorderen Teil stattgefunden. Diese wird durch eine starke Erhöhung der Elektronendichte in diesem Bereich verursacht, die durch den Laserpuls getrieben wird.

Im Rahmen der Simulation ist auch eine lokale Änderung der Laserfrequenz des Pulses erfolgt, wie sie experimentell beobachtet werden konnte. Dies wird besonders im vorderen Teil in Form einer Rotverschiebung deutlich, was der Darstellung des elektrischen Feldes in 4.8 a) entnommen werden kann (vergleiche auch Abbildung 4.9 a), die das elektrische Feld für einen kleineren Ausschnitt in x-Richtung für $t = 2500$ enthält). Die Wellenlänge nimmt entlang des Pulses ab, was in guter Übereinstimmung mit dem experimentell beobachteten positiven chirp ist. Diese Variation wird, wie für die experimentellen Daten beschrieben über den variierenden Plasmabrechungsindex verursacht.

Im Spektrum in Teil b) der Abbildung wird verdeutlicht, dass neue spektrale Komponenten durch die Wechselwirkung mit dem Plasma erzeugt wurden. Zum Vergleich ist das unbeeinflusste Spektrum vom Referenzpuls ebenfalls im Graphen enthalten. Das modifizierte Spektrum zeigt exzellente Übereinstimmung mit dem experimentell beobachteten, was der Vergleich mit dem Verlauf des Interferogrammes in 4.3 a) und dem optischen Spektrum, beziehungsweise der SPIDER-Einhüllenden in 4.16 verdeutlicht.

Das der Simulation entnommenen Spektrum ist stark verbreitert worden und hat eine Verschiebung zum roten Wellenlängenbereich hin erfahren, was sowohl für den gut erhaltenen Haupt-peak des Spektrums gilt, dessen Maximum um 25 nm zu einer Wellenlänge von 825 nm verschoben wurde, als auch für den flacheren neu generierten Teil, der sich komplett über einen Bereich oberhalb dieser Wellenlänge bis zirka 1050 nm erstreckt. Im blauen Spektralbereich sind keine neuen Komponenten erzeugt worden, was dadurch bedingt ist, dass die Simulation kein Ionisationsmodul enthält und der Puls in ein bereits vollständig ionisiertes Target eintritt. Daher wird die spektrale Zusammensetzung des Pulses im Rahmen der Simulation nicht durch den in Abschnitt 2.3.5 eingeführten Effekt der ionisationsinduzierten Blauverschiebung beeinflusst, was in diesem Bereich in eine Abweichung vom experimentell beobachteten Spektrum resultiert.

Zur Verdeutlichung des Zustandekommens der Modulation der Einhüllenden des Laserpulses ist in Darstellung 4.9 a) das elektrische Feld und in b) die vorherrschende Elektronendichte entlang eines eindimensionalen Schnittes zentriert durch die Box in Propagationsrichtung gezeigt. Diese eindimensionale Betrachtung soll exemplarisch den Zusammenhang zwischen lokaler

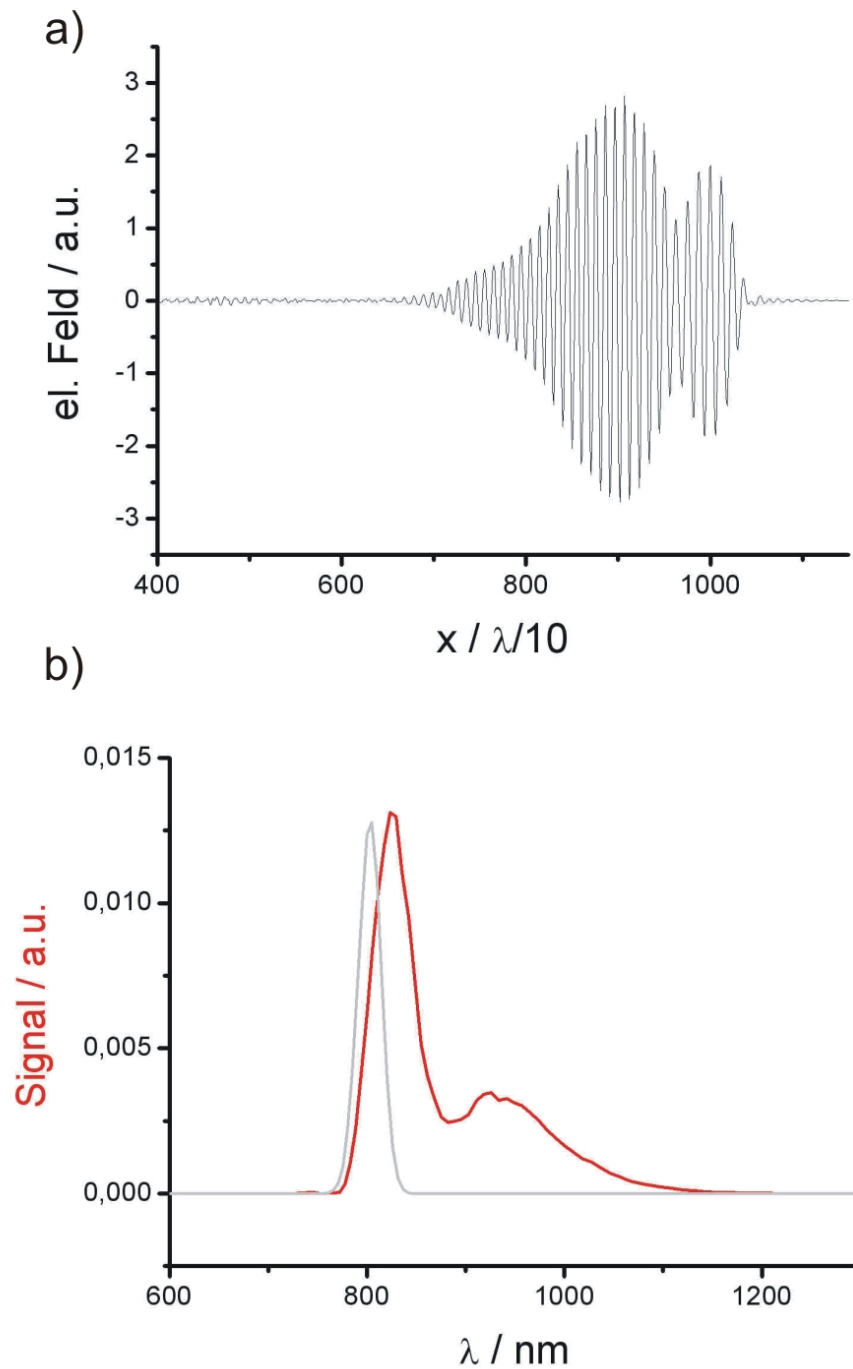


Abbildung 4.8: PIC: a) Elektrisches Feld nach Propagation durch das Target mit $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und b) zugehörige **spektrale Einhüllende**. Das Referenzspektrum des initialen Laserpulses ist zu Vergleichszwecken ebenfalls aufgetragen

Elektronendichte und Beeinflussung des Laserfeldes verdeutlichen, ohne dafür auf die komplexe dreidimensionale Struktur von Laserpuls und Plasmawelle in der Box einzugehen.

Beide Graphen sind zum Zeitschritt $t = 2500$ entnommen worden, bei welchem sich der Puls noch innerhalb des Targets befunden hat und somit ein direkter Vergleich zwischen Elektronendichte und elektrischem Feld stattfinden kann. Man sieht, dass die starke Erhöhung der Elektronendichte im vorderen Teil bei etwa $x = 1020$ mit einer Verringerung der Amplitude des elektrischen Feldes an dieser Stelle korreliert.

Dies kann verstanden werden, wenn man die Auswirkungen einer Störung in der Elektronendichteverteilung des Plasmas auf den Laserpuls im longitudinalen (1-D) und transversalen (2-D) Szenario berücksichtigt.

Wie in Abschnitt 2.3.6 des Grundlagenkapitels beschrieben, führen Störungen der Elektronendichte im Plasma, wie sie hier in Form der lasergetriebenen Plasmawelle vorliegen, zu einer lokalen Variation der Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses. Dies ist durch die mit der Elektronendichteinhomogenität einhergehende Änderung des Plasmabrechungsindex η_p begründet. Die Gruppengeschwindigkeit des Laserpulses im Plasma ist gegeben durch das Produkt aus Lichtgeschwindigkeit c und Plasmabrechungsindex η_p :

$$v_g = c \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}. \quad (4.8)$$

In Bereichen mit reduzierter Elektronendichte, in denen der Brechungsindex erhöht ist gegenüber dem Ausgangswert $\eta_p(x) > \eta_{p,0}$, erfolgt demnach eine Beschleunigung des Laserlichtes, wohingegen eine Reduktion der Gruppengeschwindigkeit in Gebieten erhöhter Dichte mit $\eta_p(x) < \eta_{p,0}$ vorliegt. Dadurch wird eine Bündelung des Laserlichtes in Regionen verursacht, in denen die ungestörte Elektronendichte $n_{e,0}$ vorherrscht.

Diese longitudinale Selbstmodulation führt für Laserpulse, deren Ausdehnung im Plasma weit oberhalb einer Plasmawelle liegt zu einem Zerfall in einzelne Pulsteile. Da der Puls für die hier gewählten Parameter eine longitudinale Ausdehnung aufweist, die unterhalb einer Plasmawellenlänge liegt, ist er nur durch die Dichtemodulation im vorderen Teil signifikant beeinflusst worden. Man erkennt, dass auch der hintere Teil des Pulses eine vom gaußförmigen Verlauf abweichenden Form aufweist, die ebenfalls über die Erhöhung der Elektronendichte in diesem Bereich, bei etwa $x = 880$ verursacht wurde. Die Beeinflussung ist jedoch von geringerem Ausmaß, als es im vorderen Teil der Fall ist.

Im dreidimensionalen Szenario muss auch die Auswirkung einer transversalen Dichteveriation berücksichtigt werden, die zu einer periodischen Fokussierung und Defokussierung des Laserlichtes führt. Für das Eintreten von Selbstfokussierung im Plasma muss die Laserleistung oberhalb der kritischen Leistung P_{cr} aus Gleichung 2.48 liegen. Ausgehend von einer Elektronendichte $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ erhält man nach dieser Gleichung eine kritische Leistung von etwa $P_{cr} = 4.3 \text{ TW}$. Mit steigender Elektronendichte nimmt die kritische Leistung ab, weshalb dieser Wert als obere Grenze genommen werden kann, da im Rahmen dieser Arbeit sowohl experimentell, als auch für die Simulationen keine Elektronendichten unterhalb von $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ gewählt wurden.

Die periodisch auftretende Fokussierung beziehungsweise Defokussierung wird durch einen transversalen Elektronendichtegradienten verursacht, der entlang der Propagationsrichtung des Laserpuls periodisch das Vorzeichen wechselt. Dies ist bei Vorhandensein einer lasergetriebenen Plasmadichtemodulation der Fall und für eine Pulslänge die sich über mehr als eine Periode erstreckt. In Gebieten mit einer lokalen Dichteerhöhung nimmt die Elektronendichte transversal ab und der Plasmabrechungsindex zu - es findet eine Defokussierung statt - wohingegen es sich für Gebiete mit einer achsennahen Dichtedepression umgekehrt verhält.

Auch die lokale Variation der Laserfrequenz steht im Zusammenhang mit der entlang des Pulses variierenden Elektronendichte, mit der die Modifikation des Brechungsindex einhergeht. Eine lokal abgesenkte Elektronendichte führt zur Erhöhung des Brechungsindex und somit einer Verringerung der Phasengeschwindigkeit. Besonders in der Pulsflanke, wo das Dichtemaximum um $x = 1020$ liegt, hat die Phasengeschwindigkeit ein Maximum, was in eine Rotverschiebung resultiert. Der zentralen, hochintensiven Teil des Pulses befindet sich in einer Region verringerter Elektronendichte von etwa $x = 900 - 1000$, in welcher die Phasengeschwindigkeit reduziert ist.

In Darstellung 4.10 ist das zu dieser Simulation gehörende Histogramm der Elektronen dargestellt, welches zum Zeitschritt $t = 2500$ entnommen wurde. Es enthält alle in der Simulationsbox enthaltenen Elektronen oberhalb von 15 MeV, die sortiert nach ihrer Energie dargestellt sind. Unterhalb dieses Wertes ist vor allem die hohe Anzahl niederenergetischer Elektronen enthalten, welche die Interaktionszone umgeben, jedoch nicht von Interesse sind, da sie nicht im bubble-Regime beschleunigt wurden. Ein Vergleich dieses Histogrammes mit dem experimentell detektierten Elektronenspektrum aus Abbildung 4.3 b) zeigt, dass auch bezüglich der Elektronenbeschleunigung Simulation und Experiment qualitativ in guter Übereinstimmung sind. Das Histogramm weist knapp unterhalb von 50 MeV eine quasi-monoenergetische Struktur auf und im Rahmen der Experimente konnte ebenfalls ein monoenergetischer peak leicht oberhalb von 65 MeV detektiert werden. Der peak zeigt vor allem, dass auch in der Simulation das bubble-Regime erreicht wurde und die spektrale Beeinflussung des Pulses in diesem stark nichtlinearen Regime stattgefunden hat.

Nach Gleichung 2.45 kann, basierend auf der similarity-Theorie, die maximal erreichbare Energie der im bubble-Regime beschleunigten monoenergetischen Elektronen abgeschätzt werden. Mit einer Pulsdauer von 28 fs, einer Laserleistung von 64 TW und einer Laserwellenlänge von 800 nm erhält man als maximale Energie

$$E_{mono} \approx 0.65 m_e c^2 \sqrt{\frac{P}{P_{rel}} \frac{c\tau}{\lambda}} \approx 4.8 \cdot 10^{-11} J, \quad (4.9)$$

was etwa 300 MeV entspricht. Die verhältnismäßig niedrige Energie des peaks im Histogramm deutet darauf hin, dass die Pulsparameter (Pulsdauer, Fokusbereich und Leistung) zusammen mit der gewählten Dichte nicht den optimalen Werten entsprachen, oder die Beschleunigungslänge im Gas-Jet zu gering war. Dies gilt auch für das Experiment, bei dem der quasi-

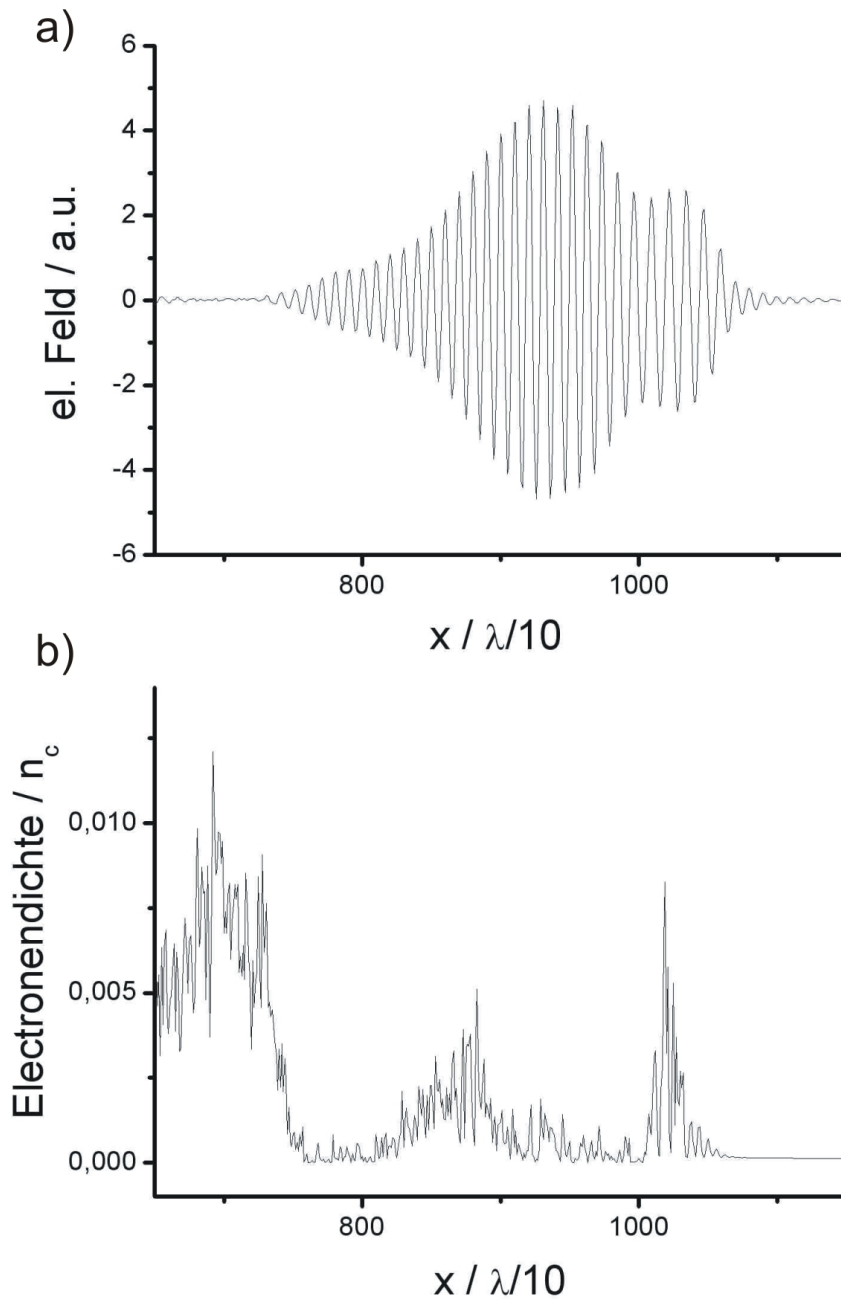


Abbildung 4.9: PIC: a) Elektrisches Feld zum Zeitschritt $t = 2500$ und $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und b) Schnitt durch die Elektronendichte entlang der Propagationsachse

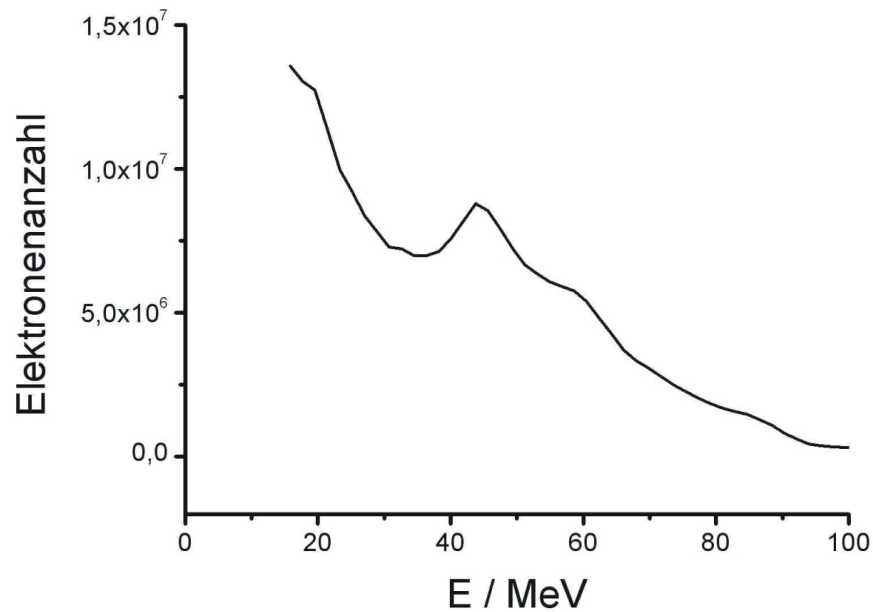


Abbildung 4.10: PIC: Energiehistogramm der Elektronen (Elektronendichte: $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)

monoenergetische peak nur gute 10 MeV höher lag. Weiterhin hat eine zeitaufgelöste Auswertung der in der Simulationsbox vorherrschenden Elektronendichten gezeigt, dass sich für die gegebenen Parameter erst vergleichsweise spät eine bubble-artige Struktur entwickelt hat, was ebenfalls ein Grund für das Erreichen einer peak-Energie weit unterhalb des Maximalwertes ist. Im Rahmen dieser Arbeit liegt der Fokus jedoch nicht auf der Optimierung der Elektronenenergien im bubble-Regime, sondern auf der Beeinflussung des Laserpulses durch die Interaktion mit dem Plasma und der simultanen Beobachtung der beschleunigten Elektronen, weshalb die relativ niedrige Energie nicht als Nachteil zu werten ist.

Sowohl die experimentelle Untersuchung, als auch die numerische Simulation der Laser-Plasma-Wechselwirkung im hoch nichtlinearen Wellenbrechungs-Regime mit einer Elektronendichte von $n_e = 6,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ im Falle des Experimentes, beziehungsweise $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bei der Simulation, haben den Einfluss Wechselwirkung auf das Laserfeld verdeutlicht. Die vom Laserpuls getriebene stark nichtlineare Plasmawelle verändert wiederum das Laserfeld selbst, wobei eine erhebliche spektrale Verbreiterung verursacht wird und das Spektrum eine Rot-Verschiebung erfährt.

Ein Anheben des Hintergrunddruckes am Gas-Jet und somit eine Erhöhung der maximalen Elektronendichte im Plateau des Jets hat im Rahmen der Experimente zu einer von den bisher vorgestellten Beobachtungen abweichenden Modifikation des Laserspektrums und zu Elektronenspektren anderer Natur geführt, was im Folgenden präsentiert wird.

4.3.3 Elektronendichte $n_e = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

In Darstellung 4.11 sind SPIDER und Phase mit zugehöriger Fit-Funktion für eine Elektronendichte von $n_e = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ enthalten. Dieser Dichte entspricht eine (klassische) Plasmafrequenz von $\omega_p = 2 \cdot 10^{14} \text{ rad s}^{-1}$ und eine Plasmawellenlänge von $\lambda_p = 9 \mu\text{m}$. Im unteren Teil der Abbildung sind die Spektren der simultan detektierten Elektronen mit zugehörigen Rohdaten enthalten. Bei diesem Schuss ist sowohl auf dem hoch- als auch dem niederenergetischen Schirm Signal detektiert worden, weshalb zwei Graphen für das Spektrum der beschleunigten Elektronen gezeigt sind. Es ist zu beachten, dass diese Spektren etwa 30 mm horizontal versetzt zur Strahlachse detektiert wurden, nachdem das Magnetspektrometer um diese Strecke versetzt worden war, da die beschleunigten Elektronen an diesem Messtag nicht exakt auf der Strahlachse beobachtet wurden.

Das simultan zu diesem Schuss aufgezeichnete optische Spektrum ist in Abbildung 4.12 a) enthalten. Die Einhüllende des SPIDERS im ω -Raum ist darunter in Teil b) dargestellt. Der Vergleich der Graphen verdeutlicht wieder, dass der spektralen Bereich, in welchem das optische Spektrometer empfindlich war sehr stark von dem Bereich abweicht, der über die Erzeugung des Summenfrequenzsignales aus der Fundamentalen mit einer Kopie ihrer selbst beobachtet werden konnte.

Das SPIDER-Interferogramm, die zugehörige Einhüllende und das optische Spektrum (im eingeschränkten Spektralbereich) zeigen, dass die Wechselwirkung bei der erhöhte Elektronendichte zu einer stark anderen Beeinflussung des Laserspulses führen, als es für die Dichte von $6.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ der Fall war. Das Spektrum hat eine noch stärkere Verbreiterung erfahren. Es ist SPIDER-Signal bis zur Detektionsgrenze im roten Wellenlängenbereich erzeugt worden, was im 2ω -Raum einer Frequenz von etwa $3.8 \cdot 10^{15} \text{ rad s}^{-1}$ und nach der Rückschiebung in den Fundamentalraum in Abbildung 4.12 b) der SPIDER-Einhüllenden einer Wellenlänge von etwa 1300 nm entspricht. Eine noch stärkere Verbreiterung kann nicht ausgeschlossen werden, was jedoch nicht mit der verwendeten Diagnostik hätte beobachtet werden können.

Der auffälligste Effekt bei dieser höheren Dichte ist eine sehr ausgeprägte, im Frequenzraum regelmäßige, Modulation der Einhüllenden des SPIDERS, die über einen Teil des Spektralbereiches auch im simultan detektierten Spektrum aus Abbildung 4.12 beobachtet werden konnte. Die Einschränkung ist wiederum auf die bereits weiter oben beschriebene Beschaffenheit des Spektrometers zurückzuführen. Dabei zeigt diese Spektrum bereits unterhalb von 800 nm einen starken Einbruch der Intensität, der stark vom Verlauf der SPIDER-Einhüllenden abweicht. Diese Beschränkung kann auch durch eine nicht optimale Einkopplung des optischen Signales in das Spektrometer bedingt sein, wie sie durch einen Versatz der Strahlage zustande kommen kann. Eine einkopplungsbedingte Abweichung des Spektrums vom tatsächlichen Verlauf wurde

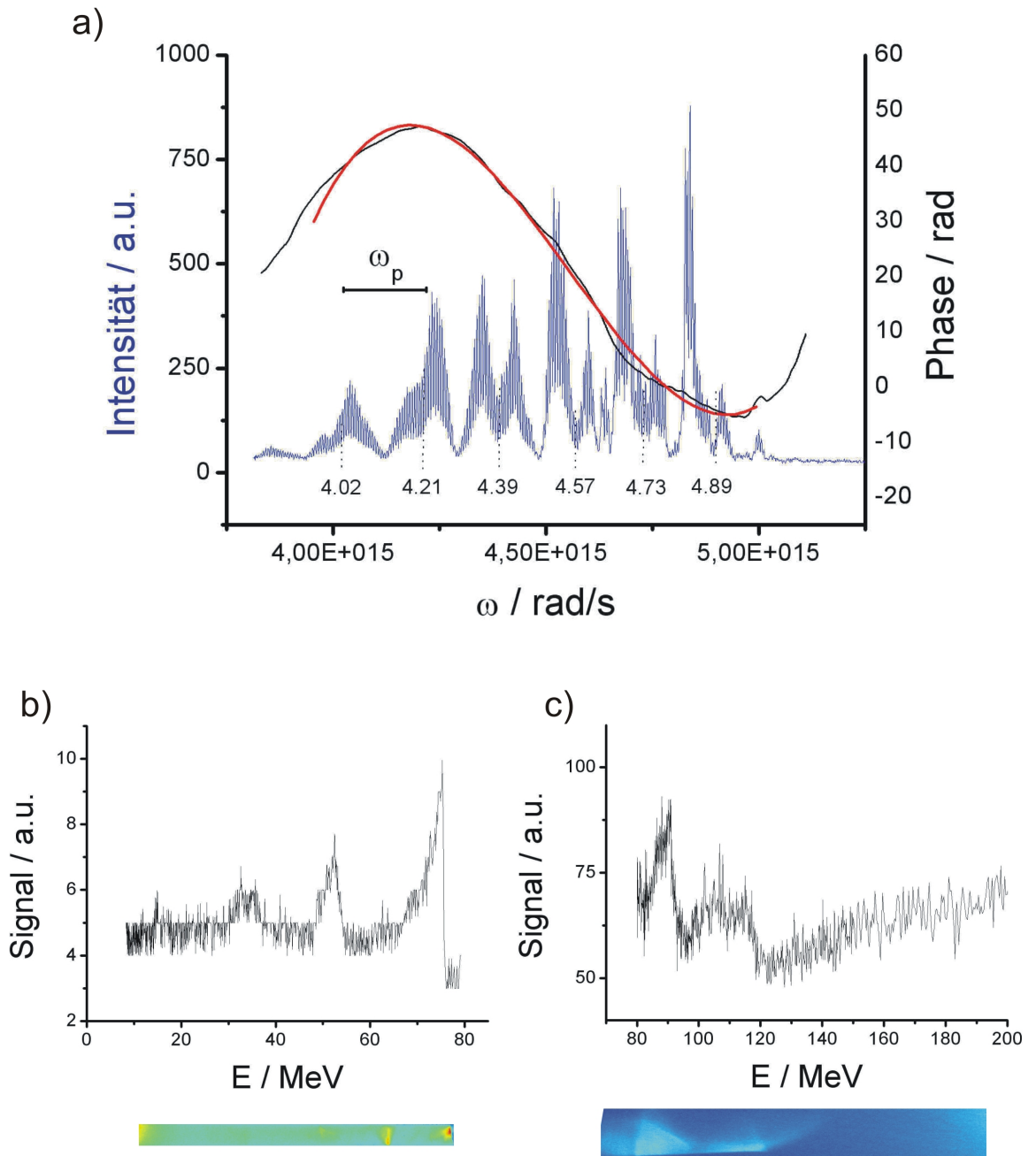


Abbildung 4.11: a) SPIDER-Interferogramm und spektrale Phase mit Fit-Funktion für $n_e = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, simultan detektiertes Elektronenspektrum mit Rohdaten b) niedriger Energiebereich und c) hoher Energiebereich

bei der Justage ohne Wechselwirkung mit dem Gas-Jet online beobachtet, weshalb diese Möglichkeit in Betracht gezogen wird. Eine absolute Stabilisierung des Strahles, die einer solchen Unsicherheit vorbeugen würde kann jedoch nicht realisiert werden.

Analysiert man im SPIDER-Interferogramm die regelmäßige Modulation bezüglich der Position der einzelnen peaks im Frequenzraum, so wird deutlich, dass deren Separation gerade dem Wert der Elektronen-Plasmafrequenz entspricht, die $\omega_p = 2 \cdot 10^{14} \text{ rad s}^{-1}$ beträgt. Die Evaluation des Abstandes der peaks kann im SPIDER-Interferogramm absolviert werden, da die Summenfrequenz über Addition eines konstanten Frequenzwertes (Teil des langen Pulses, siehe Abschnitt 3.2.4) zu den spektralen Komponenten der Fundamentalen erzeugt wurde, wodurch der Abstand der peaks im neuen Frequenzraum gegenüber dem im Fundamentalraum nicht verändert wurde.

Die Berechnung der Elektronendichte basiert auf der interferometrischen Vermessung des Gas-Jets, die eine Bestimmung der Neutralteilchendichte in Abhängigkeit eines gewählten Hintergrunddruckes ermöglicht. In Darstellung 4.11 sind die Frequenzwerte, welchen das jeweilige peak-Zentrum entspricht oberhalb der Abszisse eingetragen. Der Frequenzbereich, der gerade der Plasmafrequenz ω_p entspricht ist ebenfalls markiert, durch eine oberhalb des Interferogrammes eingezeichneten Balken. Aus den peak-Positionen ergibt sich ein mittlerer Abstand von etwa $1.8 \cdot 10^{14} \text{ rad s}^{-1}$. Dies liegt in Übereinstimmung mit der berechneten Plasmafrequenz von $2 \cdot 10^{14} \text{ rad s}^{-1}$, die auf der interferometrischen Charakterisierung basiert. Die Entstehung dieser regelmäßigen peaks ist eine Folge der Wechselwirkung mit der Plasmawelle, wobei durch die entlang des Pulses variierende Elektronendichte eine Selbstmodulation der Einhüllenden verursacht wird, wie sie bereits weiter oben beschrieben wurde. Im Falle der höheren Dichte ist die Plasmawellenlänge deutlich kleiner als im vorherigen Fall für $n_e = 6.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, sie beträgt $\lambda_p = 9 \mu\text{m}$. Obwohl die FWHM-Ausdehnung $c\tau$ des Pulses für diese Dichte in etwa der Plasmawellenlänge entsprochen hat, hat das Spektrum des Pulses eine deutliche Modulation erfahren, die im Vergleich zum zuvor präsentierten Schuss erheblich stärker ausgeprägt ist. Betrachtet man die gesamte longitudinale Pulsausdehnung, so erstreckt sich diese über mehr als eine Plasmawellenlänge. Im Vergleich mit der niedrigen Dichte kommt es infolge der kürzeren Plasmawellenlänge zu einer erhöhten Anzahl von Modulationen, die wie weiter oben beschrieben über die laserinduzierte Elektronendichteveriation entlang des Pulses verursacht werden.

Aus der Berechnung der spektralen Phase aus dem SPIDER-Interferogramm geht hervor, dass ähnlich zum Verlauf des vorherigen Schusses mit der niedrigen Elektronendichte positive quadratische und kubische Phasenbeiträge vorhanden sind. Die Dispersionskomponenten wurden über einen polynomiellen Fit (in der Abbildung rot dargestellt) zu $D_2 = 470 \text{ fs}^2$ und $D_3 = 2350 \text{ fs}^3$ bestimmt, was oberhalb der bereits präsentierten Werte für $n_e = 6.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ liegt. Der positive quadratische Phasenbeitrag ist wiederum auf den Effekt der Selbstphasenmodulation zurückzuführen, der im Plasma stattfindet und auf den im Rahmen des zuvor präsentierten Schusses bereits ausführlich eingegangen wurde. Die mit der Massenkorrektur der Elektronen einhergehende Modifikation des Brechungsindex resultiert für ein gaußförmiges Intensitätsprofil, wie es hier vorlag, in einen positiven chirp, da der Gamma-Wert entlang des

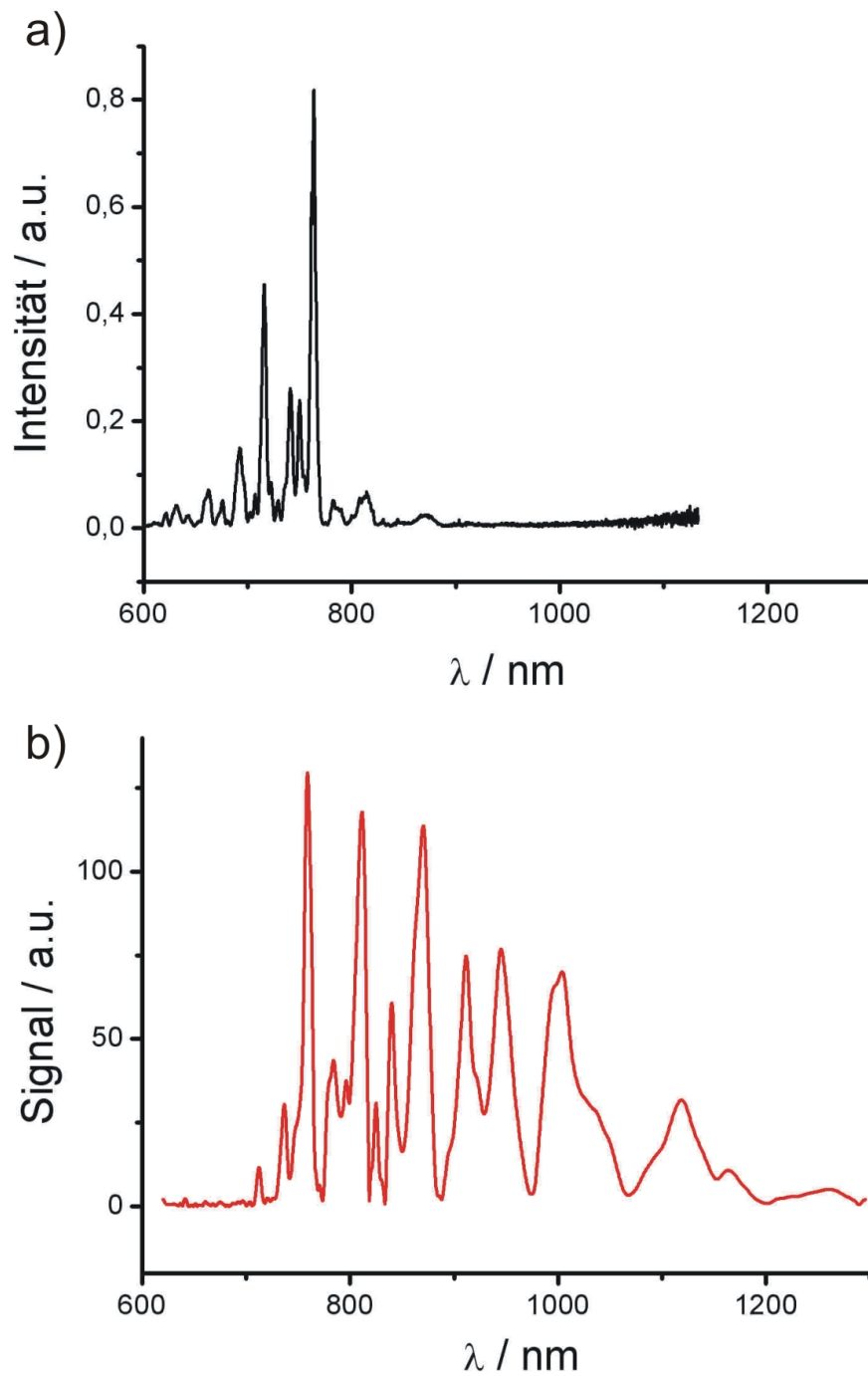


Abbildung 4.12: a) Simultan zum Schuss aus Abb. 4.11 für $n_e = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ aufgezeichnetes Spektrum des Laserpulses und b) Einhüllende des SPIDER-Interferogramms backshifted in den ω -Raum

Pulses mit zunehmender Intensität ansteigt und anschließend abfällt. Übersteigt die longitudinale Ausdehnung des Pulses aufgrund der erhöhten Elektronendichte eine Plasmawellenlänge, so liegt der Puls nicht mehr komplett in der ersten Oszillation und die über die Dichteveriation hervorgerufene lokale Änderung der Laserfrequenz ist nicht weiter von gleicher Natur wie die der relativistischen Massenkorrektur.

In Darstellung 4.11 b) und c) sind die Spektren der simultan detektierten energetischen Elektronen zusammen mit den Aufnahmen der Lanex-screens aus dem Magnetspektrometer dargestellt (Elektronen-Rohdaten). Man erkennt, dass auch hier die erhöhte Dichte zu einer starken Abweichung von dem zuvor beobachteten einzelnen, quasi-monoenergetischen peak im Spektrum für den geringeren Dichtewert geführt hat. Das Spektrum enthält nun mehrere quasi-monoenergetische peaks, die sich bei etwa 35 MeV, 50 MeV, 80 MeV und 110 MeV befinden. Die maximal erreichte Elektronenenergie liegt deutlich oberhalb von der mit der niedrigen Dichte erzielten Energie von etwa 65 MeV. Bei dem oberhalb von 120 MeV linear ansteigenden Signal handelt es sich nicht um Signal, welches durch im Gas-Jet beschleunigte Elektronen verursacht wurde, sondern um Streulicht der Laserfundamentalen, welches das Spektrometer entlang der Achse passiert hat. Bei dem peak, der am Ende des niederenergetischen Schirmes knapp oberhalb von 70 MeV abgeschnitten ist und bei dem peak am unteren Ende des hochenergetischen Schirmes handelt es sich um den selben, der gerade den End- beziehungsweise Anfangsbereich des jeweiligen Schirmes überlappt hat.

Bei der Ausbildung von derartigen Multi-peak Strukturen im Spektrum der laserbeschleunigten Elektronen handelt es sich um einen Effekt, der im Rahmen der Experimente dieser Arbeit im Druckbereich $n_e > 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ besonders ausgeprägt beobachtet werden konnte. Auch Doppel-peaks wurden mehrfach detektiert. Derartiger Doppel- beziehungsweise Multi-peaks können auf verschiedenen Weise im Plasma generiert werden. In [84] wurden relativistische 2- und 3-D PIC-Simulationen ausgeführt, um den Prozess der Elektronen Selbstinjektion im Rahmen der Laser-Wakefield-Beschleunigung (LWFA) monoenergetischer Elektronen im unterdichten Plasma zu studieren. Es wurde sich wiederholender Elektroneneinfang oder multiple Selbstinjektion von Plasmaelektronen in die Beschleunigungsphase der ersten und zweiten Periode des Laser wakes beobachtet, was in Multiple peaks im Elektronenspektrum resultiert. Im selbstmodulierten Laser-wakefield Beschleunigungsregime (SM-LWFA) kann der Zerfall des Pulses in mehrere Fragmente ebenfalls zu Entstehung multipler peaks im Elektronenspektrum führen, wie es in [85] sowohl experimentell als auch in PIC-Simulationen beobachtet wurde. Es konnte gezeigt werden, dass die einzelnen Pulsfragmente ausreichend intensiv sind, um nichtlineares Plasmawellenbrechen, die Injektion und die Beschleunigung von Elektronen auf quasi-monoenergetische Energien zu verursachen. Weiterhin kann der bunch mit mehr Energie weniger Ladung enthalten, was ein Szenario ermöglicht, in welchem ein bereits beschleunigter Teilchenstrahl eine eigene bubble induziert und einen selbstinjizierten folgenden bunch beschleunigt [86].

In [32] ist das Auftreten mehr als eines quasi-monoenergetischen peaks im Spektrum laserbeschleunigter Elektronen ebenfalls experimentell beobachtet worden, unter Verwendung eines 40 fs langen Laserpulses und einer Pulsenergie von etwa $E = 350 \text{ mJ}$.

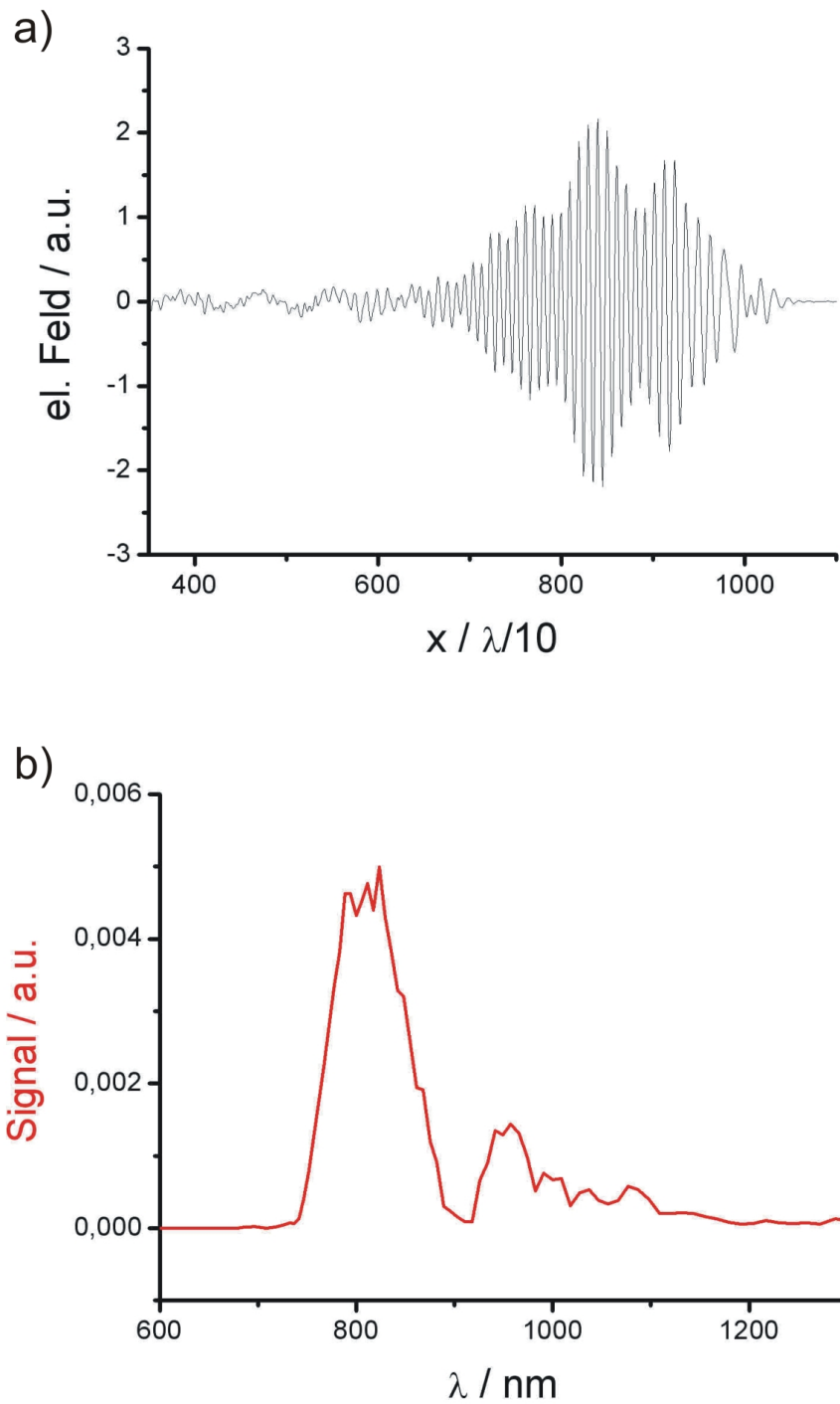


Abbildung 4.13: PIC: a) Elektrisches Feld nach Propagation durch das Target mit $n_e = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und b) spektrale Einhüllende des Pulses

Auch für diesen erhöhten Dichtewert von $n_e = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ist eine 3-D PIC-Simulation durchgeführt worden, die in allen übrigen Parametern der im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Simulation für $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ entspricht. Die Ergebnisse werden im Folgenden vorgestellt.

Darstellung 4.13 enthält die Daten der PIC-Simulation für $n_e = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Das aus der Simulation entnommene elektrische Feld veranschaulicht für die höhere Elektrodichte den Effekt der Wechselwirkung von Laserpuls und Plasmawelle. Man sieht, dass die Modulation der Einhüllenden des Pulses auch in der Simulation weit ausgeprägter ist, als es für den niedrigeren Dichtewert der Fall war. Sowohl in der Pulsfront, als auch im hinteren Teil weicht die Einhüllende deutlich vom gaußförmigen Verlauf des initialen Pulses vor der Wechselwirkung ab. Einen starken rot-shift im vorderen Teil des Pulses kann man ebenfalls erkennen. Das zu diesem Feld gehörige Spektrum, welches in Teil b) der Darstellung enthalten ist, zeigt einen deutlich durch die Laser-Plasma-Interaktion beeinflussten Verlauf. Besonders der Hauptpeak, der weiterhin (auch nach der Interaktion mit dem Plasma) um etwa 800 nm zentriert liegt, hat eine signifikante Verbreiterung erfahren. Das gesamte Spektrum erstreckt sich im roten Wellenlängenbereich bis etwa 1100 nm und ist ebenfalls deutlich moduliert. Im Gegensatz zum Spektrum aus Abbildung 4.8 b) der Simulation für $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ weist nun auch der Teil des Spektrums, der oberhalb von etwa 900 nm liegt eine modulierte Struktur auf - es existieren mehrere Maxima und Minima.

In Darstellung 4.14 ist das zu dieser Dichte gehörende Energiehistogramm der Elektronen für $t = 2500$ enthalten, welches alle Elektronen mit einer Energie oberhalb von 15 MeV zeigt. Man sieht, dass die höhere Dichte zu einem Anstieg der Maximalenergie der beschleunigten Elektronen geführt hat. Ein quasi-monoenergetischer peak liegt hier bei etwa 75 MeV und im Energiebereich darunter erkennt man weitere peaks - wie auch im Experiment beobachtet - diese sind jedoch nur sehr schwach ausgeprägt. Der Unterschied der experimentell beobachteten Maximalenergie von mehr als 100 MeV und der Maximalenergie aus der Simulation kann hierbei durch die Differenz zwischen den idealisierten Simulationsbedingungen und der experimentellen Situation bedingt sein. Zum anderen wurden während der Experimente auch bei gleich bleibenden Parametern Schwankungen der Elektronenenergien beobachtet. Bei der Beschleunigung der Elektronen im bubble-Regime handelt es sich um einen stark nichtlinearen Prozess. Bereits geringe Abweichungen der experimentellen Parameter, wie sie zum Beispiel durch eine leichte Schuss zu Schuss Fluktuation des Dichteprofiles gegeben sein könnte, oder durch eine geringe Schwankung der Fokusposition, die im Rahmen der Experimente nicht vollständig unterbunden werden kann, kann einen starken Einfluss auf das Beschleunigungsszenario und somit auf die resultierenden Energien haben. Derartigen Schwankungen unterliegen die der Simulation entnommenen Daten nicht.

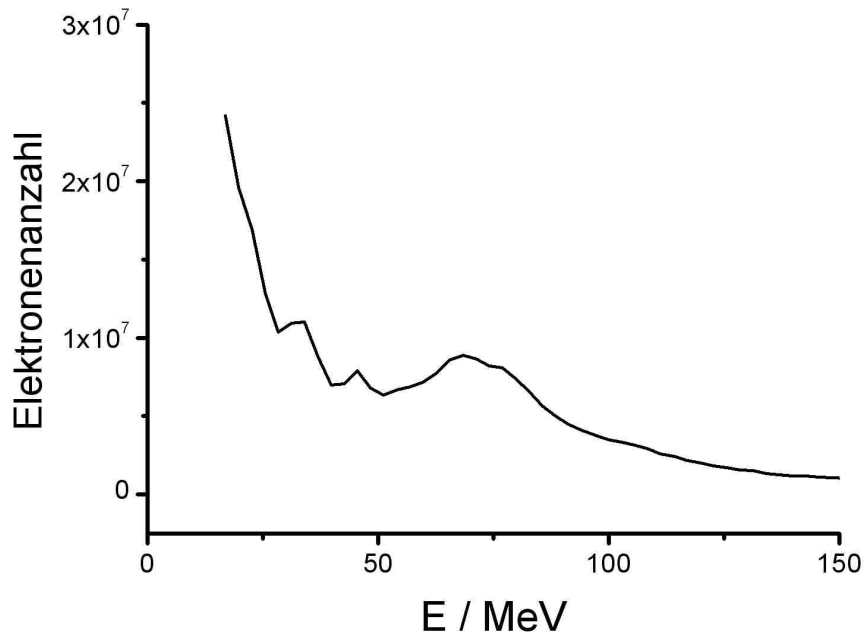


Abbildung 4.14: PIC: Energiehistogramm der Elektronen (Elektronendichte: $n_e = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)

4.3.4 Elektronendichte $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

Abbildung 4.15 zeigt SPIDER und die simultan gemessenen Elektronenspektren für eine Elektronendichte von $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Dieser Dichte entspricht eine Plasmafrequenz $\omega_p = 2.4 \cdot 10^{14} \text{ rad s}^{-1}$ und eine Plasmawellenlänge von etwa $7.8 \mu\text{m}$. Wie beim vorherigen Schuss sind auch Elektronen einer Energie oberhalb von 80 MeV detektiert worden, weshalb zwei Graphen für das Spektrum dargestellt sind. Das Fundamentalspektrum und die in den ω -Raum geschobene Einhüllende des SPIDERS sind in Abbildung 4.16 dargestellt. Man erkennt, dass auch für den weiter erhöhten Dichtewert eine starke Verbreiterung und Modulation des Spektrum stattgefunden hat. Es ist ein SPIDER-Signal bis zur Detektionsgrenze im Roten erzeugt worden, was man auch dem Graphen entnehmen kann, der die zurückgeschobene Einhüllende enthält, die sich bis 1300 nm erstreckt. Der Vergleich von optischem Spektrum und SPIDER-Einhüllender nach Verschiebung in den ω -Raum zeigt, dass auch bei diesem Schuss ein große Diskrepanz zwischen dem vermessenen Spektrum der Fundamentalen und dem detektierten Interferogramm im 2ω -Raum bestand. In Darstellung 4.16 a) sieht man, dass Fundamentalsignal nur bis etwas oberhalb von 800 nm detektiert werden konnte, wohingegen sich der SPIDER über einen Bereich erstreckt hat, dem im Fundamentalenraum eine maximale Wellen-

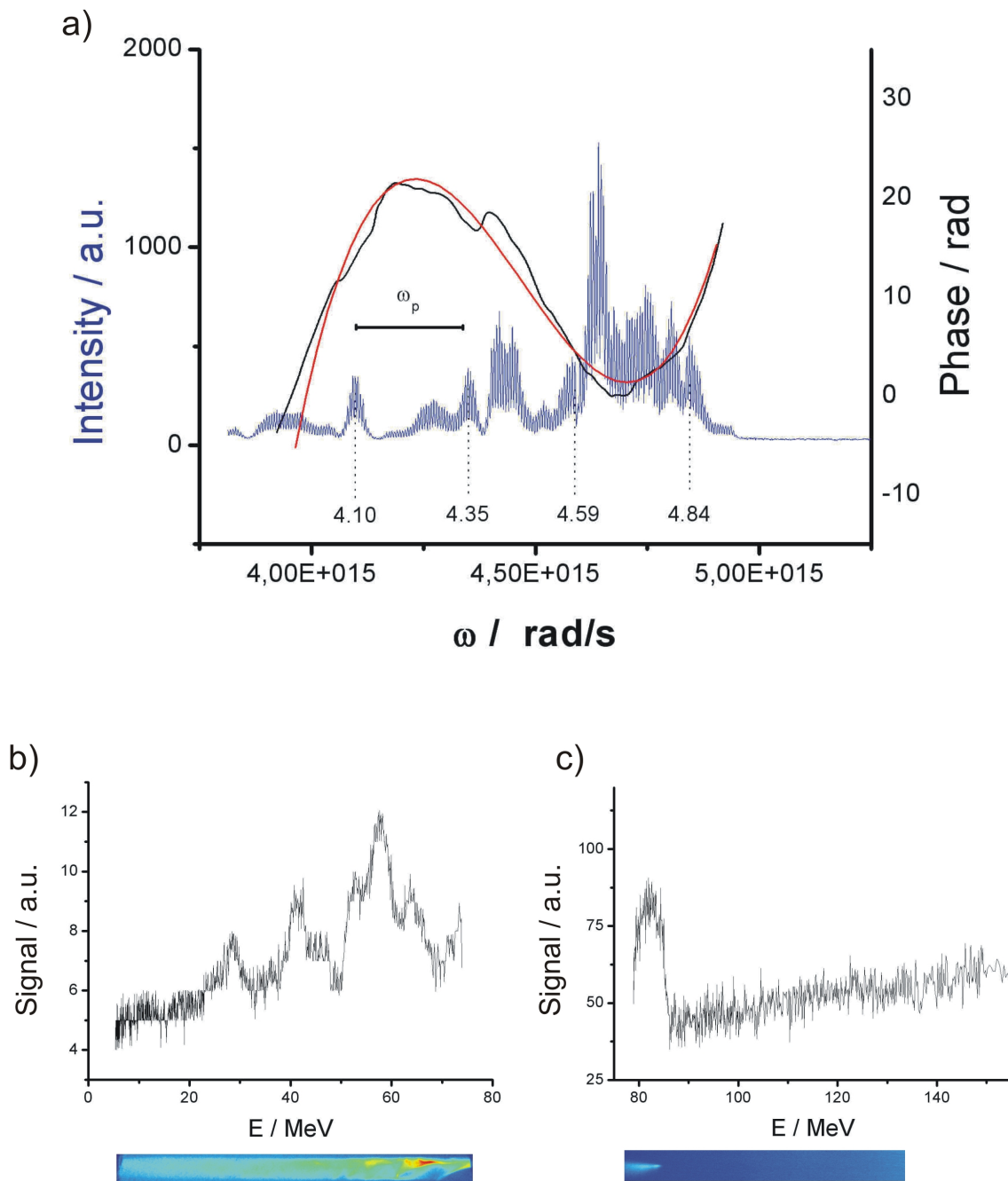


Abbildung 4.15: a) SPIDER-Interferogramm und spektrale Phase mit Fit-Funktion für $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, simultan detektiertes Elektronenspektrum mit Rohdaten b) niedriger Energiebereich und c) hoher Energiebereich

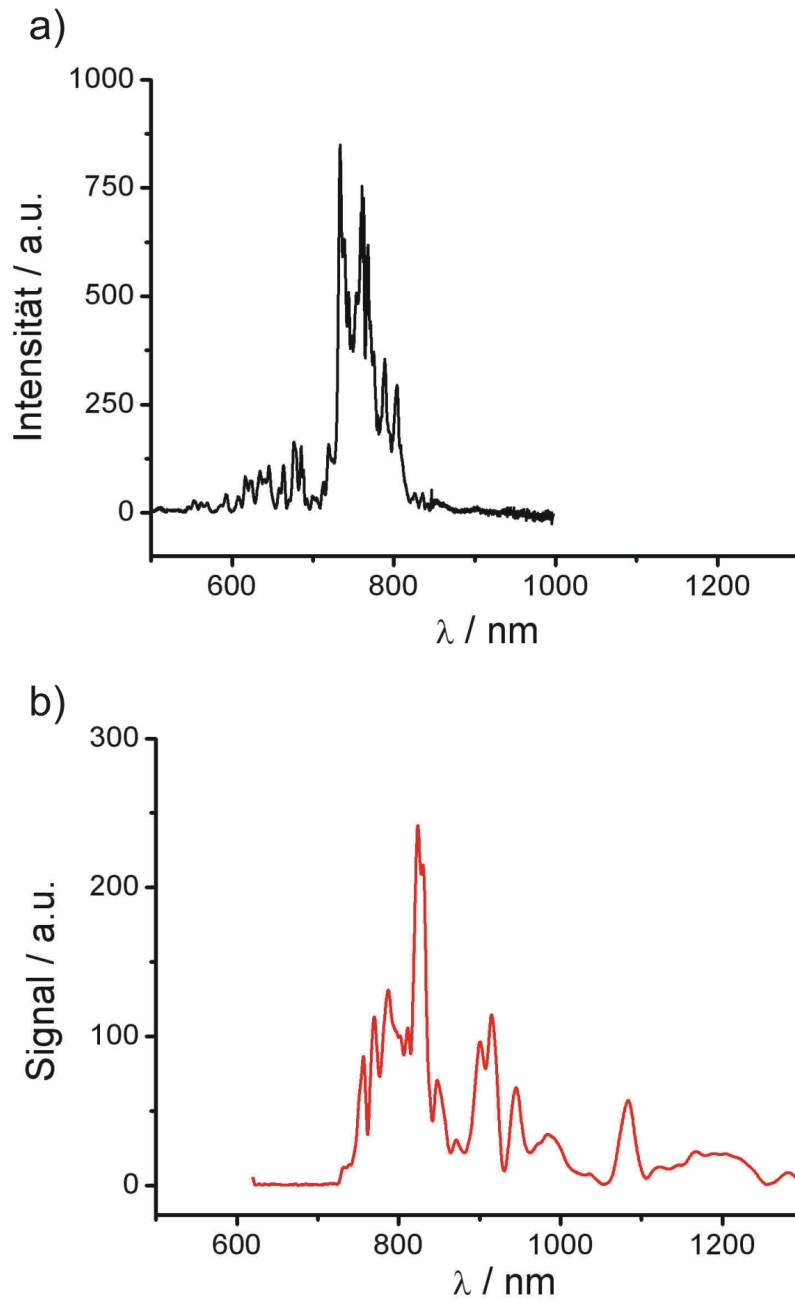


Abbildung 4.16: a) Simultan zum Schuss aus Abb. 4.15 für $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ aufgezeichnetes Spektrum des Laserpulses und b) Einhüllende des SPIDER-Interferogrammes backshifted in den ω -Raum

länge von etwa 1300 nm entspricht.

Die regelmäßige Modulation im Frequenzraum, die auf die Wechselwirkung mit der Plasmawelle zurückzuführen ist, konnte auch bei diesem Schuss beobachtet werden. Dabei ist der Abstand der peaks zueinander hier größer, als im vorherigen Schuss, was durch die Erhöhung des Hintergrunddruckes am Gas-Jet bedingt ist, die in eine größere Plasmafrequenz von $2.4 \cdot 10^{14} \text{ rad s}^{-1}$ resultiert. Die Separation der peaks hat entsprechend dieser Erhöhung zugenommen. Die peak-Positionen sind wieder im Graphen markiert, diesmal für markante, sich wiederholende Strukturen. Der Abstand beträgt in etwa $2.4 \cdot 10^{14} \text{ rad s}^{-1}$ was exakt der aus der gewählten Dichte berechneten Plasmafrequenz entspricht.

Die Auswertung des Interferogrammes hat den in Abbildung 4.15 a) enthaltenen Verlauf der spektralen Phase ergeben. Man erkennt auch in diesem Graphen Schwankungen im Phasenverlauf, die auf geringe Intensitätswerte im Interferogramm zurückgeführt werden können, was besonders bei etwa $\omega = 4.4 \cdot 10^{15} \text{ rad s}^{-1}$ der Fall war.

Es konnten positive quadratische und kubische Phasenbeiträge beobachtet werden, was den Beobachtungen für die zuvor Präsentierten Dichten entspricht. Der ebenfalls dargestellte **Fit** liefert $D_2 = 530 \text{ fs}^2$ und $D_3 = 2330 \text{ fs}^3$. Der D_2 -Wert liegt oberhalb des für die geringeren Dichten ermittelten und das D_3 ist vergleichbar mit dem Wert des zuvor präsentierten Schusses.

Das in Teil b) und c) enthaltene Spektrum der laserbeschleunigten Elektronen für $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ weist eine Multi-peak Struktur auf. Es sind insgesamt vier bunches detektiert worden, die eine Energie von etwa 30 MeV, 45 MeV, 60 MeV und 80 MeV aufweisen. Mögliche Szenarien, in welchen solche Multi-peak Strukturen entstehen sind im vorangegangenen Abschnitt resümiert worden, in welchem das erste Elektronenspektrum mit mehr als einem quasi-monoenergetischen peak vorgestellt wurde.

Die Ergebnisse der für eine Elektronendichte von $n_e = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ durchgeführten Simulation sind in den folgenden beiden Abbildungen 4.17 und 4.19 enthalten. In allen übrigen Parametern hat die Simulation der in Abschnitt 4.3.2 vorgestellten Simulation entsprochen. Man erhält aus der Dichte eine Plasmafrequenz von $\omega_p = 2.3 \cdot 10^{14} \text{ rad s}^{-1}$ und ein Plasmawellenlänge $\lambda_p = 8.1 \mu\text{m}$.

Darstellung 4.17 a) zeigt das elektrische Feld des Laserpulses nach der Propagation durch das Target und in b) ist das zugehörige Spektrum dargestellt. Im Vergleich mit dem elektrischen Feld des initialen Laserpulses, welches in Abbildung 4.7 a) enthalten ist, wird deutlich, dass der Puls im Plasma Verkürzung erfahren hat. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 4.18 der Intensitätsverlauf des Pulses auf Strahlachse in a) für den Referenzpuls ohne Interaktion und in b) nach Propagation durch das unterdichte Plasma für die Elektronendichte $n_e = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ enthalten. Die initiale Pulsdauer von 30 fs ist auf etwa 12 fs reduziert worden. Dies ist möglich, da über die Wechselwirkung mit dem Plasma eine deutliche spektrale Verbreiterung stattgefunden hat und dies in Kombination mit der negativen Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD) im

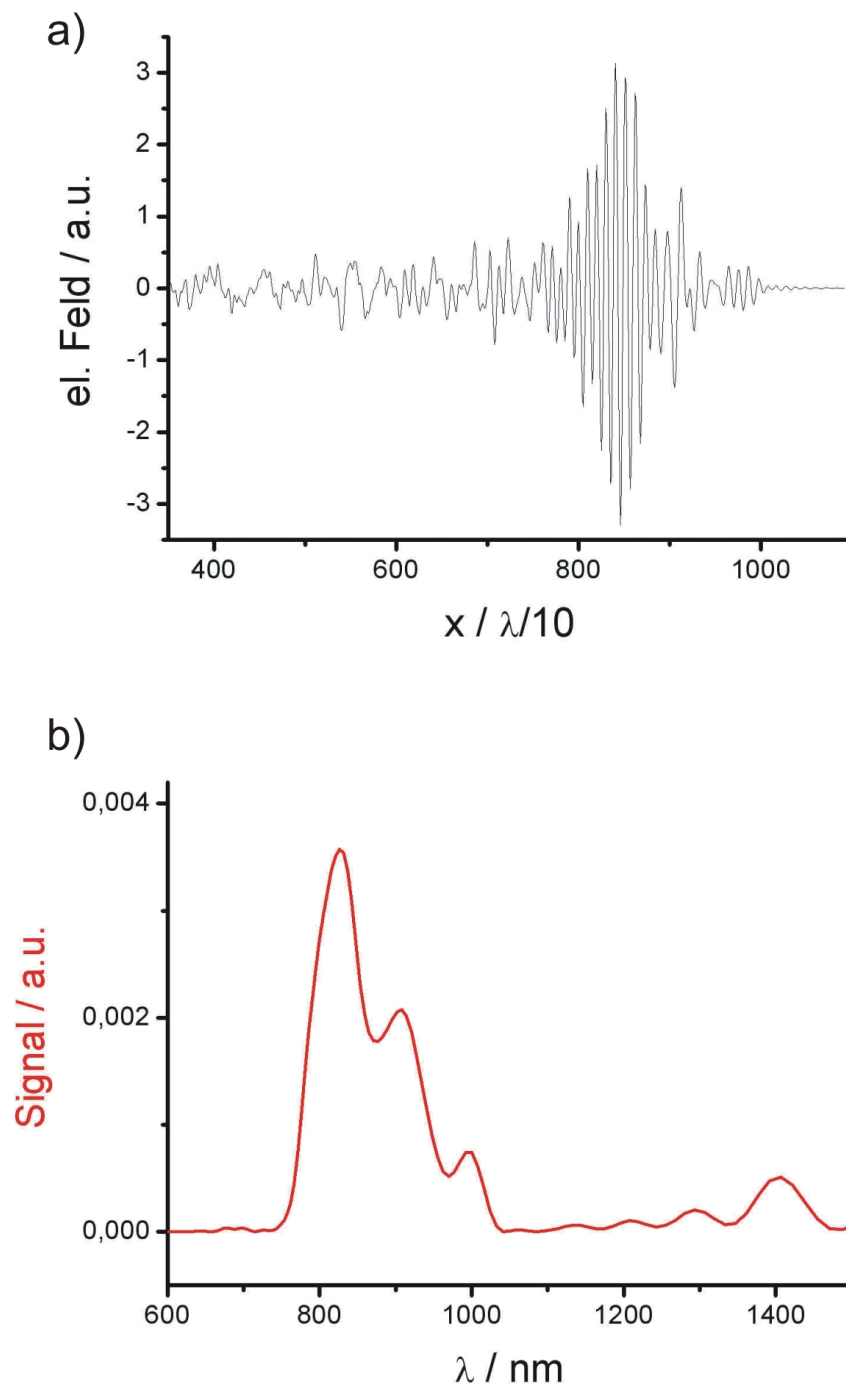


Abbildung 4.17: PIC: a) Elektrisches Feld nach Propagation durch das Target mit $n_e = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und b) spektrale Einhüllende des Pulses

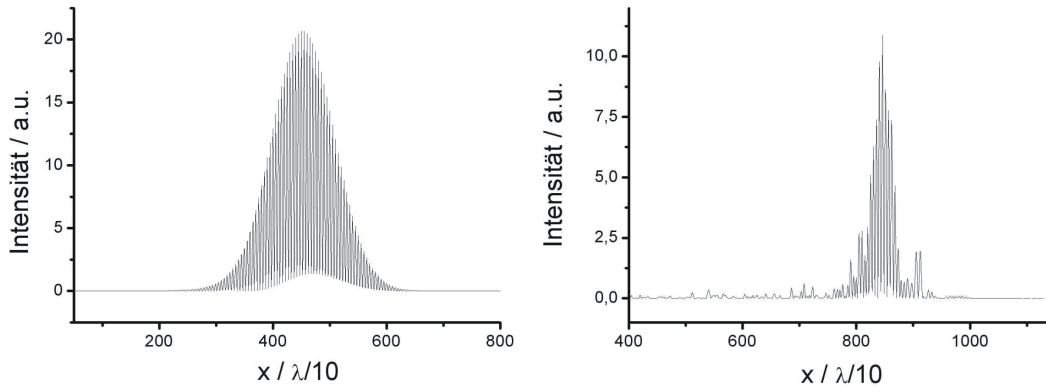


Abbildung 4.18: PIC: Intensitätsverlauf auf Strahlachse a) des Referenzpulses und b) nach Propagation durch das Plasma mit $n_e = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

Plasma zu dem in Abschnitt 2.3.4 vorgestellten Effekt der Selbstkompression führt. Aufgrund der relativistischen Massenkorrektur der Elektronen findet Selbstphasenmodulation statt, was in eine lokale Änderung der Laserfrequenz resultiert. Die Pulsfront wird rotverschoben, während der hintere Teil Blauverschiebung erfährt. Infolge der GVD breitet sich die Pulsfront langsamer aus, als der hintere Teil und der Puls läuft zusammen.

Weiterhin fällt auf, dass die Einhüllende des Pulses moduliert ist. Auch das zu diesem Feld gehörige Spektrum weist eine Modulation auf, die regelmäßiger Natur ist (zur Bestimmung des Spektrums wurde der Verlauf des elektrischen Feldes ab etwa $x = 660$ berücksichtigt) Das Spektrum hat starke Rotverschiebung erfahren und liegt um knapp 900 nm zentriert. Es weist mehrere kleinere peaks auf, die bei Wellenlängen von 825 nm, 907 nm und 1000 nm liegen, was Frequenzen von $2.29 \cdot 10^{15} \text{ rad s}^{-1}$, $2.08 \cdot 10^{15} \text{ rad s}^{-1}$ und $1.89 \cdot 10^{15} \text{ rad s}^{-1}$ entspricht. Der Abstand der peaks im Frequenzraum entspricht demzufolge $2 \cdot 10^{14} \text{ rad s}^{-1}$, was in etwa mit der Plasmafrequenz $\omega_p = 2.3 \cdot 10^{14} \text{ rad s}^{-1}$ übereinstimmt.

Abbildung 4.19 zeigt das Elektronenhistogramm für $n_e = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und den Zeitschritt $t = 3000$. Auch für diese Dichte konnte eine starke Abweichung des Elektronenspektrums vom exponentiellen Verlauf beobachtet werden. Es ist ein recht breiter, quasi-monoenergetischer peak bei etwa 150 MeV erzeugt worden. Dieser liegt zwar deutlich oberhalb der experimentell detektierten Maximalenergie von 80 MeV bei einer Elektronendichte von $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ des zuvor präsentierten Schusses, aber dies ist dennoch in guter Übereinstimmung mit den allgemeinen experimentellen Beobachtungen, da besonders für Dichten $n_e > 1.5 \text{ cm}^{-3}$ weit höhere Elektronenenergien bei zahlreichen Schüssen im Rahmen der Experimente beobachtet werden konnten.

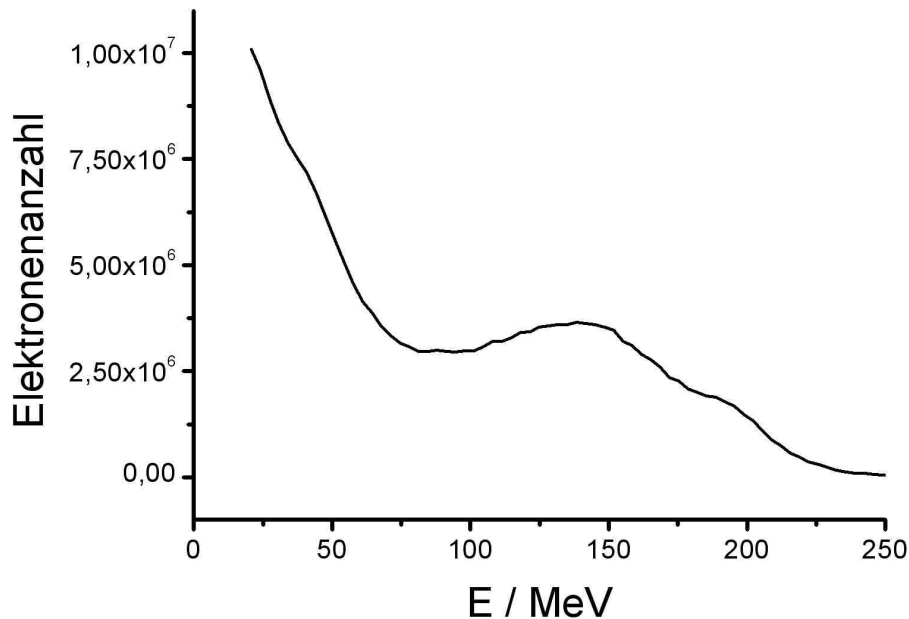


Abbildung 4.19: PIC: Energiehistogramm der Elektronen (Elektronendichte: $n_e = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)

Generell muss bei der Betrachtung der in dieser Arbeit präsentierten Elektronenspektren (besonders im höheren Druckbereich) beachtet werden, dass unter Verwendung des ARCTURUS Lasersystemes und Gas-Jets mit Durchmessern von 1 – 3 mm quasi-monoenergetische Elektronenbunches deutlich höherer Energie mit bis zu $E_{mono} = 200 \text{ MeV}$ generiert und beobachtet wurden [87]. Unter Einsatz eines 3 mm Gas-Jets und dem hier vorgestellten Aufbau wurde eine maximale bunch-Energie von etwa 320 MeV erreicht. Weiterhin wiesen zahlreiche bunches eine geringere Divergenz und höhere Ladung auf, als die hier vorgestellten. Der Schwerpunkt der Arbeit lag jedoch nicht auf der Optimierung des Elektronensignales, sondern auf der simultanen Erforschung von Laserpuls und beschleunigten Elektronen, weshalb Schüsse präsentiert werden, bei denen die gleichzeitige Detektion von beiden Signalen optimal erfolgt ist.

Der Vergleich der experimentellen Daten mit der Simulation zeigt, dass auch für die hohe Dichte von $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ qualitativ eine gute Übereinstimmung gegeben ist. Eine deutliche Modulation der spektralen Einhüllenden des elektrischen Feldes konnte sowohl im Experiment, als auch im Rahmen der Simulation beobachtet werden und auch der Anstieg der maximalen Elektronenenergie, der dem Histogramm der Simulation entnommen wurde, liegt in Übereinstimmung mit den im Rahmen der Experimente gemachten Beobachtungen. Die in der Simula-

tion erfolgte Selbstkompression des Laserpulses im Plasma konnte experimentell nicht eindeutig vermessen werden. Die experimentell beobachtete signifikante spektrale Verbreiterung deutet jedoch darauf hin, dass auch während der Experimente eine Verkürzung des Laserpulses stattgefunden haben kann.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit widmete sich der Erforschung der Wechselwirkung von ultrakurzen ($\tau \leq 30$ fs) hochintensiven ($I_0 > 10^{19}$ Wcm $^{-2}$) Laserpulsen mit unterdichten Plasmen ($n_e \ll n_c$). Dabei lag der Fokus auf der simultanen Untersuchung des Einflusses der Interaktion auf den Laserpuls selbst und der im Plasma beschleunigten Elektronen. Besonders das stark nichtlineare Wellenbrechungsregime, welches aufgrund der Ausbildung einer blasenförmigen Elektronendichtestruktur im Plasma auch als bubble-Regime [5] bezeichnet wird, war von großem Interesse, da es die Erzeugung hochqualitativer quasi-monoenergetische Elektronenbunches ermöglicht, die für zahlreiche Anwendungen von großem Interesse sind. Mit dem im Rahmen der Experimente verwendeten ARCTURUS 100 TW Lasersystem des Institutes für Laser- und Plasmaphysik konnten die zum Erreichen des bubble-Regimes benötigten Parameter realisiert werden und die simultane Erforschung von Laserpuls und Elektronen im relativistischen Intensitätsregime wurde absolviert. Zu diesem Zweck wurde vom Autor ein experimenteller Aufbau realisiert, der es ermöglichte auf single-shot Basis den ultrakurzen Laserpuls nach der Interaktion mit dem Plasma zusammen mit den im Plasma beschleunigten Elektronen zu detektieren. Als Diagnostik für den Laserpuls kamen dabei ein optisches Spektrometer und zur Untersuchung der relativen spektralen Phase des Pulses eine selbstreferenzierende Variante der spektralen Interferometrie, das so genannte SPIDER-Verfahren zum Einsatz [51]. Zur Detektion der Elektronen wurde ein Magnetspektrometer in Kombination mit mehreren Fluoreszenzschirmen verwendet.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist es erstmals gelungen, auf single-shot-Basis den ultrakurzen Laserpuls relativistischer Intensität nach der Propagation durch das unterdichtete Plasma mittels SPIDER-Verfahren und Spektrometer simultan mit den laserbeschleunigten Elektronen zu erforschen. Die experimentelle Untersuchung bei einer Elektronendichte von $n_e = 6.6 \cdot 10^{18}$ cm $^{-3}$ hat gezeigt, dass der Laserpuls selbst signifikant durch die Laser-Plasma-Interaktion modifiziert wurde, wenn die Beschleunigung der Elektronen im bubble-Regime erfolgte, was über die simultane Detektion eines quasi-monoenergetischen Elektronenbunches offen gelegt wurde. Der Laserpuls hat in diesem Regime eine starke spektrale Verbreiterung erfahren und sein Spektrum wurde zum roten Wellenlängenbereich hin verschoben, was beson-

ders anhand des mit der Laserfundamentalen erzeugten SPIDER-Interferogrammes beobachtet werden konnte. Die Beeinflussung des Laserpulses ist auf die relativistische Massenkorrektur der Elektronen im Laserfeld und die Wechselwirkung mit der vom Laser selbst getriebenen nichtlinearen Plasmawelle zurückzuführen, mit der eine Variation des Plasmabrechungsindex einhergeht. Die Phase zeigte ebenfalls eine deutliche Abweichung vom anfänglichen Verlauf linearer Beschaffenheit - die Analyse der Dispersionskomponenten hat positive Beiträge zweiter Ordnung und dritter Ordnung ergeben. Der positive chirp ist auf Selbstphasenmodulationseffekte im Plasma zurückzuführen, die mit der Variation des Plasmabrechungsindex entlang des Pulses einhergehen. Das zu diesem Schuss simultan detektierte Spektrum der laserbeschleunigten Elektronen wies einen quasi-monoenergetischen peak bei $E_{mono} = 65 \text{ MeV}$ auf.

Eine Verschlechterung der Fokussituation und somit eine Abweichung von den für das bubble-Regime erforderlichen Parametern der Interaktion hat dazu geführt, dass die Modifikation des Laserpulses von sehr schwacher Ausprägung ist, während keine Beschleunigung von Elektronen auf eine Energie oberhalb des Detektionslimit der Diagnostik stattfindet, obwohl der Puls wie zuvor durch das gesamte Target propagiert ist.

In Kooperation mit A. Pukhov und O. Jansen aus dem Institut für Theoretische Physik I der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf wurden 3-D Particle-In-Cell-Simulationen mit dem Code VLPL [8] entsprechend den während der Experimente vorherrschenden Bedingungen durchgeführt. Mit Hilfe der Simulationsergebnisse konnte der Einfluss der Wechselwirkung auf das elektrische Feld des Lasers detailliert untersucht werden. Der Puls wies für die Simulation mit einer Elektronendichte von $n_e = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ im vorderen Teil eine Modulation der Einhüllenden auf und die Analyse des Spektrums hat ergeben, dass eine Verbreiterung und ein Rot-shift erfolgt ist, was in exzellenter Übereinstimmung mit den experimentell beobachteten Effekten liegt.

Die Betrachtung der Elektronenenergien dieser Simulation in Form eines Energie-Histogramms hat gezeigt, dass ein quasi-monoenergetischer peak bei einer im Vergleich zu den Experimenten etwas niedrigeren Energie von etwa 45 MeV erzeugt worden ist.

Eine Erhöhung der Neutralteilchendichte im Gas-Jet und somit eine Erhöhung der während der Interaktion vorherrschenden Elektronendichte hat im Rahmen der Experimente zu einer ausgeprägteren Modifikation des Laserspektrums geführt. Für $n_e = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ wurde eine noch stärkere Verbreiterung und eine regelmäßige Modulation im Frequenzraum beobachtet, die auf ein- und zweidimensionale Selbstmodulationseffekte [46, 47, 48, 49, 50, 85] des Laserpulses im Plasma zurückzuführen ist. Die Analyse der Separation der peaks dieser Modulation hat ergeben, dass diese gerade der Plasmafrequenz ω_p entspricht, die über die jeweils vorherrschenden Hintergrunddruck des (interferometrisch charakterisierten) Gas-Jets und der damit verbundenen maximalen Elektronendichte im Plateau berechnet werden konnte. In den Elektronenspektren wurde simultan zu dieser Modulation die Erzeugung von Multi-peaks beobachtet. Die spektrale Phase enthält positive quadratische und kubische Beiträge.

Der 3-D PIC-Simulation für $n_e = 1.3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ konnte entnommen werden, dass die Ein-

hüllende das elektrische Feldes ausgeprägter moduliert worden ist, als es für den geringeren Dichtewert der Fall war. Das Spektrum hat eine stärkere Verbreiterung erfahren und wies Modulationen auf. Das Energiehistogramm der Elektronen zeigte im Vergleich zur niedrigen Dichte einen Anstieg der maximalen Energie quasi-monoenergetischer Elektronen auf $E = 75$ MeV und es konnte die Formation von zusätzlichen peaks niedrigerer Energie in schwacher Ausprägung beobachtet werden.

Eine weitere Erhöhung des Drucks auf $n_e = 1.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ hat im Experiment zu einer Zunahme der Separation der peaks in den regelmäßig modulierten Interferogrammen geführt. Mit dem Druck steigt die Plasmafrequenz ω_p an und die Plasmawellenlänge λ_p sinkt, was direkt in eine Vergrößerung des Abstandes der peaks im Frequenzraum resultierte. Das durch die Interaktion mit dem Plasma beeinflusste Spektrum war wie zuvor stark verbreitert. Im Elektronenspektrum sind auch bei diesem Druck multiple peaks detektiert worden.

Die Simulation hat gezeigt, dass die Einhüllende des elektrischen Feldes moduliert war und der Laserpuls Verkürzung im Plasma erfahren hat. Das Spektrum war deutlich verbreitert und wies eine regelmäßige Modulation auf. Im Energiehistogramm wurde ein quasi-monoenergetischer peak bei $E = 150$ MeV beobachtet. Dies ist guter Übereinstimmung mit dem allgemein beobachteten Anstieg der maximalen Energie der laserbeschleunigten Elektronen unter Erhöhung des Hintergrunddruckes am Gas-Jet.

Durch die absolvierten Messungen und deren Interpretation in Gegenüberstellung mit den numerischen Simulationen konnte der Zusammenhang zwischen dem Einfluss der Laser-Plasma-Interaktion im unterdichten Regime auf den Laserpuls selbst und die im Target beschleunigten Elektronen ausführlich untersucht werden.

Zukünftige Messkampagnen könnten darauf ausgerichtet sein, die experimentellen Limitierungen bezüglich der detektierbaren Bandbreite des Laserspektrums zu überwinden, um die vollständige Charakterisierung des ultrakurzen hochintensiven Laserpulses nach der Propagation durch das Plasma durchführen zu können. Dies wäre besonders von Vorteil, um den Einfluss der Wechselwirkung auf die Entwicklung der Pulsdauer eindeutig experimentell erforschen zu können. Eine direkte Messung der Pulsdauer auf diesem Wege würde die detaillierte experimentelle Erforschung des Effektes der Selbstverkürzung von Laserpulses in nichtlinearen Plasmawellen [7] ermöglichen, der für zahlreiche Anwendung von Interesse ist.

Literaturverzeichnis

- [1] T H Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187:493–494, 1960.
- [2] A Einstein. Strahlungsemission und -absorption nach der Quantentheorie. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 18:318–323, 1916.
- [3] D Strickland and G Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(3):219–221, 1985.
- [4] T Tajima and J M Dawson. Laser electron accelerator. *Physical Review Letters*, 43(4):267–270, 1979.
- [5] A Pukhov and J Meyer-ter-Vehn. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime. *Applied Physics B - Lasers and Optics*, 74:355–361, 2002.
- [6] V Malka, J Faure, Y Glinec, and A F Lifschitz. Laser-plasma accelerators: a new tool for science and for society. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 47:B481–B490, 2005.
- [7] J Faure, Y Glinec, J J Santos, F Ewald, J-P Rousseau, S Kiselev, A Pukhov, T Hosokai, and V Malka. Observation of laser-pulse shortening in nonlinear plasmawaves. *Physical Review Letters*, 95(20):205003, 2005.
- [8] A Pukhov. 3D Electromagnetic Relativistic Particle-In-Cell Code VLPL: Virtual Laser Plasma Lab. *Journal of Plasma Physics*, 61:425–433, 1999.
- [9] P Gibbon. *Short Pulse Laser Interactions with Matter - An Introduction*. Imperial College Press, London, 2005.
- [10] J H Eberly and J Javanainen. Above threshold ionisation. *European Journal of Physics*, 9(4):265–275, 1988.
- [11] G S Voronov and N B Delone. Multiphoton ionisation of krypton and argon by ruby laser radiation. *JETP Letters-USSR*, 3(12):313, 1966.
- [12] P Agostini, G Barjot, J F Bonnal, G Mainfray, C Manus, and J Morellec. Multiphoton ionisation of hydrogen and rare gases. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-4(10):667–669, 1968.
- [13] P Agostini, F Fabre, G Mainfray, and G. Petite. Free-free transitions following six-photon ionization of xenon atoms. *Physical Review Letters*, 42(17):1127–1130, 1979.

- [14] Y Gontier, M Poirier, and M Trahin. Multiphoton absorptions above the ionisation threshold. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 13:1381–1387, 1980.
- [15] A Einstein. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Annalen der Physik*, 17:132, 1905.
- [16] L V Keldysh. Ionisation in the field of a strong electromagnetic wave. *Soviet Physics JETP*, 20:1307, 1965.
- [17] A M Perelomov, V S Popov, and M V Terentev. Ionisation of atoms in an alternating electric field I. *Soviet Physics JETP*, 23:924, 1966.
- [18] A M Perelomov, V S Popov, and M V Terentev. Ionisation of atoms in an alternating electric field II. *Soviet Physics JETP*, 24:207, 1967.
- [19] eds. A Dinklage, T Klinger, G Marx, and L Schweikhard. *Plasma Physics - Confinement, Transport and Collective Effects / Lecture Notes in Physics*. Springer Verlag, 2005.
- [20] F F Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, volume 1: Plasma Physics. Plenum Press, New York, second edition, 1985.
- [21] J M Dawson. Nonlinear electron oscillations in a cold plasma. *Physical Review*, 113(2):383–387, 1959.
- [22] L M Gorbunov and V I Kirsanov. Excitation of plasma waves by an electromagnetic wave packet. *Sov. Phys JETP*, 66:290–294, 1987.
- [23] P Sprangle, E Esarey, A Ting, and G Joyce. Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding. *Applied Physics Letters*, 53(22):2146–2148, 1988.
- [24] A I Akhiezer and R V Polovin. Theory of wave motion of an electron plasma. *Soviet Physics JETP*, 3(5):696–705, 1956.
- [25] E Esarey and M Pilloff. Trapping and acceleration in nonlinear plasma-waves. *Physics of Plasmas*, 2(5):1432–1436, 1995.
- [26] S V Bulanov, V I Kirsanov, , and S Sakharov. Excitation of ultrarelativistic plasma-waves by pulse of electromagnetic-radiation. *JETP Letters*, 50(4):198–201, 1989.
- [27] P Sprangle, E Esarey, and A Ting. Nonlinear-theory of intense laser-plasma interactions. *Physical Review Letters*, 64(17):2011–2014, 1990.
- [28] P Sprangle, E Esarey, and A Ting. Nonlinear-interaction of intense laser-pulses in plasmas. *Physical Review A*, 41(8):4463–4467, 1990.
- [29] V I Berezhiani and I G Murusidze. Relativistic wake-field generation by an intense laser-pulse in a plasma. *Physics Letters A*, 148(6–7):338–340, 1990.

-
- [30] A Pukhov and S Gordienko. Bubble regime of wake field acceleration: similarity theory and optimal scalings. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 364:623–633, 2006.
- [31] J Faure, Y Glinec, A Pukhov, S Kiselev, S Gordienko, E Lefebvre, J-P Rousseau, F Burgy, and V Malka. A laser–plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. *Nature*, 431:541–544, 2004.
- [32] S P D Mangles, C D Murphy, Z Najmudin, A G R Thomas, J L Collier, A E Dangor, E J Divall, P S Foster, J G Gallacher, C J Hooker, D A Jaroszynski, A J Langley, W B Mori, P A Norreys, F S Tsung, R Viskup, B R Walton, and K Krushelnick. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions. *Nature*, 431:535–538, 2004.
- [33] C G R Geddes, Cs Toth, J van Tilborg, E Esarey, C B Schroeder, D Bruhwiler, C Nieter, J Cary, and W P Leemans. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. *Nature*, 431:538–541, 2004.
- [34] C E Max, J Arons, and A B Langdon. Self-modulation and self-focusing of electromagnetic waves in plasmas. *Physical Review Letters*, 33(4):209–212, 1974.
- [35] C E Max. Strong self-focusing due to ponderomotive force in plasmas. *Physics of Fluids*, 19(1):74–77, 1976.
- [36] G Z Sun, E Ott, Y C Lee, and P Guzdar. Self-focusing of short intense pulses in plasmas. *Physics of Fluids*, 30(2):526–532, 1987.
- [37] E Esarey and C B Schroeder. Physics of laser-driven plasma-based accelerators. *LBNL Report*, 53510, 2003.
- [38] M Borghesi, A J MacKinnon, L Barringer, R Gaillard, L A Gizzi, C Meyer, O Willi, A Pukhov, and J Meyer ter Vehn. Relativistic channeling of a picosecond laser pulse in a near-critical preformed plasma. *Physical Review Letters*, 78(5):879–882, 1997.
- [39] W P Leemans, C E Clayton, W B Mori, K A Marsh, P K Kaw, A Dyson, and C Joshi. Experiments and simulations of tunnel-ionized plasmas. *Physical Review A*, 46(2):1091–1105, 1992.
- [40] T Auguste, P Monot, L-A Lompré, G Mainfray, and C. Manus. Defocusing effects of a picosecond terawatt laser pulse in an underdense plasma. *Optics Communications*, 89(2–4):145–148, 1992.
- [41] G P Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, Elsevier, 4. edition, 2007.
- [42] I Watts, M Zepf, E L Clark, M Tatarakis, K Krushelnick, , A E Dangor, R Allott, R J Clarke, D. Neely, and P A Norreys. Measurements of relativistic self-phase-modulation in plasma. *Physical Review E*, 66(036409), 2002.

- [43] F S Tsung, C Ren, L O Silva, W B Mori, and T Katsouleas. Generation of ultra-intense single-cycle laser pulses by using photon deceleration. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 99(1):29–32, 2002.
- [44] S P Le Blanc and R Sauerbrey. Spectral, temporal, and spatial characteristics of plasma-induced spectral blue shifting and its application to femtosecond pulse measurement. *Journal of the Optical Society of America B*, 13(1):72–88, 1996.
- [45] S P Le Blanc, R Sauerbrey, S C Rae, and K Burnett. Spectral blue shifting of a femtosecond laser pulse propagating through a high-pressure gas. *Journal of the Optical Society of America B*, 10(10):1801–1809, 1993.
- [46] J R Peñano, B Hafizi, P Sprangle, R F Hubbard, and A Ting. Raman forward scattering and self-modulation of laser pulses in tapered plasma channels. *Physical Review E*, 66:036402, 2002.
- [47] W B Mori, C D Decker, D E Hinkel, and T Katsouleas. Raman forward scattering of short-pulse high-intensity lasers. *Physical Review Letters*, 72(10):1482–1485, 1994.
- [48] E Esarey, J Krall, and P Sprangle. Envelope analysis of intense laser pulse self-modulation in plasmas. *Physical Review Letters*, 72(18):2887–2890, 1993.
- [49] P Sprangle, E Esarey, , J Krall, and G Joyce. Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas. *Physical Review Letters*, 69(15):2200–2203, 1992.
- [50] E Esarey and A Ting. Comment on "Cascade focusing in the beat-wave accelerator". *Physical Review Letters*, 65:1961, 1990.
- [51] C Iaconis and I A Walmsley. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses. *Optics Letters*, 23(10):792–794, 1998.
- [52] G Pretzler. Höchstleistungs-Kurzpulslaser. *Script zur Vorlesung*, 2000.
- [53] Cl Froehly, A Lacourt, and J Ch Viénot. Time impulse response and time frequency response of optical pupils. *Nouvelle Revue d'Optique Appliquée*, 4(4):183–196, 1973.
- [54] D N Fittinghoff, J L Bowie, J N Sweetser, R T Jennings, M A Krumbügel, K W DeLong, R Trebino, and I A Walmsley. Measurement of the intensity and phase of ultraweak, ultrashort laser pulses. *Optics Letters*, 21(12):884–886, 1996.
- [55] L Lepetit, G Chériaux, and M Joffre. Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy. *Journal of the Optical Society of America B*, 12(12):2467–2474, 1995.
- [56] C Iaconis and I A Walmsley. Self-referencing spectral interferometry for measuring ultrashort optical pulses. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(24):501–509, 1999.

- [57] V A Zubov and T I Kuznetsova. Solution of the phase problem for time-dependent optical signals by an interference system. *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 21:1285–1286, 1991.
- [58] V Wong and I A Walmsley. Analysis of ultrashort pulse-shape measurement using linear interferometers. *Optics Letters*, 19(4):287–289, 1994.
- [59] G A Reider. *Photonik*. Springer Verlag, Wien, 2005.
- [60] J H Chung and A N Weiner. Ambiguity of ultrashort pulse shapes retrieved from the intensity autocorrelation and the power spectrum. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 7(4):656–666, 2001.
- [61] D J Kane and R Trebino. Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using frequency-resolved optical gating. *Optics Letters*, 68(9):823–825, 1993.
- [62] R Trebino. *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [63] R Trebino, K W DeLong, D N Fittinghoff, J N Sweetser, M. A. Krumbügel, and B. A. Richman. Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating. *Review of Scientific Instruments*, 29(2):3277–3295, 1997.
- [64] P O’Shea, M Kimmel, X Gu, and R Trebino. Highly simplified device for ultrashort-pulse measurement. *Optics Letters*, 26(12):932–934, 2001.
- [65] A Öffner. *U.S. patent 3,748,015*. 1971.
- [66] G Cheriaux, P Rousseau, F Salin, J P Chambaret, B Walker, and L F Dimauro. Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification. *Optics Letter*, 21(6):414–416, 1996.
- [67] R Jung. *Laser-plasma interaction with ultra-short laser pulses*. Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2007.
- [68] M Omieczynski. *Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Gasen und Clustern*. Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2006.
- [69] S Semushin and V Malka. High density gas jet nozzle design for laser target production. *Review of Scientific Instruments*, 72(7):2961–2965, 2001.
- [70] V Malka, C Coulaud, J P Geindre, V Lopez, Z Najmudin, D Neely, and F Amiranoff. Characterization of neutral density profile in a wide range of pressure of cylindrical pulsed gas jets. *Review of Scientific Instruments*, 71(6):2961–2965, 2000.

- [71] R Jung, J Osterholz, O Willi, M Galimberti, L A Gizzi, Borghesi, C A Cecchetti, R Heathcote, and D Neely. Optimization and characterization of supersonic gas jet target for laser-plasma interaction studies. *Central Laser Facility Annual Report (Rutherford Appleton Laboratory)*, pages 23–24, 2004.
- [72] M Hipp, J Woisetschlaeger, P Reiterer, and T Neger. Digital evaluation of interferograms. *Elsevier*, 36:53–66, 2004.
- [73] H Dubbel. *Dubbel Taschenbuch für den Maschinenbau, 21. Edition*. Springer Verlag, New York, 2004.
- [74] Metaglas. <http://www.metaglas.de/quarzglas.htm>. 2001.
- [75] IDL software der Firma ITT VIS. <http://www.ittvis.com/productservices/idl.aspx>.
- [76] Y Glinec, J Faure, A Guemnie-Tafo, V Malka, H Monard, J P Larbre, V De Waele, J L Marignier, and M Mostafavi. Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer. *Review of Scientific Instruments*, 77:103301, 2006.
- [77] A Buck, K Zeil, A Popp, K Schmid, A Jochmann, S D Kraft, B Hidding, T Kudryakov, C M S Sears, L Veisz, S Karsch, J Pawelke, R Sauerbrey, T Cowan, F Krausz, and U Schramm. Absolute charge calibration of scintillating screens for relativistic electron detection. *Review of Scientific Instruments*, 81(3):033301, 2010.
- [78] B Hidding. *En Route: Elektronenbeschleuniger der nächsten Generation auf Laser-Plasma-Basis*. Dissertation, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2008.
- [79] K A Tanaka, T Yabuuchi, T Sato, R Kodama, Y Kitagawa, T Takahashi, T Ikeda, Y Honda, and S Okuda. Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer. *Review of Scientific Instruments*, 76(1):013507, 2005.
- [80] Y Glinec and J Faure and A Guemnie-Tafo and V Malka and H Monard and J P Larbre and V De Waele and J L Marignier and M Mostafavi. Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer. *Review of Scientific Instruments*, 77:103301, 2006.
- [81] B Hidding and G Pretzler and M Clever and F Brandl and F Zamponi and A Lübcke and T Kämpfer and I Uschmann and E Förster and U Schramm and R Sauerbrey and E Kroupp and L Veisz and K Schmid and S Benavides and S Karsch. Novel method for characterizing relativistic electron beams in a harsh laser-plasma environment. *Review of Scientific Instruments*, 78:083301, 2007.
- [82] S Masuda and E Miura and K Koyama and S Kato . Absolute calibration of an electron spectrometer using high energy electrons produced by the laser-plasma interaction. *Review of Scientific Instruments*, 79:083301, 2007.

- [83] A Pukhov and J Meyer-ter-Vehn. Relativistic laser-plasma interaction by multi-dimensional particle-in-cell simulations. *Physics of Plasmas*, 5(5):1880–1886, 1998.
- [84] A Oguchi, A Zhidkov, K Takano, E Hotta, K Nemoto, and K Nakajima. Multiple self-injection in the acceleration of monoenergetic electrons by a laser wake field. *Physics of Plasmas*, 15(4):043102, 2008.
- [85] B Hidding and M Geissler and G Pretzler and K-U Amthor and H Schworer and S Karsch and L Veisz and K Schmid and R Sauerbrey. Quasimonoenergetic electron acceleration in the self-modulated laser wakefield regime. *Physics of Plasmas*, 16(16):043105, 2009.
- [86] I Blumenfeld and C E Clayton and F-J Decker and M J Hogan and C Huang and R Ischebeck and R Iverson and C Joshi and T Katsouleas and N Kirby and W Lu and K A Marsh and W B Mori and P Muggli and E Oz and R H Siemann and D Walz and M Zhou. Energy doubling of 42 gev electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator. *Nature*, 445:741–744, 2007.
- [87] O Willi, M Behmke, L Gezici, B Hidding, R Jung, T Königstein, A Pipahl, J Osterholz, G Pretzler, A Pukhov, M Toncian, T Toncian, M Heyer, O Jäckel, M Kübel, G Paulus, C Rödel, H P Schlenvoigt, W Ziegler, M Büscher, A Feyt, A Lehrach, H Ohm, G Oswald, N Raab, M Ruzzo, M Seltmann, and Q Zhang. Particle and x-ray generation by irradiation of gaseous and solid targets with a 100 TW laser pulse. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 51(12):124049, 2009.


Danksagung

Viele Personen haben zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen, wofür ich ihnen allen an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte.

Besonders meinen Doktorvater Professor Oswald Willi möchte ich dabei hervorzuheben, dem ich für die hervorragende Betreuung während meiner Promotion, die motivierenden Gespräche und seine immer offene Tür danke.

Professor Alexander Pukhov danke ich für die Bereitschaft das Koreferat meiner Arbeit zu übernehmen und für die Zusammenarbeit bezüglich der numerischen Simulationen.

Allen alten und neuen Mitgliedern des Institutes für Laser- und Plasmaphysik möchte ich für die gute Zusammenarbeit, Kollegialität und Unterstützung, die ich über die Jahre hinweg erfahren durfte meinen Dank aussprechen. Besonders Dr. Jens Osterholz, der mir vor allem zu Beginn der Promotion mit viel Rat und Tat zur Seite stand, Monika Toncian, Dr. Toma Toncian und Dr. Ralph Jung für die gute Zusammenarbeit bei der Durchführung der Experimente, Dr. Bernhard Hidding und Thomas Königstein bei den Elektronenmessungen. Dem Sekretariat, vor allem Renate ter Horst, Claudia Dingle und Katherina Vogt für den exzellenten Beistand in allen organisatorischen Fragen. Allen Mitarbeitern der Werkstätten für ihre Unterstützung bezüglich der Aufbauten.

Auch allen Mitgliedern des Graduiertenkollegs 1203 „Dynamik heißer Plasmen“  danke ich für die gute Zusammenarbeit und den Austausch. Oliver Jansen aus dem Institut für Theoretische Physik I danke ich besonders für die fruchtbare Zusammenarbeit bezüglich der numerischen Simulationen.

Diese Arbeit ist durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft in Form des Graduiertenkollegs 1203 finanziert worden, wofür ich ebenfalls meinen Dank zum Ausdruck bringe.

Abschließend danke ich meiner ganzen Familie aus tiefem Herzen für ihre außergewöhnliche Unterstützung.

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Die Dissertation wurde in der vorgelegten oder in ähnlicher Form noch bei keiner anderen Institution eingereicht. Ich habe bisher keine erfolglosen Promotionsversuche unternommen.

Düsseldorf,