
INTENSITÄTS- UND FLUENZABHÄNGIGKEIT
DER WECHSELWIRKUNG SCHWACH RELATIVISTISCHER,
ULTRAKURZER LASERPULSE MIT FESTKÖRPERN

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR ERLANGUNG DES DOKTORGRADES
DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT
DER HEINRICH-HEINE-UNIVERSITÄT DÜSSELDORF

vorgelegt von
Bastian Arne Hinnerk Hagmeister
aus Meerbusch

Düsseldorf, Juni 2020

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

Berichtersteller:

1. Professor Dr. Georg Pretzler
Institut für Laser- und Plasmaphysik
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf
2. Privatdozent Dr. Götz Lehmann
Institut für Theoretische Physik I
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Tag der mündlichen Prüfung: 18.08.2020

KURZFASSUNG

Die Wechselwirkung eines schwach relativistischen, ultrakurzen Laserpulses mit einer Festkörperoberfläche ist ein hochkomplexer Prozess, der von vielen verschiedenen Parametern abhängt und bis heute noch nicht vollständig verstanden ist. Durch die hohen Intensitäten wird auf der Oberfläche während der Wechselwirkungszeit ein dichtes Plasma erzeugt, an dem der Laserpuls reflektiert wird (Plasmaspiegel). Während dieser Wechselwirkung kann es zur Erzeugung Hoher Harmonischer kommen, die das Target zusammen mit dem Laserpuls verlassen. Ebenso werden Elektronen und Ionen beschleunigt und schlussendlich Material vom Target ablatiert, wodurch ein Krater entsteht.

In dieser Arbeit wird untersucht, wie verschiedene Laserparameter sowohl diesen Erzeugungsprozess der Hohen Harmonischen als auch die gesamte Dynamik der Wechselwirkung beeinflussen können. Dabei wird insbesondere darauf eingegangen, wie die Interaktion durch wesentlich schwächere Lichtanteile im Untergrund des Laserpulses verändert wird, die den Festkörper bereits vor dem Lichtpuls erreichen.

Für diese Untersuchungen werden die ultrakurzen Laserpulse (< 8 fs) des Lasersystems PHASER genutzt, die fokussiert eine Spitzenintensität von bis zu 2×10^{18} W/cm² erreichen können. Durch kleine Änderungen am System können sowohl die Intensität als auch die Pulsdauer variiert werden, wodurch es möglich ist, genaue Abhängigkeiten zu ermitteln.

Mittels einer detaillierten Analyse der auftretenden Veränderungen im reflektierten Laserlicht konnten eindeutig unterschiedliche Regime der Wechselwirkung bestimmt werden, die von der Fluenz in dem Untergrund abhängen. Für die unterschiedlichen Targetmaterialien wurden Grenzfluenzen ermittelt, ab denen der Regimewechsel einsetzt.

In dem ersten Regime bleibt die Oberflächenstruktur des Targets erhalten und es bildet sich durch den Laserpuls ein Plasmaspiegel aus, an dem Harmonische erzeugt werden. Es wird gezeigt, dass die Harmonischerzeugung ab einer gewissen Untergrund-Fluenz einbricht, was auf eine vorherige Veränderung auf der Targetoberfläche zurückzuführen ist. Mittels einer Änderung des Timings im Lasersystem kann eindeutig gezeigt werden, dass dies auf die Fluenz im Nanosekundenbereich zurückzuführen ist. Weitere Untersuchungen der Harmonischen zeigen die

theoretisch vorhergesagte Abhängigkeit der Erzeugung vom Plasmagradien, sowie den deutlichen Einfluss der Pulskompression auf das Harmonischenspektrum. Ebenso können verschiedene Erzeugungsprozesse der Harmonischen eindeutig identifiziert werden.

Im zweiten Regime findet mit steigender Fluenz eine immer größere Veränderung der Wechselwirkung statt. Es wird gezeigt, dass sich als erstes eine dünne Plasmablase auf der Oberfläche ausbildet, die dafür sorgt, dass nicht alle Strahlanteile ihre Divergenz behalten. Danach bildet sich durch den Materialabtrag eine Vertiefung aus, die das Laserlicht stark aufbeugt. Für Fluenzen, die viel größer als die Grenzfluenz sind, wird die Vertiefung schließlich so groß, dass die gesamte Wechselwirkung darin stattfindet. Dabei wird die Reflexion des Lasers grundlegend verändert. Es kommt abhängig von dem durchlaufenen Gradienten im gesamten Strahl zu unterschiedlich starker Ionisations-Blauverschiebung und zur Erzeugung Hoher Harmonischer. Durch die Form der Vertiefung finden diese Prozesse an verschiedenen räumlichen Positionen statt, was zur Folge hat, dass die Strahlanteile mit unterschiedlich starker Blauverschiebung in unterschiedliche Raumrichtungen reflektiert werden. An der Position mit dem steilsten Einfallswinkel des Laserpulses ist der Gradient am kürzesten und es können Hohe Harmonische erzeugt werden, die aufgrund der Geometrie der Vertiefung in die Targetnormale emittiert werden.

Diese Arbeit bietet somit einen tiefen Einblick in die Dynamik der Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen mit Festkörperoberflächen. Außerdem wird zum besseren Verständnis der Harmonischenerzeugung beigetragen und mittels PIC-Simulationen eine neue Erzeugungsmöglichkeit präsentiert, die es ermöglicht, räumlich getrennte Harmonische zu erzeugen.

ABSTRACT

The highly complex process of a weakly relativistic, ultrashort laser pulse interacting with the surface of a solid depends on many different parameters and is not yet completely understood. Due to the high intensities a dense plasma is created on the surface during interaction. The incoming laser pulse is reflected by this plasma which is therefore referred to as plasma mirror. While the interaction takes place, high harmonics can be generated, which are emitted from the target together with the reflected laser pulse. Furthermore, electrons and ions are accelerated and material is ablated from the target, which leads to the formation of a crater.

In this work, the influence of the laser parameters is investigated, both on the generation of the high harmonics and on the entire dynamic of the interaction. The main emphasis is on the modification of the interaction due to low-intensity light components in the underground of the laser pulse, which reach the solid before the main light pulse.

The ultrashort laser pulses (< 8 fs) generated by the laser system PHASER are used for these experiments. After focussing they can have maximum intensities up to 2×10^{18} W/cm². Small modifications in the system allow variation of both the intensity and the pulse duration, thus enabling a thorough examination of the dependencies.

Different regimes of the interaction are distinguished by a detailed analysis of the changes observed in the reflected laser light. These regimes depend on the fluence of the nanosecond-duration underground of the laser pulse. The threshold fluences setting the borders between the different regimes were determined for several target materials.

In the first regime, the surface structure of the target is conserved and a plasma mirror is generated by the laser pulse generating high harmonics. It is demonstrated that the generation of high harmonics stops at a certain underground fluence. This can be explained by an ongoing modification of the target surface. Using a variation of the timing in the laser system, it could be verified that this can be attributed to the fluence in the nanosecond timescale. Further investigations of the high harmonics show the theoretically predicted dependency of the generation on the plasma gradient, as well as the influence of the pulse compression on the spectrum of the high harmonics. Likewise, different generation processes could be identified unambiguously.

In the second regime, the transformation of the interaction grows with increasing fluence. It is demonstrated that at first a thin plasma blister develops on the surface which causes selective pointing variations within the main pulse. When the fluence becomes higher, an indentation is formed due to the removal of material, which diffracts the laser light. This indentation expands with further increasing fluence, such that the entire interaction occurs in it. Hence, the reflexion of the laser is fundamentally modified.

Depending on the gradient a different amount of ionization blue shift takes place in the laser beam, as well as the generation of high harmonics. Owing to the form of the indentation, these processes happen at different spatial positions leading to the effect that different light components with varying blue shift are reflected in separate directions. The shortest gradient length can be found at the position with the steepest angle of incidence of the laser pulse. The high harmonics generated at this spot are emitted in the normal direction with respect to the target due to the geometry of the indentation.

Therefore, this work yields a deep insight into the dynamic of the interaction of ultrashort laser pulses with the surfaces of solids, which also contributes to understanding the generation process of high harmonics. Furthermore, PIC simulations are presented which demonstrate a new possibility for creating high harmonics is presented which enables the generation of spatially separated high harmonics.

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Elektromagnetische Wellen	5
2.1.1	Allgemeine Beschreibung	5
2.1.2	Gaußsche Strahlen	8
2.1.3	Laserpulse	10
2.1.4	Modenkamm und CEP-Stabilisierung	12
2.1.5	Dispersion	15
2.1.6	Nichtlineare optische Effekte	16
2.2	Laserplasma	19
2.3	Laser-Plasma-Wechselwirkung	21
2.3.1	Entstehung eines Laserplasmas	22
2.3.2	Ionisation	23
2.3.3	Bewegung geladener Teilchen in elektromagnetischen Feldern	26
2.3.4	Laserinduzierte Teilchenbeschleunigung	27
2.3.5	Energieabsorption	28
2.3.6	Ablation	31
2.4	Oberflächen-Harmonische	32
2.4.1	CWE-Prozess	33
2.4.2	ROM-Prozess	35
2.5	Particle in Cell Simulationen	36
3	Experimenteller Aufbau	41
3.1	Lasersystem am ILPP	41
3.2	Experimentierkammer und Diagnostik	45
3.2.1	Harmonischen-Spektrometer	46
3.2.2	Ionen-Spektrometer	48
3.2.3	CCD-Kamera	49
3.2.4	Image Plate	50

4	Einfluss des Pedestals auf die Laser-Festkörper-Wechselwirkung	51
5	Harmonischenerzeugung an einem Oberflächenplasma	57
5.1	Optimierung der Harmonischenerzeugung	58
5.2	Einfluss des Pedestals auf die Harmonischenerzeugung	64
5.3	Analyse des Harmonischenspektrums	66
5.4	Ionenemission eines ultrakurzen Laserplasmas	69
5.5	Erzeugung räumlich getrennter Laser-Harmonischer	74
6	Laserplasmaexperimente unter Einfluss des Pedestals	83
6.1	Bildung einer Plasmablase auf der Oberfläche	84
6.2	Ausbildung einer konkaven Vertiefung	93
6.3	Interaktion des Laserpulses mit der veränderten Targetoberfläche	99
6.3.1	Spektrale Verbreiterung und Aufspaltung	99
6.3.2	Harmonischenerzeugung unter Einfluss des Pedestals	105
7	Zusammenfassung und Ausblick	113
A	Dispersionseinfluss eines s-polarisierten Laserpulses	117
B	Zusatzmaterial	121

EINLEITUNG

Seit der Erfindung und Entwicklung der *chirped pulse amplification* (CPA) durch D. Strickland und G. Mourou [1], die dafür beide im Jahr 2018 mit dem Physik-Nobelpreis ausgezeichnet wurden, ist es möglich, Laserpulse mit extrem hohen Intensitäten zu erzeugen. Durch dieses Verfahren können außerdem Pulse mit zuvor unerreichten Pulslängen von einigen Femtosekunden generiert werden, was völlig neue Möglichkeiten der Anwendung eröffnet.

Das Vordringen in die Zeitskala von Femtosekunden (10^{-15} s) erlaubt den Einblick in ultraschnelle Prozesse, die mit herkömmlicher Messtechnik nicht zu erfassen sind. So ist es beispielsweise möglich, mittels Femtosekundenlaserpulsen chemische Veränderungen, wie die Dynamik der Bindungen in Molekülen zeitaufgelöst zu untersuchen [2]. Für diese Arbeit wurde der Chemie-Nobelpreis verliehen. Daran anknüpfend bietet die *femtosecond stimulated Raman spectroscopy* (FSRS) die Möglichkeit, Informationen über die Dynamik chemischer Reaktionen zu gewinnen [3].

Um noch schnellere Bewegungen zeitlich auflösen zu können, ist es notwendig, die Pulsdauer beziehungsweise das Messsignal noch weiter zu verkürzen. Um die Bewegung von Elektronen in einem Atom zu „beobachten“, benötigt man Pulsdauern, die kürzer als deren Bewegung sind. Im klassischen Atommodell benötigt ein Elektron für eine Umrundung des Atoms etwa 150 Attosekunden. Somit muss ein Messsignal zur Detektion dieser Bewegung genutzt werden, das eine Pulsdauer einiger Attosekunden, also 10^{-18} Sekunden aufweist. Solche kurzen Pulse werden bei der Erzeugung Hoher Harmonischer mittels Femtosekundenlaserpulsen generiert [4], die somit ermöglichen, Attosekundendiagnostik zu betreiben [5]. Infolgedessen können beispielsweise Rückschlüsse auf die Dynamik der Relaxation eines atomaren Anregungszustandes gemacht werden [6] und es ist möglich, die Bewegung von Elektronen in Festkörpern und auf deren Oberfläche zu untersuchen [7]. Auf diese Weise kann das Verständnis im Bereich der Chemie, Physik und Elektronik maßgeblich erweitert werden.

Bei Hohen Harmonischen handelt es sich um Vielfache der Laserfrequenz, die bei der Wechselwirkung von Laserpulsen hoher Intensität mit Materie entstehen können. Diese sind, wie auch der erzeugende Laserpuls, kohärent, können Wellenlängen bis in den Röntgenbereich aufweisen und treten in Form mehrerer Pulse mit Pulsdauern bis unter 100 Attosekunden auf [8]. Durch

ihre besonderen Eigenschaften und ihren großen potentiellen Anwendungsbereich sind Hohe Harmonische von großem Interesse in Forschung und Wissenschaft.

Für die meisten Anwendungen der Hohen Harmonischen, von denen einige oben genannt wurden, werden diese in Edelgasen erzeugt. Diese Erzeugungsart wurde das erste Mal kurz nach der Entdeckung der CPA im Jahre 1987 von McPherson *et al.* [9] experimentell nachgewiesen. In den folgenden Jahren wurde diese Methode gründlich erforscht, wodurch das Verständnis erweitert und die Erzeugung effizienter wurde [4, 10]. Seit einigen Jahren ist es beispielsweise möglich, die Intensität einer einzelnen Harmonischen deutlich zu steigern [11]. Heutzutage werden diese Hohen Harmonischen, wie oben dargestellt, in vielen Experimenten als Diagnostik eingesetzt. Deren Erzeugungseffizienz wird weiter optimiert: So ist es inzwischen möglich, Attosekundenpulse voneinander zu separieren [12] und Harmonische mit Wellenlängen bis in das Wasserfenster¹ zu erzeugen [13]. Dies ermöglicht, mit den Harmonischen Zellen und Moleküle zu untersuchen, was diese auch für die Medizin interessant macht.

Eine weitere Methode, die das Potential bietet, noch härtere Strahlung zu erzeugen und mit dieser eines Tages auch menschliches Gewebe durchleuchten zu können, ist die Erzeugung Hoher Harmonischer an einem Oberflächenplasma. Die verschiedenen Erzeugungsprozesse wurden im Laufe der letzten Jahre eingehend untersucht und sind inzwischen gut verstanden [14–16]. Aktuell wurden neue Erkenntnisse dazugewonnen, wie der Laser an das von ihm erzeugte Plasma koppelt und wie dieser Prozess von der Steilheit des Gradienten abhängt [17].

Bei der experimentellen Umsetzung der Erzeugung stößt man typischerweise für Intensitäten unterhalb von 10^{17} W/cm² an den Punkt, an dem der Pulscontrast zu schlecht ist, um Harmonische zu erzeugen [18]. Um dieses Problem zu lösen, kann der Pulscontrast mittels eines Plasmaspiegels verbessert werden [19], was aber die Komplexität des Verfahrens deutlich erhöht und außerdem mit einem Energieverlust (> 15 %) einhergeht.

Diese Arbeit positioniert sich genau in diesem Grenzbereich, wo der endliche Pulscontrast des Lasers beginnt, die Wechselwirkung dramatisch zu verändern. Es zeigt sich, dass es eine ganze Reihe an interessanten Effekten gibt, die besonders die Emission von Strahlung auf unerwartete Weise beeinflussen können. Zur Untersuchung der Wechselwirkung wurde der Ultrakurzpulslaser PHASER verwendet, mit dem Spitzenintensitäten von 2×10^{18} W/cm² bei einer Pulslänge von etwa 8 fs erzeugt werden können. Damit ist es möglich, die verschiedenen Effekte gezielt einzeln anzusteuern und zu untersuchen, da sie nicht wie bei längeren Pulsen seriell ablaufen. Der Laser bietet die Möglichkeit, ohne Änderungen an dem experimentellen Setup vorzunehmen, zu einem 20 fs Puls zu wechseln, der eine maximale Intensität von 8×10^{17} W/cm² erreicht. Durch die zusätzliche Option, die Brennweite der fokussierenden Parabeln zu ändern, ist dieses System bestens geeignet, die Dynamik dieses Bereiches zu untersuchen.

Die besondere Herausforderung, eine genaue Analyse der Wechselwirkung vorzunehmen, besteht darin, dass es nicht möglich ist, direkte Untersuchungen in diesem Bereich vorzunehmen.

¹Bei dem sogenannten Wasserfenster handelt es sich um einen Spektralbereich zwischen 4,4 - 2,3 nm im Bereich der weichen Röntgenstrahlung, der sich durch eine hohe Eindringtiefe in Wasser bei gleichzeitiger hoher Absorption in organischen Molekülen auszeichnet. Daraus resultiert ein hoher Kontrast zwischen Wasser und organischem Gewebe, wobei die Kurzwelligkeit der Strahlung es gleichzeitig ermöglicht, sehr kleine Strukturen sichtbar zu machen.

Aus diesem Grund werden in dieser Arbeit Rückschlüsse auf die Effekte mittels eingehender Untersuchung des emittierten Lichts, sowie Simulationen möglich. Durch Vergleich mit anderen Arbeiten werden Erkenntnisse gewonnen, die die Dynamiken in diesem Wechselwirkungsbereich erklären und einordnen.

Dabei gliedert sich diese Arbeit wie folgt: Als erstes werden die theoretischen Grundlagen eingeführt, die für das weitere Verständnis benötigt werden. Dabei wird insbesondere auf die Wechselwirkung von Laserpulsen mit Materie eingegangen und genauer beleuchtet, wie diese von der Pulsdauer abhängt. Dies ist wichtig, da die Vorpulse, die die Wechselwirkung modifizieren, im Piko- beziehungsweise Nanosekundenbereich vor dem Hauptpuls auftreten und somit andere physikalische Effekte relevant sind. Außerdem werden im Detail die charakterisierenden Parameter des Laserpulses, sowie die Erzeugung der Harmonischen beschrieben.

Im Folgenden werden das Lasersystem, sowie die Experimentierkammer inklusive aller in der Arbeit verwendeten Diagnostiken vorgestellt. Dabei wird deutlich, wie die verschiedenen Laserpulse erzeugt und diese auf dem Target fokussiert werden.

In Kapitel 4 wird der oben genannte Grenzbereich untersucht und ein eindeutiges Merkmal ermittelt, ab welchem Punkt das „Pedestal“² die Wechselwirkung beeinflusst. Darauf aufbauend werden die beiden Hauptkapitel dieser Arbeit gegliedert.

Kapitel 5 befasst sich mit der Untersuchung der Harmonischenerzeugung bei möglichst hohen Intensitäten ohne zusätzlichen Plasmaspiegel. Dabei wird vor allem auf den Einfluss der Dispersion sowie des Gradienten und der Pulslänge eingegangen. Mit diesem Aufbau war es möglich, zwei verschiedene Arten Hoher Harmonischer zu generieren. Da die Erzeugung des einen Typs Hoher Harmonischer eine Abhängigkeit von der Elektronendichte aufweist, ist es möglich, eine Aussage über die Ionisation des Targets zu machen. Um diese zu überprüfen, werden die emittierten Ionen mittels eines Ionen-Spektrometers untersucht. Dabei werden ebenfalls die kinetischen Energien der Ionen detektiert und es können Rückschlüsse auf das Ablationsverhalten des Targetmaterials gemacht werden.

Am Ende dieses Kapitels wird eine neue Methode präsentiert, Harmonische zu erzeugen, die den Vorteil besitzen, dass sie sowohl voneinander, als auch von den beiden erzeugenden Laserpulsen getrennt propagieren.

In Kapitel 6 werden die Wechselwirkung des Laserpulses und die Art der Beeinflussung durch das Pedestal betrachtet. Dabei treten je nach Energie, die das Pedestal beinhaltet, unterschiedliche Effekte auf, die einzeln beleuchtet werden und aus denen sich ein schlüssiges Gesamtbild ergibt, wie das Pedestal die Wechselwirkung verändert. Es wird auch gezeigt, dass es ab einer gewissen Energie im Pedestal wieder möglich ist, Harmonische zu erzeugen, die aber eine andere Abstrahlcharakteristik aufweisen als erwartet.

²Bei dem Pedestal handelt es sich um Untergrundstrahlung, die bei der Erzeugung des Laserpulses entsteht und eine größere Pulslänge und geringere Intensität als der Hauptpuls aufweist.

GRUNDLAGEN

In diesem Kapitel werden die für das Verständnis der nachfolgenden Arbeit notwendigen, theoretischen Grundlagen dargestellt.

In Kapitel 2.1.1 werden die Basiseigenschaften elektromagnetischer Wellen erläutert und welche weiteren Eigenschaften Licht haben muss, um als Gaußscher Strahl charakterisiert werden zu können, wird in Kapitel 2.1.2 geschildert. In Kapitel 2.1.3 werden die Eigenschaften von Laserpulsen dargelegt, wie sich diese bei Transmission durch ein Medium verhalten und welche nichtlinearen Effekte auftreten können, wenn hohe Intensitäten erreicht werden. Treffen diese Laserpulse mit hoher Intensität auf Materie so wird ein Laserplasma (Kapitel 2.2) erzeugt. Die wichtigsten Prozesse, sowie resultierende Effekte in und auf einem solchen Plasma werden im Kapitel 2.3 kurz dargestellt. In Kapitel 2.4 werden Hohe Harmonische der Laserstrahlung und deren Entstehungsprozesse vorgestellt und erläutert. Da viele Effekte in einem Plasma nicht analytisch zu betrachten sind, wird noch die PIC Simulation in Kapitel 2.5 eingeführt, die zur Simulation der ultrakurzen Wechselwirkung angewandt werden kann.

2.1 ELEKTROMAGNETISCHE WELLEN

Elektromagnetische Wellen treten in der Natur in einem großen Spektralbereich auf. Der kleine Teil, den wir wahrnehmen können (siehe Abbildung 2.1), wird sichtbares Licht genannt und weist Wellenlängen von etwa 750 nm (rot) bis 400 nm (violett) auf. Strahlung höherer Energie, wie beispielsweise Röntgenstrahlung, findet in der Medizin Anwendung und langwellige, wie die Radiowellen, in der Unterhaltung und im Funk.

2.1.1 ALLGEMEINE BESCHREIBUNG

All diese Strahlungsarten unterliegen dem Welle-Teilchen-Dualismus und lassen sich folglich sowohl im klassischen Wellenbild als auch im Teilchenbild beschreiben. Im Wellenbild ist Licht eine Transversalwelle, die aus einem harmonisch schwingenden elektrischen Feld und damit gekoppeltem magnetischen Feld besteht. Um deren Ausbreitung im Raum vollständig zu beschreiben nutzt man die Maxwell-Gleichungen, die aus vier gekoppelten Differentialgleichungen bestehen:

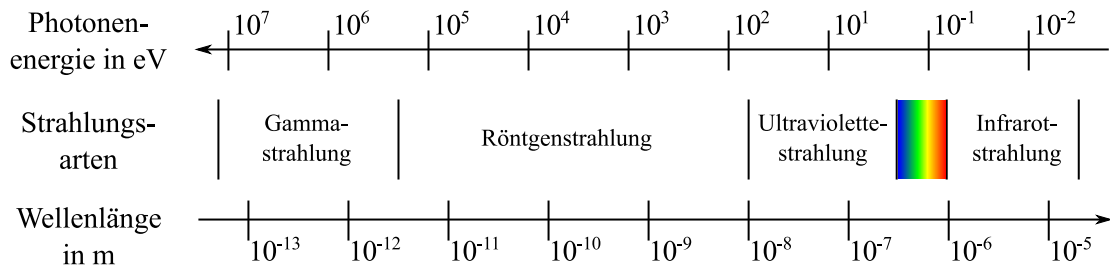


Abbildung 2.1: Schematische Einteilung des elektromagnetischen Spektrums. Nach links nimmt die Photonenenergie zu und die Wellenlänge ab. Der kolorierte Bereich entspricht dem sichtbaren Spektralbereich.

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

Hierbei ist \vec{E} der elektrische Feldvektor, \vec{J} die Stromdichte, \vec{B} die magnetische Flussdichte, ρ die Ladungsdichte und c die Lichtgeschwindigkeit. Die Vakuumpermeabilität wird durch μ_0 und die Dielektrizitätskonstante durch ε_0 beschrieben. Aus den Maxwell-Gleichungen lässt sich die dreidimensionale Wellengleichung für das elektrische Feld $\vec{E}(\vec{r}, t)$ herleiten:

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0. \quad (2.5)$$

Eine Lösung, welche die ebenen Wellen des elektrischen Feldes beschreibt, bietet der folgende exponentielle Ansatz:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \exp \{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})\}. \quad (2.6)$$

Hierbei ist \vec{E}_0 die komplexe Amplitude der Schwingung, \vec{k} der Wellenvektor und ω die Kreisfrequenz. Geht man davon aus, dass die Welle in z-Richtung propagiert, wie es üblicherweise angenommen wird, so folgt aus $\vec{E} \perp \vec{k}$ in vektorieller Schreibweise

$$\vec{E}(\vec{z}, t) = \begin{pmatrix} E_{x,0} \exp \{i(\omega t - k \cdot z)\} \\ E_{y,0} \exp \{i(\omega t - k \cdot z + \epsilon)\} \\ 0 \end{pmatrix} = \vec{E}_x + \vec{E}_y. \quad (2.7)$$

Die zusätzliche Phase ϵ bestimmt, welche Art von Polarisation das Licht aufweist. Gilt für $\epsilon = \pm n \cdot \pi$ mit $n \in \mathbb{N}_0$, so ist das Licht linear polarisiert, wie es bei Laserstrahlung der Fall ist. Zirkular polarisiertes Licht entsteht hingegen, wenn $\epsilon = \pm \pi/2 + m \cdot 2\pi$ mit $m \in \mathbb{Z}$ gilt.

Bei vielen Anwendungen und Experimenten werden häufig die Begriffe s- und p-polarisiert verwendet. Dabei handelt es sich um linear polarisiertes Licht, das eine bestimmte Ausrichtung zu einer Oberfläche aufweist. Zur Erläuterung sei das Licht im folgenden linear polarisiert in x-Richtung und \vec{k} zeige in z-Richtung. Trifft dieses Licht auf einen Spiegel, dessen Normalenvektor in der y-z-Ebene liegt und um einen Winkel $\alpha \neq 0$ gegenüber den Achsen verkippt ist, so ist das Licht bezogen auf den Spiegel s-polarisiert. Trifft auf den selben verkippten Spiegel Licht dessen elektrische Feld in y-Richtung oszilliert, so wird dieses p-polarisiert genannt. Da in diesem Fall das elektrische Feld eine Komponente aufweist, die senkrecht zum Spiegel steht, ist p-polarisiertes Licht besonders gut dafür geeignet, ein Laserplasma (siehe Kapitel 2.3) zu generieren.

Die magnetische Flussdichte lässt sich aus der elektrischen Feldstärke wie folgt berechnen:

$$\vec{B} = \frac{1}{c} \cdot \vec{e}_k \times \vec{E}. \quad (2.8)$$

Hier wird die Kopplung zwischen der elektrischen und magnetischen Welle ersichtlich. Dichte und Richtung des Energietransports, also die Energieflussdichte, werden durch den sogenannten Poynting-Vektor

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} (\vec{E} \times \vec{B}) \quad (2.9)$$

beschrieben. Er zeigt in Richtung des Wellenvektors \vec{e}_k . Meistens ist allerdings die Intensität der Strahlung von Interesse. Diese ergibt sich durch das zeitliche Mittel des Poynting-Vektors zu

$$\langle \vec{S} \rangle = I = \frac{\epsilon_0 c}{2} E_0^2. \quad (2.10)$$

Hierdurch ergibt sich direkt der proportionale Zusammenhang zwischen der Intensität und dem Quadrat der Amplitude des elektrischen Feldes. Wenn zudem die zeitliche Ausdehnung und Querschnittsfläche der Welle bekannt sind, kann man die Energie errechnen. Um die Energie, die eine gewisse Strahlungsart aufweist, besser zu verstehen, betrachtet man diese im Teilchenbild. Demzufolge kann Strahlung auch anhand von Quanten, den sogenannten Photonen beschrieben werden. Dabei gilt, dass jedes Photon eine bestimmte Energieportion trägt

$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda} \quad (2.11)$$

und die gesamte Energie kann durch Addition der Energie aller Photonen ermittelt werden. Hierbei steht h für das Plancksche Wirkungsquantum und λ für die Wellenlänge. Damit einher geht auch ein definierter Photonenimpuls

$$p = mc = \frac{\nu h}{c} = \frac{h}{\lambda}, \quad (2.12)$$

der von der Frequenz beziehungsweise der Wellenlänge des Lichts abhängt.

Somit ergibt sich, dass die verschiedenen Strahlungsarten entweder nach der Wellenlänge oder ihrer Photonenenergie klassifiziert werden können, vergleiche hierzu Abbildung 2.1. Üblicherweise wird im sichtbaren bis infraroten Spektrum die Wellenlänge und vor allem im Röntgen- oder höherenergetischen Spektralbereich die Photonenenergie genutzt.

2.1.2 GAUSSSCHE STRAHLEN

Gaußstrahlen sind elektromagnetische Strahlen, die sich dadurch auszeichnen, dass sie ein transversales Profil gemäß einer Gaußkurve

$$A = A_0 \cdot e^{-((x-x_0)/\xi)^2} \quad (2.13)$$

aufweisen (siehe Abbildung 2.2, links). Der charakterisierende Parameter ist die Gaußbreite ξ , die beschreibt, wann die Amplitude A von ihrem maximalen Wert A_0 auf das e^{-1} -fache abgefallen ist. Die Amplitude entspricht hier dem elektrischen Feldstärke E . Aufgrund des quadratischen Zusammenhangs zur Intensität folgt, dass die Intensität an der gleichen Position auf das e^{-2} -fache abfällt. Der Zusammenhang mit der Intensität ist von Interesse, da diese die Messgröße darstellt. Die Halbwertsbreite (FWHM, **full width at half maximum**) Δx , die eine charakteristische Größe von Laserpulsen ist, kann aus der Gaußbreite berechnet werden. Für das elektrische Feld E und die Intensität I sieht der Zusammenhang wie folgt aus:

$$\Delta x_E = 2\sqrt{\ln 2} \cdot \xi_E \quad \text{und} \quad \Delta x_I = \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \xi_E. \quad (2.14)$$

Betrachtet man das longitudinale Profil des Strahls, also jenes entlang der Ausbreitungsrichtung bzw. optischen Achse (z -Achse), so weist dieses um den Fokus ein Lorentzprofil auf. Der Intensitätsverlauf wird durch die Gleichung

$$I(x = x_0 = 0, z) = \frac{I_0}{1 + (z/z_R)^2} \quad (2.15)$$

beschrieben. Die Gaußbreite ξ_E wird als $w(z)$ und im Fokus als Strahltaile

$$w_0 \geq \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\lambda f}{D} \quad (2.16)$$

bezeichnet. Diese hängt von der Größe des einfallenden Strahls $D = 4w$ an der fokussierenden Optik und deren Brennweite f ab. Zudem ist die Fokusgröße beugungsbegrenzt und somit abhängig von der Wellenlänge λ .

Das transversale Profil entlang der z -Achse wird beschrieben durch

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (2.17)$$

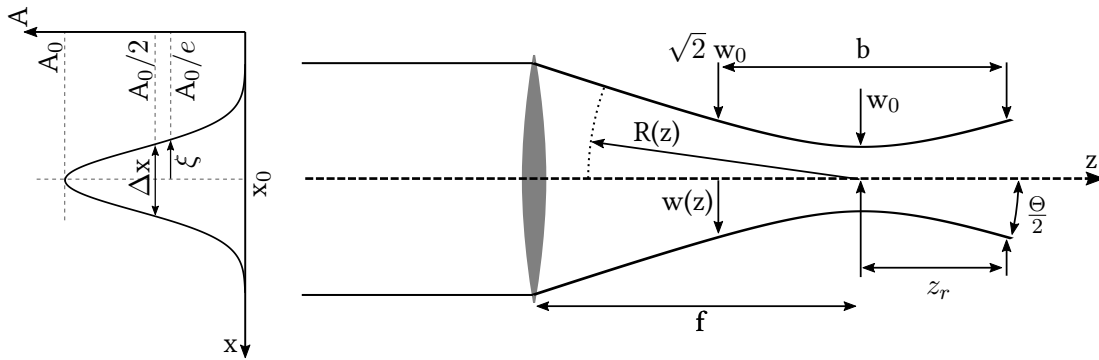


Abbildung 2.2: Links: Gaußkurve mit Mittelwert x_0 , Amplitude A_0 , Gaußbreite ξ und Halbwertsbreite Δx . Rechts: Strahltaile eines fokussierten Gaußstrahls mit minimalem Strahlradius w_0 , Krümmungsradius der Phasenflächen $R(z) = z \cdot [1 + (\pi w_0^2/\lambda z)^2]$, dem bi- oder auch konfokalen Parameter b , der zweimal der Rayleighlänge entspricht, und dem Öffnungswinkel $\Theta/2 \approx 1,27 \cdot \lambda/(2w_0)$. Nach [20].

wobei

$$z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda} \quad (2.18)$$

die Rayleighlänge ist. Diese Länge beschreibt den Abstand der Strahltaile zu dem Punkt in z -Richtung, an dem der Strahlradius auf $\sqrt{2}w_0$ angestiegen ist und sich somit die ausgeleuchtete Fläche verdoppelt hat.

Untersucht man den Verlauf von $w(z)$ entlang der z -Achse weiter bis in den Bereich $z \gg z_R$, so nähert er sich einer Geraden an. Diese schließt mit der z -Achse den Winkel $\Theta/2$ ein und ihr Ursprung liegt in der Mitte der Strahltaile. Somit lässt sich über den Divergenzwinkel

$$\theta_{div} = \frac{\Theta}{2} = \lim_{z \gg z_R} \left(\frac{w(z)}{z} \right) = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (2.19)$$

beschreiben, wie der Gaußstrahl auseinanderläuft [21].

Betrachtet man ein reales Strahlprofil, so kann dieses vom Idealfall abweichen. Ursachen dafür können beispielsweise höhere transversale Moden, Amplituden- und Phasenstörungen (resultierend durch inhomogene Verstärkung) oder auch Überlagerungen von Teilstrahlen sein [21]. Somit sind für reale Gaußprofile die Strahltaile w_0 , sowie der Divergenzwinkel θ_{div} um den Faktor M größer. Dieser wird Beugungsmaßzahl genannt, die für den Fall eines Gaußstrahls (TEM_{00}) gerade Eins ist. Infolgedessen verändert sich das Strahlparameterprodukt von $\theta_{div}w_0 = \lambda/\pi$ zu $\theta_{div}w_0 = M^2 \cdot \lambda/\pi$. Häufig nutzt man zur Beschreibung eines realen Laserstrahls auch die Strahlqualität $K = M^{-2}$.

Im Experiment kann durch Messungen die Energie, die jeder einzelne Puls enthält, sowie der räumliche und zeitliche Intensitätsverlauf ermittelt werden, aber nicht die maximale Intensität I_0 . Diese ist jedoch für viele Berechnungen und Abschätzungen von großer Relevanz. Um diese zu

erlangen wird die folgende Berechnung durchgeführt. Die Intensität kann zu einem Zeitpunkt t in einem radialen Abstand r durch

$$I(r, t) = I_0 \cdot \exp \left\{ -2 \left[\left(\frac{r}{w} \right)^2 + \left(\frac{t - t_0}{\xi_t} \right)^2 \right] \right\} \quad (2.20)$$

beschrieben werden. Die Intensität weist auch im zeitlichen Verlauf ein gaußsches Profil mit der temporalen Gaußbreite ξ_t auf, wie am zweiten Term im Exponenten zu erkennen ist. Die räumliche Integration in Zylinderkoordinaten führt zum zeitlichen Verlauf der Leistung

$$P(t) = I_z(t) \cdot \int_0^\infty \exp \left\{ -2 \left(\frac{r}{w} \right)^2 \right\} 2\pi r \, dr = I_z(t) \cdot \frac{\pi}{2} \cdot w^2. \quad (2.21)$$

Durch zeitliche Integration lässt sich daraus die Gesamtenergie

$$E_G = \frac{\pi}{2} \cdot w^2 \cdot I_0 \int_{-\infty}^\infty \exp \left\{ -2 \left(\frac{t}{\xi_t} \right)^2 \right\} dt = \sqrt{\left(\frac{\pi}{2} \right)^3} \cdot w^2 \cdot \xi_t \cdot I_0. \quad (2.22)$$

ermitteln, die im Puls vorhanden ist. Üblicherweise wird als Pulsdauer der Intensität nicht der Wert bei Abfall auf das e^{-1} -fache, sondern die FWHM $\Delta\tau_I = \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \xi_{E,t}$ benutzt und genauso bei der Strahltaile $\Delta x_I = \sqrt{2 \cdot \ln(2)} \cdot w$. Die Amplitude der Intensität kann somit ausgedrückt werden durch

$$I_0 = 8 \cdot \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{3/2} \cdot \frac{E_G}{\Delta x_I^2 \Delta\tau}. \quad (2.23)$$

Zur expliziten Berechnung der Intensität muss noch beachtet werden, dass nicht die gesamte Energie eines Pulses innerhalb der FWHM oder Gaußbreite liegt. Liegt beispielsweise ein Gaußpuls vor, so sind innerhalb der Fläche mit dem Radius der Gaußbreite 86,5 %, in der doppelten Breite schon 99,9 % der Energie enthalten¹.

2.1.3 LASERPULSE

Der Begriff Laser leitet sich vom Akronym für *Light amplification by stimulated emission of radiation* ab, das den grundlegenden Prozess beschreibt, der zur Entstehung von Laserstrahlung führt. Hierzu wird zunächst ein laseraktives Medium gepumpt, also dessen Atome oder Moleküle durch Zufuhr von Energie in einen höheren energetischen Zustand gebracht. Ist die Zerfallszeit dabei lang genug, baut sich eine Besetzungsinversion auf, in der ein Teil der Pumpenergie gespeichert ist. Durch ein Photon der passenden Wellenlänge kann stimulierte Emission angeregt werden. Die so generierten Photonen gleicher Energie und Phase, werden durch einen Resonator immer wieder durch das laseraktive Medium gespiegelt und somit immer neue Photonen generiert.

Grundsätzlich werden bei Lasern zwei Signalformen unterschieden. Der weitaus bekanntere Typ ist der Dauerstrichlaser (cw-Laser). Ein solcher wird beispielsweise in dem Lasersystem PHASER (Kapitel 3.1) als Pumplaser verwendet, Laser dieser Art finden aber auch vielseitigen

¹In $w/4$ liegen 11,8 %, in $w/2$ liegen 39,4 %, in $3w/4$ liegen 67,5 % und in $3w/2$ liegen 98,9 % der Energie.

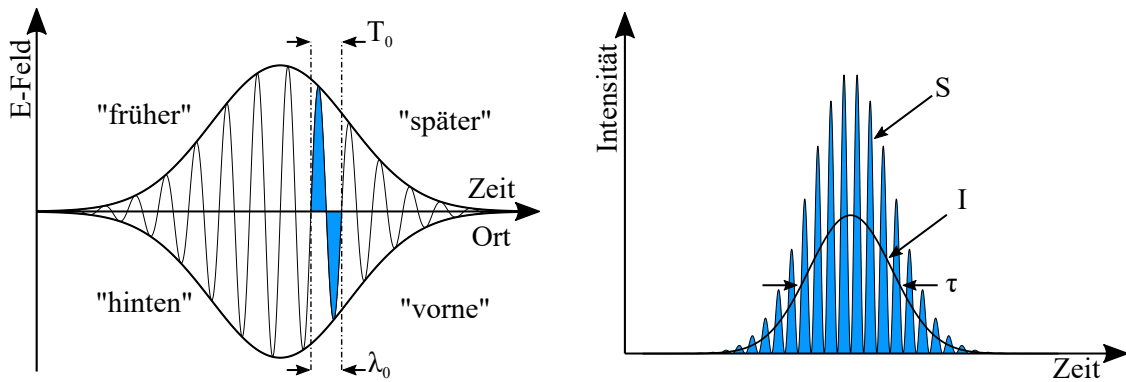


Abbildung 2.3: Links: Zusammenhang zwischen Zeitraum und Ortsraum, T_0 entspricht der Periodendauer der Trägerwelle und ist das Äquivalent der Wellenlänge λ_0 . Umschlossen wird die Trägerwelle von der Einhüllenden, die durch alle Maxima der Trägerwelle läuft. **Rechts:** Lichtpuls mit gaußischem Profil im Zeitraum. Nach [20].

kommerziellen Einsatz. Sie erbringen eine zeitlich konstante Strahlungsleistung mit einem typischerweise sehr schmalen Spektrum und großer zeitlicher Kohärenz.

Von größerem Interesse ist in dieser Arbeit der gepulste Betrieb, insbesondere die Erzeugung ultrakurzer Laserpulse. Das elektrische Feld eines Laserpulses an einem festen Ort wird beschrieben als

$$E(t) = E_A(t) \cdot e^{i(\omega(t-t_0)+\varphi_{CE})} \quad (2.24)$$

und setzt sich zusammen aus der Amplitude $E_A(t)$, die auch als Einhüllende bezeichnet wird, und der Trägerwelle. Diese beschreibt die Oszillation des elektrischen Feldes mit der Frequenz ω , siehe Abbildung 2.3 links. Die Einhüllende kann gegen die Trägerwelle verschoben sein, was durch die Einführung der Phase φ_{CE} (CEP, siehe Kapitel 2.1.4) berücksichtigt wird. Ist der Phasenunterschied $\varphi_{CE} = 0$, so stimmen das Maximum der Trägerwelle und das der Einhüllenden überein. Durch Änderung der CEP kann die Richtung des E-Feldes an einem Zeitpunkt und bei sehr kurzen Pulsen auch messbar die maximale Intensität geändert werden.

Typischerweise weist ein ultrakurzer Laserpuls eine Einhüllende der Form

$$E_A(t) = E_0 \cdot e^{-(t/\xi_t)^2} \quad (2.25)$$

auf, die einem gaußschen Puls entspricht (siehe 2.1.2). Durch eine Fouriertransformation, also die Betrachtung im Frequenzraum, wird deutlich, dass auch

$$E_A(\omega) \propto e^{-(\omega \cdot \xi_t/2)^2} \quad (2.26)$$

einen gaußschen Verlauf aufweist. Somit gilt der Zusammenhang $\xi_\omega = 2/\xi_t$, der mit Gleichung 2.14 umgeformt werden kann zu dem Pulsdauer-Bandbreite-Produkt

$$\Delta\tau \cdot \Delta\nu = \frac{4 \cdot \ln(2)}{2\pi} \approx 0,441. \quad (2.27)$$

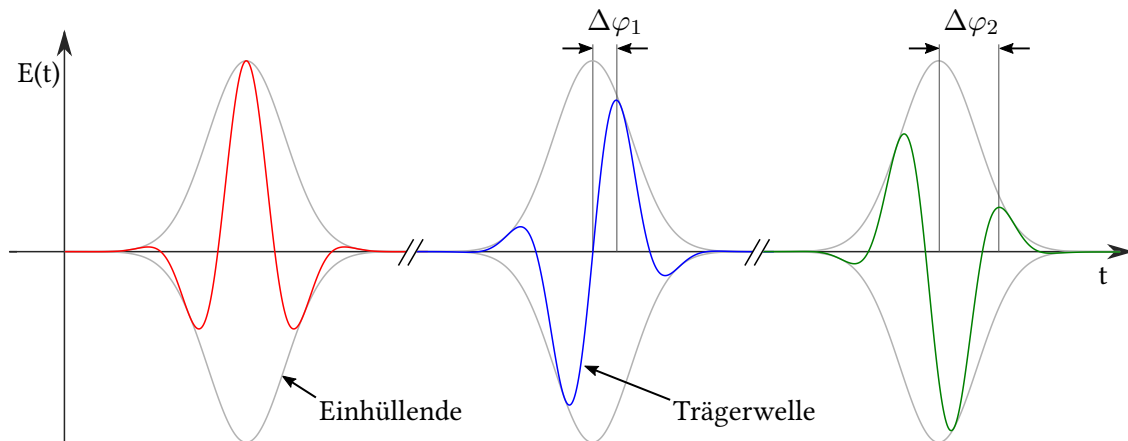


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung verschiedener Laserpulse mit gaußscher Einhüllender (grau). In den aufeinander folgenden Pulsen sind Trägerwellen mit unterschiedlichen Phasendifferenzen $\Delta\varphi_1$ und $\Delta\varphi_2$ zur Einhüllenden dargestellt. Durch die unterschiedliche Phase hat jeder Puls eine andere maximale Amplitude.

Man kann folglich abhängig von der Bandbreite $\Delta\nu$ des Pulses nur eine kürzeste Pulslänge $\Delta\tau$ erzeugen. Sie wird als Fourierlimit $\Delta\tau_{FL}$ bezeichnet. Somit ergibt sich die kürzeste Pulsdauer, die sich mit einer gewissen Bandbreite erzeugen lässt als

$$\Delta\tau[\text{fs}] \cdot \Delta\lambda[\text{nm}] \approx 1,47 \cdot 10^{-3} \cdot (\lambda[\text{nm}])^2. \quad (2.28)$$

Es wird also zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse ein laseraktives Medium benötigt, das eine große spektrale Bandbreite verstärken kann. In einem Resonator mit einem solchen Medium können viele verschiedene Moden schwingen, die jedoch keine feste Phasenbeziehung zueinander aufweisen. Dadurch ist es möglich, dass diese immer zu unterschiedlichen Zeiten interferieren, und es kann zu starken Leistungsschwankungen im System kommen. Folglich muss der Resonator optimiert werden, was bei dem verwendeten Lasersystem mittels Modenkopplung (engl. mode locking) gelingt. Dabei wird Licht hoher Intensität durch den Kerr-Effekt² stärker fokussiert als solches mit niedriger, das dann durch die unterschiedliche Divergenz herausgefiltert werden kann. Diese hohen Intensitäten treten immer dann auf, wenn schon ein paar Moden gekoppelt sind. Somit werden nur gekoppelte Moden in dem Oszillator zugelassen.

2.1.4 MODENKAMM UND CEP-STABILISIERUNG

Besonders bei ultrakurzen Laserpulsen im Bereich einiger Femtosekunden spielt die CEP (**carrier-envelope-phase**) eine entscheidende Rolle. Dies resultiert daraus, dass ein Puls nur noch aus wenigen Zyklen besteht und somit die maximale Amplitude stark von der Phase φ_{CE} abhängt, wie es in Abbildung 2.4 zu erkennen ist. Hier sind drei Pulse mit unterschiedlicher Phasendifferenz $\Delta\varphi$ dargestellt. Die maximale Amplitude wird erreicht, wenn $\Delta\varphi = 0$ gilt, wie es bei dem rot

²Der Kerr-Effekt ist ein Effekt der nichtlinearen Optik und beschreibt die intensitätsabhängige Änderung des Brechungsindexes als $\Delta n = n_2 I$, wobei n_2 der nichtlineare Brechungsindex ist, und wird in Kapitel 2.1.6 näher beschrieben.

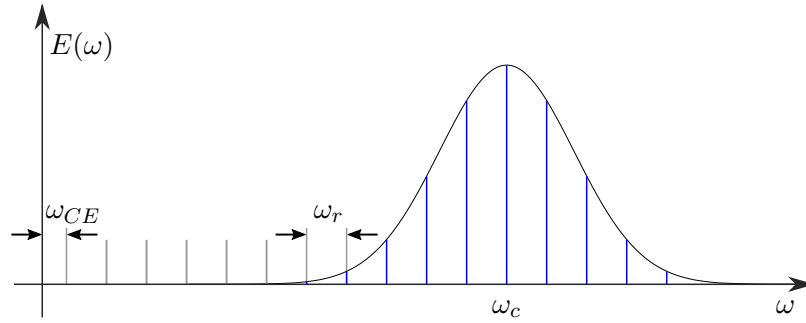


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Spektrums eines Laserpulses. Die einzelnen Moden im Abstand der Repetitionsfrequenz ω_r bilden dabei den Frequenzkamm um die Trägerfrequenz ω_c aus. $\omega_{CE} = \Delta\varphi/T$ stellt dabei den Frequenzoffset dar. Abbildung nach [22].

dargestellten Puls der Fall ist. Somit ist es von großer Bedeutung, diese Phase zu kennen und zu stabilisieren, um reproduzierbare Laserpulse zu generieren.

Zur Veranschaulichung der Stabilisierung und Messung der CEP ist der Wechsel in den Frequenzraum mittels einer Fourier-Transformation notwendig, wodurch der sogenannte Frequenzkamm erkennbar wird. In diesem erkennt man die einzelnen Moden des Laserpulses, die sich um die Zentralfrequenz ω_c anordnen, wie es in Abbildung 2.5 dargestellt ist. Die Repetitionsfrequenz der einzelnen Moden resultiert aus dem verwendeten Resonator und kann mit der Umlaufzeit der Einhüllenden T durch $\omega_r = 2\pi \cdot T^{-1}$ berechnet werden. Beim Durchlauf des Pulses propagieren die Trägerwelle mit der Phasengeschwindigkeit $v_P = \partial\omega/\partial k$ und die Einhüllende mit der Gruppengeschwindigkeit $v_G = \omega/k$. Dadurch ergibt sich ein Phasenschlupf³ von

$$\Delta\varphi = \omega_c L \left(\frac{1}{v_G} - \frac{1}{v_P} \right) = \omega_{CE} T \quad (2.29)$$

mit der Resonatorlänge L [23, 24]. Folglich setzt sich das Frequenzspektrum eines Laserpulses aus der Repetitionsfrequenz ω_r und dem Offset ω_{CE} zusammen zu

$$\omega_n = n \cdot \omega_r + \omega_{CE}, \quad (2.30)$$

wobei $n \in \mathbb{N}$ und normalerweise eine Größenordnung von 10^6 aufweist [25].

Im Folgenden werden zwei Methoden vorgestellt, wie die CE-Frequenz bestimmt werden und folglich stabilisiert werden kann. Im Rahmen der technischen Umsetzung der Messung und Stabilisierung ist es üblich, anstelle der Kreisfrequenz ω die Frequenz $f = \frac{\omega}{2\pi}$ zu betrachten.

Bei der f-to-2f Interferometrie wird das Fundamentalspektrum mit der Frequenz f_c mit dessen frequenzverdoppeltem Spektrum mit Zentralfrequenz $2f_c$ spektral überlagert [26]. Die daraus resultierende Schwebungsfrequenz im Überlapp enthält die gewünschte Information der CEP. Damit dies funktioniert, muss das Fundamentalspektrum mindestens eine Oktave umfassen, was bedeutet, dass $\Delta\lambda \geq \lambda/2$ sein muss. Ist dies gegeben, so kann beispielsweise

³Erstmals wurde dies von T. W. Hänsch, J. L. Hall und R. J. Glauber untersucht [22], die 2005 hierfür den Nobelpreis der Physik erhielten.

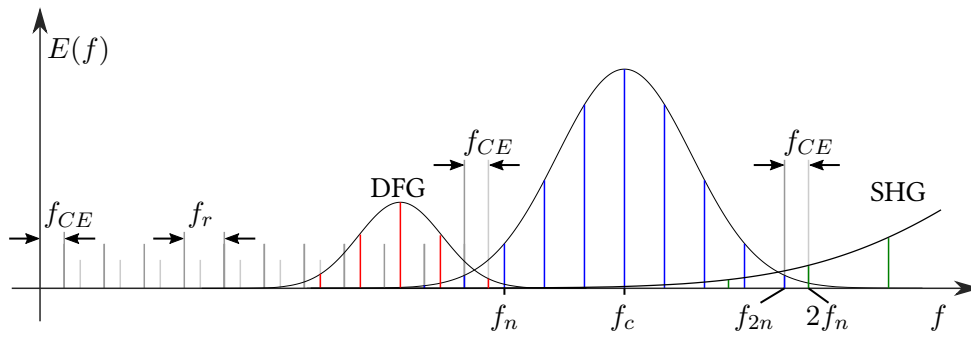


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des Frequenzkamms aus Abbildung 2.5 in blau. Der durch difference frequency generation (DFG) aus diesem erzeugte Frequenzkamm ist in rot und der durch second harmonic generation (SHG) entstandene in grün abgebildet. Des Weiteren ist vermerkt, an welcher Position der Frequenzoffset gemessen werden kann. Nach [23].

ein BBO-Kristall⁴ zur Frequenzverdopplung genutzt werden, was auch SHG (second harmonic generation) genannt wird. Dabei ergeben sich die Frequenzspektren

$$f_n = n f_r + f_{CE} \quad (2.31)$$

$$2f_n = 2n f_r + 2f_{CE}. \quad (2.32)$$

Der resultierende Überlapp zwischen dem hochfrequenten Anteil des Fundamentalspektrums f_{2n} mit dem niederfrequenten Anteil des SHG-Spektrums $2f_n$ ist in Abbildung 2.6 erkennbar. Die Schwebungsfrequenz

$$f_{CE} = 2f_n - f_{2n} \quad (2.33)$$

im Überlapp enthält dabei alle wichtigen Informationen um die CEP zu stabilisieren.

Ebenso ist es möglich, die sogenannte 0-to-f Interferometrie zu nutzen, um wiederum zwei Spektren zu überlagern und aus der Schwebungsfrequenz die CE-Frequenz zu bestimmen. Die zweite benötigte Frequenz ist hierbei jedoch niedriger, da hier keine SHG, sondern DFG (difference frequency generation) genutzt wird. Um diese zu erzeugen, nutzt man einen PPLN-Kristall⁵. In diesem Kristall entsteht das DFG-Spektrum aus der Differenz der niedrig- und hochfrequenten Anteile des Fundamentalspektrums, das die Frequenzen von 0 bis f aufweisen kann. Die DFG-Frequenz kann durch

$$f_{DFG} = (f_{CE} + n_{high} f_r) - (f_{CE} + n_{low} f_r) = (n_{high} - n_{low}) f_r, \quad (2.34)$$

⁴BBO-Kristalle ($\beta - BaB_2O_4$) sind Kristalle, die eine starke Nichtlinearität für optische Strahlung in einem großen Wellenlängenbereich aufweisen und daher häufig zur Frequenzverdopplung oder Phasenanpassung eingesetzt werden. Je nach Kristall können diese Frequenzen bis zur fünften Harmonischen erzeugen.

⁵PPLN-Kristalle (*Periodically Poled Lithium Niobate*) sind wie BBO-Kristalle nichtlinear und können nicht nur für DFG und SHG, sondern auch zur Selbstphasenmodulation oder Summenfrequenzbildung genutzt werden. Da meist mehrere dieser Effekte auftreten, muss die gewünschte Information spektral gefiltert werden.

beschrieben werden. Das DFG-Signal ist, da es keine Abhängigkeit von der CE-Phase aufweist, selbstreferenzierend. Durch die Überlagerung mit dem Fundamentalenspektrum erhält man auch hier wieder eine Schwebungsfrequenz

$$\begin{aligned} f_s &= f_{n_{high}-n_{low}} - (n_{high} - n_{low})f_r \\ &= (n_{high} - n_{low}) + f_{CE} - f_r(n_{high} - n_{low})f_r = f_{CE}, \end{aligned} \quad (2.35)$$

die zur Stabilisierung konstant gehalten werden muss. Auf diese Weise kann die CE-Phase dauerhaft stabilisiert werden.

Beide Methoden finden Anwendung im PHASER (siehe Kapitel 3.1): die 0-to-f Interferometrie wird im Seed-Oszillator genutzt, um diesen dauerhaft mit stabiler CE-Phase zu betreiben und die f-to-2f Interferometrie wird im Verstärker genutzt, um etwaige Schwankungen auszugleichen, die im Verstärker hinzukommen können.

2.1.5 DISPERSION

Die Dispersion beschreibt die Frequenzabhängigkeit, hier des Brechungsindex $n(\omega)$ eines Mediums und infolgedessen der Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen. Da die Laserpulse spektral breit sind, werden sie davon stark beeinflusst und es ist unerlässlich, die Dispersion bei der Erzeugung und Verstärkung, aber auch auf dem Weg zum Experiment zu kontrollieren und zu verstehen. Dazu wird das elektrische Feld in komplexer Schreibweise im Fourierraum betrachtet

$$\tilde{E}(\omega) = E_A(\omega) \cdot e^{i\varphi(\omega)}, \quad (2.36)$$

wobei $\varphi(\omega)$ der spektralen Phase entspricht. Diese kann als Taylor-Reihe wie folgt geschrieben werden:

$$\varphi(\omega) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\omega - \omega_0)^m}{m!} \cdot \left[\frac{\partial^m}{\partial \omega^m} \cdot \varphi(\omega) \right]_{\omega=\omega_0} = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\omega - \omega_0)^m}{m!} \cdot D_m \quad (2.37)$$

mit $m \in \mathbb{N}$. Die Dispersionskoeffizienten

$$D_m \stackrel{\varphi=k \cdot x}{=} x \cdot \left[\frac{\partial^m k}{\partial \omega^m} \right]_{\omega=\omega_0} \stackrel{k \cdot c = \omega \cdot n}{=} \frac{x}{c} \cdot \left[\frac{\partial^m (\omega \cdot n(\omega))}{\partial \omega^m} \right]_{\omega=\omega_0} \quad (2.38)$$

zeigen dabei direkt den Zusammenhang zum Brechungsindex $n(\omega)$.

Dabei beschreibt $D_{m=0}$ die Anfangsphase, also die Phasenverschiebung der Trägerwelle relativ zur Einhüllenden. Für diesen Fall lässt sich die Phasengeschwindigkeit $v_P = \frac{\omega_0}{k(\omega_0)}$ ableiten, also die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellenfront. $D_{m=1}$ gibt die Laufzeit der Amplitude durch ein Medium der Länge x an. Dies beschreibt die Verschiebung der Einhüllenden, wodurch sich die Gruppengeschwindigkeit $v_G = \frac{d\omega}{dk}$ bestimmen lässt.

Die Dispersion zweiter Ordnung D_2 beschreibt die quadratische Komponente der spektralen Phase, die zu einer linearen Verlängerung der Pulsdauer führt. Dies rührt daher, dass Licht mit

einer hohen Frequenz in einem Medium wie Luft oder Glas mit einem Brechungsindex $n(\omega) \geq 1$ schneller propagiert als solches mit einer niedrigen Frequenz. Somit liegt ein Puls vor, der seine Frequenz zeitlich ändert. Dieser Effekt wird in Anlehnung an die Ornithologie *Chirp* genannt. Bei Kenntnis des D_2 und des Fourierlimits⁶ $\Delta\tau_{FL}$ kann die Pulsdauer

$$\Delta\tau(D_2) = \Delta\tau_{FL} \sqrt{1 + \left(4 \cdot \ln(2) \cdot \frac{D_2}{\Delta\tau_{FL}^2}\right)^2}. \quad (2.39)$$

berechnet werden.

Die Kompensation des Chirps, also der zeitlichen Frequenzänderung eines Signals, kann beispielsweise durch Multilayer-Spiegel (gechirpte Spiegel)⁷ oder Gitterkompressoren erfolgen. Diese bieten die Möglichkeit, den Puls zur Leistungsreduktion zu strecken und bis zum Fourierlimit $\Delta\tau_{FL}$ wieder zu komprimieren.

Die Dispersion höherer Ordnungen beeinflusst die Pulsform. D_3 sorgt dafür, dass der Puls Vor- oder Nachpulse an den Flanken ausbildet. D_4 und D_5 können dafür sorgen, dass man Asymmetrien und/oder einen Verlust des Kontrastes erhält. Folglich versucht man im Lasersystem und bei Experimenten Materialien zu nutzen, die den Puls wenig beeinflussen. Die entsprechenden Werte für die D_m in [fs^m] kann man in der Literatur nachschlagen [27].

2.1.6 NICHTLINEARE OPTISCHE EFFEKTE

Der Kerr-Effekt ist ein nichtlinearer elektrooptischer Effekt, der besonders bei hohen Laserfeldstärken an Relevanz gewinnt. Grundsätzlich beschreibt er, wie alle elektrooptischen Effekte, die Abhängigkeit des Brechungsindex eines Materials von einem anliegenden elektrischen Feld. Diese Abhängigkeit wird bei Betrachtung der Taylorentwicklung des Brechungsindex besonders deutlich:

$$n(E) = n_0 + S_1 \cdot E + S_2 \cdot E^2 + \dots \quad (2.40)$$

mit $S_i = \frac{1}{i!} \cdot \left[\frac{\partial^i n(E)}{\partial E^i}\right]_{E=0}$ und es gilt der Zusammenhang $S_i = n_i \cdot \left(\frac{\epsilon_0 c}{2}\right)^{\frac{i}{2}}$. Bei sehr kleinen Feldstärken, wie sie im Alltag vorkommen, wird der Brechungsindex durch n_0 beschrieben. Ist $S_1 \neq 0$ und die Feldstärke klein, so tritt ein linearer elektrooptischer Effekt auf, der auch als Pockels-Effekt bekannt ist. Dieser beschreibt die Ausbildung doppelbrechender Eigenschaften eines Mediums.

Sind die Parameter S_1, S_3, \dots gegenüber S_2 vernachlässigbar, so spricht man vom Kerr-Effekt. Hierbei handelt es sich folglich um eine Änderung des Brechungsindex in Abhängigkeit vom Quadrat der elektrischen Feldstärke E^2 , das proportional zur Intensität ist (siehe Gleichung 2.10). Wie in Kapitel 2.1.2 behandelt wird, hat die Intensität eines Laserpulses sowohl einen zeitlichen als auch räumlichen Verlauf (siehe Formel 2.20). In beiden Fällen kommt es durch den Kerr-Effekt zu einer Phasenverschiebung $\Delta\varphi = z \cdot \frac{\omega}{c} \cdot \Delta n(I(r, t))$, wenn Licht durch ein Medium propagiert.

⁶Das Fourierlimit folgt aus dem Pulsdauer-Bandbreite-Produkt, siehe Gleichung 2.27.

⁷Hierbei handelte es sich um dielektrische Vielschichtspiegel, die eine frequenzabhängige Eindringtiefe für das auftreffende Licht aufweisen.

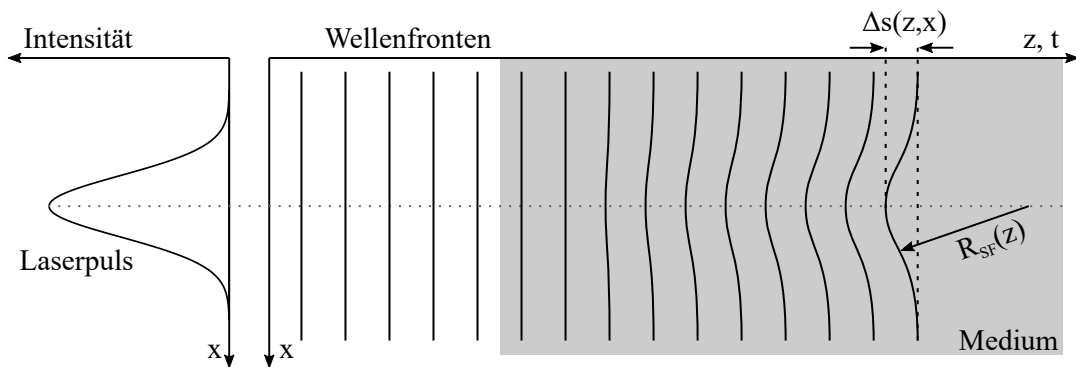


Abbildung 2.7: *Links:* Schematischer Puls mit räumlichem Gaußprofil und glatter Phase. *Rechts:* Darstellung der Änderung der Wellenfronten bei Durchgang durch ein Medium. Die Welle propagiert im Zentrum hoher Intensität um $\Delta s(z, x)$ langsamer und wird somit um den Radius R_{SF} gewölbt.

Ein Maß dafür, ob die nichtlinearen Effekte berücksichtigt werden müssen, gibt das sogenannte B-Integral. Dieses gibt an, wie groß der nichtlineare Anteil der Phasenverschiebung auf der optischen Achse ist, der bei dem Durchgang durch ein Medium der Dicke z angesammelt wurde.

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \int \frac{n_2 \cdot I(z)}{n_0} dz \quad (2.41)$$

Dabei weist das B-Integral eine Abhängigkeit von dem materialspezifischen nichtlinearen Brechungsindex n_2 und der Wellenlänge λ auf. Der Verlauf der Intensität wird entlang der optischen Achse (z -Achse) angenommen, was dem zeitlichen Verlauf des Pulses entspricht.

Gilt $B \leq 1$ so kann man davon ausgehen, dass die nichtlinearen Effekte zu vernachlässigen sind. Wird $B > 1$, so müssen sie in Betracht gezogen werden. Dabei lässt sich zwischen zeitlichen und räumlichen Effekten unterscheiden.

Bei dem räumlichen Kerr-Effekt handelt es sich um die Selbstfokussierung, dem Ausbilden einer sogenannten Kerr-Linse im Material. Zur Veranschaulichung wird hier ein gaußscher Puls angenommen, wie er in Abbildung 2.7 links dargestellt ist.

Da beim Durchgang durch ein Medium der Kerr-Effekt, also die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Intensität, auftritt, liegt im Zentrum des Pulses eine andere Ausbreitungsgeschwindigkeit vor als am Rand. Dies entspricht einer ortsabhängigen Verschiebung der Phase, die in der Ausbildung einer Krümmung in der Wellenfront resultiert. Dieser Prozess ist schematisch von links nach rechts in Abbildung 2.7 (rechts) dargestellt. Hierbei entspricht $\Delta s(z, x)$ dem Wegunterschied zwischen Zentrum und Rand der Wellenfront. $R_{SF}(z)$ gibt den Krümmungsradius der Wellenfront an. Dieser Prozess verstärkt sich selbst, da die Intensität immer weiter ansteigt und dauert an, bis ein defokussierender Prozess einsetzt oder das Material einen Schaden nimmt. Dieses sogenannte *self-trapping* setzt ab einer Strahlungsleistung von

$$P \geq P_{krit} = \alpha \cdot \frac{\lambda^2}{4 \cdot \pi n_0 n_2} \quad (2.42)$$

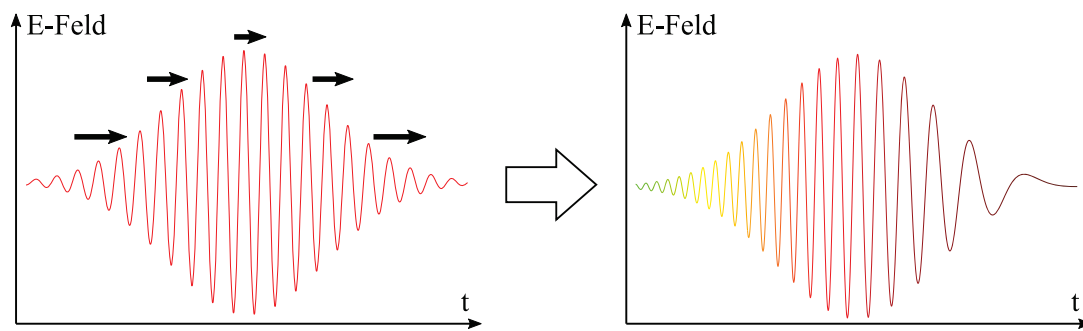


Abbildung 2.8: Links: Elektrisches Feld eines monochromatischen Laserpulses. Die schwarzen Pfeile stellen schematisch dar, wie schnell der Puls abhängig von der Intensität propagiert. Nach einer gewissen Zeit hat sich der Puls spektral verbreitert, wie **rechts** dargestellt.

ein [28]. Dabei ist α eine Konstante, die sich aus dem Ursprungsprofil des Lasers ergibt und numerisch berechnet werden muss [28]. Für eine grobe Abschätzung kann $\alpha = 2$ angenommen werden [20].

In einigen Fällen ist Selbstfokussierung allerdings ein erwünschter Effekt wie beispielsweise bei der Kerr-Linsen-Modenkopplung, wie sie im PHASER (Kapitel 3.1) genutzt wird.

Im Zeitraum tritt hingegen eine andere Veränderung auf. Typischerweise hat auch hier der Puls einen Intensitätsverlauf, wie er in Abbildung 2.8 links dargestellt ist (siehe Gleichung 2.20). Zur besseren Veranschaulichung hat der Puls nur eine Wellenlänge.

Bei der Propagation durch ein Medium wirkt sich ebenfalls der Kerr-Effekt aus. Dieser resultiert darin, dass der Pulsanteil mit hoher Intensität langsamer läuft als der mit geringerer. Somit schiebt sich die elektromagnetische Welle auf der „späten“ Flanke zusammen, wodurch sich die Wellenlänge verkürzt. Dies ist auch als Blauverschiebung bekannt. Auf der „frühen“ Flanke zieht sie sich auseinander, die Wellenlänge wird länger, es passiert eine Rotverschiebung. Auf der rechten Seite der Abbildung 2.8 ist schematisch dargestellt, wie ein Puls nach der Wechselwirkung aussieht. Es wurden bei dem Prozess neue Wellenlängen im Spektrum des Pulses generiert, das Spektrum ist nun breiter als zuvor. Dieser Effekt wird Selbstphasenmodulation genannt und kann störend oder hilfreich sein. Genutzt wird er zur spektralen Verbreiterung von Pulsen, um ultrakurze Laserpulse zu generieren, wie in der Neon-gefüllten Hohlleiter des PHASERS stattfindet (Kapitel 3.1).

Wird die Intensität des Lichts so groß, dass Ionisation stattfindet, so kommt es aufgrund dieser zu einer Ionisations-Blauverschiebung des Spektrums. Diese resultiert daraus, dass das Medium während der Propagation des Lichts von diesem ionisiert wird und somit die Elektronendichte n_e steigt. Daher wird der lokale Brechungsindex (Gleichung 2.51) in dem entstehenden Plasma kleiner. Dies führt zu einer Erhöhung der Frequenz des Laserpulses, er wird „blauer“. Diese spektrale Veränderung bleibt auch nach dem Verlassen des Plasmas erhalten.

Die daraus resultierende blauverschobene Frequenz ω_b lässt sich durch

$$\omega_b = \omega_L + \frac{\omega_L L_b}{2cn_c} \cdot \frac{d[n_e(\Delta t)]}{dt} \quad (2.43)$$

berechnen [29]. Dabei ist L_b die Strecke, die das Licht durch das Plasma zurückgelegt hat, n_c die kritische Dichte für die Wellenlänge des Lichts (Gleichung 2.47) und $n_e(\Delta t)$ die zeitlich veränderliche Elektronendichte.

2.2 LASERPLASMA

Plasma, der sogenannte vierte Aggregatzustand, ist Materie in gasartigem Zustand, die geladene Teilchen enthält. Dies entspricht dem Materialzustand, der erreicht wird, wenn ein Laser hoher Intensität mit einem Festkörper wechselwirkt, die Gitterstruktur aufbricht und das Material ionisiert. Global ist ein solches Plasma ungeladen und die elektrischen Felder der Ionen und Elektronen gleichen sich aus. Lokal, genauer innerhalb einer Debye-Länge

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T}{e^2 n_e}} \quad (2.44)$$

können jedoch durch statistische Ladungsverschiebung elektrische Felder auftreten. Da die Ladungen dieses Coulomb-Feld spüren, reagieren sie darauf und füllen den Mangel auf. Dabei bewegen sich aufgrund des hohen Massenunterschiedes hauptsächlich die freien Elektronen. Somit können Oszillationen entstehen, die sich dann wie eine Welle durch das Plasma fortpflanzen. Die Frequenz der Wellen kann man dabei in erster Näherung mit der Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}} \quad (2.45)$$

beschreiben. Diese Größe definiert das Verhalten eines Plasmas bei Wechselwirkung von elektromagnetischen Wellen mit diesem. Schwingt die Welle langsamer als die Plasmafrequenz ($\omega_L < \omega_p$), so ist die Reaktion der Elektronen schneller als das Entstehen des Feldes und kann dieses negieren beziehungsweise dämpfen. Dabei gilt, dass die Welle auf dem Weg von der Oberfläche des Plasmas in dieses hinein innerhalb der Skintiefe

$$l_s = \frac{c}{\sqrt{\omega_p^2 - \omega_L^2}} \approx \frac{c}{\omega_p} \quad (2.46)$$

exponentiell auf den Faktor $1/e$ abfällt. Schwingt die Welle hingegen schneller als die Plasmafrequenz ($\omega_L > \omega_p$), so ist die Reaktion der Elektronen zu langsam und diese können der Oszillation des Feldes nicht folgen. Somit kann die Welle ungehindert durch das Plasma propagieren. Meist treten bei der Wechselwirkung einer elektromagnetischen Welle mit einem Plasma beide Fälle auf. Durch die Randbereiche geringer Dichte kann die Welle hindurch propagieren, bis sie zu

einer Schwelle gelangt an der die Dichte so groß ist, dass $\omega_L = \omega_p$ entspricht, der sogenannten kritischen Dichte

$$n_c = \frac{m\varepsilon_0\omega_L^2}{e^2} = \frac{4\pi^2\varepsilon_0mc^2}{e^2\lambda^2}. \quad (2.47)$$

Plasmen, mit einer Dichte von $n_e > n_c$ werden überkritisch und solche mit $n_e < n_c$ unterkritisch genannt. Die Dispersionsrelation

$$\omega^2 = c^2k^2 + \omega_p^2, \quad (2.48)$$

beschreibt, wie sich die Schwingung einer elektromagnetischen Welle im Plasma ausbreitet. Dabei kann sich die Phase der Welle mit der Phasengeschwindigkeit

$$v_p = \frac{\omega}{k} = c \cdot \sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{c^2k^2}} > c \quad (2.49)$$

durch das Plasma fortflanzen. Die Gruppengeschwindigkeit der Welle ist durch

$$v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k} = \frac{kc^2}{\sqrt{k^2c^2 + \omega^2}} = c \cdot n_p < c \quad (2.50)$$

gegeben. Dabei ist

$$n_p = \frac{c}{v_p} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{c^2k^2}}} \approx \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}} < 1 \quad (2.51)$$

der Brechungsindex des Plasmas, der aufgrund der vorhandenen freien Elektronen immer kleiner als eins ist. Somit verhält sich Plasma anders als alle anderen Materialien, für die $n \geq 1$ gilt.

All dies wirkt sich auf die Entstehung von Laserplasmen und Wechselwirkung von Laserpulsen mit einem solchen Plasma aus. Trifft der Puls auf einen Festkörper, so entspricht der Verlauf des Dichteprofiles der Elektronenverteilung einer Stufenfunktion. Die Atome des Festkörpers werden durch den Laserpuls so lange ionisiert, bis die kritische Dicht n_c erreicht und der Puls an diesem Plasmaspiegel reflektiert wird.

Die Elektronen, die vom Laser viel Energie erhalten, bewegen sich am schnellsten von der Oberfläche weg. Da sich die Elektronen im Vergleich zu den viel schwereren Ionen wesentlich schneller bewegen, ist es sinnvoll die Elektronendichteverteilung

$$n_e(z) = n_{e,0} \cdot \exp\left(-\frac{z}{L}\right). \quad (2.52)$$

separat von der Dichteverteilung der Ionen zu betrachten. Sie fällt von der Elektronendichte im Festkörper $n_{e,0}$ üblicherweise exponentiell mit dem Abstand z zur Oberfläche ab. Die Gradientenlänge L wird durch

$$L(z) = \frac{n_e(z)}{\partial n_e(z)/\partial x} \quad (2.53)$$

an der Position ermittelt, an der die Elektronendichte $n_e(z)$ der kritischen Dichte (Gleichung 2.47) entspricht [30]. Grundsätzlich kann unter der Annahme, dass die Expansion isotherm ist, die Gradientenlänge nach dem Zeitraum Δt durch

$$L \approx c_s \cdot \Delta t \quad (2.54)$$

abgeschätzt werden, wobei c_s die Ionenschallgeschwindigkeit (Gleichung 2.55) ist. Die Ausbildung eines solchen Plasmagradients spielt vor allem bei der Absorption der Laserenergie in Kapitel 2.3.5 und der Harmonischenerzeugung in Kapitel 2.4 eine bedeutende Rolle.

Für längere oder später eintreffende Pulse wird die Ausdehnung des Plasmas relevant. Die heißen Elektronen und Ionen expandieren unter dem thermischen Druck etwa mit der Ionenschallgeschwindigkeit

$$c_s = \sqrt{\frac{Z^* \cdot k_B \cdot T_e}{m_i}}. \quad (2.55)$$

Hierbei ist Z^* der Ionisationsgrad, m_i die Ionenmasse, T_e die Elektronentemperatur und k_B die Boltzmann-Konstante [31]. Die konkrete Berechnung ist im Einzelfall jedoch schwierig, da Laserplasmen oft kurzlebig sind, starke Gradienten aufweisen und noch mit dem Laser wechselwirken können, der weiterhin Einfluss auf die Energieverteilung hat.

2.3 LASER-PLASMA-WECHSELWIRKUNG

Zu Beginn der Wechselwirkung zwischen der elektromagnetischen Welle und dem Targetmaterial liegt dieses noch in seiner ursprünglichen Form vor. Es kann sich um ein Gas, eine Flüssigkeit oder einen Festkörper handeln, wobei in dieser Arbeit das Augenmerk auf den Festkörpertargets liegt. Trifft der Laserpuls auf diese, so treten verschiedene Effekte mit unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten auf, die von der Feldstärke, Polarisierung, Energie und Länge des Pulses abhängen.

Typischerweise liegt bei Experimenten in der Laser-Plasma-Physik schon ein Plasma vor, bevor der Laserpuls mit dem Target interagiert. Dies resultiert daraus, dass die vordere Flanke des Laserpulses meist schon eine derart hohe Intensität aufweist, dass bereits durch diese ionisiert wird. Somit wechselwirkt der Laserpuls die restliche Zeit mit dem entstandenen Plasma, von dem diese Wechselwirkung dominiert wird. Gerade bei längeren Interaktionszeiten spielt somit die Entstehung des Plasmas eine untergeordnete Rolle.

Dies ändert sich, wenn entweder die Intensität des Laserpulses zu gering ist, um quasi instantan zu ionisieren, oder die Pulsdauer so kurz ist, dass die Wechselwirkung von der Entstehung des Plasmas beeinflusst wird.

Um diese komplexen Zusammenhänge besser zu verstehen und die Grundlage für die folgende Arbeit zu schaffen, wird zuerst ein Überblick der Entstehung eines Laserplasmas (Kapitel 2.3.1) gegeben. Folgend wird näher auf die Ionisation des Targetmaterials und die Energieabsorption in Abschnitt 2.3.2 eingegangen. Die Bewegung der somit freien Elektronen im Laserfeld wird in Abschnitt 2.3.3 genauer betrachtet. Aufgrund der großen Feldstärken des Laserpulses und

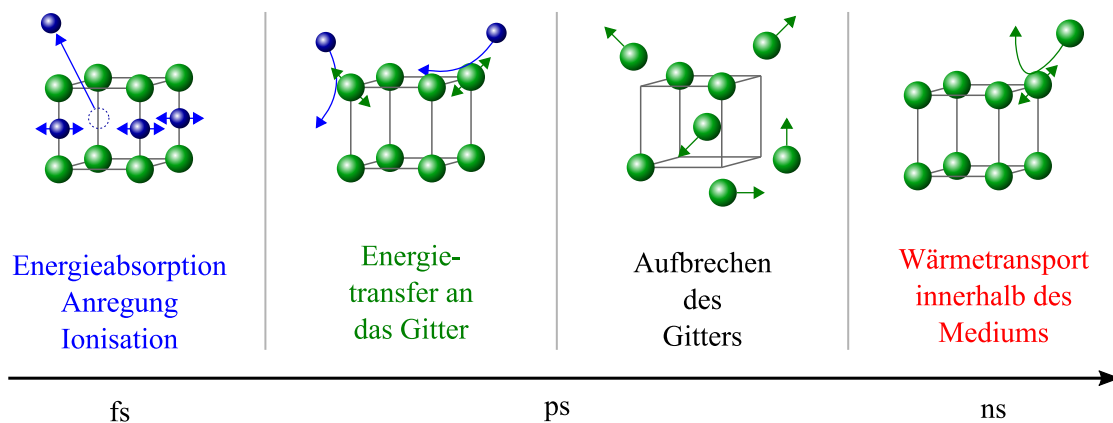


Abbildung 2.9: Zeitaufgelöste schematische Darstellung des Energietransfers im Targetmaterial bei und nach Wechselwirkung eines Laserpulses nach [32].

bedingt durch die gesamte Dynamik im Laserplasma können Teilchen beschleunigt werden (siehe Abschnitt 2.3.4), die daraufhin das Plasma verlassen. Während der gesamten Wechselwirkungszeit wird ein Teil der Energie des Laserpulses absorbiert (siehe 2.3.5), was im letzten Schritt dazu führt, dass Material vom Target abgetragen wird. Auf diese Dynamik und wie sie von den Laserparametern abhängt, wird in Abschnitt 2.3.6 eingegangen.

2.3.1 ENTSTEHUNG EINES LASERPLASMAS

Grundsätzlich koppelt der Laser bei der Wechselwirkung mit einem Festkörper an die mobileren Elektronen, deren Bewegung im Laserfeld in Abschnitt 2.3.3 genauer beschrieben wird. Diese Elektronen können freie (siehe Abschnitt 2.3.2) oder quasifreie Elektronen wie beispielsweise in Metallen sein. Die Zeit, die für den Energieübertrag an die Elektronen benötigt wird, liegt dabei im Femtosekunden-Regime [32]. Die Relaxation dieser heißen Elektronen mit dem Gitter findet typischerweise in den folgenden Pikosekunden statt [33]. Somit wird die Energie auf das Gitter übertragen, wodurch dieses bei hoher Energie aufgebrochen wird. Ab diesem Zeitpunkt sind auch heiße Atome oder Ionen an dem Energietransport beteiligt, die Wärme im Material verteilen. Die Prozessfolge des Energietransportes eines Laserpulses ist schematisch in Abbildung 2.9 dargestellt. Folglich wird die Wechselwirkung von der Pulslänge τ_L des Lasers beeinflusst, da unterschiedliche Prozesse stattfinden können.

Bei ultrakurzen Laserpulsen im Femtosekunden-Regime ist τ_L viel kleiner als die Relaxationszeit der Elektronen τ_e . Gerade bei hohen Laserintensitäten erhält man auf diese Weise durch Ionisation viele freie Elektronen, die sich unabhängig von den noch „ruhenden“ Gitteratomen im Laserfeld bewegen. Diese hochreflektive Schicht (Plasmaspiegel) kann beispielsweise zur Erzeugung Hoher Harmonischer führen. Für Laserpulse der Pulsdauer einiger Pikosekunden verändert sich das Target bereits während der Wechselwirkung. Die Elektronentemperatur ist quasi konstant [33], da die Elektronen ihre gewonnene Energie kontinuierlich an das Gitter abgeben. Somit kann sich die Gitterstruktur auflösen und der Puls wechselwirkt je nach Bedingung mit einem

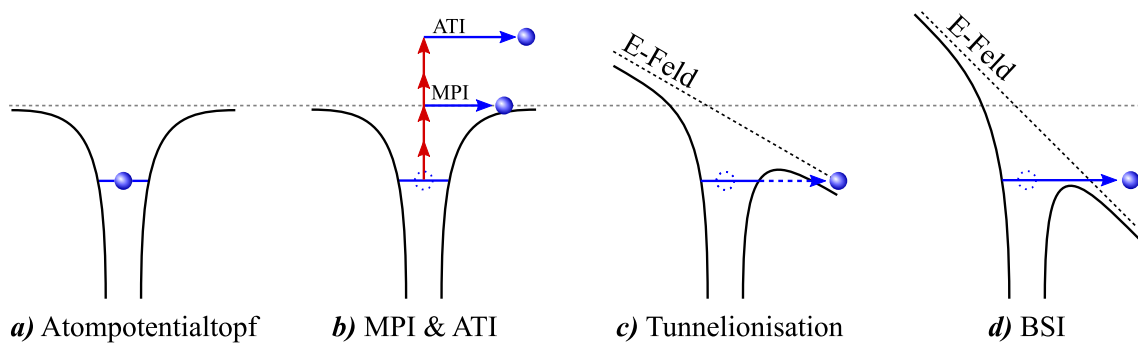


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung verschiedener Ionisationsprozesse. In **a)** ist der ungestörte Fall dargestellt, wenn das Elektron in dem Potentialtopf des Atoms ruht. **b)** stellt die Ionisation mittels vieler Photonen dar. Hierbei wird beim das Elektron beim MPI-Prozess nur aus dem Potentialtopf gehoben und beim ATI-Prozess noch darüber hinaus angehoben. **c)** ist die Darstellung der Tunnelionisation, die bei Deformierung des Atompotentials mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auftreten kann. **d)** zeigt Ionisation durch eine derart starke Deformierung des Potentials (BSI), dass das Elektron einfach aus dem Potentialtopf entkommen kann.

expandierenden Plasma oder Gas. Dies setzt spätestens bei Laserpulsen mit einer Pulslänge im Bereich von Nanosekunden ein. Hier kann das Target durch Energietransfer schmelzen und/oder verdampfen, während der Laser noch wechselwirkt.

2.3.2 IONISATION

Die Ionisation von Festkörpern mittels ultrakurzer Laserpulse und deren Energieübertrag ist ein schwer zu fassendes Thema, über das im Folgenden ein möglichst guter Überblick gegeben werden soll. Das Hauptproblem resultiert dabei aus der extrem kurzen Wechselwirkungszeit zwischen Laserpulsen und Target/Plasma, wobei es jedoch noch Auswirkungen nach dem Verlassen des Pulses gibt.

Grundsätzlich muss zwischen der Ionisation eines metallischen Leiters wie Aluminium und eines Nichtleiters wie Glas unterschieden werden. Bei metallischen Leitern liegen schon vor der Wechselwirkung quasifreie Elektronen im Leitungsband vor, die wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben auf das elektrische Feld des Laserpulses reagieren. Bei Nichtleitern müssen diese erst durch verschiedene Ionisationsprozesse generiert werden. Zur Vereinfachung kann bei diesen Überlegungen die Bindung der einzelnen Atome untereinander vernachlässigt werden. Dies ist gerechtfertigt, da beispielsweise die intramolekulare Bindungsenergie von SiO_2 etwa 10 eV [34] beträgt und Silizium bei etwa 8 eV ionisiert wird.

Schon bei Intensitäten unterhalb von 10 GW/cm^2 [35] können Atome durch Multiphotonionisation (MPI) [36] ionisiert werden, wie es in Abbildung 2.10 b) schematisch dargestellt ist. Der Prozess ähnelt der Photoionisation, wobei hier die notwendige Energie nicht durch ein einzelnes hochenergetisches Photon abgegeben wird, sondern durch das Zusammenwirken vieler Photonen mit geringer Energie. Dieser Prozess wird beispielsweise dann wahrscheinlicher, wenn mittels der Photonen ein resonantes Zwischenniveau erreicht werden kann.

Kohlenstoff	C^{1+}	C^{2+}	C^{3+}	C^{4+}	C^{5+}	C^{6+}
E_{ion} [eV]	11,3	24,4	47,9	64,5	392	489,8
I_{BSI} [Wcm^{-2}]	$6,5 \cdot 10^{13}$	$3,6 \cdot 10^{14}$	$2,3 \cdot 10^{15}$	$4,3 \cdot 10^{15}$	$3,8 \cdot 10^{18}$	$6,4 \cdot 10^{18}$
Sauerstoff	O^{2+}	O^{3+}	O^{4+}	O^{5+}	O^{6+}	O^{7+}
E_{ion} [eV]	35,1	54,9	77,4	113,9	138,1	739,1
I_{BSI} [Wcm^{-2}]	$1,5 \cdot 10^{15}$	$4,0 \cdot 10^{15}$	$9,0 \cdot 10^{15}$	$2,7 \cdot 10^{16}$	$4,0 \cdot 10^{16}$	$2,4 \cdot 10^{19}$
Silizium	Si^{2+}	Si^{4+}	Si^{6+}	Si^{8+}	Si^{10+}	Si^{12+}
E_{ion} [eV]	16,2	45,8	203,3	300,5	397,9	519
I_{BSI} [Wcm^{-2}]	$6,9 \cdot 10^{13}$	$1,1 \cdot 10^{15}$	$1,9 \cdot 10^{17}$	$5,1 \cdot 10^{17}$	$1,0 \cdot 10^{18}$	$2,0 \cdot 10^{18}$
Aluminium	Al^{2+}	Al^{4+}	Al^{6+}	Al^{8+}	Al^{10+}	Al^{12+}
E_{ion} [eV]	18,8	120	190,4	284,5	399,2	2068
I_{BSI} [Wcm^{-2}]	$1,3 \cdot 10^{14}$	$5,2 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{17}$	$4,1 \cdot 10^{17}$	$1,0 \cdot 10^{18}$	$5,0 \cdot 10^{20}$

Tabelle 2.1: Tabellarische Übersicht der Laserintensität, die für den BSI-Prozess bei verschiedenen Materialien für unterschiedliche Ionisationsgrade benötigt wird. E_{ion} aus [39].

Bei dieser Ionisationsart kann es dazu kommen, dass ein Elektron mehr Photonen aufnimmt, als für den reinen Ionisationsprozess benötigt werden, und es somit mit einem Energieüberschuss

$$E_{ATI} = (n_{MPI} + n_{ATI}) \cdot h\nu - E_{Ion} \quad (2.56)$$

aus dem Atompotential ins Kontinuum entweichen kann [31, 37]. Dieser Prozess wird *above threshold ionization* (ATI) genannt und wird ebenfalls in Abbildung 2.10 b) verdeutlicht.

In beiden Fällen wird davon ausgegangen, dass das wechselwirkende Laserfeld so schwach ist, dass der atomare Potenzialtopf ungestört bleibt. Gilt dies nicht mehr, so kann das Laserfeld den Potenzialtopf so deformieren, dass Elektronen aus diesem entkommen können. Zwei verschiedene Möglichkeiten dafür sind in Abbildung 2.10 c,d) dargestellt, wobei hier zur Veranschaulichung ein stationäres E-Feld gezeigt wird. Im Fall c) ist das Laserfeld schwächer und der Potenzialtopf wird nur soweit gesenkt, dass das Elektron einer Potenzialbarriere mit einer endlichen Höhe gegenübersteht. Laut der Quantenmechanik ist es möglich, dass das Elektron mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit aus dem Potenzialtopf entweichen kann, indem es durch die Potenzialbarriere tunnelt. Dieser Prozess wird als Tunnelionisation bezeichnet [38]. Steigt die Laserfeldstärke weiter an, so kann der Potenzialtopf so weit deformiert werden, dass das Energieniveau des Elektrons frei und somit auch das Elektron nicht mehr an das Atom gebunden ist. Dieser Prozess wird *barrier suppression ionisation* (BSI) genannt. Ob die Laserintensität ausreicht, um ein Ion mit der Ladungszahl Z zu generieren, kann durch

$$I_{BSI} = \frac{c\pi^2 \epsilon_0^3 \cdot E_{ion}^4}{2 \cdot Z^2 \cdot e^6} \quad (2.57)$$

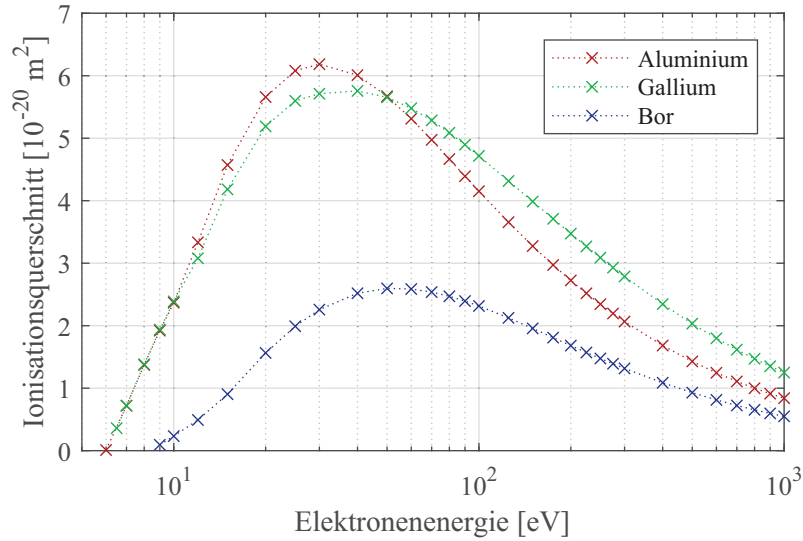


Abbildung 2.11: Dargestellt ist der Ionisationsquerschnitt für die direkte Ionisation durch den Stoß eines Elektrons mit einem Atom abhängig von der Elektronenenergie. Daten aus [43].

[40, 41] berechnet werden. Ist die Intensität des Lasers größer als I_{BSI} so können Ionen auftreten, die durch den BSI-Prozess entstanden sind. In Tabelle 2.1 sind die mit 2.57 berechneten Laserintensitäten für einige relevante Materialien angegeben.

Welcher dieser Prozesse die Ionisation dominiert, lässt sich mittels des Keldysh-Parameters

$$\gamma_K = \sqrt{\frac{E_{ion}}{U_p}} \quad (2.58)$$

bestimmen [42]. Hierbei ist E_{ion} die Ionisationsenergie des Atoms und U_p das ponderomotive Potential (Gleichung 2.63). Ist die Ionisationsenergie größer als das ponderomotive Potenzial, also $\gamma_K > 1$, ist die elektrische Feldstärke ($U_p \sim E^2$) noch so gering, dass diese das Atompotential noch nicht beeinflusst. Somit wird in diesem Fall dominant durch die Prozesse der MPI und ATI ionisiert. Wird das elektrische Feld jedoch sehr groß, so wird auch das Atompotential deformiert und es kommt hauptsächlich zu Tunnelionisation und BSI. In diesem Fall gilt, dass $U_p > E_{ion}$ und somit $\gamma_K < 1$ ist.

Gerade an der ansteigenden und abfallenden Flanke des Laserpulses kann es dazu kommen, dass beide Bereiche durchlaufen werden. Zu Beginn der Wechselwirkung hat der Laserpuls noch geringe Intensität und die Ionisation wird von MPI und ATI dominiert. Erst zu späteren Zeiten ist die Intensität dann so hoch, dass Tunnelionisation und BSI dominieren.

Sind in dem Festkörper durch die oben genannten Prozesse freie Elektronen generiert worden, oder stehen ohnehin quasifreie Elektronen zur Verfügung, wie es in Metallen der Fall ist, so können diese mit Atomen zusammenstoßen. Ob es zu Stoßionisation kommt, hängt entscheidend von der Energie der Elektronen ab. In Abbildung 2.11 ist die Abhängigkeit des Ionisationsquerschnitts, der ein Maß für die relative Wahrscheinlichkeit ist, dass dieser Prozess stattfindet, von der Elektronen-

energie für drei Materialien dargestellt. Es wird deutlich, dass Stoßionisation im Energiebereich zwischen 10 - 500 eV relevant ist. Mittels des ponderomotiven Potentials (Gleichung 2.63) lässt sich die Intensität berechnen, die der Laser haben muss, um Elektronen auf eine solche Energie zu beschleunigen. Diese entspricht in etwa $10^{14} - 10^{16} \text{W/cm}^2$ und liegt zwei Größenordnungen unterhalb der maximalen Intensität des PHASERS. Es ist jedoch auch möglich, Stoßionisation mit noch geringeren Laserintensitäten hervorzurufen. So wurde in [44] gezeigt, dass Elektronen bei Laserintensitäten um die 10^{13}W/cm^2 mit Pulsdauern, die 25 fs überschreiten, genug Energie bekommen können.

2.3.3 BEWEGUNG GELADENER TEILCHEN IN ELEKTROMAGNETISCHEN FELDERN

Um die Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie zu verstehen, spielen Elektronen die entscheidende Rolle. Im Gegensatz zu den „schweren“ Ionen können Elektronen auf das schnell wechselnde Laserfeld reagieren.

Ein solches Laserfeld kann wie in den Gleichungen 2.6 und 2.8 beschrieben werden und wirkt sich dann durch die Kombination aus Lorentz-Kraft und der durch das elektrische Feld hervorgerufenen Kraft

$$\vec{F} = -q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.59)$$

auf jedes geladene Teilchen aus. Bis in den schwach relativistischen Fall ($v \ll c$) kann dabei das magnetische Feld vernachlässigt werden und die Bewegungsgleichung für ein Elektron im Laserfeld wird beschrieben durch:

$$\frac{d\vec{v}_e}{dt} = -\frac{e}{m_e} \cdot \vec{E} \quad \text{mit} \quad \vec{v}_e = \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (2.60)$$

Zur genaueren Betrachtung wird hier ein linear polarisierter Laser angenommen, der sich in z-Richtung ausbreitet. Das elektrische Feld oszilliert dabei in der x- und das magnetische Feld in der y-Ebene. Eine mögliche Lösung der Differentialgleichung 2.60, welche die Geschwindigkeit und daraus folgend den Ort beschreibt, sieht wie folgt aus:

$$|\vec{v}_e| = \frac{eE_0}{m_e\omega} \cdot \sin(\omega t - kz) \quad \text{und} \quad |\vec{x}_e| = \frac{eE_0}{m_e\omega^2} \cdot \cos(\omega t - kz). \quad (2.61)$$

Hieraus ergeben sich auch direkt die größtmögliche Geschwindigkeit $v_{max} = \frac{eE_0}{m_e\omega}$ und die maximale Auslenkung $x_{max} = \frac{eE_0}{m_e\omega^2}$. Arbeitet man mit Laserfeldstärken, die ausreichen, um ein Elektron auf nahezu Lichtgeschwindigkeit zu beschleunigen, so verwendet man zur Beschreibung üblicherweise die dimensionslose Amplitude

$$a_0 = \frac{v_{max}}{c} = \frac{eE_0}{\omega m_e c}. \quad (2.62)$$

Da alle Experimente an diesem Lasersystem bei einem Wert von $a_0 > 0,1$ durchgeführt werden, darf das magnetische Feld nicht mehr einfach so vernachlässigt werden.

Relevant ist, dass nicht jede Auslenkung aus der Ruhelage dem Elektron eine Nettoenergie zuführt. Andernfalls schwingt das Elektron im elektrischen Feld mit und kommt wieder zur „Ruhe“, wenn der Laser das Target verlassen hat.

2.3.4 LASERINDUZIERTE TEILCHENBESCHLEUNIGUNG

Die mittlere kinetische Energie, die ein Teilchen bei der Oszillation im Laserfeld besitzt, wird durch das sogenannte ponderomotive Potential⁸

$$U_P = \left\langle \frac{m_e v_e^2}{2} \right\rangle = \frac{e^2}{4m_e \omega^2} \cdot E_0^2 = \frac{e^2 \lambda^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e c^3} \cdot I_0 \quad (2.63)$$

beschrieben. Da die Amplitude E_0 bei einem Laserpuls nicht räumlich und zeitlich konstant ist (siehe Kapitel 2.1.3), kann das Elektron Energie gewinnen, indem es aus einem Bereich mit hohem U_p in einen Bereich mit kleinerem U_p ausweicht. Dies wird als ponderomotive Beschleunigung bezeichnet und sorgt dafür, dass Elektronen den Wechselwirkungsbereich mit einer Nettoenergie verlassen und ins Vakuum gelangen können.

Wie hoch diese Energie im Einzelfall ausfällt, ist maßgeblich von dem Zusammenspiel des Injektionszeitpunkts des Elektrons mit dem gerade vorherrschenden Laserzyklus abhängig. Im günstigsten Fall kann ein Elektron somit eine Nettoenergie von $3,17 \cdot U_P$ aufnehmen [45]. Für den Fall, dass das Laserfeld zudem an einem Target gespiegelt wird, bildet sich unter Vernachlässigung von Energieverlusten ein Interferenzfeld aus, dessen Intensität doppelt so groß ist wie zuvor. Hier kann das Elektron eine maximale Energie von $U_{lim} \leq 2 \cdot 3,17 \cdot U_P$ aufnehmen [46]. Der PHASER erreicht bei stärkster Fokussierung und kürzester Pulsdauer eine maximale Intensität von $2 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$. Daraus ergibt sich ein ponderomotives Potential von $U_p = 116 \text{keV}$, woraus sich $U_{lim} = 858 \text{keV}$ ergibt.

Die Elektronen, die das Target nicht verlassen, sondern in dieses hineinbeschleunigt werden, können in diesem elastisch gestreut werden. Ein gewisser Anteil der gestreuten Elektronen verlässt das Target daraufhin wieder und kann erneut in das Laserfeld injiziert und nochmals ponderomotiv beschleunigt werden. Dies ist einige Male wiederholbar, allerdings sinkt die Stoßwahrscheinlichkeit mit steigender kinetischer Energie (siehe Gleichung 2.64), wodurch der Energiegewinn nicht beliebig hoch ausfallen kann. Dieser Prozess wird als direkte Mehrfachbeschleunigung bezeichnet und wurde das erste mal 2009 von Brandl *et al.* gezeigt [47].

Aufgrund der Wechselwirkung mit dem Laser können sich somit Verarmungszonen ausbilden, die eine starke positive Ladung aufweisen und daraufhin stark expandieren. Diese Coulomb-Explosion resultiert wie der Name schon sagt aus dem Coulomb-Gesetz, nach dem sich Teilchen mit gleicher Ladung abstoßen. Hierdurch verlassen schnelle Ionen das Plasma, wobei die höher geladenen Spezies eine größere kinetische Energie aufweisen [48]. Der gesamte Prozess und dessen Relevanz hängt stark von den Materialparametern (Metalle, Halbleiter, Nichtleiter), als auch den Laserparametern (Pulsdauer, Fluenz und Wellenlänge) ab [49]. Beispielsweise wird

⁸ U_p wird als Potential bezeichnet, auch wenn es in dieser Schreibweise eine Energie ist.

in [49] gezeigt, dass ein nah infraroter Laserpuls in einem Nichtleiter eine Coulomb-Explosion verursachen kann, da in diesem im Gegensatz zu Metallen und Halbleitern die Beweglichkeit der Elektronen zu gering ist und sich somit ein starkes elektrisches Feld ausbildet, wenn die lokalen Elektronen vom Laser entfernt wurden. Grundsätzlich wirkt die Coulomb-Kraft auf alle freien geladenen Teilchen. So können sich auch die Elektronen vor dem Plasma, die durch den Laser aus dem Material gelöst wurden, gegenseitig abstoßen und somit beschleunigen [46].

2.3.5 ENERGIEABSORPTION

Wechselwirkt Licht mit Materie, so kommt es immer zu Absorptionsprozessen, die Energie des Lichtes in das Material übertragen. Bei diesen Prozessen spielen die Beschaffenheit des Materials, die Intensität, die Wellenlänge des Lichts und die Pulsdauer eine entscheidende Rolle.

STOSS-DOMINIERTER ABSORPTION

Immer wenn genug freie Elektronen im Laserfeld schwingen, kann es zu einem Energieübertrag zwischen dem Elektron und dem Ion kommen. Der **normale Skin-Effekt** (NSE) ist ein Absorptionseffekt, der innerhalb der Skintiefe l_s (Gleichung 2.46) stattfindet. Bei diesem stoßen die heißen Elektronen mit den noch kalten Ionen und geben ihre Energie an diese ab. Da es sich dabei nicht um „mechanische“, sondern um Coulomb-Stöße handelt, nimmt die Stoßfrequenz ν_{ei} mit steigender Elektronentemperatur T_e ab. Dies wird deutlich bei Betrachtung der Stoßfrequenz

$$\nu_{ei} = \sqrt{\frac{2}{\pi^2 m_e T_e^3}} \cdot \frac{n_i Z^2 e^2}{12 \epsilon_0} \cdot \ln(12\pi \cdot \lambda_D^3 \cdot n_e) \quad (2.64)$$

einer Maxwell'schen Elektronenverteilung [50], die bei einem lokalen thermodynamischen Gleichgewicht im Plasma gilt.

Für höhere Elektronentemperaturen und somit relevant für hohe Laserintensitäten ist der anormale Skin-Effekt. Bei diesem haben die Elektronen genug Geschwindigkeit, um tiefer als die Skintiefe l_s in das Plasma einzudringen, wodurch sie Energie tief ins Plasma transportieren können.

Es ist auch möglich, dass ein Elektron, welches im Laserfeld schwingt, Nettoenergie gewinnt. Dies wird inverse Bremsstrahlung genannt. Diese gewinnt das Elektron, wenn es bei dem Stoß mit einem Ion aus seiner Phase gerät, wodurch es Energie aus dem Laserfeld entnehmen kann und zur Aufheizung des Plasmas beiträgt.

Wechselwirkt der Laser mit einem überkritischen Plasma, so kann das Laserfeld nur teilweise in dieses eindringen, aber dennoch Elektronen wieder in das Plasma hinein beschleunigen, die dieses eigentlich verlassen hätten. Dies geschieht über eine Reihe irreversibler „Kicks“ [31] zwischen dem Laserfeld und dem Elektron. Auch dieser Prozess führt zu einem Energieübertrag ins Plasma.

Ist die Stoßfrequenz hoch, wie es bei der Wechselwirkung mit Nanosekunden-Lasern mit moderater Amplitude der Fall ist, so spielen der NSE und die inverse Bremsstrahlung eine ent-

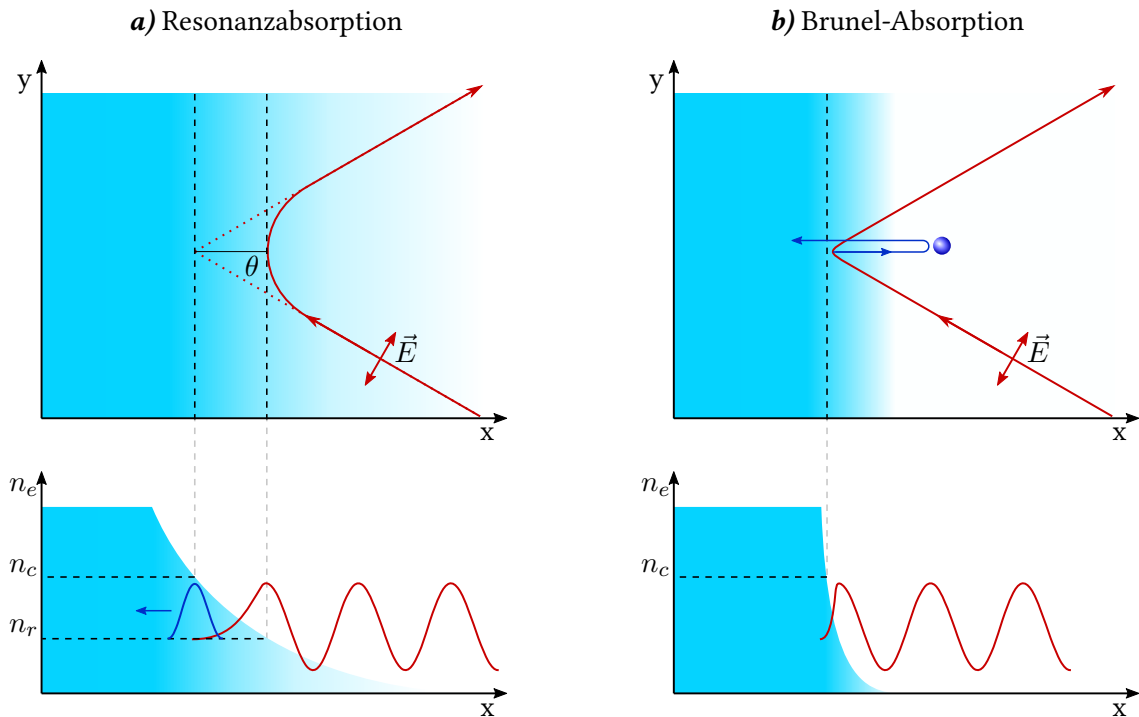


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung kollisionsfreier Absorptionsprozesse für einen flachen Plasmagradien in **a)** und für einen steilen Plasmagradien in **b)**. In der oberen Zeile ist für beide Fälle eine Aufsicht gezeigt und in der unteren Zeile ein Schnittbild. Der Laser wird immer in rot und das Plasma bzw. die Elektronendichte in blau dargestellt.

scheidende Rolle. Allgemein kann man sagen, dass Absorptionseffekte durch Stöße für Laserpulse mit Intensitäten von $I \cdot \lambda^2 < 10^{16} \text{ W/cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2$ entscheidend sind [51]. Für einen ultrakurzen Laserpuls, der zudem eine hohe Intensität aufweist, können diese Effekt vernachlässigt werden, da die Stoßfrequenz sehr schnell mit steigender Elektronentemperaturen sinkt (siehe Gleichung 2.64).

STOSSFREIE ABSORPTION

Stoßfreie Absorptionsprozesse spielen besonders bei der Wechselwirkung von ultrakurzen Pulsen mit hohen Intensitäten wie sie zur Harmonischerzeugung (siehe Kapitel 2.4) genutzt werden, eine große Rolle. Dabei spielt die Gradientenlänge L (siehe Gleichung 2.53), also das schon zu Beginn der Wechselwirkung des Lasers vorhandene Plasma, eine entscheidende Rolle.

Typischerweise wird in solchen Experimenten ein zum Target p-polarisierter (siehe Kapitel 2.1) Laserpuls genutzt, der unter einem Winkel θ einfällt, wie es in Abbildung 2.12 gezeigt wird. Der Verlauf des Laserstrahls resultiert dabei in erster Näherung aus der Strahlablenkung im transversalen Brechzahlgradienten [52], solange Absorptionseffekte zu vernachlässigen sind.

Bei einem flachen Plasmagradien wird der Laserstrahl bei einer Elektronendichte $n_r < n_c$ reflektiert, wobei n_c die kritische Dichte (siehe Gleichung 2.47) ist. Der Teil des elektrischen

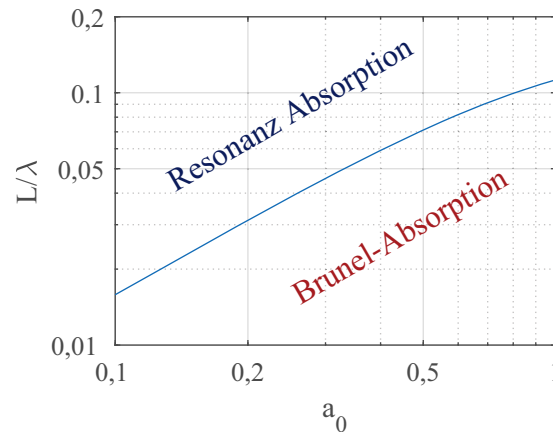


Abbildung 2.13: Ungefähre Einteilung der Bereiche, in denen Resonanz- beziehungsweise Brunel-Absorption dominant ist. Die blaue Kurve folgt dabei Gleichung 2.65. Nach [14].

Feldes, der weiter eindringen kann, wird abgeschwächt und seine Form, die auch in Abbildung 2.12 angedeutet ist, entspricht dabei der Airy-Funktion [53]. Für s-polarisierte Laserpulse kann man diese Dichte zu $n_r = n_c \cdot \cos^2 \theta$ bestimmen [53]. Die analytische Lösung ist für p-polarisiertes Licht jedoch nicht gültig, da die Berechnung für diesen Fall deutlich komplizierter ist. Dies liegt daran, dass nun eine Komponente des elektrischen Feldes vorliegt, die parallel zum Dichtegradienten verläuft, die eine Kopplung an Plasmonen ermöglicht. Aus diesem Grund beinhaltet das Problem sowohl elektromagnetische als auch elektrostatische Komponenten [31].

Dieser Prozess des Koppelns an ein Plasmon wird Resonanzabsorption genannt und ist in Abbildung 2.12 a) dargestellt. Dieser Prozess kann nur an dieser Stelle stattfinden, da sowohl die Impuls-, als auch die Energieerhaltung für die Umwandlung eines Photons in ein Plasmon erfüllt sein müssen. Dies ist genau an der kritischen Dichte erfüllt [54], da die Impulse des Photons und des Plasmons hier aufgrund der Dispersionsrelationen ungefähr null sind. Diese Plasmawelle propagiert im Folgenden in das Plasma und transportiert dabei Energie in selbiges. Bei niedrigen Energien wird diese durch Stöße an das Plasma abgegeben und heizt es auf. Bei hohen Intensitäten, also folglich bei einer größeren Amplitude der Elektronenoszillation kann die Welle „brechen“ und die dadurch entstehenden schnellen Elektronen transportieren Energie tief in das Target.

Liegt ein steiler Plasmagradient vor $L/\lambda \ll 1$, so können Elektronen weiter als die Gradientenlänge aus dem Plasma herausbeschleunigt werden und die Resonanzabsorption ist nicht mehr der dominierende Prozess [55]. In diesem Fall können die Elektronen während des ersten Halbzyklus des Laserfeldes aus dem Plasma entkommen und werden während des zweiten stark beschleunigt, so dass sie dem Laserfeld im Plasma entfliehen können [14]. Dies wird Vakuumheizung oder Brunel-Absorption genannt und in Abbildung 2.12(b) verdeutlicht.

Da der Übergang zwischen Brunel-Absorption und Resonanzabsorption fließend ist, wurde von Brunel ein Kriterium erstellt, das die Dominanz der Prozesse in zwei Bereiche einteilt. Dies

ist in Abbildung 2.13 dargestellt. Die Kurve gibt dabei an, bei welchen Parametern die Elektronen bis zu der Gradientenlänge aus dem Plasma herausgezogen werden und folgt der Formel

$$\frac{d}{\lambda} \approx \frac{a_0}{2\pi\sqrt{1+a_0^2}}. \quad (2.65)$$

Im oberen linken Segment liegt ein flacher Gradient vor und die Laserfeldstärke reicht nicht aus, um die Elektronen weiter als die Gradientenlänge aus dem Plasma zu bewegen, es dominiert Resonanzabsorption. In dem Segment unten rechts liegt ein steiler Gradient vor und/oder die Laserfeldstärke ist groß genug, um die Elektronen weiter als die Gradientenlänge zu bewegen. Somit dominiert in diesem Fall die Brunel-Absorption.

Letzten Endes geben jedoch alle Elektronen, die während des Wechselwirkungsprozesses das Target nicht verlassen haben, ihre Energie durch Stöße an die Ionen oder Atome ab, wodurch das Plasma geheizt wird. Darauf folgend kommt es zu einer Ablation, auf die in Kapitel 2.3.6 eingegangen wird.

2.3.6 ABLATION

Ablation, also der Abtrag von Materie mittels Erhitzung, findet erst in der Zeitskala von einigen Nanosekunden statt, da erst dann Wärmetransport im Targetmaterial einsetzt (siehe Abbildung 2.9). Die Prozessdynamik hängt jedoch stark von der Laserpulsdauer τ_L ab und wird im Folgenden genauer betrachtet.

Abbildung 2.14 a) zeigt eine schematische Darstellung des Ablationsprozesses für lange Laserpulse, also $\tau_L \geq 1$ ns und basiert auf der klassischen Laser-Materie-Wechselwirkung [56]. Zu beachten ist dabei, dass der Laserpuls dem Target bzw. dem Plasma immer noch Energie zuführt, auch wenn die Expansion schon begonnen hat. Zu Beginn der Wechselwirkung wird die Energie durch Wärmetransport im Target verteilt und dieses geschmolzen. Durch die weitere Energiezufuhr kommt es folgend zuerst zur Verdampfung und dann bei hinreichend hohen Intensitäten zur Ionisation und es bildet sich ein Plasma aus. Während des gesamten Prozesses wird dabei Hitze immer tiefer in das Medium transportiert, was dazu führt, dass immer weiter Schmelze bereitgestellt wird, die auch aus der Senke herausquillt. Welcher Prozess dabei dominant ist, hängt stark von der Intensität und Pulslänge des Lasers ab.

Bei kurzen und ultrakurzen Laserpulsen mit Pulsdauern τ_L im Piko- bis Femtosekunden-Regime ist die Dynamik der Ablation jedoch anders. Der Prozess basiert hierbei auf der nicht-klassischen ultraschnellen Laser-Materie-Wechselwirkung [56], die durch ein Zwei-Temperaturmodell beschrieben wird [33]. Die zwei Temperaturen beziehen sich auf die Elektronentemperatur T_e und die Iontemperatur T_i , die sich bei der Wechselwirkung von kurzen Laserpulsen stark unterscheiden können (siehe Abbildung 2.9). Die heißen Elektronen dringen tief in das Target ein und deponieren dort ihre Energie, wodurch das geschmolzene Material unter hohem Druck überhitzt. Durch diesen Druck wird das Plasma komprimiert und es können sich Schockfronten ausbilden, die sich im verdampften Material konzentrisch ausbreiten. Ein Schnitt dieses Ablaufs

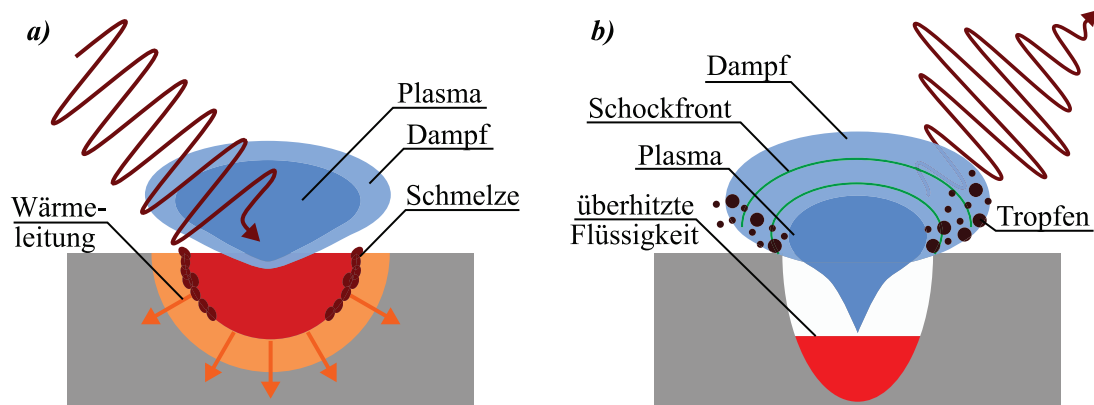


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung der Ablation von Targetmaterial bei Mikro- und Nanosekunden-Laserpuls in **a)** und die bei Piko- und Femtosekunden-Laserpuls in **b)**, nach [56].

ist in Abbildung 2.14 b) dargestellt. Letztlich kommt es zu einem explosiven Abtrag von Material, wodurch Ionen, Neutralteilchen und Cluster hohe kinetische Energien erhalten.

Der Ablationsmechanismus für das in dieser Arbeit verwendete Lasersystem (siehe Kapitel 3.1) wurde eingehend in der Arbeit von J. Wegner [57] untersucht und diskutiert. In dieser wird durch ein Drei-Schritte-Modell die Energie berechnet, die in das Target gelangt und zu der Kraterbildung durch den Laserbeschuss führt. Bei optimalen Bedingungen wird ein Anteil von bis zu 80 % der Laserenergie für diesen Ablationsprozess verwendet.

2.4 OBERFLÄCHEN-HARMONISCHE

Harmonische von Schwingungen sind schon seit langer Zeit aus der Musik bekannt, in der sie auch als Obertöne bezeichnet werden. In dieser treten sie, außer bei künstlich generierten Tönen, immer auf, was dem Hörer ein harmonisches Klangbild beschert. Auch können sie beispielsweise beim Überblasen einer Flöte gezielt erzeugt werden. Bezogen auf den Laserpuls mit den Parametern ω_L und λ_L bedeutet dies, dass höhere Frequenzen $\omega_{Hn} = n \cdot \omega_L$, also kürzere Wellenlängen $\lambda_{Hn} = \lambda_L/n$ erzeugt werden, wobei $n \in \mathbb{N}$ ist. Die verschiedenen Harmonischen werden durch „Hn“ gekennzeichnet. Dies bedeutet im konkreten Fall, dass die 10. Harmonische mit „H10“ benannt wird.

Bei der Bewegung und Wechselwirkung der Elektronen im Laserfeld kann es unter gewissen Bedingungen zur Erzeugung Hoher Harmonischer der Laserfrequenz kommen. Zum einen kann dies dadurch geschehen, dass die Elektronen eine deformierte Sinusschwingung vollführen. Diese kann, da die Periodizität der Funktion erhalten bleibt, nur entstehen, wenn sich Frequenzen überlagern, die die gleiche oder ganzzahlige Vielfache der ursprünglichen Frequenz aufweisen. Zum anderen kann die Erzeugung durch laserinduzierte Emission energiereicher Photonen passieren, die sich dann kohärent überlagern und somit Vielfache der Laserfrequenz ausbilden können.

Die so entstandenen Harmonischen sind wie auch der erzeugende Laser kohärent und werden in die Propagationsrichtung des Lasers erzeugt. Typischerweise treten alle Harmonischen bis

zu einer systembedingten Frequenzgrenze, die beispielsweise durch die Elektronendichte oder Intensität bedingt ist, gleichzeitig auf.

Grundsätzlich können Hohe Harmonische mittels Laserpulsen sowohl in Gasen [9, 58], auf die nicht näher eingegangen wird, als auch auf Festkörperoberflächen erzeugt werden. Bei der Erzeugung von Oberflächenharmonischen treten dabei zwei verschiedene Prozesse auf.

2.4.1 CWE-PROZESS

Der CWE-Prozess (**coherent wake emission**) spielt eine entscheidende Rolle für schwach relativistische Laserpulse ($a_0 < 1$), wie sie vom PHASER (siehe Kapitel 3.1) generiert werden. Damit dieser Prozess funktioniert, müssen einige Bedingungen erfüllt sein. Der verwendete Laser muss p-polarisiert (siehe Kapitel 2.1) sein, damit es eine zur Plasmaoberfläche senkrechte Komponente gibt, die die Elektronen aus dem Plasma herausziehen kann, wie in Abbildung 2.15 zu erkennen ist. Durch einen Vorpuls muss ein Plasma generiert werden, das einen Gradienten aufweist, der steil genug ist, dass Brunel-Absorption (siehe Kapitel 2.3.5) stattfinden kann und sich Elektronenwellen in Bereiche hoher Dichte des Plasmas fortpflanzen können.

Trifft auf diesen Gradienten ein Laserpuls, wie in Abbildung 2.15 a) zu sehen, werden Brunel-Elektronen aus dem Plasma herausgezogen. Durch den Richtungswechsel des elektrischen Feldes werden diese im Folgeschritt b) wieder in das Plasma hineingedrückt und propagieren tiefer hinein, als der Laser vordringen kann. Dadurch, dass der Laser unter einem Winkel θ einfällt, wandert dieser Prozess und es bildet sich eine Elektronendichtewelle aus, die in das Plasma hineinpropagiert (Abbildung 2.16 a)). Dabei regt diese beim Durchlaufen des Mediums Plasmonen an, die aufgrund des erzeugenden Lasers ebenfalls kohärent schwingen. Aus diesem *coherent wake field* (siehe Abbildung 2.16 b)) werden im Bruchteil eines Wellenzyklus Lichtpulse in Reflexionsrichtung emittiert, die eine Lebensdauer von einigen Attosekunden aufweisen. Dieses Verhalten wurde in PIC-Simulationen gezeigt und genauer untersucht [14, 15]. Die so entstandenen Harmonischen können dabei höchstens Frequenzen aufweisen, die der maximalen Plasmafrequenz (siehe Gleichung 2.45) entsprechen [59]. Dies ist bei der höchsten Elektronendichte n_{max} der Fall, woraus folgt, dass

$$\omega_{Hn,max} = \omega_{p,max} = \sqrt{\frac{n_{max} \cdot e^2}{m_e \cdot \epsilon_0}} \quad (2.66)$$

gilt. Diese Grenzfrequenz wird meist als *cut-off* bezeichnet. Die höchste Ordnung der Harmonischen n_H lässt sich durch

$$n_H \approx \sqrt{\frac{n_{max}}{n_c}} \quad (2.67)$$

berechnen, wobei n_c die kritische Dichte für die Laserstrahlung ist.

Ein weiterer Effekt, der auftritt, ist der sogenannte Atto-Chirp der Harmonischen. Dieser resultiert daraus, dass die Harmonischen in unterschiedlicher Tiefe des Plasma generiert werden und sie somit einen Laufzeitunterschied zueinander ausbilden. Dies wird bei der Betrachtung der violetten Kurve in Abbildung 2.16 deutlich.

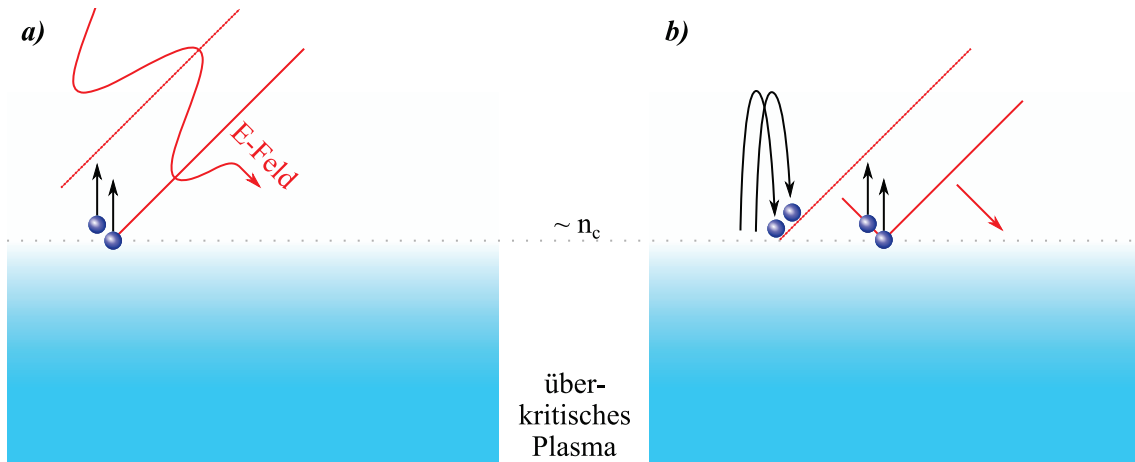


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung des CWE-Prozesses. Der Laser trifft auf ein Plasma mit einem Gradienten in der Elektronendichte, welche die kritische Dichte bei der grau gepunkteten Linie erreicht und danach überkritisch wird. **a)** Rot dargestellt ist das elektrische Feld des Laserpulses. Die durch die Extrempunkte verlaufenden Linien stellen die Wellenfronten dar, wobei die durchgezogene und gepunktete Linie jeweils unterschiedliche Polungen darstellen. Trifft die erste Front auf das Plasma, werden Brunel-Elektronen aus dem Plasma hinausbeschleunigt. **b)** Die zweite Front mit umgekehrter Polung (rot gepunktet) treibt die Elektronen wieder in das Plasma zurück, während das vorweg laufende Minimum weitere Elektronen aus dem Plasma zieht. Nach [15]. Die folgenden beiden Schritte werden in Abbildung 2.16 dargestellt.

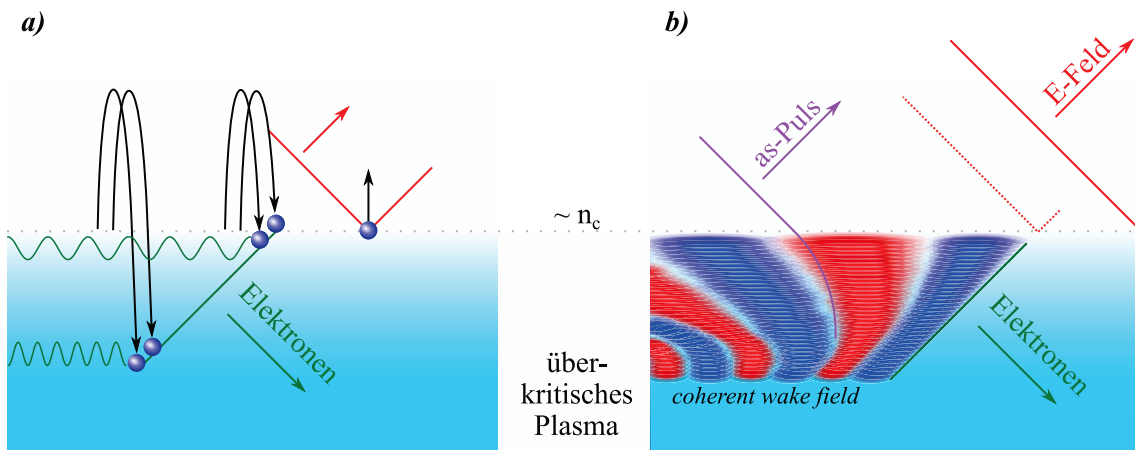


Abbildung 2.16: Zweiter Teil der schematischen Darstellung des CWE-Prozesses. **a)** Die in dieser Phase erzeugten Elektronen propagieren in das überkritische Plasma und bilden longitudinale Dichtewellen beziehungsweise Plasmonen aus. Die Frequenzen dieser Wellen werden in unterschiedlichen Tiefen durch die grünen Wellen verdeutlicht. **b)** Durch den erzeugenden Laser sind diese Wellen, deren unterschiedliche Polungen in rot und dunkelblau dargestellt sind, kohärent (*coherent wake field*) und emittieren Attosekunden-Pulse (violett) mit unterschiedlichen Frequenzen, sobald der Wellenvektor parallel zur Oberfläche steht. Nach [15].

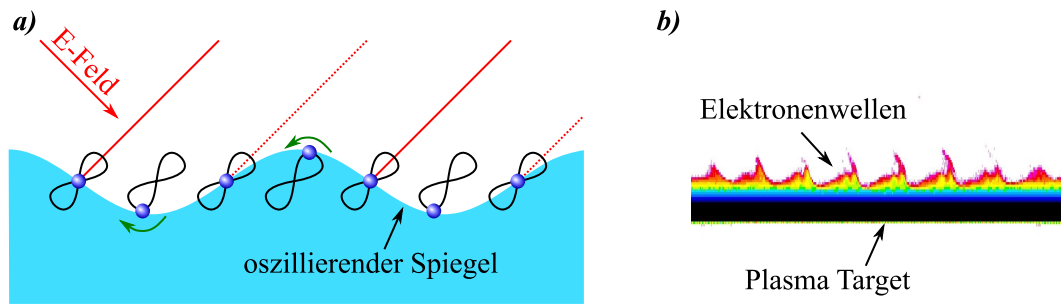


Abbildung 2.17: **a)** Schematische Darstellung zum ROM-Prozess. Die Wellenfronten der einfallenden Laser sind rot und das Plasma ist blau dargestellt. Wie bereits in Abbildung 2.15 stellen die durchgezogenen bzw. gepunkteten Linien die unterschiedlichen Polungen des elektrischen Feldes dar. Die Elektronen werden von dem Laser auf die schwarze Bahnkurve geschickt, in der Rotationsrichtung, die durch den grünen Pfeil markiert ist. **b)** Farbliche Darstellung der Elektronendichteverteilung eines Plasmatargets in einer 2D PIC-Simulation (siehe Kapitel 2.5). Hierbei entspricht schwarz einer hohen und rot einer geringen Elektronendichte. Deutlich kann man hier die Wellen erkennen, die in Abbildung a) schematisch erklärt werden.

2.4.2 ROM-PROZESS

Der ROM-Prozess (**r**elativistic **o**scillating **m**irror) ist vor allem bei großen Laserintensitäten ($a_0 > 1$) relevant. Er ist eine Modellvorstellung, die in der Betrachtung der Laser-Plasma-Wechselwirkung im Boostframe [60] ihren Ursprung hat und die Effekte gut beschreibt. Der Boostframe ist für die Vorstellungskraft jedoch etwas unhandlich, da man hier annimmt, dass sich das Target schnell bewegt, wodurch das einfallende Licht senkrecht auf das Target zu treffen scheint. Im Folgenden wird die Betrachtung daher im normalen zweidimensionalen Raum vorgenommen.

Auch bei diesem Prozess werden die Elektronen durch das Laserfeld aus dem Plasma herausgezogen und wieder hinein gedrückt, verlassen dessen Einflussbereich jedoch nicht. Die Lorentz-Kraft zwingt das Elektron auf eine Kreisbahn, die beim Richtungswechsel des Laserfeldes in eine zweite übergeht, die einen gegenläufigen Drehsinn aufweist. Somit entsteht eine Bahn, die einer Acht ähnelt. In Abbildung 2.17 a) ist eine solche Bewegung des Elektrons in Abhängigkeit vom Laserzyklus dargestellt. Wird diese Bewegung von vielen Elektronen im Laserfeld vollführt, so bildet sich eine Welle aus, die im Boostframe, wie ein oszillierender Spiegel erscheint. Abbildung 2.17 b) zeigt Ergebnisse einer PIC-Simulation, in der die Elektronenwellen auf der Targetoberfläche zu erkennen sind, die in Abbildung 2.17 a) erklärt werden.

Harmonische entstehen bei diesem Prozess dadurch, dass schnelle Elektronen Synchrotronstrahlung emittieren (coherent synchrotron emission, CSE), wenn diese auf eine Kurvenbahn gezwungen werden, wie es in Abbildung 2.17 a) der Fall ist. Da die Zeitpunkte, sowie die Positionen durch die Phase des Lasers bestimmt werden, können sich genau die Vielfachen der Laserwellenlänge konstruktiv überlagern, es entsteht das Harmonischenspektrum. Dieser Prozess ist vor allem dann besonders effizient, wenn sich bei sehr hohen Laserintensitäten ($a_0 \gg 1$)

hochgradig komprimierte Elektronenbunches bilden, sogenannte *Nanobunches*, die sich dann als Kollektiv im Laserfeld bewegen [16].

In [61] werden die Harmonischen-Spektren für moderate kritische Dichten n_c anhand des Potenzgesetzes

$$I_n \propto n^{-p} \quad (2.68)$$

mit $8/3 < p < 10/3$ beschrieben. Für sehr große Werte der erreichten Elektronendichte ($n_e \gg n_c$) strebt dieses Verhalten gegen $p = 8/3$. Die Abschätzungen, die während der Herleitung dieser Gleichung stattgefunden haben, beziehen sich auf ein Regime, in dem $n < \sqrt{\alpha/8} n_c^{3/2}$ gilt. Die Größe α ist hier ein numerischer Faktor der Größenordnung eins, der in Beziehung zu der Oberflächenbeschleunigung steht [61]. Die in Gleichung 2.68 beschriebene Abnahme der Intensität der Harmonischen mit steigendem n ist bis zum *cut-off* bei der Harmonischennummer

$$n_{cut-off} = \sqrt{8\alpha} \gamma_{max}^3 \quad (2.69)$$

vorhanden, wobei γ_{max} der maximale relativistische γ -Faktor der Plasmaoberfläche ist⁹.

2.5 PARTICLE IN CELL SIMULATIONEN

Um die hochkomplexen Vorgänge der Laserplasma-Wechselwirkung genauer zu verstehen und valide Prognosen für Experimente zu machen, bedient man sich verschiedener Simulationen. Für die ultrakurze Wechselwirkung, wie sie bei Femtosekunden-Laserpulsen auftritt, eignet sich insbesondere eine *Particle in Cell* (kurz PIC) Simulation. Für einen weiten Bereich an Anwendungen der Plasmaphysik eignet sich der Code EPOCH (Extendable PIC Open Collaboration) [62], der unter anderem die Möglichkeit bietet, verschiedene Ionisationsprozesse und Teilchenstöße zu berücksichtigen und des Weiteren parallelisiert ist, was die Effizienz verbessert. Um speziellere Situationen realisieren zu können, wird am ILPP Düsseldorf ein eigener PIC-Code betrieben. Im Folgenden wird die grundlegende Funktionsweise eines solchen Codes nach [63] erläutert.

In einer PIC-Simulation werden die Teilchendynamik und die Felder eines Plasmas vollständig beschrieben. Die Bewegung der Teilchen wird durch die Lorentz-Kraft und die Entwicklung der Felder durch die Maxwell-Gleichungen 2.1-2.4 bestimmt.

Das Vorgehen innerhalb des Algorithmus lässt sich durch vier Schritte beschreiben, die in Abbildung 2.18 dargestellt sind. Im ersten Schritt wird das Teilchen durch die Kräfte resultierend aus den umgebenden Feldern mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegt. Nach der Zeit Δt erreicht es dann die Position x_1 . Im zweiten Schritt werden die aus dem Fluss der geladenen Teilchen resultierenden neuen Ströme \vec{J} und Ladungsdichten ρ berechnet. Aus diesen folgen im dritten Schritt mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen 2.1-2.4 die neuen elektrischen und magnetischen Felder \vec{E} und \vec{B} . Im letzten Schritt wird aus den Feldern berechnet, wie groß diese jeweils an der

⁹Dieser auf Basis der ultrarelativistischen Ähnlichkeitstheorie hergeleitete *cut-off* ist deutlich niedriger als der bei $4\gamma_{max}^2$ liegende, der durch das einfache Modell des *oscillating mirrors* vorhergesagt wird [61].

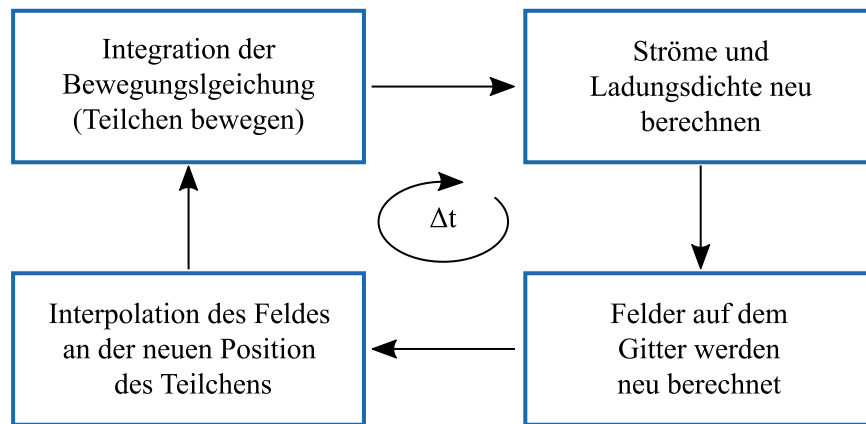


Abbildung 2.18: Grundlegende, schematische Funktionsweise des im PIC verwendeten Algorithmus. Während eines Zeitschrittes Δt werden nacheinander diese vier Schritte durchlaufen. In diesem Algorithmus kommen weitere Zwischenschritte hinzu, wenn z.B. Absorption/Emission oder Teilchenstöße in Betracht gezogen werden. Abbildung in Anlehnung an [63].

Position der Teilchens sind und in welche Richtung sie zeigen. Daraufhin beginnt der Zyklus von neuem, bis er am Ende der Simulation unterbrochen wird.

Um den hohen Rechenaufwand (dieser steigt quadratisch mit der Teilchenzahl) bei großen Teilchenzahlen möglichst klein zu halten, werden Makroteilchen simuliert, also Zusammenschlüsse mehrerer Teilchen, die eine feste Masse und Ladung besitzen. Diese können sich kontinuierlich durch alle Zellen bewegen, ihre Positionen und Geschwindigkeiten werden kontinuierlich gespeichert. Befindet sich ein Teilchen an einem beliebigen Ort in der Zelle (jkm) wie in Abbildung 2.20 dargestellt ist, so werden die zugehörigen Magnetfelder auf den Flächenmitten und die elektrischen Felder auf den Mitten der Zellenkanten berechnet. Ebenso werden an dieser Position die resultierenden Ströme gespeichert. Folglich hat man nicht ein Gitter, sondern unterschiedliche mit gleicher Größe, die gegeneinander verschoben sind.

Auch in der zeitlichen Domäne gibt es diese Verschiebung. So wird beispielsweise die Position x^t gespeichert, wohingegen die Geschwindigkeit $v^{t+\Delta t/2}$ einen halben Zeitschritt weiter gespeichert wird. Im Detail sind die Positionen der Teilchen, sowie die zugehörigen elektrischen Felder an einem festen Zeitpunkt und die Geschwindigkeiten, Ströme und magnetischen Felder einen halben Zeitschritt verschoben definiert. Dadurch kann für die Integration der Bewegungsgleichung der *Leap Frog*-Algorithmus verwendet werden. Da dies ein Verfahren zweiter Ordnung ist, ist er wesentlich genauer als z.B. der Algorithmus nach Euler.

Der PIC-Code unseres Instituts ist ein zweidimensionaler Code, der die Bewegungsgleichung und Berechnung der Felder wie folgt vornimmt. Die Bewegungsgleichung

$$\frac{d}{dt} \gamma \cdot m \vec{v} = \vec{F} = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.70)$$

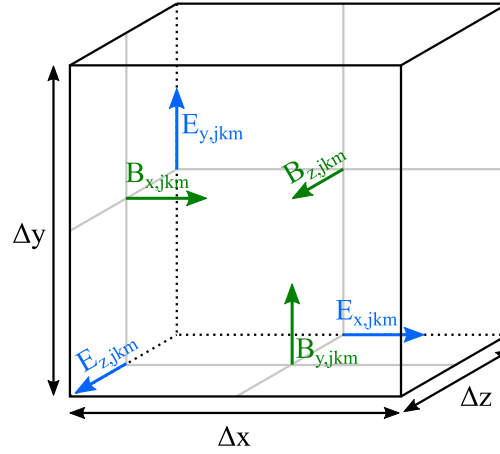


Abbildung 2.19: Schematischer Aufbau des Gitters einer Particle-In-Cell-Simulation. Hierbei sind Δx , Δy , Δz die Kantenlängen der Gitters, die blauen Pfeile stellen das elektrische Feld dar und die grünen Pfeile das magnetische Feld. Die Positionierungen der Pfeile entsprechen den Speicherpositionen. Abbildung nach [63].

mit $\frac{d}{dt}\vec{x} = \vec{v}$, $\vec{u} = \gamma \cdot \vec{v}$ und dem relativistischen Lorentz-Faktor

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \sqrt{1 + \left(\frac{u}{c}\right)^2}, \quad (2.71)$$

lässt sich durch den zentralen Differenzenquotienten ausdrücken als:

$$\frac{\vec{u}^{t+\Delta t/2} - \vec{u}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \frac{q}{m} \left(\vec{E}^t + \frac{\vec{u}^t}{\gamma^t} \times \vec{B}^t \right). \quad (2.72)$$

Daraus ergibt sich das Problem, dass das magnetische Feld eigentlich nicht zum Zeitpunkt t bekannt ist. Zur Lösung dieses Problems wird die Berechnung des magnetischen Feldes in zwei Halbschritten ausgeführt, zuerst der Schritt $B^{t-\Delta t/2} \rightarrow B^t$, dann wird die Bewegungsgleichung gelöst und im Folgeschritt $B^t \rightarrow B^{t+\Delta t/2}$ berechnet. Hierbei folgt die Berechnung aus dem Induktionsgesetz (Gleichung 2.2), wodurch sich für den ersten Halbschritt

$$\frac{B_{z,j,k}^t - B_{z,j,k}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t/2} = - \left(\frac{E_{x,j+1,k}^t - E_{x,j,k}^t}{\Delta x} - \frac{E_{y,j,k+1}^t - E_{y,j,k}^t}{\Delta y} \right) \quad (2.73)$$

ergibt. Wurden beide Zeitschritte durchgeführt, so kann das elektrische Feld mittels des Ampèreschen Durchflutungsgesetzes 2.1 berechnet werden. Durch Diskretisierung ergibt sich dies exemplarisch für die x-Komponente zu

$$\frac{E_{x,j,k}^{t+\Delta t/2} - E_{x,j,k}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t/2} = \frac{B_{z,j,k}^{t-\Delta t/2} - B_{z,j,k-1}^{t-\Delta t/2}}{\Delta y} - J_{x,j,k}^{t-\Delta t/2}. \quad (2.74)$$

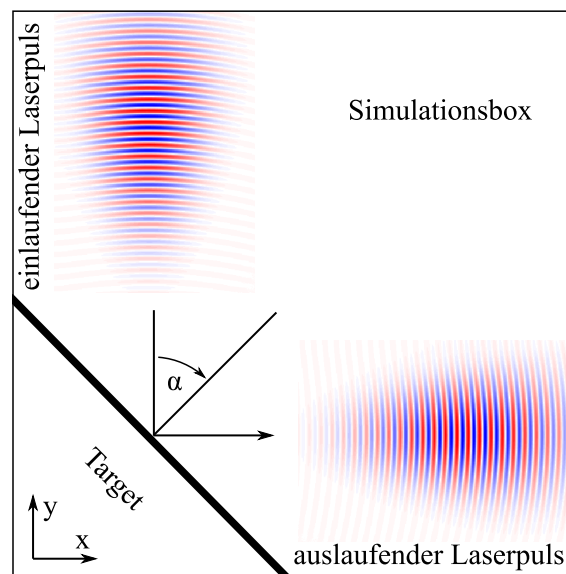


Abbildung 2.20: Schematische Skizze einer PIC-Simulationsbox. Oben links ist der einlaufende Laserpuls dargestellt, der auf das Target unten links fokussiert wird. Der Einfallswinkel α ist in diesem Fall, wie in fast allen Experimenten in dieser Arbeit 45° , wodurch der auslaufende Puls genau senkrecht zum einlaufenden vom Target weg reflektiert wird.

Für die meisten Betrachtungen wird eine Simulationsbox generiert, die wesentlich größer als das Target ist, damit der Laserpuls vollständig vom Target heruntergelaufen ist, bevor er auf die Wand trifft. Dies ist wichtig, da je nach Randbedingung Anteile vom Laserpuls zurück laufen können.

Der Laser wird typischerweise an einer Wand eingespeist, wie in Abbildung 2.20 oben links zu erkennen ist. In diesem speziellen Fall ist der Laser linear in der x-Richtung polarisiert, was einer p-Polarisation für das Target entspricht und zum Beispiel für die Erzeugung Hoher Harmonischer (siehe Abschnitt 2.4) relevant ist.

In dem Bereich, in dem sich das Target befinden soll, werden die Makroteilchen mittels Zufallszahlen so positioniert, dass überall die gewünschte Dichte vorherrscht. Hierbei kann dann auch berücksichtigt werden, dass man eventuell schon ein Vorplasma hat, also das Target einen Gradienten an der Vorderseite aufweist.

EXPERIMENTELLER AUFBAU

3.1 LASERSYSTEM AM ILPP

Der PHASER (**Phase-stabilized Heine Laser**) ist das Lasersystem am Institut für Laser- und Plasmaphysik (ILPP) der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. G. Pretzler. Ein Seed-Oszillator generiert die Pulse, die folgend in einem Multipass-Verstärker verstärkt werden. Durch eine Neon-gefüllte Hohlleiter werden diese spektral verbreitert und durch einen Spiegelkompressor dann zu ihrer endgültigen Pulslänge von < 8 fs komprimiert. Die genaue Funktionsweise wird im Folgenden dargestellt, erläutert und in Abbildung 3.1 schematisch zusammengefasst.



Die Pulserzeugung beginnt in einen Titan:Saphir-Oszillator (FEMTOSOURCE™ rainbow™, siehe [64]), in dessen Resonator ein Titan-Saphir-Kristall von einem frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser¹ mit einer Leistung von 4,7 W gepumpt wird. Durch die vielen möglichen Laserübergänge erreicht man hier eine Bandbreite von 340 nm, wodurch sich bandbreitenbegrenzte Pulse mit einer Pulsdauer von 5 fs erzeugen lassen. Dies geschieht mit einer Repetitionsrate von 75 MHz mit einer gemittelten Pulsleistung von >400 mW. Mit dem nachgeschalteten CEP-Modul (CEP4™, siehe [65]), kann die CEP bestimmt und durch ein sogenanntes feed-forward-Schema [66, 67] dauerhaft stabil gehalten werden.

Der so gewonnene Seed-Puls wird in einem Multi-Pass-Verstärker verstärkt. Um den Oszillator bei diesem Vorgang vor möglichen Rückläufern zu schützen, passiert der Laser einen Faraday-Isolator². Außerdem durchläuft der Puls noch vor dem Verstärkungsprozess einen Glasstrecker, der aus zwei Prismen besteht, in dem die Pulslänge auf $\tau = 10 - 20$ ps gestreckt beziehungsweise geschirpt wird. Dadurch wird die Leistung an den einzelnen Bauteilen so weit reduziert, dass diese

¹Nd:YAG-Laser sind Festkörperlaser, die als laseraktives Medium einen Neodym-dotierten Yttrium-Aluminium-Granat nutzen und eine Wellenlänge von 1064 nm aufweisen. Durch einen frequenzverdoppelnden Kristall erhält man daraus die benötigte Wellenlänge von 532 nm.

²Der Faraday-Isolator nutzt den Faraday-Effekt, der beschreibt, dass ein optisch nicht aktives Medium die Polarisation des Lichts drehen kann, wenn ein externes Magnetfeld angelegt wird. Das Besondere dabei ist, dass die Drehung des Lichts unabhängig von der Propagationsrichtung den gleichen Drehsinn aufweist. Somit lassen sich rücklaufende Laserstrahlen durch einen einfachen Polfilter vor dem Faraday-Isolator blocken.

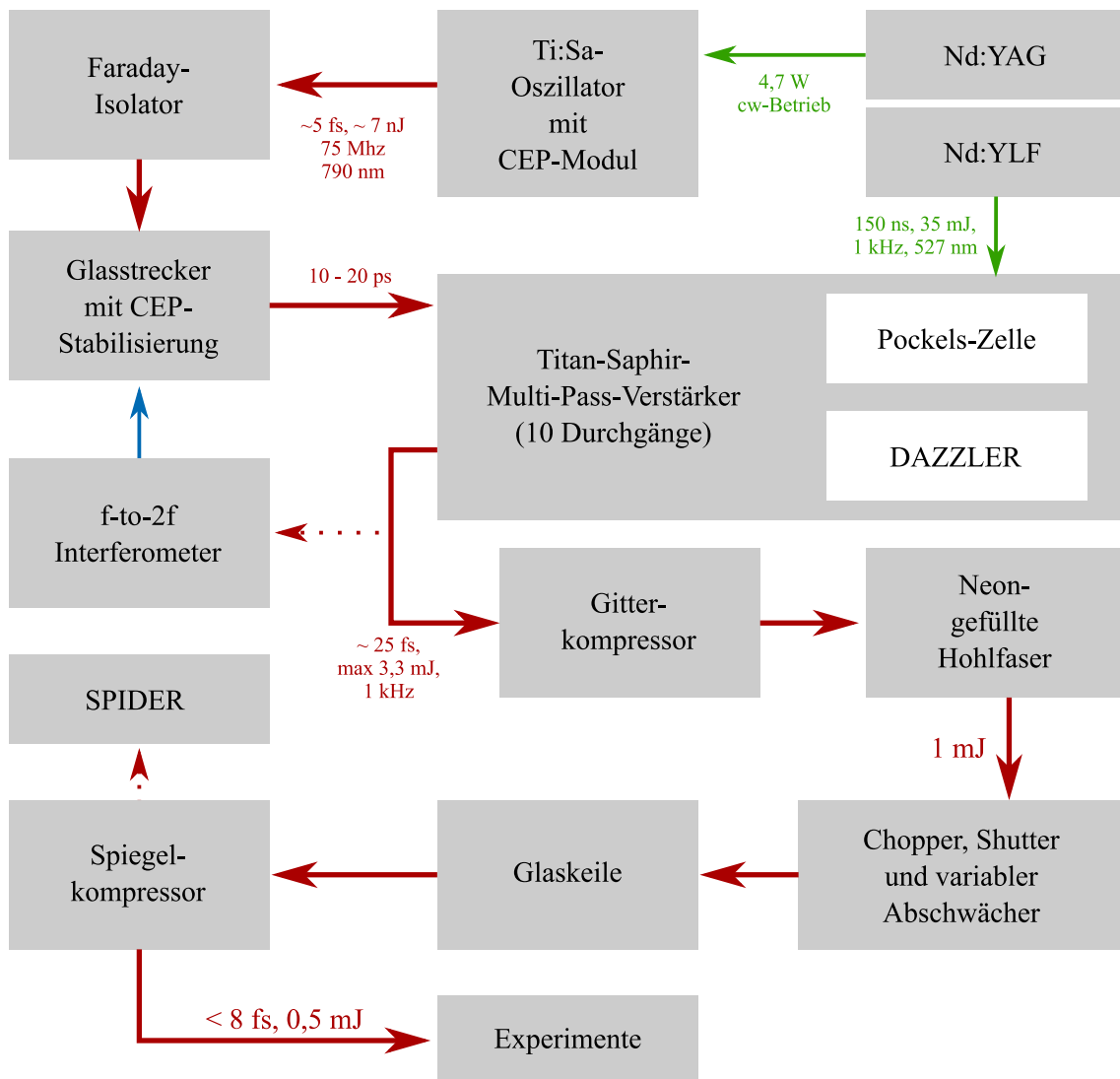


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Lasersystems PHASER am ILPP. Der Strahlverlauf beginnt oben rechts. Grün dargestellt sind die beiden grün emittierenden Pumplaser und blau das elektronische Feedback vom f-to-2f Interferometer. Gepunktet sind alternative Strahlwege oder -anteile dargestellt.

keinen Schaden nehmen. Des Weiteren ist eines der Prismen mit einem Piezokristall versehen, der es ermöglicht, den Strahlweg durch Variation des Abstandes so zu manipulieren, dass die CEP stabil gehalten werden kann. Die dazu nötige Phaseninformation wird in einem f-to-2f-Interferometer (Funktionsweise siehe Kapitel 2.1.4) gewonnen, für das ein kleiner Strahlanteil hinter dem Verstärker ausgekoppelt wird (siehe Abbildung 3.1).

In dem Multi-Pass-Verstärker (FEMTOLASERS FEMTOPOWER PRO HE CEP, siehe [68]) passiert der Puls insgesamt zehnmal einen Titan-Saphir-Kristall, der durch einen Nd:YLF-Laser³

³Der Nd:YLF-Laser (Neodym-dotierter Yttrium-Lithium-Fluorid-Laser hat) in diesem Fall die Wellenlängen 527 nm und 1053 nm und eine Pulslänge von $\tau = 150$ ns.

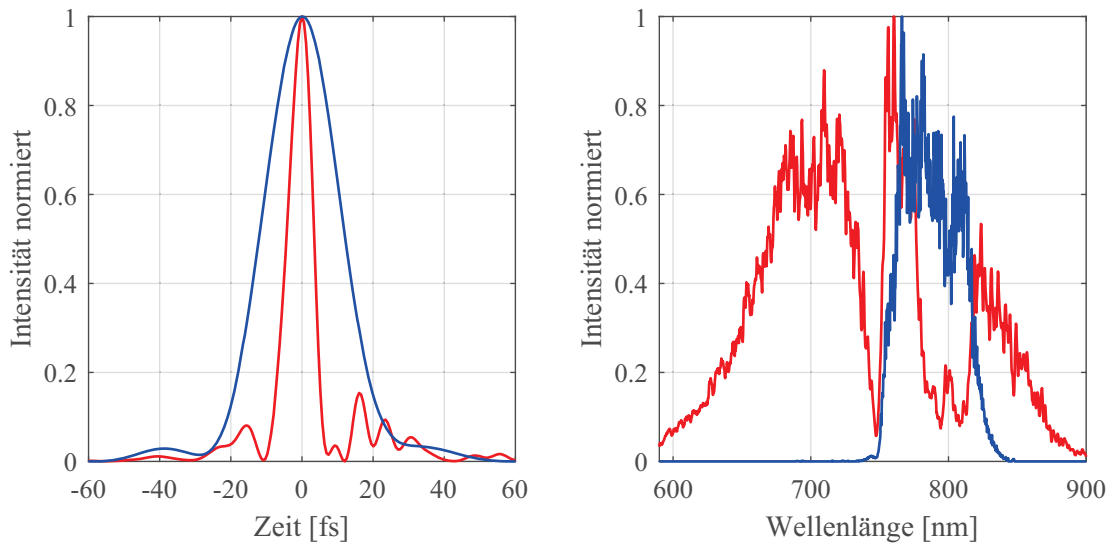


Abbildung 3.2: Dargestellt sind die SPIDER-Messungen sowohl des kurzen Verstärkerpulses in blau, als auch des ultrakurzen Pulses hinter der Hohlfaser in rot. Auf der *linken Seite* sind die beiden Pulse im Vergleich abgebildet. Auf der *rechten Seite* sind die zugehörigen Spektren zu erkennen. Es wird deutlich, dass der kürzere Puls ein deutlich breiteres Spektrum aufweist, wie es vom Pulsdauer-Bandbreite-Produkt, Gleichung 2.27, verlangt wird.

mit etwa 34 W und 1 kHz Repetitionsrate gepumpt wird. Dabei werden die ersten vier Durchgänge mit 75 MHz absolviert. Aus dem daraus resultierenden verstärkten Pulszug wird mithilfe einer Pockels-Zelle⁴ ein Puls ausgewählt, wodurch sich die Taktung der des Pumplasers anpasst. Die Pulse gelangen dann mit 1 kHz in einen sogenannten DAZZLER⁵, in dem die Pulse angepasst werden. Dazu gehört unter anderem das Kompensieren von Dispersionseffekten ($D_2 - D_4$), die Optimierung des Spektrums, um *Gain Narrowing*⁶ zu verhindern und, wenn erwünscht, das Generieren von Vorpulsen. Danach passiert der Puls vier weitere Male den Titan-Saphir-Kristall. Für den neunten und zehnten Durchgang wird der Durchmesser des Pulses vergrößert und beide Durchgänge werden einzeln fokussiert, um eine geringe Leistungsdichte und ein optimales räumliches Profil zu erhalten. Nach diesen letzten beiden Durchgängen wird der Strahl auf seine endgültige Größe aufgeweitet, damit keine nichtlineare Effekte wie Selbstfokussierung auftreten und weitere folgende Optiken geschont werden. Mit dem Gitterkompressor und den geschirpten Spiegeln wird das D_2 des Pulses so angepasst, dass dieser an gewünschter Position „kurz“ ist. Hier hat der Laserpuls eine Pulsdauer $\tau \approx 20$ fs bei einer Pulsenergie von maximal 3,3 mJ. Ein

⁴Die Pockels-Zelle ist sozusagen ein optischer Shutter, der den Pockels-Effekt nutzt, also die Änderung oder das Auftreten der doppelbrechenden Eigenschaft eines Materials unter Einfluss einer elektrischen Spannung. Auf diese Weise können viel schnellere Schaltzeiten als bei mechanischen Shuttern realisiert werden.

⁵Bei einem DAZZLER [69, 70] handelt es sich um einen akustooptischen, programmierbaren, dispersiven Filter (AOPDF) bestehend aus einem Paratellurit-Kristall. In diesem werden durch ein Piezoelement Phononen angeregt, die für das transmittierende Licht ein räumlich und zeitlich modulierbares Beugungsgitter darstellen.

⁶*Gain Narrowing* beschreibt den Prozess der Abnahme der spektralen Bandbreite beim Verstärkungsprozess, der daraus resultiert, dass das Verstärkermedium meist in einem zentralen Wellenlängenbereich effektiver verstärkt als an den Rändern des Spektrums.

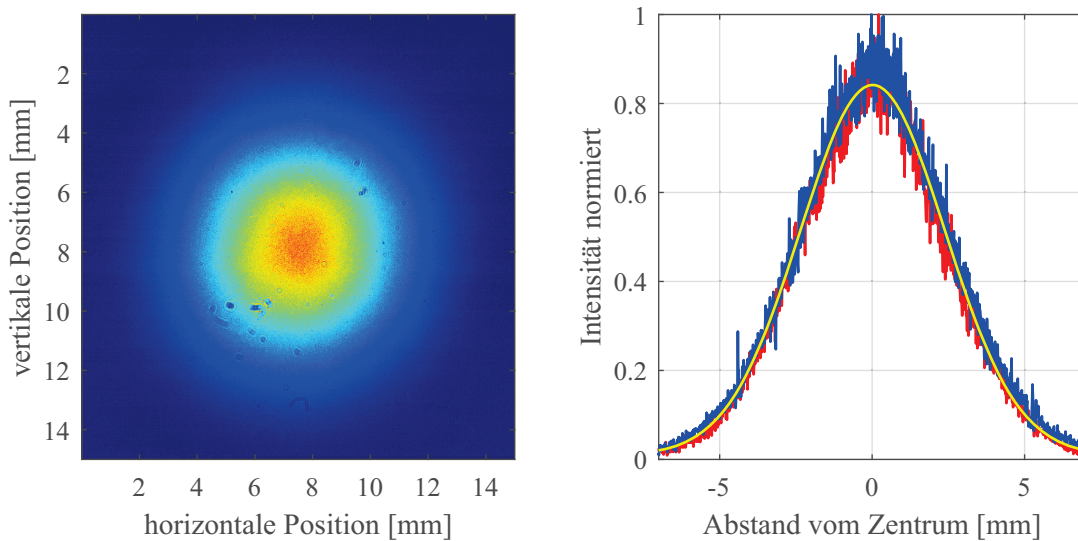


Abbildung 3.3: Links: Aufnahme des Strahlprofils hinter der Faser. Die erkennbaren Flecken entstammen Verschmutzungen der Diagnostik. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Faser als Raumfilter fungiert, da das Strahlprofil nahezu perfekt rund und gaußförmig ist. Dies wird vor allem bei den Lineouts **rechts** deutlich. Das rote horizontale Lineout ist nahezu identisch mit dem vertikalen Lineout in blau. Die gelbe Kurve entspricht dem Fit einer Gaußkurve.

solcher Puls ist in Abbildung 3.2 auf der linken Seite in blau dargestellt. Auf der rechten Seite ist das zugehörige Spektrum abgebildet.

Die Pulsdauer und Pulsform werden mittels eines SPIDER (Spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction) des Typs VENTEON|PULSE FOUR:SPIDER gemessen. Dieser kann die spektrale Phase des Pulses ermitteln und daraus dann die Einhüllende des elektrischen Feldes rekonstruieren [71].

Kürzere Pulse werden folgend erzeugt, indem der Verstärkerpuls in eine neongefüllte Hohlleiter fokussiert wird. Dabei ist die Realisierung von ultrakurzen Pulsen im Bereich von < 8 fs, die zudem eine Energie von 1 mJ beinhalten, kein triviales Unterfangen. Diesbezüglich wurde in unserem Institut viele Optimierungen an der Aufbau der Hohlleiter vorgenommen, die zum größten Teil in [46] diskutiert werden.

Die kürzesten Pulse mit der höchsten Energie und folglich der höchsten Intensität werden wie folgt erzeugt. Durch die Reduktion der Pulsenergie auf 2 mJ und eine Anpassung der Fokussierung wird Selbstfokussierung und Selbstphasenmodulation (siehe Kapitel 2.1.6) in dem Eintrittsfenster und im Gas vor der Faser weitestgehend verhindert. Durch die Anpassung der Faserlänge auf 1,5 m und der Optimierung des Gasdrucks zwischen 400 – 600 mbar können Pulse < 8 fs und mit einer Pulsenergie von 1 mJ erzeugt werden. Wie genau sich der Puls dabei im Vergleich zum Verstärkerpuls verändert hat, ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Die räumliche Pulsform ist in Abbildung 3.3 zu erkennen. Da die Hohlleiter mit ihrem kleinen Innendurchmesser von $300 \mu\text{m}$ als Raumfilter wirkt, wird das Strahlprofil von etwaigen Fehlern bereinigt und das Profil wird

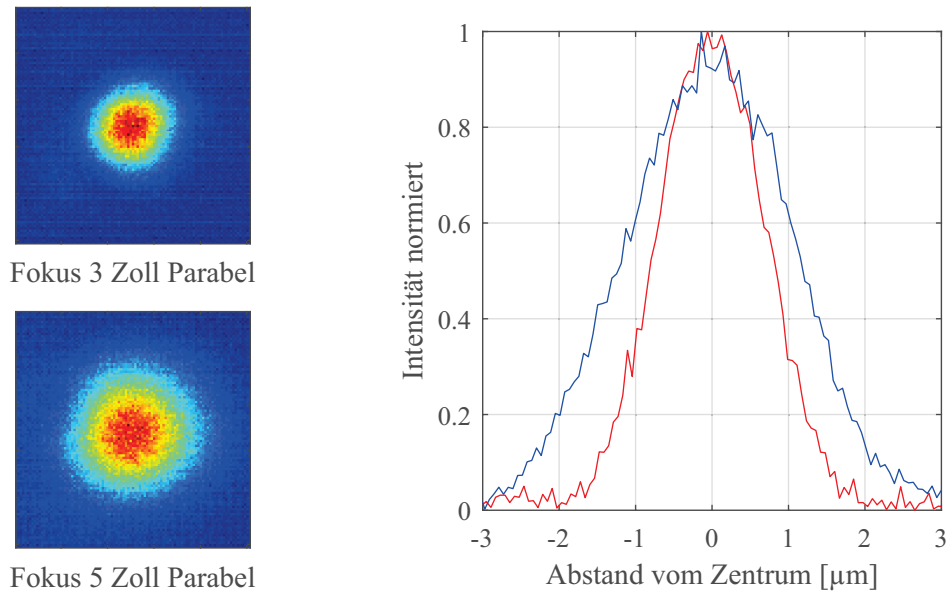


Abbildung 3.4: Auf der *linken Seite* sind zwei Aufnahmen des Fokus in der Versuchskammer mit unterschiedlichen Parabeln abgebildet. Der rote Graf auf der *rechten Seite* ist ein horizontales Lineout des Fokus der 3 Zoll Parabel mit einer FWHM von $\Delta x_I = 1,6\mu\text{m}$. Der blaue Graf zeigt das Lineout des Fokus der 5 Zoll Parabel, bei der eine FWHM von $\Delta x_I = 2,6\mu\text{m}$ erreicht wird.

gaußförmig (siehe *rechte Seite*). Diese Pulse werden dann mit einer Kombination aus einem Shutter und Chopper auf die gewünschte Taktung gebracht.

Da der Prozess der Selbstphasenmodulation in der Faser hochgradig von der Intensität des Pulses abhängt, ist es nicht möglich, diesen abzuschwächen, indem man die Ausgangsleistung des Verstärkers anpasst. Um dieses Problem zu lösen, passiert der Puls hinter der Faser einen eigens dafür entwickelten Abschwächer, dessen genaue Funktionsweise in [57] beschrieben wird.

Mit einer Kombination aus Glaskeilen und Kompressorspiegeln, die schon im Vakuum stehen, wird der Puls auf seine endgültige Länge komprimiert, die er im Vakuum bis zum Experiment beibehält. Dabei ist zu beachten, dass der Puls durch die große Anzahl an Spiegeln etwa 50 % seiner Energie einbüßt, bevor er das Target in der Kammer erreicht. Um im Experiment möglichst hohe Intensitäten zu erreichen, wird der Laser auf eine FWHM von $\Delta x_I = 16,5\text{ mm}$ aufgeweitet, da somit der Puls auf einen kleineren Durchmesser fokussiert werden kann.

3.2 EXPERIMENTIERKAMMER UND DIAGNOSTIK

In dieser Arbeit wurden Experimente an verschiedenen Versuchskammern durchgeführt, die sich in ihrem Aufbau, aber nicht im Basissetup unterscheiden. Dieses besteht aus einer 90° *off-axis* Parabel, mit der der Laserpuls auf ein Festkörpertarget fokussiert wird, wie es in Abbildung 3.5 dargestellt ist. Dabei steht das Target, solange es nicht anders definiert wird, unter einem Winkel $\alpha = 45^\circ$ zum einfallenden Laserstrahl, wodurch auch das reflektierte Licht unter einem Winkel von 45° zum Lot propagiert. Das reflektierte und emittierte Licht vom Target kann nur in dem

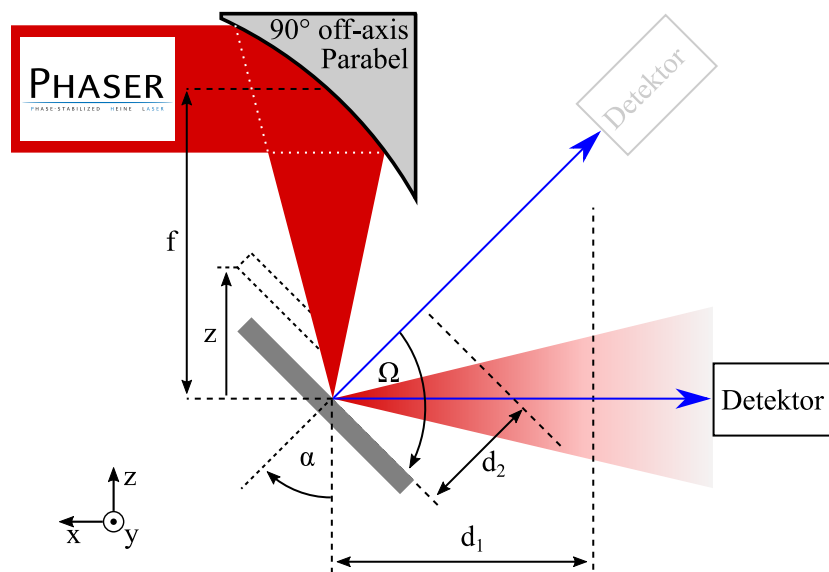


Abbildung 3.5: Skizze des typischen Versuchsaufbaus zur Erzeugung eines Oberflächenplasmas in einer Vakuumkammer am ILPP. Gekennzeichnet sind alle relevanten Messgrößen, d_1 und d_2 sind die Abstände zu den zwei Positionen, an denen ein Schirm (gestrichelt) bei verschiedenen Experimenten aufgestellt wurde. Links unten ist das standardmäßig verwendete Koordinatensystem dargestellt.

Winkelbereich von $\Omega = 10\text{--}90^\circ$ untersucht werden, da man in der Targetnormalen durch die Ausdehnung des Parabelhalters beschränkt ist.

Bei allen Messungen wurden entweder Parabeln mit 3 oder 5 Zoll Brennweite verwendet. Da die Rayleighlänge (Gleichung 2.18) bei harter Fokussierung sehr klein wird (im Falle der 3 Zoll Parabel $7\ \mu\text{m}$ und für die 5 Zoll Parabel $20\ \mu\text{m}$), ist es notwendig, das Target genau in z-Richtung verfahren zu können, damit das Target immer im Fokus positioniert werden kann.

Auf diese Weise werden Foki mit $\Delta x_I = 1,6\ \mu\text{m}$ bei der 3 Zoll und $\Delta x_I = 2,6\ \mu\text{m}$ bei der 5 Zoll Parabel erzeugt (siehe Abbildung 3.5). Somit kann im Fokus der 3 Zoll Parabel eine maximale Intensität I_0 von $1,7 \times 10^{18}\text{W}/\text{cm}^2$ erzeugt werden, was einem normierten Vektorpotential (Gleichung 2.62) von $a_0 = 0,8$ entspricht. Das auf diese Weise erzeugte elektrische Feld ist so groß, dass relativistische Effekte berücksichtigt werden müssen.

Die verschiedenen in dieser Arbeit verwendeten Diagnostiken werden in den kommenden Kapiteln vorgestellt.

3.2.1 HARMONISCHEN-SPEKTROMETER

Zur Detektion der Oberflächenharmonischen des Laserpulses wurde von C. Stelzmann ein Spektrometer gebaut, das speziell auf die Bedürfnisse im ILPP angepasst und charakterisiert wurde [72]. Das Harmonischen-Spektrometer ist somit sowohl genau auf die Geometrie der Experimentierkammern angepasst, kann an verschiedenen Kammern verwendet werden, ohne größere Umbauten vornehmen zu müssen, als auch gut für den Spektralbereich geeignet, in dem die Hohen

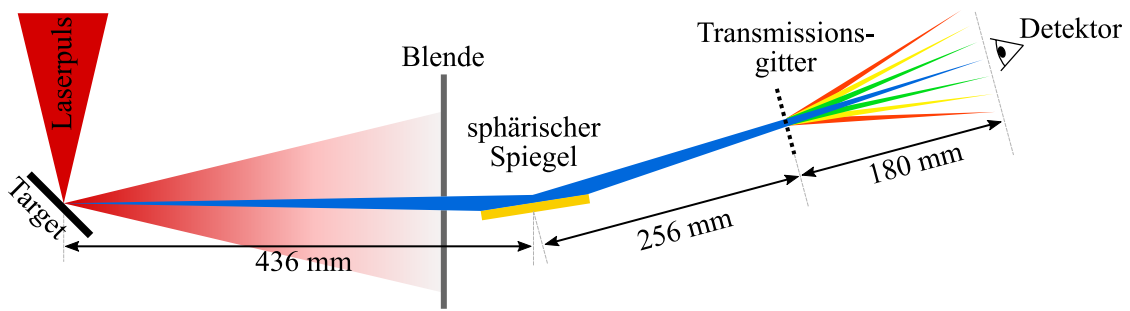


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau des Harmonischen-Spektrometers. Die Harmonischen propagieren vom Target durch die Blende, die einen Ausschnitt durchlässt, der der projizierten Fläche des Spiegels entspricht und werden von dem sphärischen Spiegel auf den Detektor fokussiert. Das Transmissionsgitter spaltet dabei das Licht in die einzelnen Harmonischen auf.

Harmonischen erwartet werden. Die genaue Abstimmung aller Parameter und Kenngrößen kann in [72] nachgelesen werden.

Die Basis des Spektrometers bildet die Kombination aus einem Gold-Transmissionsgitter mit einem sphärischen goldbeschichteten Spiegel, deren Anordnung in Abbildung 3.6 zu erkennen ist. Da die Reflektivität des Goldspiegels für harte Strahlung im schleifenden Einfall, also unter einem sehr flachen Winkel, deutlich größer ist als unter einem steilen Winkel, wird dieser unter $\phi = 5^\circ$ zur Oberfläche ausgeleuchtet. Durch diese Ausrichtung des sphärischen Spiegels erhält man zwei Brennstriche, den meridionalen $f_m = \frac{R \sin \phi}{2}$ und den sagittalen $f_s = \frac{R}{2 \sin \phi}$, die sich deutlich in ihrer Entfernung vom Spiegel unterscheiden [73]. Der Spiegel hat einen Durchmesser von zwei Zoll und einen Krümmungsradius $R = 5$ m, wodurch sich eine meridionale Brennweite von 218 mm ergibt. Der Abstand des Spiegels zum Target wurde mit $2 \cdot f_m = 436$ mm so gewählt, dass eine 1:1 Abbildung erzielt wird. Der Detektor wird somit ebenfalls in diesem Abstand vom Spiegel positioniert. Um den Detektor vor zu viel Streulicht zu schützen ist vor dem Spiegel eine Blende mit einer Öffnung von 4,4 mm Breite und 50,8 mm Höhe positioniert, die nur die Strahlung der Quelle hindurch lässt, die den Spiegel trifft.

Für die spektrale Aufspaltung wird ein Transmissionsgitter aus Gold mit 1000 Linien/mm verwendet, wobei zu erwähnen ist, dass die Goldstäbe frei stehen, da für UV-Strahlung auch transparente Medien zunehmend opak werden. Dieses Gitter befindet sich 256 mm vom Spiegel entfernt und sorgt für die gewünschte Auflösung der Wellenlängen. Damit ergibt sich ein Abstand von Gitter zu Detektor von $L = 180$ mm.

Durch die leichten individuellen Anpassungen der Abstände bei der Ausrichtung des Spektrometers und durch leichte Abweichungen der Brennweite des Spiegels R und der Gitterkonstanten g , muss die Kalibrierung der Wellenlängen auf dem Detektor genau vorgenommen werden. Die Wellenlänge in Abhängigkeit von der Pixelposition x mit dem Pixeldurchmesser d_p des Detektors wird beschrieben durch

$$\lambda(x) = \frac{1}{gk_1} \sin \left(\arctan \left(\frac{x d_p}{L k_2} \right) \right), \quad (3.1)$$

wobei k_1, k_2 Korrekturfaktoren sind. Typischerweise muss man diese um bis zu $\pm 5\%$ anpassen.

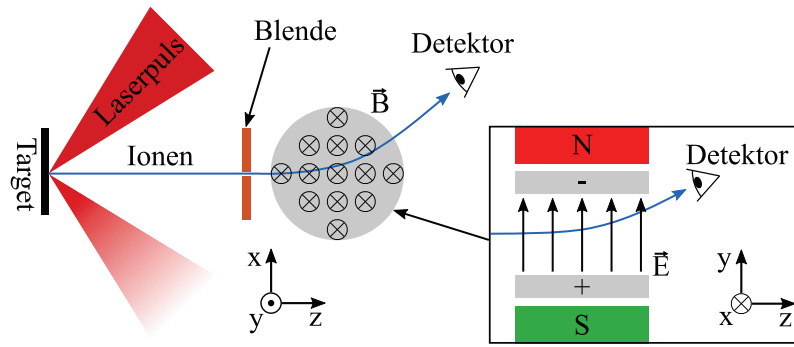


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau des Ionen-Spektrometers. Die Ionen, die vom Target auf der linken Seite kommen, durchlaufen eine Blende und werden vom elektrischen und magnetischen Feld abgelenkt. Die Ausrichtung der Felder wird durch die Seitenansicht im Inlay auf der rechten Seite verdeutlicht.

Das Spektrometer bietet die Möglichkeit sowohl eine CCD-Kamera (siehe Kapitel 3.2.3) als auch eine Image Plate (siehe Kapitel 3.2.4) zur Detektion zu verwenden. Beide Detektoren werden je nach Anspruch und Setup des jeweiligen Experiments in dieser Arbeit verwendet.

3.2.2 IONEN-SPEKTROMETER

In Kooperation mit J. Riedlinger wurde ein Thomson-Parabel-Spektrometer designet, gebaut und charakterisiert. Alle detaillierten Rechnungen und Simulationen finden sich in seiner Bachelorarbeit [74].

Die Thomson-Parabel-Spektroskopie ist eine besonders mächtige Methode, Ionen, die aus einem Plasma entweichen, zu charakterisieren. Sie ermöglicht nicht nur eine Aufspaltung nach dem Masse-Ladungs-Verhältnis, sondern auch bezogen auf die kinetische Energie. Hierzu durchfliegen die Ionen ein homogene magnetische und elektrische Felder, die parallel zueinander ausgerichtet sind, wie aus Abbildung 3.7 hervorgeht. Dabei erfährt ein q -fach geladenes Teilchen die Kraft

$$\vec{F} = \vec{F}_E + \vec{F}_L = q \cdot \vec{E} + q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (3.2)$$

mit $\vec{F}_E \perp \vec{F}_L$. Mit einigen Umformungen und Annahmen [74] wird daraus die Thomson-Parabel-Gleichung

$$y(x) = \frac{E}{B^2 L D} \cdot \frac{m}{q} \cdot x^2 \quad (3.3)$$

mit der Weglänge der durchlaufenen Felder L und dem Abstand zum Detektor D . Es wird direkt deutlich, dass die Streckung der Parabel von dem Masse-Ladungs-Verhältnis abhängt und somit die Spezies unterscheidbar sind.

Der Spektrometeraufbau ist schematisch in Abbildung 3.7 dargestellt. Die Ionen, die das Target verlassen, treffen als erstes auf eine Kupferblende mit einer Blendenöffnung von $500 \mu\text{m}$, die somit einen „Strahl“ definiert. Damit die Blende sich nicht auflädt und das resultierende Feld die Messungen verfälscht, ist sie geerdet. Um ein möglichst kompaktes Spektrometer zu

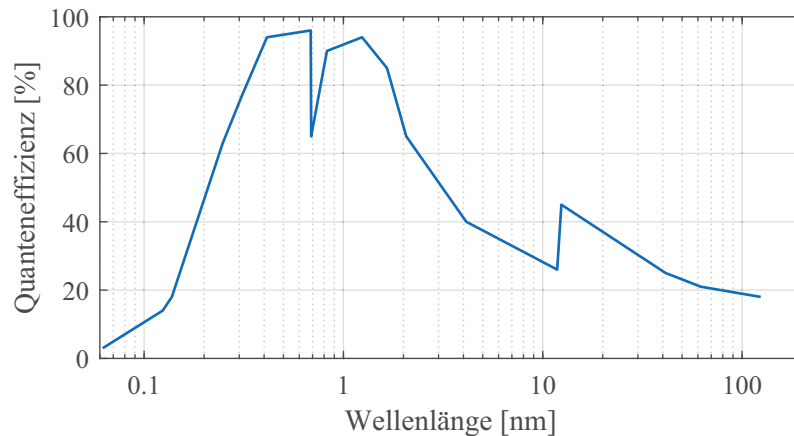


Abbildung 3.8: Quanteneffizienz des BN-Chips. Datenpunkte wurden händisch aus dem Datenblatt [75] entnommen und dienen somit nur zur Orientierung. Um eine reale Quanteneffizienz zu erhalten müsste die gesamte Kamera global geeicht werden.

erhalten, wurde das elektrische Feld durch einen Plattenkondensator erzeugt, der sich innerhalb eines Elektromagneten befindet. Zu beachten ist dabei, dass der Elektromagnet rund mit einem Durchmesser von 2 cm ist und der Plattenkondensator rechteckig mit 2 cm Ausdehnung in z-Richtung. Der Einfluss der somit unterschiedlichen Weglängen durch die Felder wurde durch eine Simulation zur Anpassung der Parabeln berücksichtigt [74].

Als Detektor für die Ionen wird eine Image Plate (siehe 3.2.4) verwendet, was zweckdienlich, aber relativ umständlich ist. In Zukunft soll diese durch eine *multichannel plate* (MCP) ersetzt werden.

3.2.3 CCD-KAMERA

Die CCD-Kamera, die im Harmonischen-Spektrometer zum Einsatz kommt, ist eine Newton DO920P-BN-9HC von Andor Technology. Diese wird mittels eines ICF 152 Flange an dem Spektrometer befestigt. Somit wird nur der CCD-Chip ins Vakuum gebracht und die gesamte Ansteuerung und Kühlung sind von außen zugänglich.

Das Herzstück der Kamera ist der CCD-Chip mit einer Auflösung von 1024×256 Pixeln, dessen Quanteneffizienz qualitativ in Abbildung 3.8 zu erkennen ist. Bei dem Chip des Typen BN handelt es sich um einen *back illuminated CCD-Chip*, der keine weitere Schutzschicht aufweist, deswegen sehr sensitiv ist, und quadratische Pixel mit einer Seitenlänge von $26 \mu\text{m}$ aufweist. Des Weiteren bietet die Kamera die Möglichkeit, auf die Photonenenergie E_p zurückzuschließen, da jedes Photon, $E_p/3$, 65 eV Photoelektronen erzeugt oder $E_p/25$, 55 eV counts generiert.

Aus der Abbildung 3.8 kann entnommen werden, dass die Kamera höchstwahrscheinlich eine Quanteneffizienz von mehr als 20 % ab der H8 aufweist.

3.2.4 IMAGE PLATE

In dieser Arbeit werden *Image Plates* (IP) vom Typ BAS-TR2040 der Firma Fujifilm verwendet. Diese bestehen aus einem flexiblen, schneidbaren Kunststoff, der mit einer Emulsionsschicht versehen ist. Diese Schicht besteht aus Barium-Fluorohalid-Kristallen (BaFBr:Eu^{2+}) [76], die im speziellen Falle dieser IP nicht mit einer Schutzschicht versehen sind, um eine erhöhte Sensitivität im aufzuweisen. Treffen energiereiche Strahlung oder Teilchen auf die Kristalle, so wird ein Elektron des Eu^{2+} in absichtlich eingebrachten Gitterfehlstellen gefangen [76]. Für Photonen wurde dies in [77] untersucht und es folgte, dass eine Sensitivitätsspitze um 200 nm existiert, also bei der H4 des PHASERS. Die Sensitivität fällt dann schnell bis 150 nm ab und nimmt darauffolgend wieder langsam zu. Leider sind die Ergebnisse aus [77] nur qualitativ und können somit nicht direkt in die Messungen dieser Arbeit eingerechnet werden. Zudem geben die Hersteller keine Informationen über die genaue Zusammensetzung heraus und somit müsste jede Image Plate einzeln mit einer bekannten Quelle für die entsprechenden Teilchen kalibriert werden.

Der metastabile Zustand des Eu^{2+} zerfällt in mehreren Stunden [76] durch spontane Emission. Er kann aber auch zerfallen, wenn es durch Auftreffen roten Lichts der Wellenlänge 633 nm zu stimulierter Emission kommt. Diese *photo stimulated luminescence* oder kurz PSL wird genutzt, um die Image Plates auszulesen. Dies geschieht, indem das Licht detektiert wird, das beim Zerfall ausgesendet wird. Hierzu gibt es eine eigene Ausleseapparatur, die die IP automatisch ausliest⁷. Die maximale Auflösung, die damit erreicht werden kann, liegt bei 50 μm .

⁷Für den Versuchsablauf bedeutet dies, dass jede IP zum Auslesen aus dem Vakuum geholt werden muss, was einige Zeit in Anspruch nimmt. Wenn man zudem eine Vergleichbarkeit vom Signalleve benötigt, ist es relevant, immer die gleiche Zeit vor dem Scannen verstreichen zu lassen. Ebenso ist es wichtig, in völliger Dunkelheit zu arbeiten, damit kein Licht die metastabilen Zustände ungewollt zerstört.

EINFLUSS DES PEDESTALS AUF DIE LASER-FESTKÖRPER-WECHSELWIRKUNG

Bei der Erzeugung des Laserpulses im Verstärker wird nicht nur ein ultrakurzer Puls emittiert, sondern oft auch Vor- und Nachpulse von ähnlicher Dauer, aber deutlich geringerer Intensität. Diese befinden sich typischerweise im Pikosekundenbereich genau wie die Anteile des Laserpulses, die nicht gut komprimiert werden können. Somit gibt es Lichtanteile im Untergrund des Laserpulses (Pedestal), die den Hauptpuls zeitlich umgeben. Zusätzlich tritt systembedingt auch Licht mit einer Pulsdauer im Nanosekundenbereich auf, die sogenannte *self-amplified spontaneous emission* (ASE). Da qualitative Messungen des reflektierten Laserlichts mit unterschiedlichen Fluenzen des Nanosekunden-Pedestals und die Untersuchungen der Harmonischenerzeugung (Kapitel 5.2) zeigen, dass die folgenden beobachteten Effekte von dem Nanosekunden-Pedestal abhängen, wird das Pikosekunden-Pedestal vernachlässigt. Das Nanosekunden-Pedestal (ab hier wird dieses der Einfachheit halber nur noch als Pedestal bezeichnet) wird hier im Detail behandelt, da es einen entscheidenden Einfluss auf die Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Materie hat.

In dem Titan-Saphir-Kristall, tritt während und noch einige Zeit nachdem der Pump laser die Besetzungsinversion erzeugt hat, spontane Emission auf. Die emittierte Strahlung kann, sobald die Pockels-Zelle geöffnet wird, in allen 10 Durchgängen durch den Kristall verstärkt werden. Somit erzeugt der Verstärker auch ohne Seedpuls einen Laserpuls durch ASE, der genau der Öffnungszeit der Pockels-Zelle entspricht. Diese ist beim PHASER 10 ns geöffnet, also sechs Größenordnungen länger, als der ultrakurze Laserpuls.

Sobald jedoch der Hauptpuls durch den Kristall propagiert ist, hat dieser einen großen Teil der Besetzungsinversion „abgeräumt“, so dass zeitlich hinter diesem deutlich weniger spontane und vor allem stimulierte Emission stattfinden kann. Dies wird schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt. Im Experiment hat ein Puls folglich immer in etwa den Intensitätsverlauf der schwarzen durchgezogenen Linie. Vorweg läuft das Pedestal, das aus der ASE resultiert und im Vergleich zum Hauptpuls eine geringe Intensität aufweist. Auf diesem „sitzt“ der Hauptpuls, hinter dem die Intensität abfällt. Der genau Verlauf dieses Abfalls ist durch den hohen Intensitätsunterschied der beiden beteiligten Pulse nicht messbar.

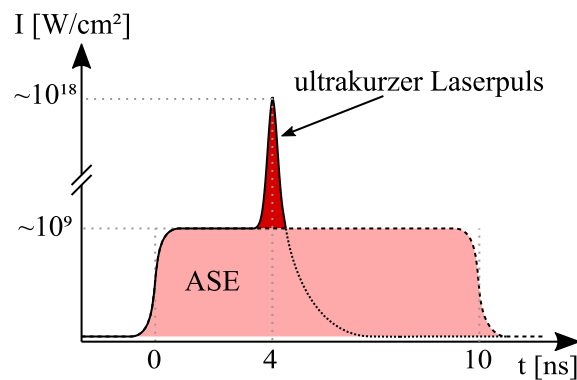


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der ASE im Bezug auf den Hauptpuls des Lasers. Die Länge der ASE wird durch die Öffnungszeit der Pockelszelle im Lasersystem bestimmt und beträgt 10 ns. Der Hauptpuls wird 4 ns versetzt zur vorderen Flanke erzeugt. Damit man sowohl die ASE als auch den Hauptpuls erkennen kann, gibt es einen Sprung in der Ordinate. Außerdem ist der ultrakurze Laserpuls zur besseren Sichtbarkeit in dieser Schemazeichnung deutlich breiter dargestellt, als er es im Verhältnis zur ASE eigentlich ist. Die Intensitäten entsprechen den maximal erreichbaren Intensitäten im Fokus. Der Abfall der hinteren Flanke ist, da er nicht messbar ist, nur gestrichelt durch die beiden Grenzfälle dargestellt und wird hier nicht weiter betrachtet.

Typischerweise wird zur Charakterisierung des Pulskontrasts ein Autokorrelator dritter Ordnung verwendet [78]. Autokorrelatoren können einen Bereich von einigen Pikosekunden untersuchen, in diesem Vorpulse erkennen und deren Intensität im Vergleich zum Hauptpuls bestimmen. Die Relevanz dieser Vorpulse für das Experiment wird über das Verhältnis der Intensitäten des Vor- und Hauptpulses bestimmt. Typischerweise befindet sich dieser Pulscontrast¹ bei 10^{-6} . Der Detektionszeitraum ist jedoch deutlich kürzer als die Öffnungszeit der Pockels-Zelle. Daher muss der Kontrast zum Pedestal rechnerisch bestimmt werden.

Um den Pulscontrast zu ermitteln, wurde der Verstärker komplett ohne Seedpuls aber mit normaler Auslösezeit der Pockelszelle betrieben und die Energie des kompletten 10 ns-Pulses hinter der Faser gemessen. Diese betrug 2,5 mW bei einer Repetitionsrate von etwa 1 kHz, im Vergleich dazu besitzt der Hauptpuls an dieser Position etwa 1 W. Somit kann man davon ausgehen, dass in einem 4 ns langen Puls etwa $1 \mu\text{J}$ Energie enthalten ist, von der etwa die Hälfte im Experiment ankommt. Dies gilt ebenso für den Hauptpuls (vergleiche Abbildung 3.1). Es muss beachtet werden, dass das Pedestal nicht mehr in Raum und Zeit gaußförmig ist und somit die Intensität nicht einfach über Gleichung 2.23 berechnet werden kann. Das räumliche Profil wird durch die Faser weiterhin gefiltert und weist somit immer ein Gaußprofil, wie das des PHASERS (siehe Abbildung 3.3) auf. Folglich wird das Integral $\int_0^\infty I(r, t) dr$ ausgeführt wie in Gleichung 2.21. Für das zeitliche Profil wird im Folgenden jedoch eine Stufenfunktion angenommen, die

¹Messungen haben gezeigt, dass dieser beim PHASER besser als 10^{-5} ist.

zum Zeitpunkt $t = 0$ auf I_0 ansteigt und bei τ_{ASE} auf $I = 0$ abfällt. Damit errechnet sich die Gesamtenergie E_G aus Gleichung 2.21 wie folgt:

$$E_G = \frac{\pi}{2} \cdot w^2 \cdot \int_{-\infty}^{\infty} I_z(t) dt = \frac{\pi}{2} \cdot w^2 I_0 \cdot \int_0^{\tau_{ASE}} dt = \frac{\pi}{2} \cdot w^2 I_0 \cdot \tau_{ASE}. \quad (4.1)$$

Die Intensität I_0 kann somit durch

$$I_0 = \frac{2E_G}{\pi w^2 \cdot \tau_{ASE}} \quad (4.2)$$

berechnet werden.

Da die Wechselwirkungseffekte bei Nanosekundenpulsen mehr von der Energie als von der Intensität des Pulses abhängen, wird typischerweise die Fluenz F angegeben. Diese kann durch

$$F = I_0 \cdot \tau_{ASE} = \frac{2E_G}{\pi w^2} \quad (4.3)$$

berechnet werden. Bei der Berechnung der Fluenz muss berücksichtigt werden, dass der Laserpuls unter einem Winkel α auf das Target trifft und sich somit die Fläche πw^2 von einem Kreis zu einer Ellipse vergrößert. Dadurch wird die gleiche Energie auf einer größeren Fläche deponiert und die Fluenz sinkt um den Faktor $\cos(\alpha)$. Diese Berücksichtigung ist bei der Berechnung der maximalen Intensität I_0 nicht notwendig, da die Amplitude des elektrischen Feldes nur davon abhängt, wie groß der Fokus im Brennpunkt ist.

Wird die ASE auf eine Fläche von $\pi w^2 \cdot \cos(\alpha)^{-1} = 8,3 \times 10^{-12} \text{m}^2$ fokussiert, so erhält man eine Fluenz von 12J/cm^2 und eine maximale Intensität von $4,3 \text{GW/cm}^2$ im Fokus. Im Vergleich erreicht der Hauptpuls im Fokus eine Intensität, die acht Größenordnungen höher ist, als die der ASE, während seine Energie (und somit die Fluenz) um drei Größenordnungen größer ist (siehe Kapitel 3.1). Die Fluenz des Pedestals ist so groß, dass sich Laserablation an Oberflächen betreiben lässt, wie aus Experimenten mit Nanosekundenlasern hervorgeht [79, 80].

Resultierend liegt also ein komplexes System aus zwei Laserpulsen vor, die sich nicht nur in der Pulsdauer unterscheiden, sondern auch unterschiedlich viel Energie beinhalten und unterschiedliche Intensitäten erreichen. In Kapitel 2.3 wird daher auf Wechselwirkung sowohl von langen als auch kurzen Pulsen, sowie auf verschiedene Intensitäten eingegangen. Beispielsweise spielt der MPI-Prozess schon bei Intensitäten unterhalb von 10GW/cm^2 und somit bei der ASE im Fokus eine Rolle.

Das Pedestal hat eine Pulsdauer von 4ns und wechselwirkt schon „lange“ mit dem Target, bevor der Hauptpuls dieses erreicht. Während dieser Zeit schwingen durchgehend quasifreie oder auch freie Elektronen im Laserfeld, die Energie an das Atomgitter übertragen (siehe Kapitel 2.3). Abhängig von der Energiedichte auf der Oberfläche ist, ob sich das Target nur erwärmt, was quasi keinen Einfluss auf die Wechselwirkung mit dem Hauptpuls hat, ob das Target schmilzt, verdampft oder sogar ein Plasma ausbildet. Gerade das Verdampfen und Ausbilden eines Plasmas beeinflusst die Wechselwirkung dramatisch (siehe Kapitel 6).

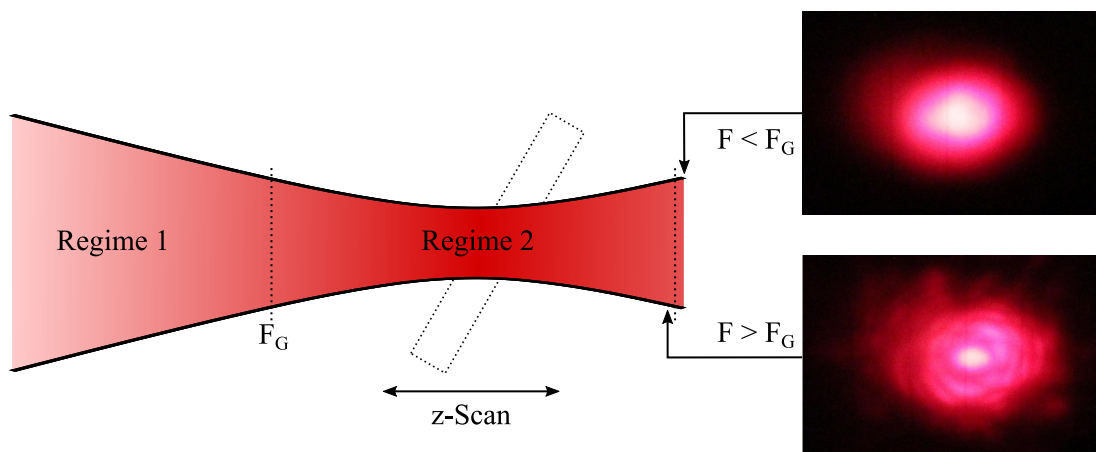


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der zwei unterschiedlichen Regime entlang der Fokussierung des Lasers. Die zwei Aufnahmen des reflektierten Laserlichtes verdeutlichen den Wechsel von Regime 1 ($F < F_G$) zu Regime 2 ($F > F_G$). In Regime 1 beeinflusst die ASE noch nicht die Wechselwirkung des Laserpulses, während sie in Regime 2 das Target/Plasma deformiert und somit das reflektierte Laserlicht beeinflusst. Die Grenze kann mittels eines z-Scans detektiert werden.

Ob die ASE Auswirkungen auf die Experimente hat, wurde in dieser Arbeit durch die Beobachtung des reflektierten Laserpulses beurteilt. Dazu werden entlang der z-Achse in verschiedenen Abständen zum Fokus Aufnahmen des reflektierten Laserlichts getätigt. Dabei lassen sich deutlich zwei Bereiche voneinander unterscheiden, wie in Abbildung 4.2 zu erkennen ist. In dem fokusfernen Bereich hat das Pedestal noch keinen Einfluss auf die Wechselwirkung zwischen Hauptpuls und Target. Das reflektierte Laserlicht ist somit ungestört (oben rechts). Näher am Fokus lässt sich jedoch eine Störung des reflektierten Lichts erkennen (unten rechts), welche auf eine Änderung der Wechselwirkung hindeutet. Dabei wurden für die Abbildung 4.2 absichtlich Aufnahmen gewählt, die sich nah an dieser Grenze befinden, um den Übergang zu verdeutlichen.

Somit lassen sich zwei verschiedene Regime bestimmen, deren Übergang durch die Grenzfluenz F_G definiert wird. Diese ist materialspezifisch, wurde mittels eines z-Scans bestimmt und in der Tabelle 4.1 dargestellt. F_G entspricht der Fluenz der ASE, wenn kleinste Veränderungen am Target hervorgerufen werden, bevor der Hauptpuls auftrifft. Zu der Grenzfluenz F_G kann sowohl die Intensität der ASE I_{ASE} , sowie die des Hauptpulses I_L bestimmt werden. Diese sind für die verschiedenen Materialien ebenfalls in Tabelle 4.1 angegeben.

Die Anordnung der Grenzfluenzen der verschiedenen Materialien lässt sich physikalisch erklären. Glaskohlenstoff und Aluminium sind leitende Materialien und somit kann die ASE bei diesen viel leichter an die freien Elektronen koppeln und Energie übertragen, als es bei einem Isolator wie Glas der Fall ist. Folglich treten bei Glaskohlenstoff und Aluminium bei geringeren Energiedichten Effekte wie Schmelzen und Verdampfen auf. Die unterschiedlichen Intensitäten zwischen Glaskohlenstoff und dem Aluminiumspiegel können durch die 100 nm dicke Schutzschicht aus Glas erklärt werden, die auf dem Aluminiumspiegel aufgetragen ist, damit dieser nicht oxidiert.

Material	I_L [W/cm ²]	I_{ASE} [W/cm ²]	F_G [J/cm ²]
Glaskohlenstoff	$1,8 \times 10^{16}$	$4,0 \times 10^7$	0,15
Aluminium Spiegel	$2,4 \times 10^{16}$	$5,1 \times 10^7$	0,21
Kunststoff (PMMA)	$7,1 \times 10^{16}$	$1,3 \times 10^8$	0,6
Glas (SiO_2)	$4,8 \times 10^{17}$	$8,9 \times 10^8$	3,6

Table 4.1: In der Tabelle sind die Grenzfluenzen F_G der ASE gezeigt, bei deren Überschreitung die Wechselwirkung des Hauptpulses mit dem Festkörpertarget beeinflusst wird. Diese wurden aus verschiedenen Messreihen für unterschiedliche Materialien ermittelt. Die Messwerte des Aluminiumspiegels und des Kunststoffes resultieren aus einer Messreihe und sind daher weniger aussagekräftig. Die Grenzfluenz von Glas wurde aus drei und die von Glaskohlenstoff aus vier Messreihen durch Bildung des arithmetischen Mittels bestimmt. Zusätzlich sind noch die Intensitäten der ASE und des ultrakurzen Hauptpulses I_L abgedruckt.

Wie groß der Fehler dieser Messwerte ist, ist in diesem Fall durch die geringe Stichprobenzahl nicht zu berechnen und wird daher durch eine *worst case*-Abschätzung vorgenommen. Da der Fokus an jedem Messtag neu kontrolliert und optimiert wird, wird hier angenommen, dass der resultierende Fehler der Fokusgeometrie im Bereich einiger weniger Prozent liegt. Die Abtastdistanz bei dem z-Scan liegt typischerweise im Bereich von 10 μm , woraus folgt, dass die Fokusposition um etwa diesen Wert abweichen kann. Diese Abweichung von 10 μm sorgt jedoch bei einer Fokussierung mit einer 3 Zoll Parabel schon dafür, dass die Intensität im vermeintlichen Fokus 50 % geringer sein kann, als errechnet. Weiter außerhalb des Fokus hat die z-Position einen immer kleineren Einfluss, da die ausgeleuchtete Fläche prozentual immer weniger zunimmt. Beträgt der Abstand zum Fokus 50 μm , so beeinflusst eine Abweichung von 10 μm die errechnete Intensität nur noch um etwa 10 %. Allerdings ist in diesem Bereich die Form des Strahlprofils nicht hinreichend gut bekannt und in jedem Fall schlecht kontrollierbar. Gerade während der Strahl bei der Fokussierung zusammen- oder auseinanderläuft, haben Fehler im Strahlprofil oder den Phasenfronten einen großen Einfluss und es kann beispielsweise zu Asymmetrien kommen, wodurch sich dann ein weiterer Fehler ergibt. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die Grenzfluenzen einen Fehler von unter 50 % aufweisen.

Zur Einschätzung und Einordnung dieser Grenzfluenzen kann man diese mit dem sogenannten *damage threshold* abgleichen, der beschreibt, ab welcher Energie oder Intensität ein Material Schaden nimmt. Für den verwendeten Aluminiumspiegel der Firma THORLABS ist dieser mit 0,3 J/cm² bei einer Pulsdauer von 10 ns und einer Wellenlänge von 1064 nm angegeben [81]. Daraus lässt sich die Intensität des bei Ermittlung des *damage threshold* verwendeten Lasers $I = 3 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ bestimmen.

Die Werte, die aus der Messung des *damage threshold* resultieren, passen gut zu der ermittelten Grenzfluenz von $F_G = 0,21 \text{ J/cm}^2$ und bekräftigen dieses Ergebnis. Die Grenzfluenz ist etwa 30 % geringer als der angegebene *damage threshold*, während die Intensität mit $5,1 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ deutlich größer ist (70 %). Diese Abweichung der Grenzfluenz liegt im Rahmen der obigen Fehlerabschätzung und lässt sich zudem auch mit den unterschiedlichen Laserparametern begründen. Bei der Messung der Grenzfluenzen wurde ein Laserpuls mit einer Zentralwellenlänge von 790 nm

im Gegensatz zu dem von THORLABS genutzten Puls mit 1064 nm verwendet. Hinzu kommt die oben diskutierte Unsicherheit der Fokussierung und z-Position. Die grundsätzliche Tatsache, dass trotz kürzerer Wechselwirkungszeit von nur 4 ns und der damit einhergehenden höheren Intensität, nur in etwa die gleiche Fluenz erreicht werden darf, bekräftigt den größeren Einfluss der Fluenz bei Nanosekundenpulsen.

In den folgenden Kapiteln werden die hier eingeführten Regime eingehend untersucht. In dem ersten findet die Laser-Plasma-Wechselwirkung ohne Veränderungen des Pedestals an der Targetoberfläche statt. Aus diesem Bereich werden in Kapitel 5 Untersuchungen präsentiert, die an bekannte Ergebnisse aus der Harmonischenerzeugung und Plasmaexpansion anknüpfen [14]. Im zweiten ändert sich die gesamte Wechselwirkung durch die dominanten Effekte des Pedestals (ASE). Kapitel 6 befasst sich daher mit der neuen Geometrie der Wechselwirkung, Lichtstreuung und der Harmonischenerzeugung.

HARMONISCHEENERZEUGUNG AN EINEM OBERFLÄCHENPLASMA

Dieses Kapitel befasst sich mit der Entstehung Oberflächenharmonischer, die bei der Wechselwirkung eines Laserpulses mit hoher Intensität an einer Oberfläche entstehen können (siehe Kapitel 2.4). Da die Erzeugungsprozesse hochgradig von der Pulsform, der Intensität und den Targeteigenschaften abhängen, handelt der erste Teil dieses Kapitels von der Optimierung des Laserpulses und Vorplasmas. Dabei wird gezeigt, dass die gewählten Parameter gut mit theoretischen Überlegungen übereinstimmen. Mit den so ermittelten Lasereinstellungen wird folgend der Einfluss des Pedestals auf die Erzeugung der Hohen Harmonischen untersucht und das Harmonischenspektrum analysiert. Dabei wird bestätigt, dass die im Pedestal enthaltene Energie der limitierende Faktor bei der Harmonischenerzeugung ohne Plasmaspiegel ist. Außerdem wird der Einfluss der Pulsdauer auf die Harmonischenerzeugung, im Speziellen auf die *cut-off*-Frequenz des CWE-Prozesses untersucht.

Zur genaueren Bestimmung der Plasmabedingungen, die während der Harmonischenerzeugung vorherrschen, werden die emittierten Ionen untersucht. Dies wird mittels eines Thomson-Parabel-Spektrometers vorgenommen, das Rückschlüsse auf die Ionentypen und deren Energieverteilung zulässt.

Alle in diesem Kapitel erzeugten und untersuchten Spektren sind unter den gleichen experimentellen Bedingungen entstanden, wie sie in Abbildung 3.5 dargestellt sind. Zum Fokussieren wurden sowohl eine 3 als auch eine 5 Zoll Parabel genutzt. Als Targetmaterial wurde für die Erzeugung der Hohen Harmonischen außer für die Untersuchung des D_3 -Einflusses Quarzglas (SiO_2) verwendet, da dieses die höchste Grenzfluenz der Materialien aufweist, die in dieser Arbeit untersucht wurden. Somit kann auf diesem Material mit dem Hauptpuls die höchste Intensität erreicht werden, bevor das Pedestal die Wechselwirkung beeinflusst. Da keine Beeinflussung der Wechselwirkung stattfindet, wurden alle Spektren mit dem Harmonischen-Spektrometer (siehe Kapitel 3.2.1) in Reflexionsrichtung des Laserpulses, also bei $\Omega = 45\%$ aufgenommen. Bedingt durch das ebenfalls in das Spektrometer gelangende Laserlicht wurde als Detektor immer eine Image Plate (siehe Kapitel 3.2.4) verwendet, da diese dadurch keinen Schaden nimmt.

Abgeschlossen wird das Kapitel durch die Präsentation einer neuen Methode, Harmonische zu erzeugen, die räumlich vom erzeugenden Laserpuls, sowie voneinander getrennt sind. Dies kann einen Beitrag dazu leisten, Harmonische für eine Vielzahl von Anwendungen nutzbar zu machen.

5.1 OPTIMIERUNG DER HARMONISCHENERZEUGUNG

Die Erzeugung Hoher Harmonischer an einem Oberflächenplasma ist nicht nur von der maximalen Laserintensität I_0 , sondern auch von dem Plasmagradien (siehe Kapitel 2.3.5 und 2.4) und der zeitlichen Pulsform abhängig.

DIE ZEITLICHE PULSFORM

Um die maximale Intensität zu erhalten, wird im Lasersystem (siehe Kapitel 3.1) mittels *gechirpter* Spiegel, dem DAZZLER und dem Gitterkompressor versucht, alle dispersiven Effekte zu kompensieren, die der Puls beim Durchlaufen der Luft, Faser und Fenster ansammelt. Dies ist gerade für Systeme wie dem PHASER ein schwieriges Unterfangen¹ und es bleiben typischerweise immer leichte Fehler der zeitlichen Pulsform zurück, wie sie auch noch in dem grün dargestellten Puls in Abbildung 5.2 zu erkennen sind. Dabei ist es deutlich schwieriger, Dispersion höherer Ordnungen (siehe Kapitel 2.1.5) zu kompensieren, als beispielsweise das D_2 , bei dem dies gut mittels einer Kombination aus Quarzglas und Kompressorspiegeln zu erreichen ist. Wie sich eine Änderung im D_2 auf die Harmonischen auswirkt, wurde in [82] untersucht. Dabei ist auffällig, dass sich die Auswirkungen des D_2 und des im folgenden untersuchten D_3 sehr ähneln. Dies resultiert daraus, dass beide Effekte letztlich dafür sorgen, dass die spektrale Phase im Puls nicht mehr perfekt kompensiert werden kann. Durch diesen *Chirp* wird das *Phasematching* der einzelnen Attosekundenpulse deutlich gestört, wodurch sich diese nicht mehr perfekt kohärent überlagern. Dies sorgt sowohl dafür, dass sich nicht mehr alle Harmonischen bilden, als auch für einen massiven Verlust an Intensität der Harmonischen.

Durch eine perfekte Anpassung der Dispersion dritter Ordnung mittels des DAZZLERS lässt sich im Verstärker ein 20 fs Puls generieren, der nahezu keine Vor- und/oder Nachpulse aufweist, wie in Abbildung 5.1 (grüner Puls) zu erkennen ist. Dabei muss der DAZZLER ein D_3 von -340.000 fs^3 kompensieren. Durch Änderung des D_3 um $+10.000 \text{ fs}^3$ bilden sich deutlich Vorpulse aus (rote Kurve), die mit einer Reduktion der maximalen Intensität des Pulses einhergehen. Kompensiert der DAZZLER zu wenig D_3 so bilden sich Nachpulse aus wie im schwarzen und blauen Grafen zu erkennen ist.

Diese Variationen haben vor allem dann eine starke Auswirkung, wenn außerdem spektrale Verbreiterung in der Faser betrieben wird. In diesem Fall ändert sich nicht nur die Pulsform, sondern auch das Spektrum der einzelnen Pulse, zu sehen in Abbildung 5.2. Es ist deutlich zu

¹Durch die große spektrale Bandbreite, die gerade die ultrakurzen Laserpulse aufweisen, ist es schwer, die Dispersion zu kontrollieren. Die Dispersionsverläufe unterschiedlicher Materialien und auch der Kompressorspiegel weisen leichte Abweichungen auf, die gerade bei einer großen Bandbreite zu einer schlechten Komprimierung des Pulses führen, weil die spektrale Phase zu große Schwankungen aufweist.

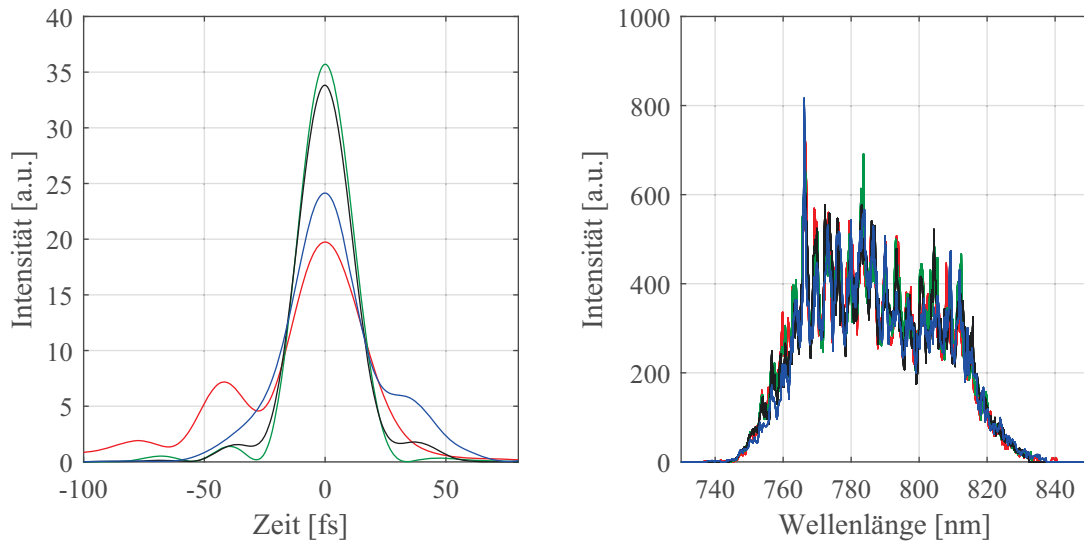


Abbildung 5.1: Links: SPIDER Aufnahmen des Laserpulses hinter der Faser (ohne Gas, kurze Pulse) mit unterschiedlicher D_3 -Kompensation des DAZZLERS. Im optimierten Fall liegt die Kompensation bei -340.000 fs^3 (grüne Kurve). Im Folgenden werden die Abweichungen von diesem Wert genannt. Für den rot dargestellten Puls hat der DAZZLER $+10.000 \text{ fs}^3$ kompensiert, für den schwarzen -5.000 fs^3 und für den blauen -10.000 fs^3 . Auf der **rechten Seite** sind die zugehörigen Spektren dargestellt, die im Gegensatz zu den ultrakurzen Laserpuls in Abbildung 5.2 keine Änderung erfahren.

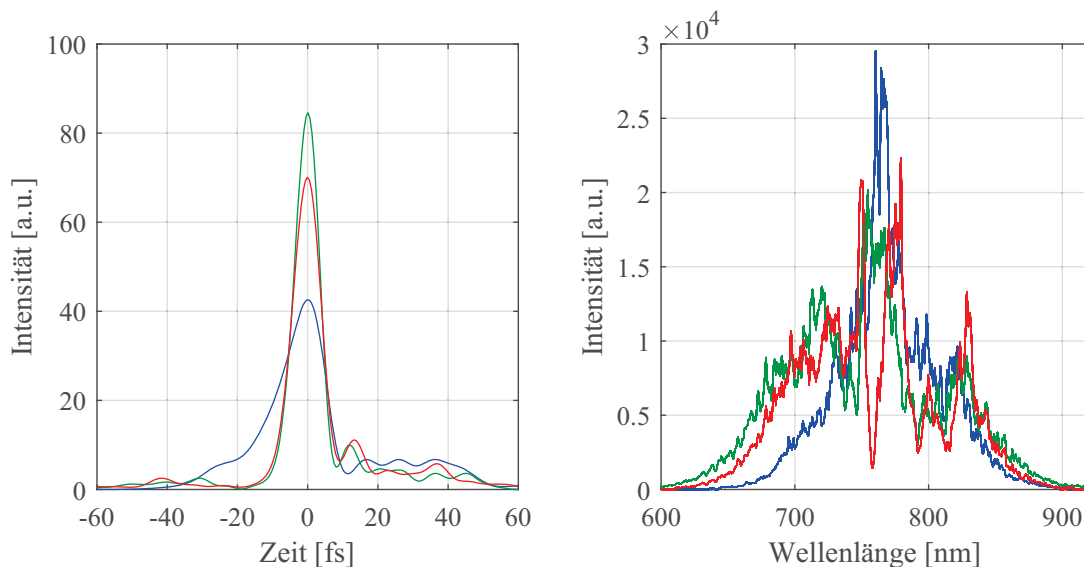


Abbildung 5.2: Links: SPIDER Aufnahmen des Laserpulses hinter der Faser (mit 600 mbar Neon, ultrakurze Pulse) mit unterschiedlicher D_3 -Kompensation des DAZZLERS. Im optimierten Fall liegt die Kompensation bei -340.000 fs^3 (grüne Kurve). Im Folgenden werden die Abweichungen von diesem Wert genannt. Für den roten Puls hat der DAZZLER $+7.000 \text{ fs}^3$ kompensiert und für den blauen -10.000 fs^3 . Auf der **rechten Seite** sind die zugehörigen Spektren dargestellt.

erkennen, wie sich die maximale Intensität auf die spektrale Verbreiterung des Pulses und diese wiederum auf die Pulsdauer der ultrakurzen Pulse auswirkt. Gerade bei dem Vergleich der Kurven bei zu geringer D_3 -Kompensation von -10.000 fs^3 , die in den beiden Grafiken blau dargestellt sind, wird dies deutlich. So ist der Puls vor der Befüllung der Faser mit 600 mbar Neon länger und weist einen deutlichen Buckel auf der abfallenden Flanke auf (siehe Abbildung 5.1). Setzt die spektrale Verbreiterung ein, so wird die vordere Flanke noch etwas flacher und es bildet sich ein massiver Nachpuls aus (siehe Abbildung 5.2).

Die Dispersion dritter Ordnung wirkt sich sowohl auf die Pulsform als auch auf die spektrale Verbreiterung aus. Daher wurden die Auswirkungen der Pulsform auf die Harmonischenerzeugung mit kurzen Pulsen, wie sie in Abbildung 5.1 dargestellt sind, untersucht, da sich bei diesen das Spektrum nicht ändert. Somit wird deutlich, welchen Einfluss das Phasematching der einzelnen Wellenlängen des Laserpulses auf die spektrale Form und die Zentralwellenlänge der Harmonischen hat.

In Abbildung 5.3 wird deutlich, dass sich vor allem die spektrale Form der Harmonischen durch die Änderung des D_3 teils signifikant verändert. So hat eine Überkompensation zur Folge, dass sich leichte Einbrüche im Spektrum zeigen, das Spektrum aber erhalten bleibt, wie in Abbildung 5.3 oben links zu erkennen ist. Wird jedoch zu wenig D_3 kompensiert, so kann es dazu kommen, dass „halbzahlige“ Harmonische entstehen, wie in der Grafik unten links. Bei noch geringerer D_3 -Kompensation kommt es dann zu einer Spaltung des Spektrums und es passen keine Wellenlängen mehr zu den postulierten Harmonischen H5 - H7 (siehe unten rechts).

Die besondere Tragweite dieses Effektes wird deutlich beim Vergleich des grünen und des schwarzen Pulses in Abbildung 5.1. Es ist schwer, ein objektives Maß zu geben, welcher der beiden Pulse besser komprimiert ist, ohne einen Blick auf die Harmonischen zu werfen. Der grüne Puls erreicht eine etwas höhere Intensität, hat dafür jedoch etwas mehr Vorpulse und ist asymmetrisch. Der schwarze Puls hat etwas weniger Intensität und weist an beiden Flanken eine Wölbung auf.

Somit erklärt sich, dass viele Experimentalphysiker dieses Bereiches manchmal Harmonische messen, die halbzahlig sind (z.B. H10,5), oder die Wellenlänge der Harmonischen von Schuss zu Schuss variieren kann. Daraus folgt, dass es für vergleichbare Messergebnisse unerlässlich ist, die Dispersion des Pulses immer so anzupassen, dass ein Puls mit gleicher Phase und gleichem Spektrum entsteht. Ebenfalls wäre es vorteilhaft, eine Diagnostik zu haben, die Einzelschüsse detektieren kann, um die genauen Pulsparameter zu kennen.

Eine weitere Untersuchung zum Einfluss des D_3 auf die Harmonischenerzeugung mittels eines s-polarisierten Laserpulses wird in Appendix A gezeigt. Daraus geht hervor, dass in diesem Fall, abhängig von der D_3 -Kompensation entweder die geradzahligen oder die ungradzahligen Harmonischen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit besser getrieben werden. Ebenfalls wird gezeigt, dass dies nicht auf eine unterschiedliche Polarisation der Harmonischen zurückzuführen ist, wie sie für einen s-polarisierten Treiberpuls vorhergesagt wird [83].

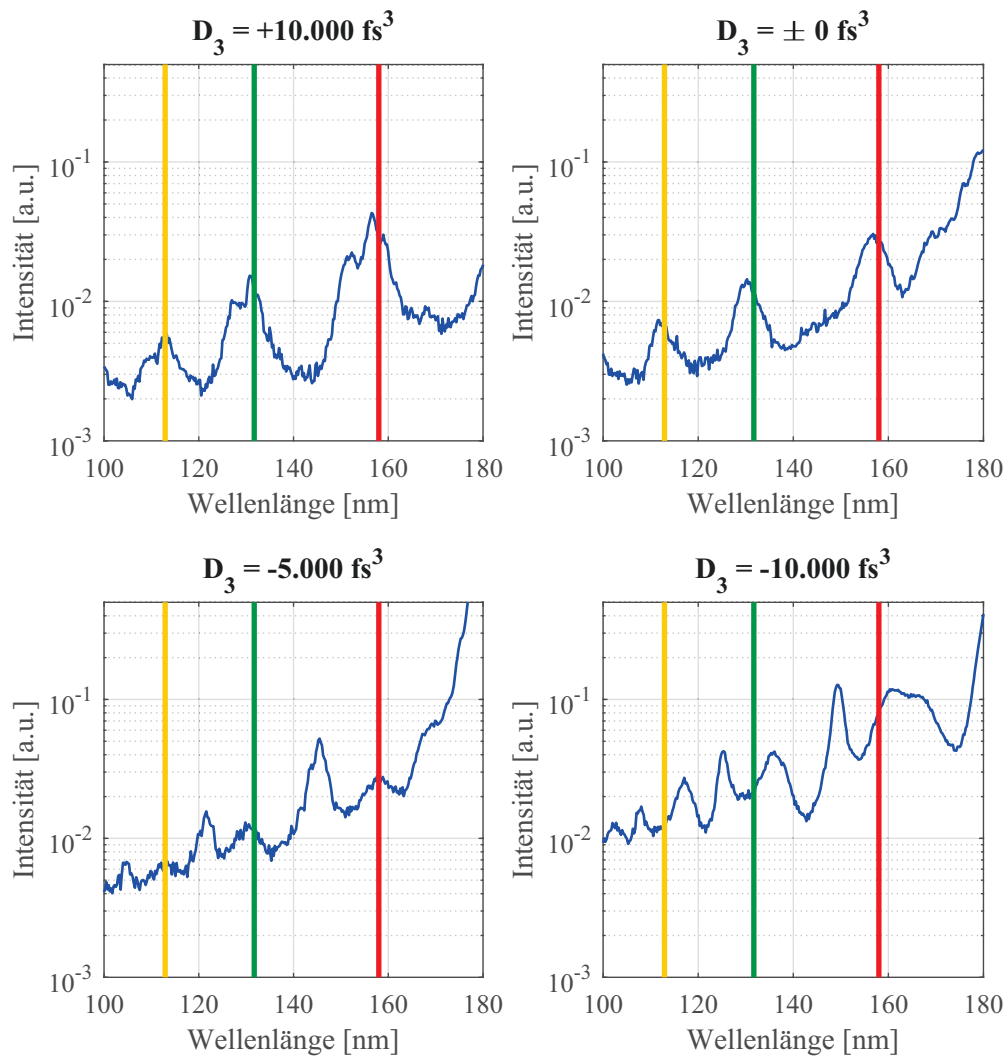


Abbildung 5.3: Dargestellt sind vier Messungen von Harmonischen, die mit den Laserpulsen erzeugt wurden, die in Abbildung 5.1 gezeigt sind. Für alle Messungen wurde als Targetmaterial Glaskohlenstoff verwendet. Die einzelnen senkrechten Linien stellen dabei die Wellenlängen einzelner Harmonischer da, rot entspricht der H5, grün entspricht der H6 und gelb entspricht der H7. Die Messung *oben links* resultiert folglich aus dem roten Puls 5.1, die Abbildung *oben rechts* entstammt dem grünen, die Messung *unten links* entspricht dem schwarzen und der blaue Puls korrespondiert zur Messung *unten rechts*.

DER PLASMAGRADIENT

Da die Harmonischerzeugung mit dem PHASER im schwach relativistischen Regime stattfindet, also $a_0 < 1$ gilt, ist der CWE-Prozess (siehe Kapitel 2.4) bei der Erzeugung dominant. Da dieser Effekt stark von den Eigenschaften des Plasmagradients abhängt, lässt sich durch Optimierung sowohl die Konversionseffizienz der einzelnen Harmonischen als auch die höchste Harmonischenordnung, die erreicht werden kann, steigern.

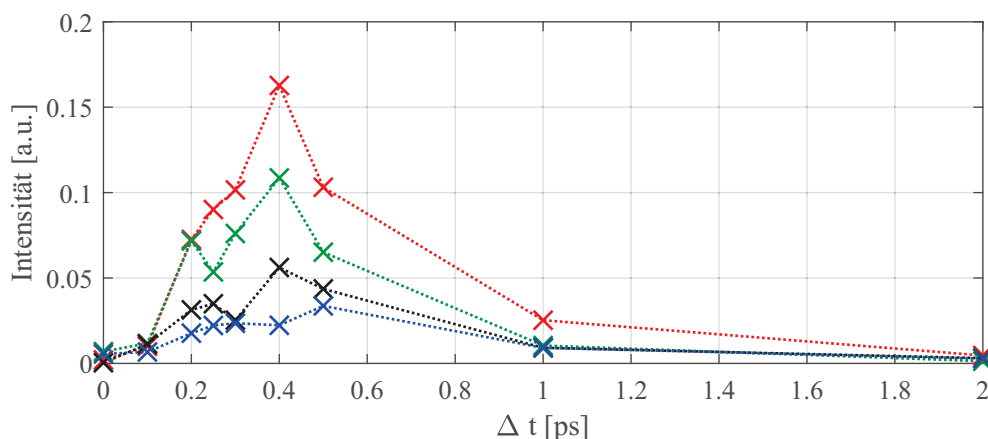


Abbildung 5.4: Intensität der Harmonischen eines ultrakurzen Laserpulses mit einer Pulsdauer von 7,5 fs und einem normierten Vektorpotential $a_0 = 0,6$. Δt ist dabei der zeitliche Abstand zwischen Haupt- und Vorpuls, der 1 % der Intensität erreicht. Die einzelnen Harmonischen H5 (rot), H6 (grün), H7 (schwarz) und H8 (blau) sind getrennt dargestellt. Die Intensität der H5 ist zur besseren Darstellung um den Faktor 2 reduziert. Die Intensitäten auf der Ordinate sind nicht mit denen in Abbildung 5.5 vergleichbar, da unterschiedlich viele Schüsse mit der Image Plate aufgenommen wurden.

Die Erzeugung eines Plasmagradients an einem Oberflächentarget geschieht typischerweise durch einen Vorpuls. Für kurze Laserpulse, also solche mit schmaler spektraler Bandbreite im Vergleich zu den ultrakurzen Pulsen, werden diese mittels einer Delay-Line realisiert, die aus zwei Strahlteilern und einem „Umweg“ besteht. Dadurch wird realisiert, dass der Vorpuls einen kürzeren Weg als der Hauptpuls und damit zeitlich vorweg läuft. Dies ist jedoch nicht bei ultrakurzen Laserpulsen anwendbar, da entweder der Haupt- oder Vorpuls mehr dispersives Material durchläuft und somit nicht mehr beide Pulse zeitlich komprimiert sind. Außerdem gibt es keine hinreichend dünnen Strahlteiler, um dies technisch zu realisieren [84]. Aus diesem Grund können nur Vorpulse mittels des DAZZLERS erzeugt werden, die maximal 10 % der elektrischen Feldamplitude aufweisen und somit nur 1 % der Intensität des Hauptpulses erreichen können. Dabei kann der DAZZLER ein Delay von einigen Femtosekunden bis hin zu zwei Pikosekunden realisieren.

In den Abbildungen 5.4 und 5.5 werden Vorpulsscans für verschiedene zeitliche Vorpulsabstände Δt gezeigt. Untereinander stellen diese einen direkten Vergleich zwischen ultrakurzen 7,5 fs Pulsen und kurzen Pulsen mit 20 fs dar. Bei beiden Pulsen liegt das normierte Vektorpotential a_0 bei 0,6, da die fokussierende Parabel von 5 auf 3 Zoll gewechselt wurde. Dabei wurde in beiden Messreihen ein SiO_2 Target verwendet. Auffällig ist, dass die Effizienz der Harmonischenerzeugung bei den ultrakurzen Pulsen ihr Maximum bei einem zeitlichen Abstand von 0,4 ps erreicht. Für ultrakurze Laserpulse gibt es folglich einen eingeschränkten Bereich, in dem der Plasmagradients die perfekten Voraussetzungen zur Harmonischenerzeugung mittels des CWE-Prozesses hat.

Bei kurzen Pulsen verhält sich dies anders. Die Harmonischen H5 und H6 bilden ein Maximum bei einem zeitlichen Abstand von 0,75 ps aus, wohingegen die Harmonischen H7 und H8 einen

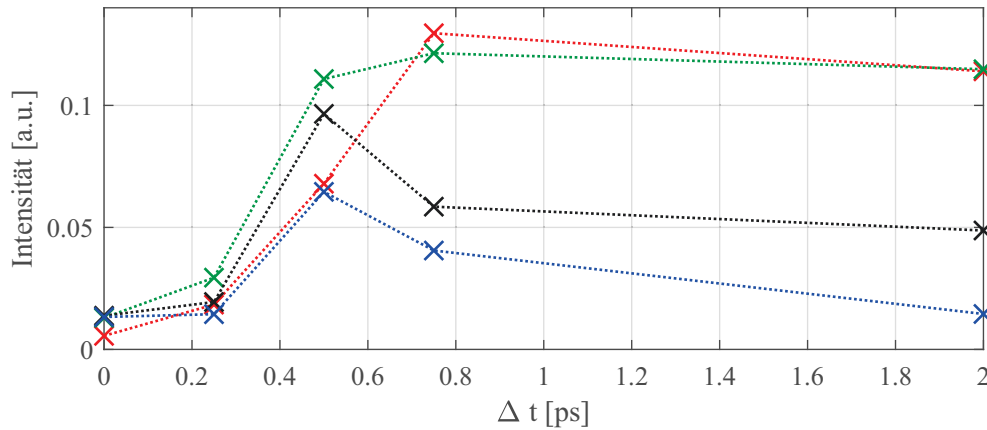


Abbildung 5.5: Intensität der Harmonischen eines kurzen Laserpulses mit einer Pulsdauer von 20 fs und einem normierten Vektorpotential $a_0 = 0,6$. Δt ist dabei der zeitliche Abstand zwischen Haupt- und Vorpuls, der 1 % der Intensität erreicht. Die einzelnen Harmonischen H5 (rot), H6 (grün), H7 (schwarz) und H8 (blau) sind getrennt dargestellt. Die Intensität der H5 ist zur besseren Darstellung um den Faktor 2 reduziert.

Peak bei 0,5 ps haben. Ebenso weisen die Harmonischen H5 und H6 nur einen sehr langsamen Abfall auf, der bei den H7 und H8 deutlich steiler ist.

Um diese Ergebnisse zu vergleichen, werden die Abschätzungen zur Entwicklung des Plasmagradienten aus [72] übernommen und erweitert. Mittels eines MULTI-fs Codes wurde in dieser Arbeit die Expansion und Form des Plasmagradients betrachtet. Daraus folgt, dass sich die Gradientenlänge L (siehe Gleichung 2.53) bei einem Vorpuls mit 5 % Amplitude des elektrischen Feldes während einer Pikosekunde um 20 nm ausdehnt. Da in diesen Messungen jedoch eine Amplitude des elektrischen Feldes von 10 % gewählt wurde, wird im Folgenden angenommen, dass die Elektronen auch etwa doppelt so schnell werden. Dies geht aus dem ponderomotiven Potential (siehe Gleichung 2.63) hervor. Somit erhöht sich die Ausdehnungsgeschwindigkeit der Gradientenlänge zu 40 nm/ps.

Mit dieser Abschätzung folgt, dass die Harmonischen von ultrakurzen Pulsen am besten bei einer Gradientenlänge von $L = 16$ nm erzeugt werden. Kurze Pulse hingegen benötigen eine Gradientenlänge von $L = 20$ nm für die H7 und H8 und für die H5 und H6 sogar $L = 30$ nm.

Die Ergebnisse zu den kurzen Pulsen passen ausgesprochen gut zu den Simulationsergebnissen und theoretischen Vorhersagen in [14] (Seite 14, Abbildung 18). In dieser Publikation wird dargestellt, dass die optimale Gradientenlänge zu höheren Harmonischen hin abnimmt: von 40 nm (analytische Theorie) beziehungsweise 24 nm (Simulation) für die H3 bis zu 16 nm (Theorie und Simulation) für die H8.

Im direkten Vergleich spiegelt sich genau dies in Abbildung 5.5 wieder. Auch die vorhergesagte Gradientenlänge für die H8 von 16 nm liegt nah an den hier gemessenen 20 nm. Diese Abweichung kann zum einen daraus resultieren, dass die Abtastung von Δt recht großschrittig ist, und zum anderen aus der Abschätzung des Gradienten.

Auffällig ist zudem, dass der Anstieg der Grafen in den Abbildungen 5.4 und 5.5 an der vorderen Flanke erst nach einigen hundert Femtosekunden einsetzt. Dies kann eine Folge daraus sein, dass sich das Vorplasma im Vergleich zur theoretischen und simulierten Vorhersage in [14] erst bilden muss und nicht direkt ein Gradient vorhanden ist.

5.2 EINFLUSS DES PEDESTALS AUF DIE HARMONISCHENERZEUGUNG

Auch die Harmonischenerzeugung unterliegt stark dem Einfluss des in Kapitel 4 erläuterten Pedestals, was folgend genauer beschrieben wird.

Dass die Harmonischenerzeugung von dem Pulscontrast abhängt, ist schon lange bekannt [14]. Dabei wird jedoch immer auf den Unterschied der Intensitäten im Piko- bis Nanosekundenbereich geschaut, aber missachtet, dass die Intensität in diesem Zeitregime gar nicht die entscheidende Größe ist. Besonders deutlich wird dies bei Betrachtung der Abbildung 5.6. Bei dieser Messung wurde der Hauptpuls gegenüber der Öffnungszeit der Pockelszelle verschoben und die Länge des Pedestals zwischen 2 und 4 ns variiert. Da die ASE ein *Flattop*-Profil aufweist, wird somit die beinhaltete Energie verändert, während die Intensität konstant auf $1,4 \text{ GW/cm}^2$ bleibt. Das 2 ns lange Pedestal weist eine Fluenz von $2,17 \text{ J/cm}^2$ auf und das 4 ns lange eine Fluenz von $4,33 \text{ J/cm}^2$.

Wie die Harmonischenerzeugung von dem Pedestal beeinflusst wird, lässt sich anhand des Vergleichs dieser beiden Messreihen erörtern. Dabei resultieren die blauen Punkte in Abbildung 5.6 aus einer Messreihe, in der das Pedestal des Hauptpulses eine Fluenz von $2,17 \text{ J/cm}^2$ aufwies und die roten aus einer mit einer Fluenz von $4,33 \text{ J/cm}^2$. Der Hauptpuls ist in beiden Messungen ein kurzer 20 fs Puls, der im Fokus eine Intensität von $I_0 = 8 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ aufweist. Bei den Messungen weist der blaue Graf einen erwarteten Verlauf auf. Die Ausbeute der Harmonischen nimmt mit steigender Intensität, also näher zum Fokus zu und erreicht in diesem ihr Maximum. Der rote Graf hingegen lässt einen deutlichen Einbruch der Harmonischenausbeute um den Fokusbereich erkennen. Aber auch am Rand dieses Einbruchs erreicht die Intensität der Harmonischen H4 - H15 nicht die der blauen Kurve.

Diese Effekte lassen sich auf die Überschreitung der Grenzfluenz F_G zurückführen. Da die Messungen an Quarzglas (SiO_2) durchgeführt wurden, liegt diese in etwa bei $F_G = 3,6 \text{ J/cm}^2$ (siehe Tabelle 4.1). Der Puls der blauen Messreihe weist ein Pedestal mit einer Fluenz von $2,17 \text{ J/cm}^2$ auf, was deutlich unterhalb der Grenzfluenz liegt. Im Gegensatz dazu wird die Grenzfluenz bei der roten Messreihe im Fokus überschritten. Da alle weiteren Pulsparameter unverändert geblieben sind, resultieren der Einbruch der Harmonischenintensität beziehungsweise die geringere Erzeugungseffizienz im Fokusbereich aus der Änderung der Fluenz der ASE. Bei Überschreitung der Grenzfluenz der ASE wird die Wechselwirkung zwischen Hauptpuls und Target somit nachweislich verändert.

Auf diese Weise wurde nicht nur die Abhängigkeit von der Fluenz des Nanosekunden-Pedestals gezeigt, sondern auch dass das während der Messung unveränderte Pikosekunden-Pedestal die Wechselwirkung in diesem Regime nicht beeinflusst.

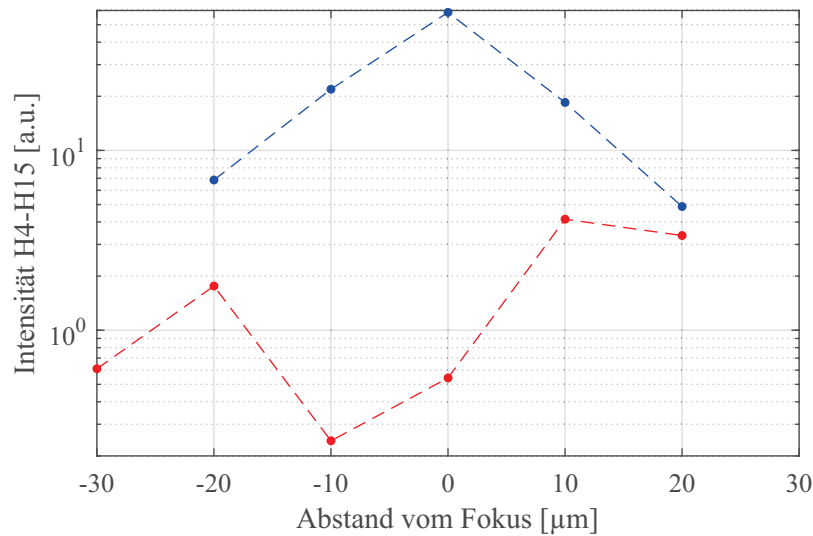


Abbildung 5.6: Vergleichsmessung der Auswirkung unterschiedlicher Energie im Pedestal auf die Intensität der Harmonischen H4-H15. Die blauen Messpunkte resultieren aus einem Puls, der ein Pedestal von 2 ns aufweist und somit im Fokus eine Fluenz von 6 J/cm^2 erzielt. Den roten Messpunkte liegt hingegen ein Puls zugrunde, der ein 4 ns langes Pedestal hat und demzufolge eine Fluenz von 12 J/cm^2 aufweist. In beiden Fällen erreicht die Intensität der ASE den Wert $4,3 \text{ GW/cm}^2$.

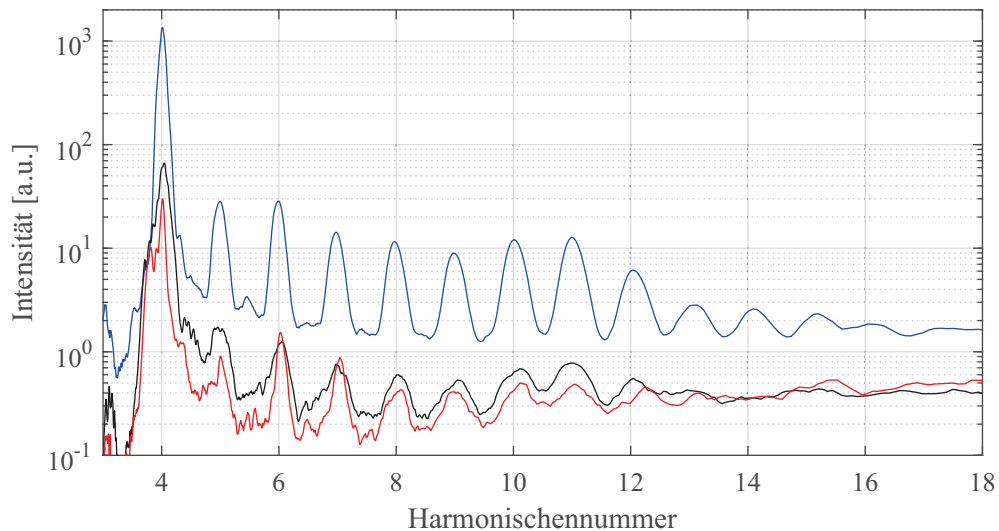


Abbildung 5.7: Diese Abbildung zeigt die beiden Harmonischenspektren aus den Messreihen in Abbildung 5.6, die die höchsten Intensitäten aufweisen. Das blaue Spektrum entspricht dem Messwert beim Abstand $z = 0 \mu\text{m}$ des blauen Grafen und das rote Spektrum dem Messwert bei $z = 10 \mu\text{m}$ des roten Grafen. Das schwarze Spektrum entspricht dem blauen Messwert bei $z = 20 \mu\text{m}$. Das deutlich erhöhte Signallevel der vierten Harmonischen ist auf die Sensitivität der Image Plate zurückzuführen, siehe Kapitel 3.2.4.

Um den Einfluss des Pedestals noch etwas genauer zu beleuchten, sind in Abbildung 5.7 drei Harmonischenspektren aus den Messreihen in Abbildung 5.6 dargestellt. Das blaue Spektrum hat, wie schon zu erwarten war, in den einzelnen Harmonischen die höchste Intensität und man kann deutlich Harmonische bis zur H16 erkennen. Verlässt man die optimale Fokusposition, nimmt die Intensität ab, in diesem Fall von etwa $8 \times 10^{17} \text{W/cm}^2$ im Fokus auf etwa $6 \times 10^{16} \text{W/cm}^2$ in einer Distanz $20 \mu\text{m}$ außerhalb des Fokus. Die Reduktion der Intensität ist deutlich in der Harmonischenausbeute des schwarzen Grafen zu erkennen. In diesem sind nur noch Harmonische bis zu der H12 zu erkennen und alle Harmonischen haben ein geringes Signallevel.

Die rote Kurve stellt das Harmonischenspektrum der in rot abgebildeten Messreihe in Abbildung 5.6 an der Position $z = 10 \mu\text{m}$ dar. Hier erreicht das Signallevel der roten Messreihe nahezu das der blauen bei $z = 20 \mu\text{m}$ (schwarze Kurve). Es wird deutlich, dass trotz erhöhter Intensität des Hauptpulses kein besseres Harmonischensignal entsteht.

Es folgt, dass die Fluenz des Pedestals die Grenzfluenz nicht deutlich überschreiten darf, um sicherzustellen, dass dieses nicht den Prozess der Harmonischenerzeugung beeinflusst.

5.3 ANALYSE DES HARMONISCHENSPEKTRUMS

Mit dem Lasersystem PHASER ist es möglich, Harmonische mit einem ultrakurzen $7,5 \text{ fs}$ oder einem kurzen 20 fs Puls zu erzeugen und dabei die Intensität durch den Wechsel der Parabel relativ konstant zu halten. Somit sind die resultierenden Harmonischenspektren besonders gut vergleichbar.

In Abbildung 5.8 sind zwei Harmonischenspektren abgebildet, die unter den in den vorherigen Kapiteln ermittelten besten Bedingungen entstanden sind. Für das blaue Spektrum wurde ein 20 fs Puls verwendet, der mittels einer 3 Zoll Parabel fokussiert wurde und somit ein I_0 von $8 \times 10^{17} \text{W/cm}^2$ erreicht. Das rote Spektrum wurde hingegen mit einem $7,5 \text{ fs}$ Puls erzeugt, der mit einer 5 Zoll Parabel auf eine Intensität von $7,7 \times 10^{17} \text{W/cm}^2$ fokussiert wurde. Dies entspricht einem normierten Vektorpotential von $a_0 = 0,6$. Unter Vernachlässigung des kleinen Intensitätsunterschieds kann somit die Auswirkung der Pulsdauer und der spektralen Bandbreite des Pulses auf die Harmonischenerzeugung untersucht werden.

Vor allem bei der vierten Harmonischen ist noch deutlich zu erkennen, dass das rote Spektrum von einem Puls erzeugt wurde, der ein breiteres Spektrum aufweist als der des blauen Spektrums. Des Weiteren fällt beim Verlauf des Harmonischenspektrums auf, dass bei dem ultrakurzen Laserpuls ein deutlicher *cut-off* bei der H10 entsteht. Für kurze Laserpulse scheint dieser erst für die H11 oder H12 aufzutreten und ist bei weitem nicht so scharf ausgebildet. Im weiteren Verlauf ist auffällig, dass der ultrakurzen Laserpuls härtere Harmonische erzeugt als der kurze Laserpuls, obwohl beide die gleiche Intensität aufweisen. Mit dem ultrakurzen Puls können Harmonische bis zu der H20 erzeugt werden, auch wenn die Zuordnung der Harmonischen zwischen der H16 und H20 nicht konstant bleibt. Dies kann auf ein leichtes D_3 -Problem hindeuten (siehe Kapitel 5.1).

Erstaunlich ist auch das deutliche Auftreten von ROM-Harmonischen, obwohl die Laserintensitäten nur im schwach relativistischen Bereich sind. Diese können an einem steileren Gradienten

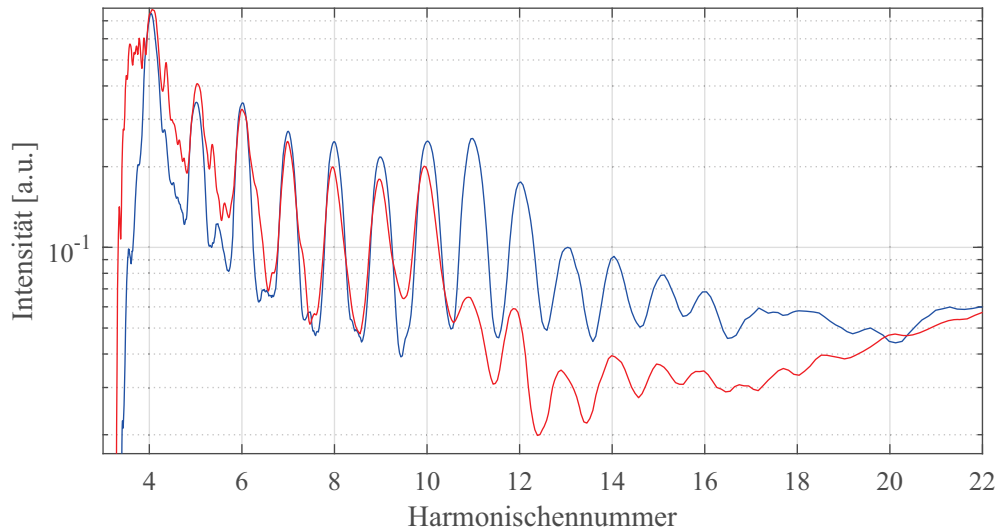


Abbildung 5.8: Harmonischenspektren von einem 7,5 fs Puls in rot mit einem 0,25 ps Vorpuls und in blau ein Spektrum eines 20 fs Pulses mit einem 0,4 ps Vorpuls. Der Abstand des Vorpulses wurde tagesaktuell bestimmt und kann somit von den vorherigen Abschätzungen abweichen. Die Wahl des Abstands wurde nach der Signalintensität und der erreichten höchsten Harmonischen getroffen.

wie bei der Messreihe mit ultrakurzen Pulsen besser erzeugt werden. Dies liefert eine mögliche Begründung, warum bei ultrakurzen Pulsen die H20 erreicht werden kann und bei kurzen Pulse nur die H16.

Der oben genannte *cut-off* resultiert aus dem CWE-Prozess und lässt Rückschlüsse auf die maximale Elektronendichte im Plasmagradienten zu. Wie in Kapitel 2.4 beschrieben entstehen die CWE-Harmonischen durch Oszillationen im Plasmagradienten. Da das Plasma aber nur höchstens mit der Plasmafrequenz (Gleichung 2.45) schwingen kann, gibt die höchste Harmonische, die auf diesem Wege erzeugt wird, eine Auskunft über die maximale Elektronendichte. Diese kann über die Gleichung für die kritische Dichte 2.47 für die verschiedenen Harmonischen berechnet werden. In Tabelle 5.1 sind die Elektronendichten $n_{cut-off}$ angegeben, die notwendig sind, damit sich der *cut-off* bei der jeweiligen Harmonischen ausbildet. Diese sind für kurze und ultrakurze Pulse identisch gültig, da die Harmonischenfrequenzen für beide Fälle gleich sind.

In diesem Fall wird Quarzglas (SiO_2) mit einer Moleküldichte von $n_{SiO_2} = 2.21 \times 10^{28} m^{-3}$ als Targetmaterial verwendet. Durch den Vergleich von dessen Teilchendichte mit $n_{cut-off}$ kann berechnet werden, wie oft die Moleküle ionisiert sein müssen. Da die subatomare Bindungsenergie von SiO_2 etwa 10 eV [34] beträgt, kann davon ausgegangen werden, dass die Silizium- und Sauerstoffatome getrennt vorliegen. Die berechneten Quotienten $\zeta = n_{cut-off}/n_{SiO_2}$ sind in der Tabelle 5.1 dargestellt. Daraus kann geschlussfolgert werden, dass Quarzglas während der Wechselwirkungszeit mit einem 7,5 fs Laserpuls bei einer Intensität von $\approx 8 \times 10^{17} W/cm^2$ etwa 8-fach und mit einem 20 fs Laserpuls etwa 12-fach ionisiert wird. Der Unterschied im Ionisationsgrad zwischen kurzen und ultrakurzen Pulsen kann aus der unterschiedlich langen

Hn	$n_{cut-off}$ [10^{29}m^{-3}]	$\zeta = n_{cut-off}/n_{SiO_2}$	Spezies
H10	1,8	8,1	$Si^{4+} + 2O^{2+}$
H11	2,2	9,8	$Si^{4+} + 2O^{3+}$
H12	2,6	11,7	$Si^{4+} + 2O^{4+}$

Tabelle 5.1: Vergleich der *cut-off*-Dichten der einzelnen Harmonischen, der daraus kalkulierte Quotient $\zeta = n_{cut-off}/n_{SiO_2}$ und die wahrscheinlichste Zusammensetzung der Ionen um die *cut-off*-Dichte zu erreichen, wenn jedes Atom ionisiert wird.

Wechselwirkungszeit resultieren. Der kurze Laserpuls hat mehr Feldoszillationen mit hoher Intensität und bietet somit eine höhere Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom ionisiert wird.

Dabei gibt es verschiedene Möglichkeiten, die *cut-off*-Dichte im Plasma zu erreichen. Sie hängen davon ab, welcher Ionisationsmechanismus dominant ist. Dies kann, wie in Kapitel 2.3.2 erläutert wurde, mit der Hilfe des Keldysh-Parameters (Gleichung 2.58) vorgenommen werden. Dazu wird das ponderomotive Potential (Gleichung 2.63) benötigt, das für eine Zentralwellenlänge von 790 nm und eine Intensität von $7,7 \times 10^{17} \text{W}/\text{cm}^2$ einen Wert von $U_p = 45 \text{keV}$ hat. Somit ist der Keldysh-Parameter γ_K für alle Ionisationslevel von Sauerstoff und Silizium deutlich kleiner als 1, wie für die relevanten Level in Tabelle 5.2 nachzulesen. Die Ionisation sollte folglich von der Tunnelionisation und dem BSI-Prozess (siehe Kapitel 2.3.2) dominiert werden.

Der Einfluss des BSI-Prozesses lässt sich dabei gut durch die Gleichung 2.57 abschätzen, die aussagt, ab welcher Laserintensität Ionisation mittels dieses Prozesses zu erwarten ist. Die berechneten Intensitäten I_{BSI} sind der Tabelle 5.2 zu entnehmen. Ebenso lässt sich der Quotient I_{BSI}/I_L ablesen, der angibt, welches Vielfache der Laserintensität benötigt wird, damit die Ionisationsenergie mittels BSI überwunden werden kann. Somit wird deutlich, dass durch BSI Sauerstoff bis O^{6+} und Silizium bis Si^{9+} ionisiert werden können. Mittels Tunnelionisation können theoretisch auch noch höher ionisierte Atome erzeugt werden, was bei der folgenden Abschätzung jedoch vernachlässigt wird.

Geht man davon aus, dass die Atome so weit ionisiert werden, wie es der BSI-Prozess zulässt, so erreicht man einen Quotienten ζ von $9 + 2 \cdot 6 = 21$. Dies ist um ein Vielfaches höher, als es in Tabelle 5.1 vorhergesagt wurde und kann verschiedene Ursachen haben.

Zum einen kann es sein, dass nicht bei jedem Zyklus des Lasers ionisiert wird, in dem die Intensität hoch genug dafür ist, und somit schlussendlich nicht alle Atome die theoretisch mögliche Ionisation erreichen. Ein Indiz dafür liefert der Vergleich der *cut-off*-Frequenz bei 8 fs und 20 fs Pulsen mit gleicher Intensität (siehe Abbildung 5.8). Der 8 fs Puls weist 3 Zyklen und der 20 fs Puls 8 Zyklen des elektrischen Feldes in der zeitlichen FWHM auf. Somit hat ein Atom bei dem 20 fs Puls mehr als doppelt so viele Chancen ionisiert zu werden und die Messung verifiziert, dass ein höherer Ionisationsgrad im Gradienten vorliegen muss.

Zum anderen wird das räumliche Intensitätsprofil eine Rolle spielen. Durch den gaußförmigen Verlauf der Intensität im Fokus werden im Zentrum höhere Intensitäten erreicht als außen und somit wird der Quotient ζ dort größer sein als am Rand des Fokus. Folglich würden die Harmonischen H4 - H10 in Abbildung 5.8 auf dem gesamten Plasma erzeugt und die höheren

Sauerstoff	1+	2+	3+	4+	5+	6+	7+
E_{ion} [eV]	13,62	35,21	54,94	77,41	113,90	138,1	739,1
γ_K	0,017	0,028	0,035	0,042	0,050	0,056	0,128
I_{BSI} [PW/cm ²]	0,14	1,5	4,1	9,0	27	40	$2,4 \cdot 10^3$
I_{BSI}/I_L	0,0018	0,002	0,0053	0,012	0,035	0,053	32
Silizium	1+	2+	3+	4+	5+	9+	10+
E_{ion} [eV]	8,1	16,2	33,2	45,8	165,3	348,1	397,9
γ_K	0,013	0,019	0,027	0,032	0,061	0,088	0,094
I_{BSI} [PW/cm ²]	0,02	0,07	0,54	1,1	120	725	$1 \cdot 10^3$
I_{BSI}/I_L	$2 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-4}$	0,0014	0,016	0,95	1,3

Table 5.2: Die unterschiedlichen Ionisierungsenergien für Silizium und Sauerstoff aus [39] für eine Laserintensität von $I_L = 770 \text{ PW/cm}^2$.

Harmonischen nur im hoch ionisierten Zentrum. Dies hat Einfluss auf die Divergenz, sowie die Intensität der Harmonischen.

Wenn hingegen von einem relativ gleichmäßig ionisierten Plasma ausgegangen wird und davon, dass der *cut-off* dem CWE-Prozess entstammt, so werden Sauerstoff und Silizium weniger stark ionisiert, wie in Tabelle 5.1 in der rechten Spalte zu erkennen ist. Hier wurde die Ionisation der Ionen danach bestimmt, dass davon ausgegangen wird, dass der Quotient ζ der mittleren Spalte erreicht wird. Die Verteilung auf die verschiedenen Atome geschieht mit ansteigender Ionisationsenergie. So muss beispielsweise erst O^{2+} entstehen, bevor Silizium zu Si^{4+} ionisiert wird.

Mit dieser Abschätzung sollte in einem Plasma, das von einem 7,5 fs Puls mit einer Intensität von $\approx 8 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ erzeugt wird, Sauerstoff bis O^{2+} und Silizium bis Si^{4+} ionisiert werden. Bei einem 20 fs Puls gleicher Intensität sollten O^{4+} und Si^{4+} erreicht werden.

5.4 IONENEMISSION EINES ULTRAKURZEN LASERPLASMAS

Um Aussagen über Größen wie den Ionisationsgrad und die Temperatur machen zu können, sind in situ-Diagnostiken gerade bei Plasmen, die nur eine Ausdehnung einiger Mikrometer haben und zudem nur eine sehr kurze Lebenszeit aufweisen, nicht möglich. Um einen groben Überblick über die Ionisation des Targets durch den Laserpuls zu erhalten, wurden die emittierten Ionen mittels eines dafür entworfenen Ionenspektrometers, das in Kapitel 3.2.2 beschrieben ist, diagnostiziert. Dabei muss beachtet werden, dass die detektierten Ionen nicht einer bestimmten Wechselwirkungszeit zugeordnet werden können. Es ist lediglich möglich, sich einen Überblick darüber zu verschaffen, welche Teilchen das Target während des Ablationsprozesses verlassen haben. Grundsätzlich werden hier alle Teilchen erfasst, wobei ungeladene Teilchen nicht durch die angelegten Felder abgelenkt und somit in der nullten Ordnung detektiert werden.

Der große Vorteil des verwendeten Spektrometers besteht darin, dass man mit diesem nicht nur eindeutig die verschiedenen Ionenspezies zuordnen, sondern auch die Energieverteilung

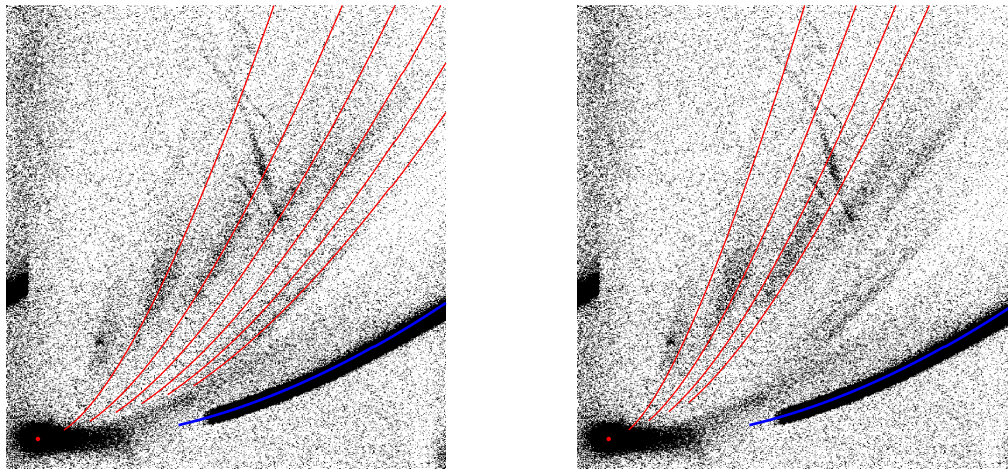


Abbildung 5.9: Dargestellt ist eine Aufnahme des Ionenspektrometers, die die emittierten Ionen eines SiO_2 Targets zeigt. Es wurde mit einem 8 fs Laserpuls beschossen, der eine Intensität von $4,7 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ hat. In blau ist die entstehende Parabel für Protonen und in rot die der verschiedenen Ionen eingezeichnet. Auf der **linken Seite** sind die Parabeln der Sauerstoffionen $O^{1+} - O^{6+}$ von links nach rechts dargestellt und auf der **rechten Seite** die Siliziumionen $Si^{1+} - Si^{4+}$.

mittels Kenntnis des elektrischen und magnetischen Feldes ermitteln kann. Wie dies im Detail funktioniert, ist in [74] beschrieben und wird hier nicht näher ausgeführt.

Alle folgenden Spektrometeraufnahmen sind unter einem Winkel Ω von etwa 0° entstanden, da die Teilchenemission in diesen bei dem Ablationsprozess dominant ist [74]. Nichtsdestotrotz werden für alle Aufnahmen 800 Schüsse summiert, um ein ausreichend hohes Signal auf der detektierenden Image Plate zu erhalten. Dabei ist zu beachten, dass die Image Plate die Atome und Ionen mit zunehmender Masse schlechter detektiert, weshalb das Signallevel bei diesen abnimmt.

In Abbildung 5.9 sind die Thomson-Parabeln der Ionen dargestellt, die bei dem Beschuss von SiO_2 mittels eines 8 fs Pulses entstehen. Dazu wurde das SiO_2 -Target so weit in z-Richtung aus dem Fokus gefahren, dass das Pedestal die Wechselwirkung nicht beeinflusst. Dabei wurde eine Intensität von $4,7 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ erreicht, die nach der BSI-Theorie ausreicht, um Sauerstoff bis O^{6+} und Silizium bis Si^{4+} zu ionisieren, wie auch aus Tabelle 5.2 hervorgeht. Die durch die blaue Linie gekennzeichnete Parabel entsteht durch Protonen, die wahrscheinlich von dem Wasserfilm stammen, der auf allen Flächen vorhanden ist, solange kein Ultrahochvakuum erzeugt wird. Sie bietet einen guten Anhaltspunkt, um zu kontrollieren, ob die aus den eingestellten Feldern berechneten Abweichungen stimmen.

Vergleicht man die gemessenen schwarzen mit den anhand der Gleichung 3.3 berechneten roten Parabeln², so wird deutlich, dass die zu den Ionen $O^{1+} - O^{6+}$ gehörenden berechneten

²Hierbei wird die Stärke des elektrischen Feldes anhand der am Kondensator angelegten Spannung berechnet. Die Stärke des durch die stromdurchflossene Spule erzeugten magnetischen Feldes kann einerseits durch Induktion bestimmt werden und wurde andererseits mittels einer Hall-Sonde vermessen [74].

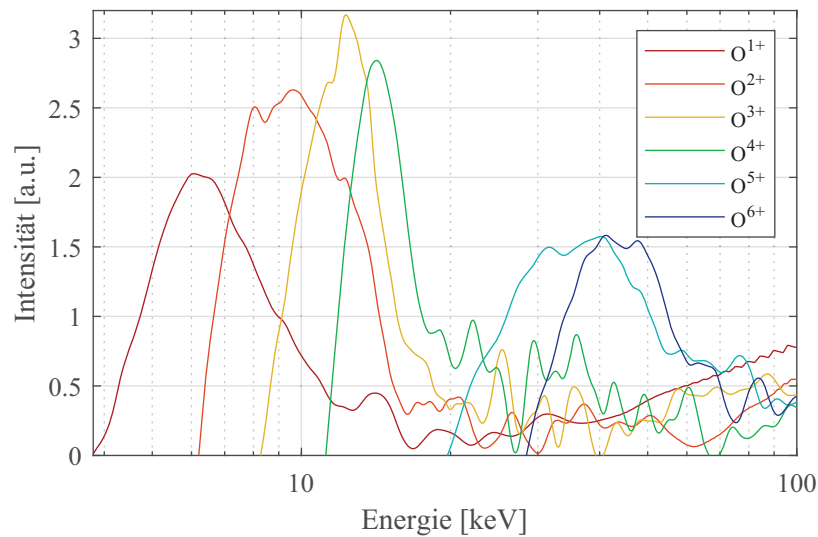


Abbildung 5.10: Lineouts der unterschiedlichen Sauerstoffionen, die in Abbildung 5.9 dargestellt sind. Der leichte Intensitätsanstieg der roten und orangefarbenen Kurve bei hohen Energien resultieren aus dem Übergang in die nullte Ordnung, wie in Abbildung 5.9 unten links zu erkennen ist.

Werte gut zu den Messwerten passen. Wie durch die BSI-Theorie vorhergesagt, wird Sauerstoff sechsfach positiv ionisiert. Die für Silizium kalkulierten Linien liegen nicht alle auf gemessenen Parabeln. Trotzdem können diese vorhanden sein und im Signal des Sauerstoffs untergehen, da die Image Plate diese schlecht detektiert. Einzig die Si^{1+} könnte, wenn auch leicht verschoben, zu erkennen sein.

Durch Ermittlung der Intensität an den berechneten Parabeln und durch nachfolgende Anpassung auf die Energieskalierung (nachzulesen in [74]), erhält man die Energieverteilung der einzelnen Ionen. Diese ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Es ist auffällig, dass die Atome mit steigender Ionisation, immer mehr kinetische Energie aufweisen. Eine solche Dynamik tritt typischerweise auf, wenn unterschiedlich geladene Teilchen mittels eines elektrischen Feldes beschleunigt werden. Dabei ist die Coulomb-Kraft, die auf die Ionen wirkt, proportional zur ihrer Ladung. Werden wie in dem vorliegenden Fall viele Elektronen durch den Laser aus dem Target herausbeschleunigt und verlassen dieses, so bleibt eine positive Ladungszone zurück. In dieser stoßen sich die Ionen voneinander ab, es kommt zu einer Coulomb-Explosion (siehe Kapitel 2.3.4).

In [85] haben wir gezeigt, dass sich die kinetische Energie der emittierten Elektronen durch den Einfluss eines quasi-statischen elektrischen Feldes beschreiben lässt, das sich an der Targetoberfläche ausbildet. Die auf diese Weise vom Target weg beschleunigten Elektronen hinterlassen ein positiv geladenes Plasma, in dem sich die Ionen gegenseitig abstoßen und beschleunigen. Dabei erfahren die Ionen mit einer höheren Ladung nach dem Coulombschen Gesetz eine größere Kraft und bekommen folglich eine höhere kinetische Energie, wodurch die Aufspaltung in Abbildung 5.10 erklärt werden kann.

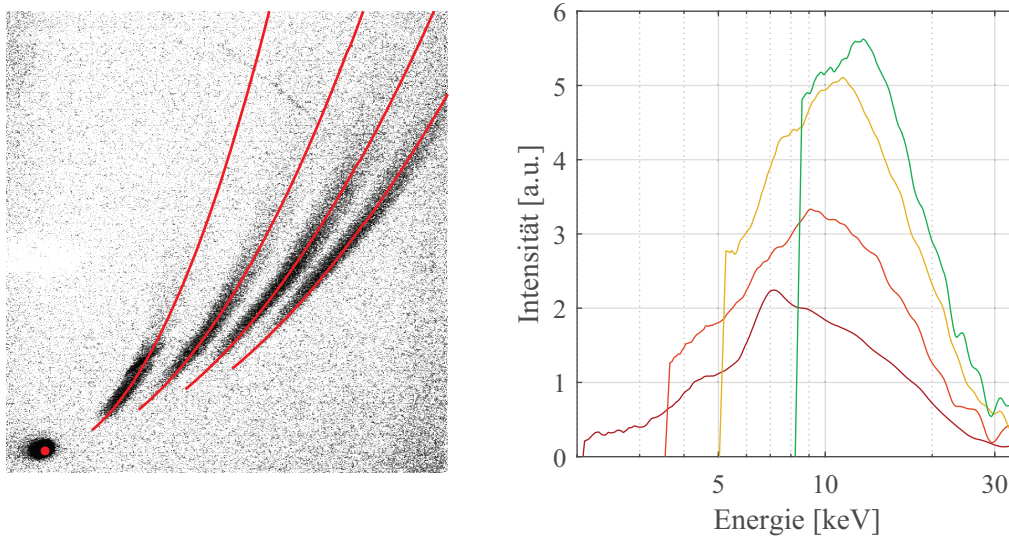


Abbildung 5.11: Dargestellt ist eine Aufnahme des Ionenspektrometers, die die emittierten Ionen eines Glaskohlenstoff-Targets zeigt, das mit einem 8 fs Laserpuls beschossen wurde, der eine Intensität von $3,8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ hat. Auf der **linken Seite** ist die Aufnahme der Image Plate mit den den Ionen C^{1+} - C^{4+} entsprechenden Parabeln abgebildet. Auf der **rechten Seite** ist die Energieverteilung der Ionen zu erkennen. Die harte Kante auf der niederenergetischen Seite resultiert aus dem Ende der Image Plate.

Ebenfalls auffällig ist der Sprung der kinetischen Energie von O^{4+} zu O^{5+} . Es fällt schon bei direkter Betrachtung der Abbildungen 5.9 und 5.10 auf, dass sich die beiden Ionen O^{5+} und O^{6+} anders als die anderen Ionen verhalten. Eine mögliche Erklärung für die deutlich höhere Energie der Ionen kann sein, dass O^{5+} und O^{6+} nur mittels des BSI-Prozesses an der Oberfläche des Targets erzeugt werden. Durch die Wechselwirkung mit dem Laser gelangen die Elektronen in den Bereich außerhalb des Targets, wodurch ein Feld erzeugt wird, das manche Elektronen durch Repulsion beschleunigt [85]. Die Ionen mit dem besten Ladungs-Masse-Verhältnis befinden sich an der Oberfläche des Plasmas. Sie erfahren dort die stärksten Felder und schirmen zusätzlich die anderen Ionen ab. Somit werden sie am stärksten beschleunigt und bleiben immer Bereich der höchsten Feldstärken, da sie vorweg laufen. Somit können die Ionen an der Oberfläche höhere kinetische Energien erreichen.

Betrachtet man hingegen die Ionenspektren von Kohlenstoff in Abbildung 5.11 und von Aluminium in Abbildung 5.12, so fällt auf, dass die Ionen bei diesen alle eine ähnliche Geschwindigkeitsverteilung und im Mittel eine ähnliche kinetische Energie aufweisen. Dies steht im Widerspruch zu den Messwerten von SiO_2 und kann somit nicht auf die gleiche Weise erklärt werden. Dieser Effekt ist auf eine Materialeigenschaft wie die Leitfähigkeit zurückzuführen, wie es in Kapitel 2.3.4 diskutiert wurde. Dabei kann sich bei Nichtleitern wie Glas leichter eine große Verarmungszone ausbilden als bei Leitern, da die Ladung in diesen durch die hohe Leitfähigkeit nachfließen kann. Dies wurde mittels theoretischer Überlegungen und Simulationen in [49] für Laserpulse mit wesentlich weniger Energie als die hier genutzte gezeigt. Ebenso könnte dies auch auf einen

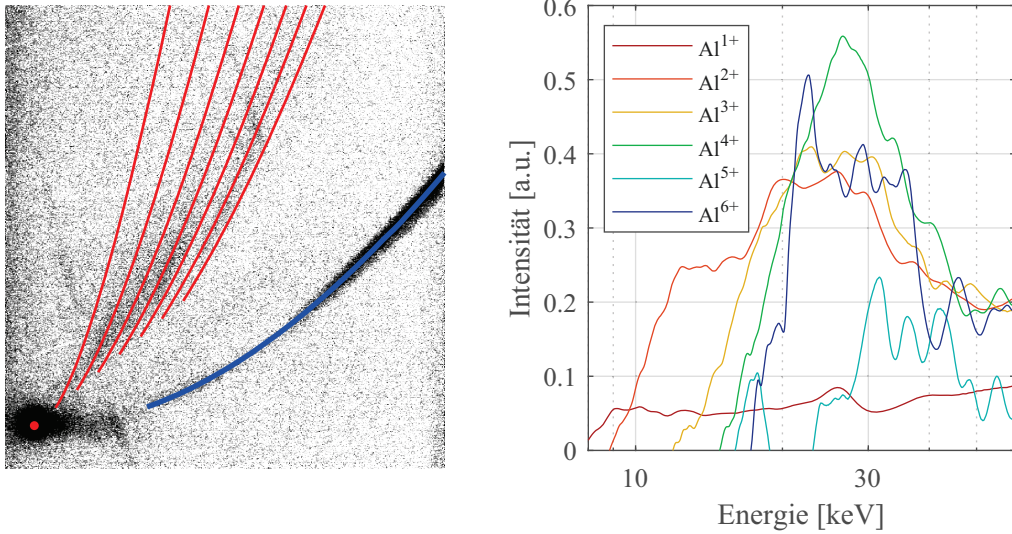


Abbildung 5.12: Dargestellt ist eine Aufnahme des Ionenspektrometers, die die emittierten Ionen eines Aluminium-Targets zeigt, das mit einem 8 fs Laserpuls beschossen wurde, der eine Intensität von $3,8 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ hat. Auf der **linken Seite** ist die Aufnahme der Image Plate mit den den Ionen Al^{1+} - Al^{6+} entsprechenden Parabeln abgebildet. Auf der **rechten Seite** ist die Energieverteilung der Ionen zu erkennen. Es ist gut zu erkennen, dass die Ionen Al^{1+} und Al^{5+} kaum vorkommen und daher auch keine sinnvolle Energieverteilung aufweisen.

Regimewechsel hindeuten, da für die Erzeugung der Kohlenstoff- und Aluminiumspektren ein Laserpuls mit einer Intensität genutzt wurde, die um eine Größenordnung geringer ist als bei SiO_2 . Dies ist notwendig, da die Grenzfluenz F_G der beiden Materialien Glaskohlenstoff und Aluminium geringer ist (siehe Kapitel 4) und diese Messungen im Sinne der Vergleichbarkeit alle im Regime 1 durchgeführt werden sollten.

Auch fällt auf, dass Aluminium höher ionisiert ist, als es mittels der BSI-Theorie für diese Laserintensität vorhergesagt ist. Nach der BSI-Theorie sollte Aluminium bis etwa Al^{4+} ionisiert werden und in der Messung werden eindeutig Al^{6+} -Ionen detektiert. Interessant ist auch die Tatsache, dass Al^{5+} nicht erzeugt wird. Kohlenstoff weist hingegen genau die Ionen auf, die laut BSI-Theorie gebildet werden sollten. Dabei ist zu beachten, dass die Differenz der Ionisationsenergien der C^{4+} - und C^{5+} -Ionen deutlich höher ist als zwischen den Ionen Al^{4+} und Al^{6+} .

Woher genau der Unterschied dieser beiden Ionenverteilungen resultiert, werden zukünftige Experimente und/oder Simulationen zeigen, die nicht Teil dieser Arbeit sind. Festzuhalten ist an dieser Stelle, dass sich die Ionisation in einem lasererzeugten Oberflächenplasma mittels BSI-Theorie gut beschreiben lässt. Auch wird die These unterstützt, dass der Laserpuls bei der Harmonischerzeugung mit einem Oberflächenplasma wechselwirkt, in dem viele unterschiedlich geladene Ionen vorhanden sind, von denen die am höchsten ionisierten durch den BSI-Prozess zu erklären sind, wie schon am Ende des Kapitels 5.3 diskutiert wurde.

5.5 ERZEUGUNG RÄUMLICH GETRENNTER LASER-HARMONISCHER

Ein signifikantes Problem der Laser-Harmonischen ist die Tatsache, dass diese immer zusammen mit dem erzeugenden Laser propagieren, was die Anwendbarkeit in Medizin und Industrie einschränkt. Die Trennung der Hohen Harmonischen vom Laserpuls wird typischerweise mittels eines Filters realisiert, der für den spektralen Bereich des erzeugenden Laserpulses eine hohe Opazität aufweist, aber im Bereich der gewünschten Harmonischen transparent ist. Dies wird beispielsweise bei den Harmonischenmessungen, die in Appendix A vorgestellt werden, genutzt. Die hohe Opazität des verwendeten Aluminiumfilters, die noch weit über den sichtbaren Spektralbereich hinaus geht (siehe Abbildung B.1 in Appendix B), blockt nicht nur das Laserlicht, sondern sorgt auch dafür, dass erst Wellenlängen $\lambda < 80$ nm detektiert werden können. Kurze Wellenlängen werden durch die starke Absorptionskante bei 17 nm beschränkt. Bei genauer Betrachtung der Abbildung B.1 wird zudem deutlich, dass bei einer Filterdicke von 1 μm auch das Harmonischensignal in diesem Bereich mindestens um 90 % unterdrückt wird. Bei der Verwendung dünnerer Filterfolien wird das Verhältnis wesentlich besser, aber die Handhabung auch deutlich schwieriger, da diese schon bei einem Luftzug zerreißen können. Somit ist diese Methode für Forschungszecke tragbar, aber aus ökonomischer Sicht eher untauglich.

Des Weiteren ist es von großem Interesse, eine einzelne Wellenlänge bzw. Harmonische zu separieren, die dann eine kohärente XUV-Lichtquelle mit einer schmalen spektralen Bandbreite darstellt. Um dies zu realisieren, wird an Harmonischenerzeugung auf strukturierten Targets geforscht. Bei Harmonischenerzeugung auf Blazegittern ist es möglich, dass nur einzelne Harmonische erzeugt werden [86]. Zudem zeigen Experimente und Simulationen zur Harmonischenerzeugung auf Gittertargets, dass es möglich ist, dass der Emissionswinkel der Harmonischen von dem des Lasers abweicht [87].

Im Folgenden wird eine Methode präsentiert, die es ermöglicht, Harmonische zu erzeugen, die räumlich nicht nur von dem Laserpuls, sondern auch voneinander getrennt sind. Gedanklich schließt die zugrundeliegende Idee an die Erzeugung von Harmonischen auf strukturierten Targets an.

Bei der Erzeugung von ROM-Harmonischen entstehen Plasmawellen auf der Oberfläche des Targets, wie in Abbildung 2.17 zu erkennen ist. Es liegt also während der Wechselwirkungszeit des Laserpulses eine Gitterstruktur auf dem Target vor, die sich bei einem Einfallswinkel des Lasers von $\alpha = 45^\circ$ mit einer Phasengeschwindigkeit von $v_p = \sqrt{2}c$ über das Target bewegt. Die Idee besteht darin, dass ein zweiter Laserpuls mit dieser Welle wechselwirkt und somit Harmonische erzeugt werden können, die in den Zwischenwinkel der beiden reflektierten Laserpulse emittiert werden. Dieses Setup ist schematisch in Abbildung 5.13, a) dargestellt.

Die ROM-Harmonischen werden bei diesem Prozess weiterhin durch den Laserpuls 1 getrieben und entstehen in diesem wie gewöhnlich. Durch den Laserpuls 2 eröffnet sich hier die Möglichkeit, dass die Harmonischen von diesem einen zusätzlichen Impulsbeitrag erhalten. In Abbildung 5.13 b) ist die Vektoraddition der einzelnen Impulse dargestellt. Jede Harmonische bekommt einen Photonenimpuls des Lasers 2 dazu, wodurch diese ihre Emissionsrichtung ändert. Weist

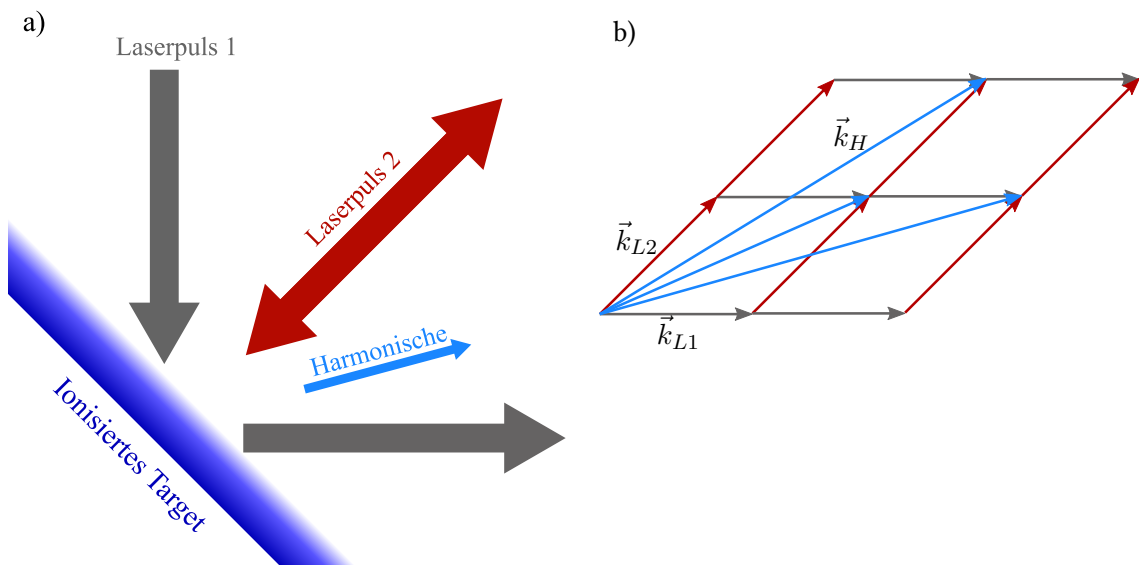


Abbildung 5.13: a) Schematische Darstellung des Setups zur Erzeugung Hoher Harmonischer mit zwei Laserpulsen auf einem vorionisierten Target. Laserpuls 1 weist in allen Simulationen einen Einfallswinkel von $\alpha = 45^\circ$ und Laserpuls 2 einen von $\alpha = 0^\circ$ auf. b) Vektoraddition der Impulse der beiden Laser 1 und 2 zu den resultierenden Impulsen der Harmonischen.

der Laserpuls 2 ebenfalls eine Intensität auf, die Harmonische an der Oberfläche treiben kann, so können durch Addition der Impulse im gesamten eingeschlossenen Winkel Harmonische erzeugt werden.

Zur Untersuchung dieses Effekts wurde der PIC-Code am ILPP so angepasst, dass in diesen zwei Laserpulse implementiert werden können, von denen der eine den üblichen Einfallswinkel von $\alpha = 45^\circ$ und der andere $\alpha = 0^\circ$ aufweist. Dabei gilt weiterhin die in Kapitel 2.5 eingeführte Geometrie: die y-Achse zeigt in Gegenrichtung des einlaufenden Laserspulses 1 und die x-Achse in die identische Richtung wie der auslaufende Laserpuls 1. Alle folgenden Simulationen wurden mit einer Gradientenlänge von $L = \lambda/20$ durchgeführt und das Target war immer ein vorionisiertes Plasma mit einer überkritischen Dichte von $438 \cdot n_c$. Der Laserpuls weist immer eine Pulsdauer von 27 fs, also 10 Zyklen mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda_0 = 790$ nm auf, wobei die Zentralfrequenz des Laserpulses 2 für einzelne Simulationen geändert wurde. Der Laserpuls 1 wird immer auf eine Größe von $w_0 = 3,1 \mu\text{m}$ und Laserpuls 2 auf $w_0 \cdot \sqrt{2}$ fokussiert.

In der oberen Simulationsbox der Abbildung 5.14 ist zu erkennen, wie die beiden einlaufenden Pulse in die Simulationsbox implementiert werden. Laserpuls 1 entspringt der oberen Wand der Simulationsbox und Laserpuls 2 wird an einer zusätzlichen Wand eingeführt, die parallel zum Target verläuft. Damit der Laserpuls 2 die gesamte Wechselwirkungsfläche des Laserpulses 1 ausleuchtet, wurde dieser um Faktor $\sqrt{2}$ größer gewählt, was dazu führt, dass das Vektorpotential a_0 für diesen bei gleicher Energie von 5 auf 3,5 absinkt. In der unteren Simulationsbox der Abbildung 5.14 sind die auslaufenden Laserpulse, also nach der Wechselwirkung auf dem Target zu erkennen. Zur besseren Sichtbarkeit wurde die Farbskala angepasst, wodurch nur ein qualitativer Vergleich zwischen den Bildern möglich ist. Es ist zu erkennen, dass einerseits

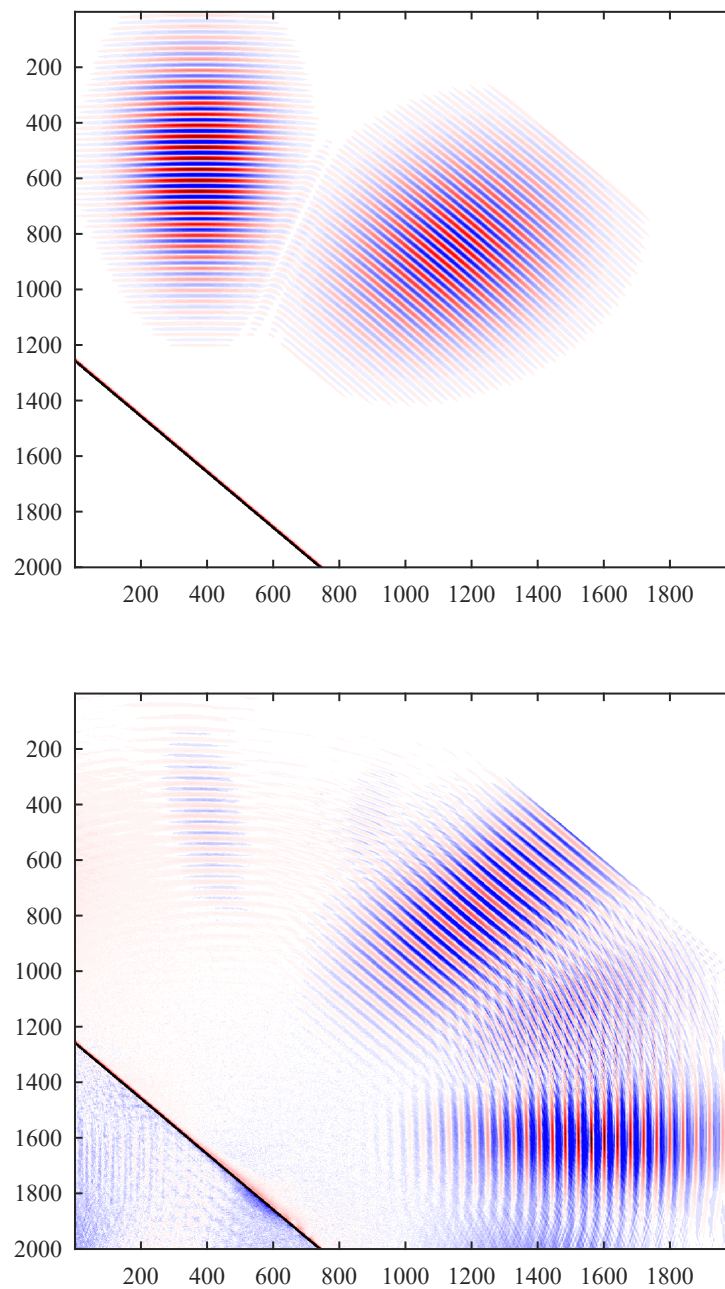


Abbildung 5.14: PIC-Simulationsbox. **Oben:** Dargestellt sind zwei einlaufende Laserpulse, von denen der Laserpuls 1 unter $\alpha = 45^\circ$ auf das Target trifft und ein normiertes Vektorpotential von $a_0 = 5$ aufweist. Der Laserpuls 2 hat einen Einfallswinkel $\alpha = 0^\circ$ und a_0 ist 3, 5. Unten links ist in schwarz das Target abgebildet (der rote Streifen vor dem Target ist der Plasmagradient). Auf der x- und y-Achse sind die Gitterpositionen aufgetragen. **Unten:** Dargestellt sind die beiden auslaufenden Laserpulse. Es ist deutlich zu erkennen, dass Strahlung kürzerer Wellenlänge zwischen den beiden reflektierten Pulsen emittiert wird. Ebenfalls wird ein kleiner Anteil des Pulses nach oben zurückreflektiert. Auf dem Target links unten sind noch Überreste der Plasmawelle zu sehen, sowie gestreute Felder, die hinter dem Target gefangen sind.

Laserpuls 1 Harmonische beinhaltet, was an der Deformation des elektrischen Feldes zu erkennen ist. Andererseits propagieren in dem eingeschlossenen Winkel Wellen mit einer Frequenz, die höher ist als die der treibenden Laserpulse.

Zur genaueren Untersuchung dieser wird an dieser Stelle zur Beschreibung im Impulsraum gewechselt. Zur besseren Übersicht und Vergleichbarkeit wird in allen folgenden Abbildungen nur ein Quadrant gezeigt, der die relevanten Informationen enthält. Dieser ist in allen folgenden Abbildungen 5.15 - 5.16 immer mit der gleichen Grauskalierung dargestellt.

In Abbildung 5.15 ist links die zweidimensionale Fourier-Transformation einer Simulation zu sehen, in der nur der Laserpuls 1 implementiert war. Dieser Fall ist identisch mit der Simulation in Abbildung 5.14 nur ohne Laserpuls 2. Abbildung 5.15 dient als Referenz und zeigt deutlich, dass Harmonische bei der Laser-Target-Wechselwirkung entstehen. Bei der gewählten Gradientenlänge von $L = \lambda/20$ und mit der geringen Auflösung, die so gewählt wurde, um die Laufzeit in einem angemessenen Zeitrahmen zu halten, werden Harmonische bis zur H16 erzeugt. Betrachtet man hingegen die Fourier-Transformation mit beiden Laserpulsen zum identischen Zeitpunkt, der auch in Abbildung 5.14 unten dargestellt ist, so erhält man die rechte Grafik in Abbildung 5.15.

In dieser ist deutlich zu erkennen, dass die Strahlung die zwischen Laserpuls 1 und 2 propagiert, aus Harmonischen besteht. Dabei scheinen alle Impulskombinationen aus den beiden Laserpulsen und deren Harmonischen möglich zu sein. Der Laserpuls 1 kann bis etwa zur H16 treiben, der Laserpuls 2 erreicht in einer anderen Simulation (siehe Abbildung 5.19) die H9. Das entstandene Array aus Harmonischen spiegelt dies sehr gut wider. Auffällig ist auch, dass die größten Impulse und somit die höchsten Frequenzen nicht durch einen der beiden Laserpulse entstehen, sondern aus einer Kombination der Impulse beider. Auch erreichen die Harmonischen, die in die gleiche Richtung wie die Laserpulse propagieren, nicht mehr genau so große Impulse wie zuvor. Dies wird vor allem bei den Harmonischen des Laserpulses 1 deutlich, der ohne die Wechselwirkung mit Laserpuls 2 die H16 erreichte, während mit diesem nur noch die H10 zu erahnen ist.

Auf diese Weise können die Harmonischen auf eine elegante Weise und sogar mit einer erhöhten Ausbeute von dem Laserlicht getrennt werden. Um die Zusammenhänge etwas genauer zu betrachten, wurde für die folgenden Simulationen die Intensität des Laserpulses 2 reduziert, wodurch man $a_0 = 0,35$ erhält, so dass dieser im senkrechten Einfall keine Harmonischen mehr erzeugt. Zudem wurde eine Simulation mit $k_{L2} = k_{L1}$ und eine mit $k_{L2} = 1,5 \cdot k_{L1}$ angefertigt, die in Abbildung 5.16 verglichen werden. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Harmonischen-erzeugung nur noch von dem Laserpuls 1 betrieben wird und von Laserpuls 2 nur der Impuls k_{L2} hinzukommt, der der Zentralfrequenz ω_0 entspricht. Trotzdem gibt Laserpuls 2 einen Impuls zu dem Erzeugungsprozess hinzu und es werden Harmonische generiert, die genau den Impuls k_{L2} in Richtung der Targetnormalen hinzugewinnen und somit den Frequenzunterschied ω_{L2} zu den Harmonischen des Laserpulses 1 aufweisen. Dies wird besonders deutlich bei Betrachtung der linken Grafik in Abbildung 5.17. In dieser sind alle Impulse der beiden Fälle in Abbildung 5.16 zu erkennen. Die grünen Punkte entsprechen den Harmonischen des Laserpulses 1. Hier ist wie bereits in den Abbildungen zuvor zu erkennen, dass diese mit zunehmendem Impuls von der Reflexionsrichtung des Laserpulses 1 abweichen. Dies ist aber nicht auf die Wechselwirkung

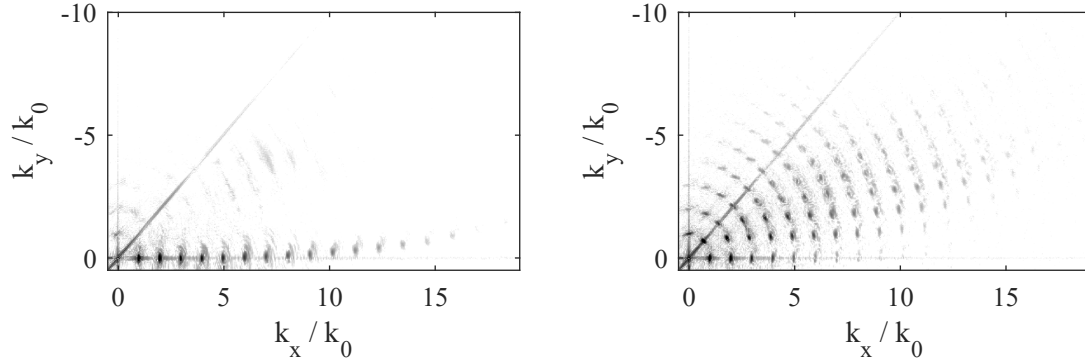


Abbildung 5.15: In beiden Abbildungen sind die Ergebnisse der PIC-Simulation durch eine zwei-dimensionale Fourier-Transformation im Impulsraum dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit ist die Grauskalierung identisch. Auf der **linken Seite** wurde die Simulation aus Abbildung 5.14 ohne Laserpuls 2 ausgeführt. Dabei handelt es sich um den identischen Zeitschritt des unteren Bildes. Auf der **rechten Seite** ist die Fourier-Transformation der Abbildung 5.14, unten gezeigt. Die schwarzen Punkte stellen die Impulse der Laser, sowie deren Harmonischer dar. Die drei zu erkennenden Linien resultieren aus Randeffekten der Simulation.

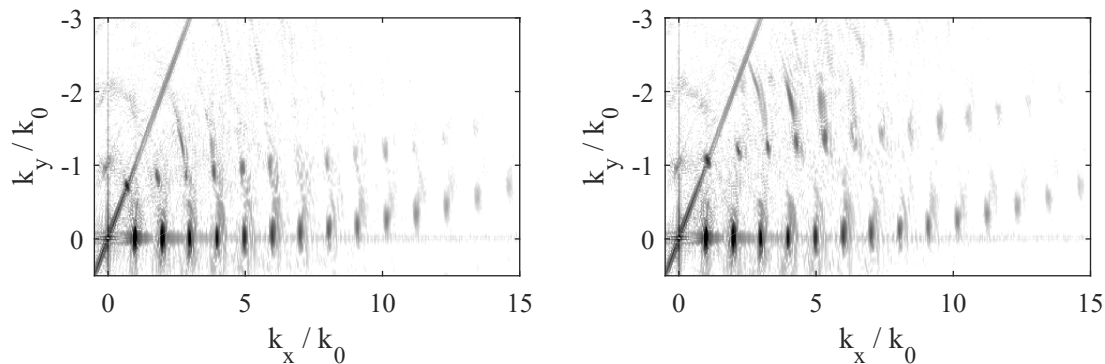


Abbildung 5.16: In beiden Abbildungen sind die Ergebnisse der PIC-Simulation durch eine zwei-dimensionale Fourier-Transformation im Impulsraum dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit ist die Grauskalierung identisch. Laserpuls 1 hat weiterhin ein Vektorpotential $a_0 = 5$ wohingegen der Laserpuls 2 für beide Simulationen auf $a_0 = 0,35$ reduziert wurde. Auf der **linken Seite** entspricht $k_{L2} = k_{L1}$ und auf der **rechten Seite** wurde die Frequenz des Laserpuls 2 variiert und es gilt $k_{L2} = 1,5 \cdot k_{L1}$.

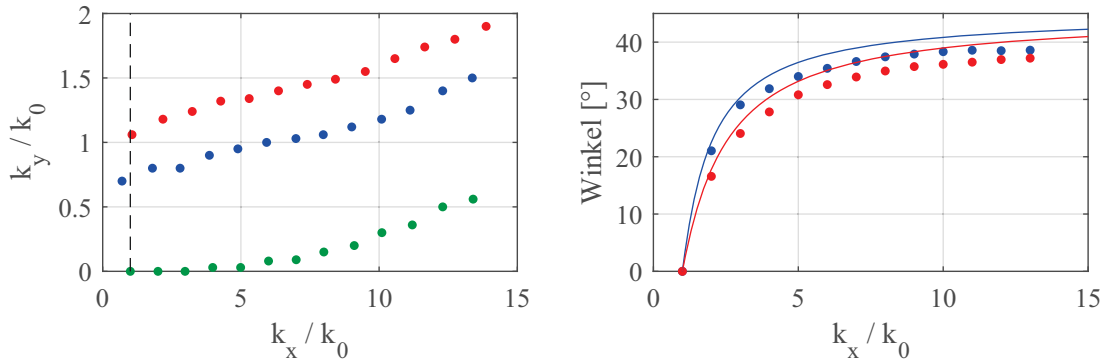


Abbildung 5.17: In der *linken Grafik* ist der Vergleich aus Abbildung 5.16 dargestellt. Die schwarze gestrichelte Linie gibt die Position von $k_x/k_0 = 1$ an, also den der Zentralfrequenz des Laserpulses entsprechenden Impuls. In grün sind die Harmonischen H1-H13 des Laserpuls 1 aufgetragen. Die blauen und roten Frequenzen sind die H1-H13, die durch die Wechselwirkung mit dem Laserpuls 2 entstehen. Dabei gehören die blauen zu dem Fall $k_{L2} = k_{L1}$ (vergleiche Abbildung 5.16 links) und die roten zu $k_{L2} = 1,5 \cdot k_{L1}$ (siehe Abbildung 5.16 rechts). In der *rechten Grafik* gilt weiterhin diese Farbzunordnung. Durch Punkte sind hier die gemessenen Emissionswinkel der einzelnen Harmonischen dargestellt. Die durchgezogenen Linien entsprechen den analytischen Vorhersagen für den jeweiligen Fall.

mit dem Laserpuls 2 zurückzuführen wie ein Blick auf Abbildung 5.15 links zeigt. Die blauen Punkte sind die Harmonischen, die entstehen, wenn die Frequenz und somit auch der Impuls des Laserpulses 2 dem des Laserpulses 1 entspricht, also $k_{L2} = k_{L1}$ gilt. Bei der Entstehung der Harmonischen, die hier in rot dargestellt sind, hatte der Laserpuls 2 hingegen einen Impuls von $k_{L2} = 1,5 \cdot k_{L1}$. Die blauen Harmonischen beginnen aus diesem Grund bei einem niedrigeren Impuls als die roten. Des Weiteren ist sichtbar, dass alle Harmonischen auf der x-Achse einen Impulsabstand aufweisen, der dem Abstand der grün eingezeichneten Harmonischen entspricht.

Somit ist gezeigt, dass die Harmonischen aus einer Impulskombination der beiden Laserpulse entstehen. In diesem Spezialfall gibt der Laserpuls 2 immer nur ein Photon hinzu und der Laserpuls 1 unterschiedlich viele, je nachdem welche Harmonische erreicht wird.

Die Lage der Harmonischen im Impulsraum lässt sich anhand des Winkels $\gamma_{m,n}$ zum Impuls des Laserpulses 2 definieren, wie in Abbildung 5.18 schematisch gezeigt. Die Indices m und n geben dabei die Anzahl der Impulsüberträge an, die von den Laserpulsen 1 und 2 beigetragen werden. Im Folgenden wird die Zentralfrequenz des Laserpulses 1 als ω_{L1} bezeichnet. Sie entspricht dem Impuls $k_{L1} = \Delta k$. Der Impuls des Laserpulses 2 wird über diesen mithilfe des Umrechnungsfaktors a zu $k_{L2} = a \cdot \Delta k$ berechnet. Die x-Komponente des Impulses der resultierenden Harmonischen lautet damit $k_{x,m} = \left(\frac{a}{\sqrt{2}} + m\right)\Delta k$ und die y-Komponente folgt als $k_{y,n} = \frac{a \cdot n}{\sqrt{2}}\Delta k$. Der Winkel $\gamma_{m,n}$ lässt sich zu

$$\gamma_{m,n} = 45^\circ - \beta_{m,n} = 45^\circ - \arctan\left(\frac{k_{y,n}}{k_{x,m}}\right) = 45^\circ - \arctan\left(\frac{n}{1 + \frac{\sqrt{2}}{a} \cdot m}\right) \quad (5.1)$$

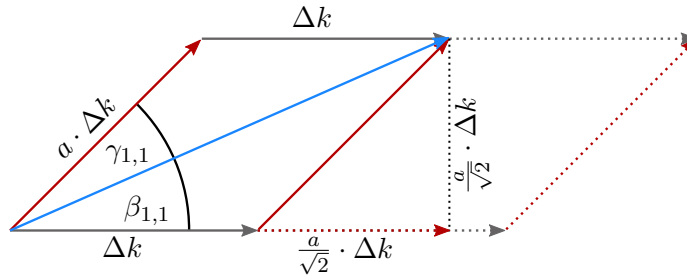


Abbildung 5.18: Schematische Darstellung der Vektoraddition der Impulse zur Berechnung der Harmonischen.

bestimmen. Das Ergebnis dieser Berechnung findet sich in Abbildung 5.17 rechts in Form der durchgezogenen Kurven. Hier entspricht $k_{L2} = k_{L1}$, also $a = 1$, für den Fall der blauen Kurve und die rote Kurve korrespondiert zu $a = 1,5$. Die Winkel der Harmonischen aus den zugehörigen PIC-Simulationen werden in der Abbildung mit Punkten dargestellt. Diese weisen eine Abweichung auf, die hin zu großen Impulsen zunimmt, die unter anderem auf die Abweichung der Harmonischen des Laserpulses 1 (vergleiche linke Abbildung, grüne Kurve) zurückzuführen ist.

In einer weiteren Simulation, die in Abbildung 5.19 dargestellt ist, wird außerdem demonstriert, dass Harmonische auch mit einem Setup erzeugt werden können, in dem der Laserpuls 2 die höhere Intensität aufweist. Bei dieser Wechselwirkung wird ein Anteil des Laserpulses 1 zurückreflektiert, wie in der linken Grafik zu erkennen ist. Somit ergibt sich die Möglichkeit, dass auch eine Impulsaddition mit dem zurücklaufenden Puls stattfinden kann und die Harmonischen vom Laserpuls 2 auf beiden Seiten entstehen, wie in der Fourier-Transformation (siehe Abbildung 5.19 rechts) zu erkennen ist. Dabei ist auch zu sehen, dass der in x-Richtung reflektierte größere Anteil des Laserpulses 1 einen Impuls an mehr Harmonische abgibt, die dadurch stärker und in höherem Grad vertreten sind.

Folglich können anhand einer Gewichtung der Intensitäten, sowie des Impulsverhältnisses a der beiden Laserpulse sowohl die Frequenzen, als auch die Richtung bestimmt werden, in die die Harmonischen emittiert werden. Dies ermöglicht eine Vielzahl neuer Anwendungen und den Einsatz Hoher Harmonischer ohne Verluste durch Filter oder spektrale Aufspaltung.

Die experimentelle Umsetzung ist etwas aufwendiger, aber durchaus realisierbar. Es ist beispielsweise möglich, einen Laserpuls, der $a_0 = 8 - 10$ erreichen kann, mittels eines Stahlteilers, die es für diese spektrale Bandbreite kommerziell zu kaufen gibt, zu teilen. Die Teilstrahlen werden dann mittels zweier Parabeln auf das Target fokussiert, wobei zu beachten ist, dass sowohl der zeitliche als auch der räumliche Überlapp erreicht wird. Für den zeitlichen Überlapp benötigt man in dem einen Strahlengang eine Verzögerungsstrecke. Der räumliche Überlapp kann mittels einer Kamera bei abgeschwächtem Laser im Fokus überprüft werden. Die große Herausforderung besteht darin, diese Eckdaten mit der astigmatismusfreien Justage der Parabeln und dem Platzbedarf in der Kammer zu vereinbaren. Dies ist vor allem deswegen schwierig, weil die Detektion der Harmonischen meist nur in gewissen Richtungen der Experimentierkammer möglich ist.

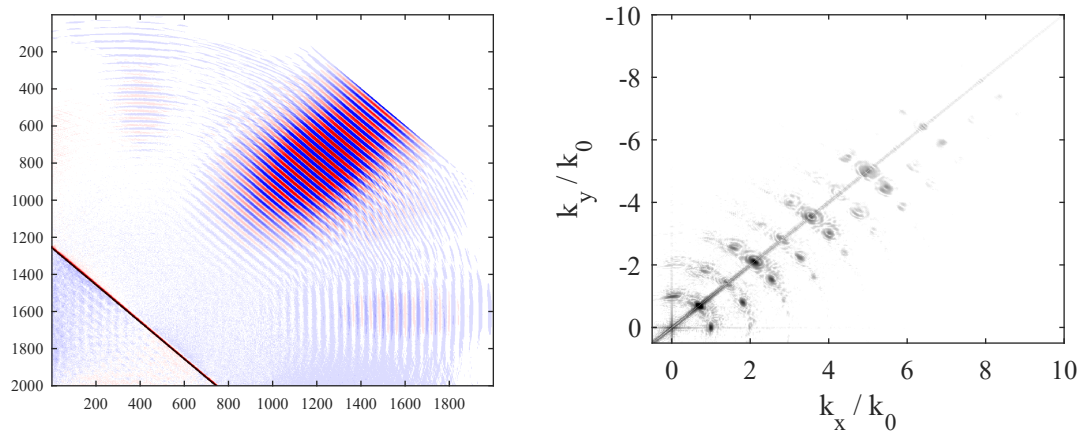


Abbildung 5.19: In beiden Abbildungen sind eine Simulationsbox und die zugehörige zweidimensionale Fourier-Transformation dargestellt. Bei dieser Simulation ist der Laserpuls 2 mit einem Vektorpotential $a_0 = 3,5$ dominanter als Laserpuls 1, der $a_0 = 0,5$ aufweist. In der **linken Grafik** ist erkennbar, dass Oszillationen sowohl oberhalb, als auch unterhalb des Laserpulses 2 entstehen und ein Teil des Laserpulses 1 zurückreflektiert wird. In der Fourier-Transformation auf der **rechten Seite** ist erkennbar, dass in diesem Fall Harmonische rechts und links vom Laserpuls 2 entstanden sind.

Somit müsste für diese Experimente unter Umständen eine komplette Experimentierkammer neu designt werden.

LASERPLASMAEXPERIMENTE UNTER EINFLUSS DES PEDESTALS

In diesem Kapitel wird der Einfluss des Pedestals auf die Laser-Target-Wechselwirkung im Regime 2, wie es in Kapitel 4 bestimmt wurde, genauer untersucht. Dies wird auf Grund der beobachteten Effekte in drei weitere Bereiche unterteilt, die in Abbildung 6.1 b) - d) dargestellt sind.

In Abbildung 6.1 a) herrscht noch das Regime 1 vor und die Wechselwirkung wird durch das Pedestal nicht beeinflusst. Im Bereich b) hingegen hat die Fluenz des Pedestals in etwa die Grenzfluenz erreicht. Somit wird eine Energie auf dem Target deponiert, die ausreicht, das Target so weit zu erhitzen, dass das verdampfte Material an der Oberfläche ionisiert. Die Entstehung dieser Plasmablase wird in Kapitel 6.1 durch Analyse des Streulichts belegt und untersucht. Wird die Fluenz weiter erhöht, so steht im hoch energetischen Zentrum des Pedestals genug Energie zur Verfügung, dass dort im großen Maße Material abgetragen werden kann. Dadurch bildet sich eine Vertiefung aus und der eintreffende Hauptpuls wechselwirkt nicht nur mit der Plasmablase, sondern wird auch von der Vertiefung beeinflusst. Auch diese ist eindeutig durch eine Analyse des Streulichts in diesem Bereich zu detektieren, wie in Kapitel 6.2 gezeigt wird. Erreicht die Fluenz einen Wert, der deutlich oberhalb der Grenzfluenz liegt, so schmilzt das Pedestal, bevor der Hauptpuls das Target erreicht, in dieses eine massive Vertiefung. Diese, sowie der Bereich vor dem Target, sind gefüllt mit dem ionisierten abgetragenen Material, wie in d) dargestellt ist. Ab welcher Fluenz dies eintritt und welche Ausmaße die Vertiefung annimmt, wird am Ende des Kapitels 6.2 bestimmt. Im folgenden Kapitel 6.3 wird im Detail darauf eingegangen, welche Effekte bei der Wechselwirkung des Hauptpulses mit dieser Vertiefung auftreten. Im Speziellen wird auf die spektrale Veränderung des Laserlichts, sowie dessen Aufspaltung und die Erzeugung von Laser-Harmonischen eingegangen.

Für all diese Untersuchungen wurde Glaskohlenstoff verwendet, weil dieser besonders stark auf die Variation der Fluenz reagiert und somit das Erreichen der unterschiedlichen Regime erleichtert. Dies kann darauf zurückzuführen sein, dass Glaskohlenstoff schlecht reflektiert und somit viel Energie in dem Target deponiert wird. Die Energie wird durch die geringe Wärmeleitfähigkeit nur langsam an das umgebende Target abgegeben und bleibt somit zum größten Teil im Wechselwirkungsbereich erhalten. Die niedrige Grenzfluenz (siehe Kapitel 4) wird ebenfalls ein

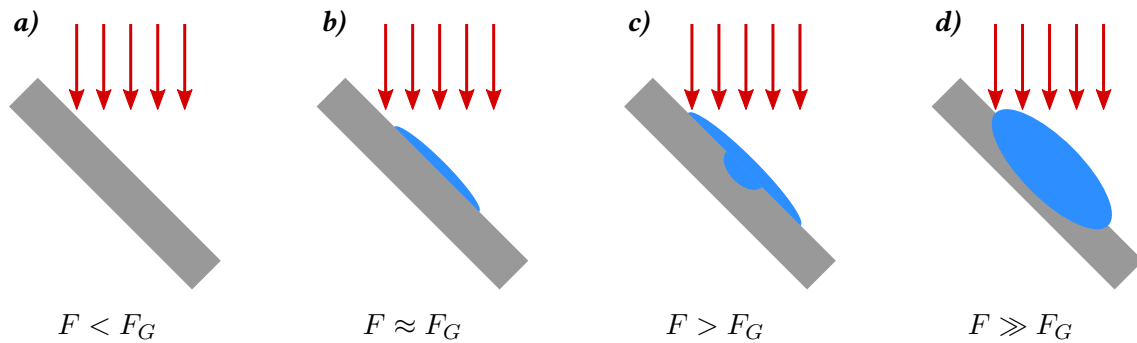


Abbildung 6.1: Schematische Darstellungen der Veränderung des Targets, bevor und während der Hauptpuls mit diesem wechselwirkt. **a)** Der Hauptpuls trifft auf eine unveränderte Targetoberfläche. **b)** Das Pedestal hat im energiereichen Zentrum auf der Targetoberfläche ein Plasma generiert, auf das der Laserpuls trifft. **c)** Die Energie des Pedestals war so groß, dass sich die Struktur der zuvor flachen Targetoberfläche verändert hat. **d)** Der eintreffende Laserpuls wechselwirkt nicht mehr mit dem Target, sondern trifft auf eine konkave Vertiefung, die mit einem Plasma gefüllt ist.

Resultat dieser Eigenschaften sein. Zur Verdeutlichung können die Abbildungen B.4 und B.5 für Glas und Aluminium mit den Abbildungen 6.2 und 6.8 für Glaskohlenstoff verglichen werden.

6.1 BILDUNG EINER PLASMAABLASE AUF DER OBERFLÄCHE

Sobald eine Fluenz die Targetoberfläche erreicht hat, die der Grenzfluenz F_G entspricht, ändert sich die Wechselwirkung auf der Oberfläche grundlegend. In Abbildung 4.2 sind zur Einschätzung dieses Sachverhalts zwei Aufnahmen des reflektierten Laserlichtes gezeigt. Die strukturellen Veränderungen in dem Laserprofil sind ein eindeutiges Indiz für die Beeinflussung der Wechselwirkung. Dieser Effekt muss auf eine Veränderung an der Targetoberfläche zurückzuführen sein. Möglich ist einerseits eine Änderung der Oberflächenstruktur, wodurch man nicht mehr an einem planen Spiegel reflektiert. Andererseits besteht die Möglichkeit, dass schon Material vom Target durch das Pedestal abgetragen wurde, durch das ein Teil des Strahls propagieren muss.

Zur genaueren Analyse wird der Laserpuls mittels einer 5 Zoll Parabel auf ein Target aus Glaskohlenstoff fokussiert. Damit die Fluenz des Pedestals auf dem Target die Grenzfluenz erreicht und um die Fluenz variieren zu können, wurde dieses in der z-Position verfahren.

In Abbildung 6.2 sind Aufnahmen des reflektierten Laserlichtes aus dem Bereich des z-Scans gezeigt, in dem der Regimewechsel stattfindet. Hierfür wurde im Abstand $d_1 = 12,7$ cm (siehe Kapitel 3.2) ein Schirm positioniert, der ein Raster mit $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ großen Kästchen aufweist. Somit lassen sich nicht nur Pixelabstände eindeutig zuordnen, sondern auch etwaige Verzerrungen herausrechnen, die aus dem Abbildungswinkel der Kamera resultieren. Mittels einer Spiegelreflexkamera wurde jeweils für einen einzelnen Puls an verschiedenen z-Positionen ein Bild des

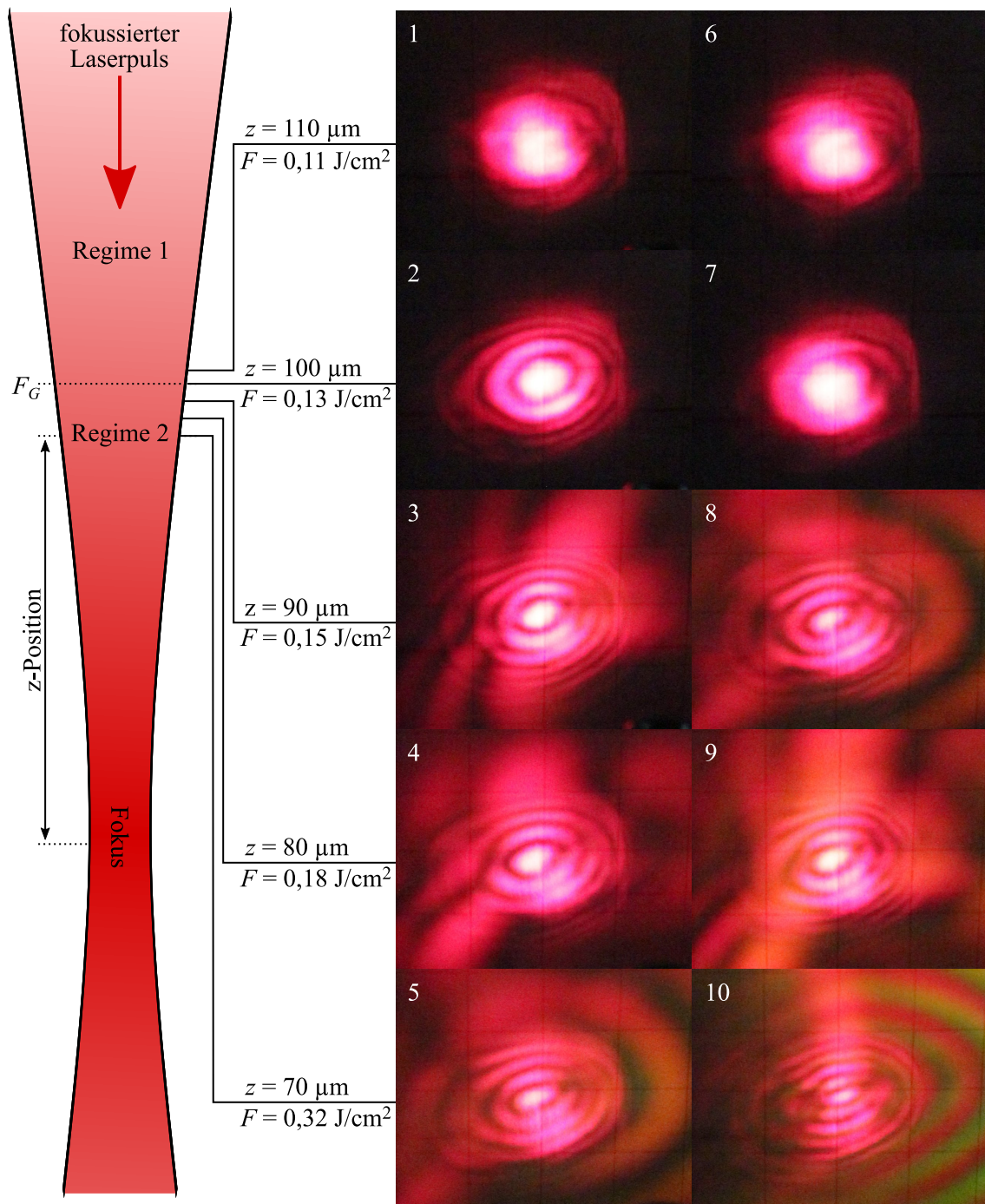


Abbildung 6.2: Die Aufnahmen zeigen das reflektierte Laserlicht eines Glaskohlenstoff-Targets, das auf einem Schirm im Abstand $d_1 = 12,7$ cm aufgefangen wird. Auf der linken Seite ist eine schematische Einordnung der Bilder bezüglich der Abstände vom Fokus gezeigt. Die Bilder, die nebeneinander dargestellt sind, sind an der gleichen Fokusposition entstanden. Die Bilder 1 bis 5 und 6 bis 10 entsprechen dabei jeweils einer Messreihe.

Schirms aufgenommen. Auf diesen Bildern ist lediglich der sichtbare Spektralbereich abgebildet¹. Zum besseren Vergleich sind immer zwei Einzelaufnahmen nebeneinander gezeigt, die an der gleichen z -Position, aber in unterschiedlichen Messreihen entstanden sind. Positive z -Positionen befinden sich bei allen Messreihen vor dem Fokus. Auf der linken Seite der Abbildung ist zur besseren Einordnung ein schematischer Verlauf eines fokussierten Laserpulses zu erkennen, aus dem die Regime, die Grenzfluenz und die Position des Targets bezüglich des Fokus hervorgehen.

Befindet sich das Target an der Position $z = 110 \mu\text{m}$, so weist das reflektierte Licht noch keine Änderungen auf. Die geringen Fluktuationen, die beim Vergleich der Bilder zu erkennen sind, sind typische Schuss-zu-Schuss-Fluktuationen, die sowohl vom Laser als auch vom Target herrühren können. In einem Abstand von $z = 100 \mu\text{m}$ vom Fokus sind in Bild 2 konzentrische Ringe zu erkennen, während in Bild 7 nur eine sehr schwache Änderung vorliegt. Insofern scheint die Grenzfluenz F_G an dieser Position erreicht zu sein. Diese liegt bei etwa $0,13 \text{ J/cm}^2$ und wurde auf die gleiche Weise bestimmt wie in Kapitel 4, ist jedoch um 15 % geringer. Dabei ist zu beachten, dass die angegebenen Fluenzen nicht alle tagesaktuellen und Einzelpuls-Schwankungen des Lasersystems berücksichtigen können, da keine Einzelpulsdiagnostik möglich ist. Somit ist davon auszugehen, dass die Änderungen zwischen den Aufnahmen aus der rechten und linken Messreihe daher rühren.

Im weiteren dargestellten Verlauf ist zu erkennen, dass weitere Ringe hinzukommen und alle Ringe näher zusammenrücken. In der Aufnahme unten rechts (Bild 10) ist das Zentrum so klein geworden, dass seine Position mittels einer Symmetriebetrachtung des Interferenzmusters verifiziert werden muss. Die hinzukommenden neuen spektralen Anteile des Lichts werden hier vernachlässigt, da diese in Kapitel 6.3.1 genauer erörtert werden. Des Weiteren ist auffällig, dass die Ringstruktur in der horizontalen Richtung Störungen aufweist und ab einem gewissen Punkt nicht mehr zu erkennen ist. Dies rührt daher, dass das Target in der Horizontalen, also innerhalb der x - z -Ebene, verkippt ist, wodurch die Projektion des radialsymmetrischen Profils eine Ellipse darstellt, von der die eine Hälfte näher zum Fokus liegt als die andere. Insofern sind nur in der vertikalen Richtung radiale Symmetriebedingungen erfüllt.

Ein typisches Lineout des vertikalen Intensitätsverlaufs ist in Abbildung 6.3 links gezeigt. Die Umrechnung der Pixelposition in den Abstand in Zentimetern geht aus der Abbildung B.2 hervor. Für alle folgenden Auswertungen wird immer der positive Teil (dieser zeigt in den Aufnahmen vom Zentrum nach oben) des Intensitätsverlaufs genutzt, da dieser weniger ausschmiert und daher einen besseren Kontrast bietet.

Die in Abbildung 6.2 auftretende Struktur, die auch im Lineout deutlich zu erkennen ist, ist typisch für die Überlagerung zweier Wellenfronten, die einen unterschiedlichen Krümmungsradius aufweisen². Folglich müssen im Laserstrahl bei der Reflexion auf dem Target zwei Anteile mit unterschiedlicher Divergenz entstehen. Diese müssen einer radialsymmetrischen Änderung des Targets entspringen, da auch die Änderung des reflektierten Lichts eine radiale Symmetrie aufweist.

¹Dies resultiert daraus, dass Kameras, die den für das menschliche Auge sichtbaren Spektralbereich aufnehmen sollen, typischerweise einen Filter für infrarotes Licht auf dem CCD-Chip haben. Ohne Infrarotfilter wäre jedes dieser Bilder vermutlich überbelichtet und die Farbinformation wäre nicht nutzbar.

²Ein Beispiel dafür ist die Fresnel-Zonenplatte, zu deren Berechnung zwei Kugelwellen überlagert werden.

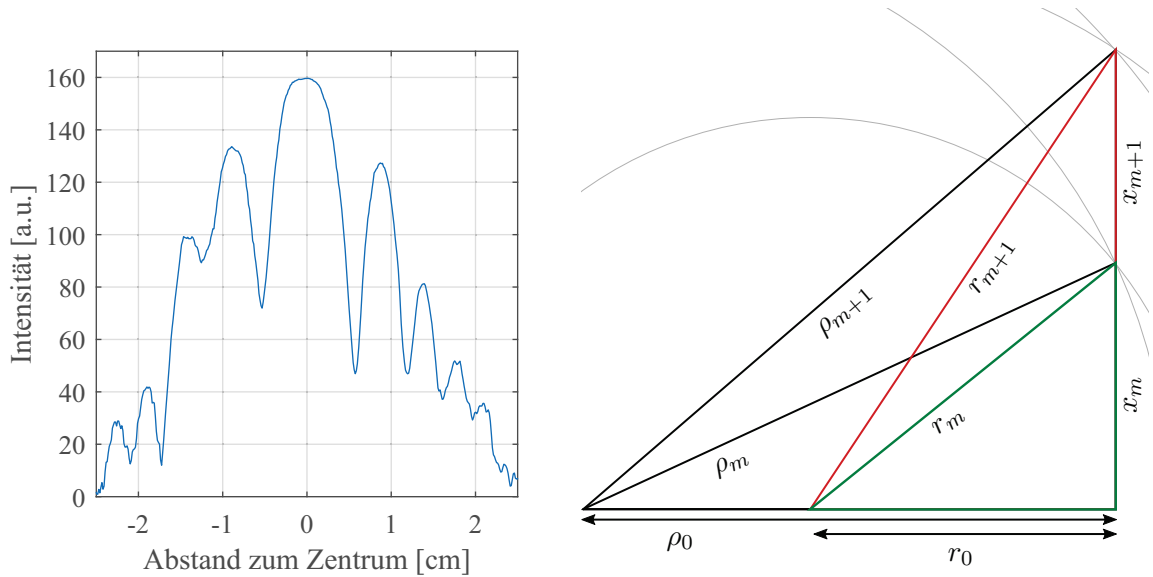


Abbildung 6.3: Links: Senkrechtes Lineout der Aufnahme 3 aus Abbildung 6.2 durch das Zentrum der Ringstruktur. Die Nullstelle der x-Achse wurde mittels einer Symmetriebetrachtung der Struktur identifiziert. **Rechts:** Schematische Darstellung der Überlagerung zweier Kugelwellen mit den Radien r_0 und ρ_0 . Die Abstände r_m und ρ_m sind diejenigen zur m -ten Ordnung konstruktiver Interferenz der beiden Wellen im Abstand x_m .

Der Strahlenteil mit der veränderten Divergenz hat infolgedessen einen virtuellen oder realen Fokus an einem anderen Punkt im Raum als der unveränderte.

Für die Berechnung der Interferenzringe wird die Geometrie angenommen, wie sie aus Abbildung 6.3 rechts hervorgeht. Der Radius r_0 ist der Schirmabstand $d_1 = 12,7$ cm, der vom Fokus bis zum Schirm definiert ist. Der Radius ρ_0 ist der der gesuchten Quelle. Die Positionen x_m geben an, wie groß der Abstand zwischen dem Zentrum und dem Interferenzring ist. Die beiden Kugelwellen interferieren im Zentrum konstruktiv, wenn gilt

$$\rho_0 - r_0 = n_0 \cdot \lambda. \quad (6.1)$$

An der Position x_m auf dem Schirm interferieren die Wellen unter der Bedingung

$$\rho_m - r_m = n_m \cdot \lambda \quad (6.2)$$

konstruktiv. Es gilt $m = n_m - n_0$ mit $m \in \mathbb{N}$. Durch Einsetzen dieser Bedingung erhält man nach Subtraktion der Gleichungen 6.2 und 6.1 voneinander die Bedingung

$$\rho_m - \rho_0 + r_0 - r_m = m\lambda. \quad (6.3)$$

Des Weiteren gelten die Zusammenhänge

$$\rho_m = \sqrt{\rho_0^2 + x_m^2} \quad \text{und} \quad r_m = \sqrt{r_0^2 + x_m^2}. \quad (6.4)$$

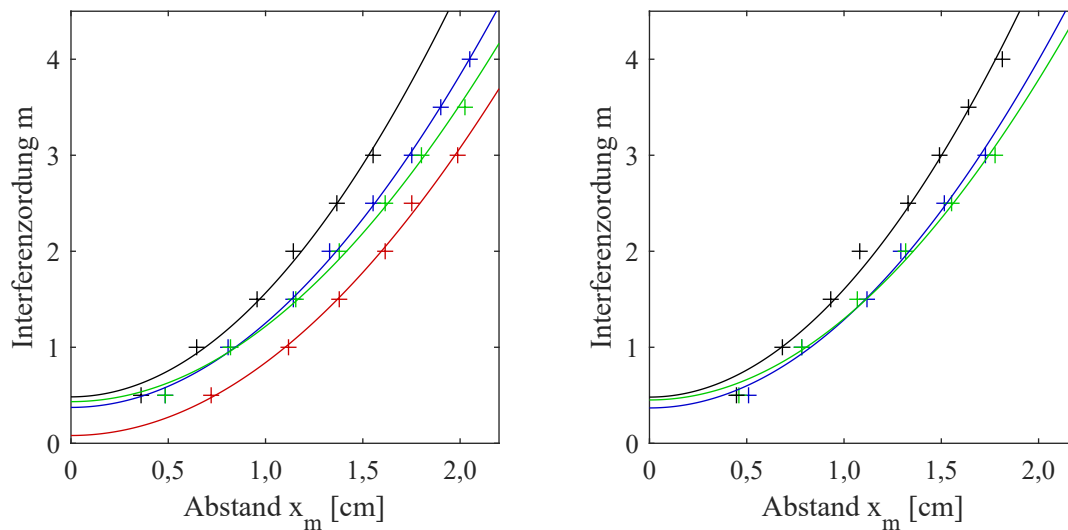


Abbildung 6.4: Dargestellt sind die Positionen der Maxima auf dem Schirm in Abbildung 6.2 als Kreuze mit den zugehörigen Fits aus Gleichung 6.5 in identischer Farbe. Dabei resultieren alle Messpunkte der **linken Grafik** aus der linken Spalte der Abbildung 6.2 (Bilder 1-5) und die **rechte Grafik** aus der rechten Spalte (Bilder 7-10). Bild 6 konnte nicht ausgewertet werden, da auf diesem noch kein Interferenzmuster zu erkennen ist. Die roten Messwerte korrespondieren zu den Bildern, die mit einem Target im Abstand $z = 100 \mu\text{m}$ zum Fokus entstanden sind, die blauen gehören zu $z = 90 \mu\text{m}$, die grünen zu $z = 80 \mu\text{m}$ und die schwarzen zu $z = 70 \mu\text{m}$.

Zur Ermittlung des Radius ρ_0 setzt man die Ausdrücke 6.4 in Gleichung 6.3 ein und erhält durch Umformung und zusätzlicher Einführung der Phase $\phi_r = \varphi_r \cdot 2\pi$ mit $\varphi_r \in \mathbb{R}$, dass sich der Verlauf von $m(x_m)$ beschreiben lässt durch:

$$m(x_m) = \frac{1}{\lambda} \cdot \left(\sqrt{r_0^2 + x_m^2} - \sqrt{(r_0 + a)^2 + x_m^2} - (r_0 + a) + r_0 \right) + \varphi_r. \quad (6.5)$$

Dabei wurde ausgenutzt, dass $\rho_0 = r_0 + a$ gilt, wobei a der Abstand der Krümmungsmittelpunkte zueinander ist. Die Parameter a und φ_r wurden dabei mithilfe eines Fits bestimmt. Auf diese Weise kann sowohl der Betrag des Abstandes a bestimmt, sowie eine Information über den relativen Phasenprung der Wellen zueinander gewonnen werden.

Die Wellenlänge λ ist hierbei nicht die Zentralwellenlänge 800 nm , da diese im infraroten Spektralbereich liegt und daher auf den Aufnahmen nicht zu sehen ist, sondern wird auf $\lambda = 700 \text{ nm}$ festgelegt. Diese liegt noch gerade im sichtbaren Spektralbereich der verwendeten Kamera (dies entspricht in etwa dem des menschlichen Auges).

Die auf die oben beschriebene Weise ausgelesenen Positionen der Maxima und Minima der beiden Messreihen aus Abbildung 6.2 sind in Abbildung 6.4 durch Kreuze gekennzeichnet. Die linke Seite entspricht dabei der linken Messreihe (Bilder 1 bis 5 aus Abbildung 6.2), die rechte Seite der rechten Messreihe (Bilder 6 bis 10). Es ist deutlich zu erkennen, dass schon bei der Position $z = 100 \mu\text{m}$, an der eine Fluenz von $0,13 \text{ J/cm}^2$ vorliegt, eine Phasenverschiebung

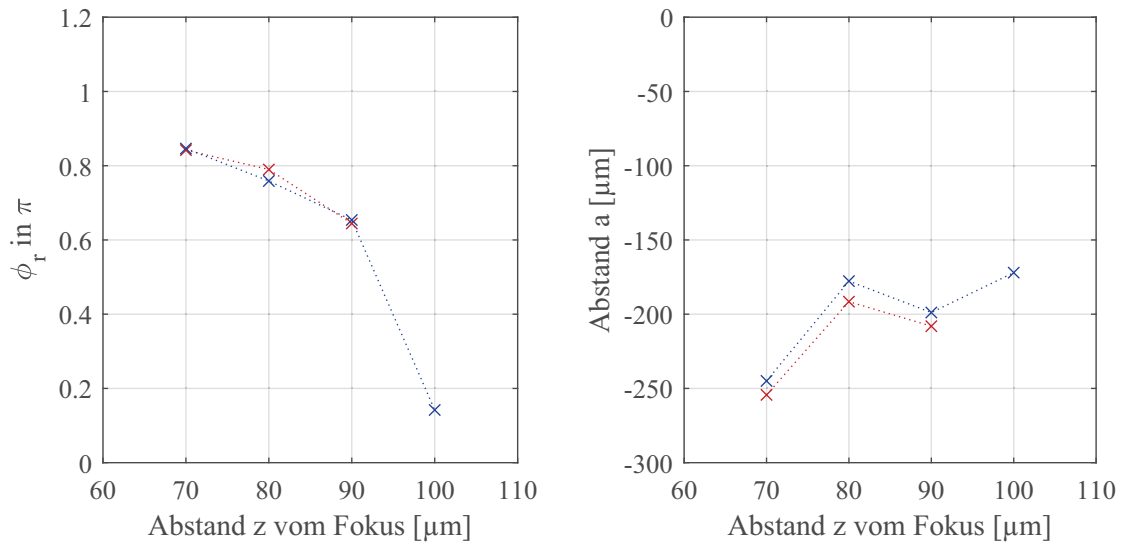


Abbildung 6.5: Dargestellt sind die Ergebnisse aus den Fits in Abbildung 6.4. Die blauen Werte resultieren aus den Ergebnissen der linken und die roten aus denen der rechten Grafik. Auf der **linken Seite** ist die Phasenverschiebung ϕ_r der beiden Wellen zueinander für unterschiedliche Abstände gezeigt. Auf der **rechten Seite** sind die zugehörigen Differenzen der Radien r_0 und ρ_0 gezeigt.

der Welle stattfinden muss, um die Messwerte zu erhalten. Mit steigender Fluenz nimmt die Phasenverschiebung weiter zu, wie in dem blauen und in dem grünen Fit zu erkennen ist. Die schwarze Messreihe bei $z = 70 \mu\text{m}$ und einer Fluenz von $0,32 \text{ J/cm}^2$ erreicht eine Phasendifferenz von annähernd $\lambda/2$, was bedeutet, dass im Zentrum der Überlagerung fast destruktive Interferenz vorliegen sollte. Diese Entwicklung spiegelt sich in der rechten Messreihe wieder, wobei in dieser nur drei Messkurven ausgewertet werden konnten, da in Aufnahme 7 noch keine Interferenzringe zu erkennen sind.

Betrachtet man vor diesem Hintergrund die Aufnahmen genauer, so ist bei der Entwicklung des zentralen Interferenzflecks gut zu erkennen, wie dieser kleiner wird und in den Bildern 5 und vor allem 10 nahezu verschwunden ist. Somit ist es durchaus plausibel, dass es im Zentrum des Interferenzmusters zu einer immer größer werdenden Phasenverschiebung kommt, die hin zu destruktiver Interferenz strebt. Die Phasenverschiebung ϕ_r ist in Abbildung 6.5 links grafisch dargestellt und verdeutlicht den Verlauf der Phasenverschiebung. Rote Kreuze korrespondieren zu den Messwerten aus der linken Messreihe aus Abbildung 6.2 (Bilder 1 bis 5) und blaue Kreuze entsprechen der rechten (Bilder 6 bis 10).

Der weitere Freiheitsgrad des Fits, die Differenz der Radien a ist auf der rechten Seite der Abbildung 6.5 dargestellt. Bei diesem ist keine eindeutige Tendenz zu erkennen, es scheint jedoch so, als ob die Differenz der Radien mit steigender Fluenz zunimmt. Anhand des Fits und der Auswertung ist an dieser Stelle nicht zu entscheiden, ob die Differenz positiv oder negativ ist.

Die Ergebnisse lassen es zu, den ablaufenden Prozess schlüssig zu erklären. Ausgehend von den Aufnahmen des reflektierten Laserlichts in Abbildung 6.2 ist nicht zu entscheiden,

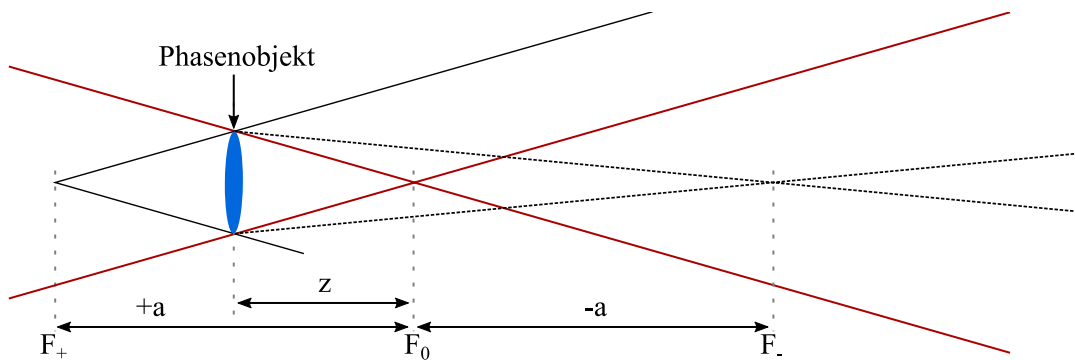


Abbildung 6.6: Schematische Darstellung eines Phasenobjekts (blau), das im fokussierten Laserstrahl positioniert wird. Es handelt sich hierbei um eine vereinfachte Geometrie, die die Reflexion am Target und somit die Richtungsänderung außer Acht lässt. Die roten Linien zeigen dabei den Verlauf des Lichts, wenn dieses nicht durch das Phasenobjekt lief. Das gesamte Licht, welches außerhalb des Phasenobjekts propagiert (der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet), behält seine ursprüngliche Divergenz. Die beiden schwarzen Linien stellen die Divergenz dar, die aus den jeweiligen kalkulierten Krümmungsmittelpunkten F_{\pm} resultiert.

welcher Art die Veränderung ist, die auf dem Target stattfindet. Es kann sich sowohl um eine Vertiefung in der Oberfläche handeln, die das Laserlicht fokussiert und somit dafür sorgt, dass der zentrale Strahl eine andere Divergenz aufweist, als auch um einen Abtrag von Material, der die Phasenfrontkrümmung durch seine dispersiven Eigenschaften verändert. Dies wird im Folgenden als Phasenobjekt bezeichnet und ist in Abbildung 6.6 schematisch in blau dargestellt. Für diese Diskussion werden drei Fokuspositionen eingeführt, die in Abbildung 6.6 eingezeichnet sind. F_0 ist der Fokus der Parabel, der den Abstand r_0 zum Schirm hat. In diesen wird das Licht fokussiert, das keine Veränderung erfährt. F_{\pm} sind zu diesem um den Abstand $\pm a$ verschoben. Es sind die beiden Foki, welche die passende Divergenz aufweisen, um das Interferenzbild zu erklären. Dabei stellt der rote Strahlengang den Grenzfall des Verlaufs des Lichts dar. In diesem Fall läge der Fokus des Laserpulses in der Entfernung z hinter dem Target. Aus den Kalkulationen zu Bild 2 in Abbildung 6.2, also einer Entfernung von $z = 100 \mu\text{m}$ vom Fokus bei F_0 ergibt sich ein zweiter Brennpunkt F_{\pm} , der sich $\pm 200 \mu\text{m}$ von diesem entfernt befindet.

Aus den Fitergebnissen für a kann, da $a > z$ gilt, abgeleitet werden, dass der zentrale Strahlanteil nicht stärker fokussiert, sondern defokussiert wird. Anschaulich wird dies bei der Betrachtung der Abbildung 6.6 klar. Licht, das in F_- fokussiert wird, muss von dem Phasenobjekt immer defokussiert werden, da die Brennweite vergrößert wird. Licht aus dem virtuellen Fokus F_+ muss so stark defokussiert werden, dass es schon vor dem Fokus F_0 divergent ist. Eine härtere Fokussierung des zentralen Strahlanteils kann nur dann vorkommen, wenn $a < z$ gilt, da dann F_+ zwischen dem Target und F_0 läge.

Somit können wichtige Aussagen über die Art der Oberflächenveränderung gemacht werden. Da der zentrale Strahl für keine der gefitteten Messungen härter fokussiert wird, kann die Divergenz nicht auf eine Vertiefung des Targets zurückzuführen sein, die zwangsläufig wie ein

Hohlspiegel fokussieren würde. Es muss sich also um ein dünnes Phasenobjekt, also eine Gas- oder Plasmablase, auf der Oberfläche handeln.

Dieses Phasenobjekt wird, da auch das Pedestal ein gaußsches Strahlprofil hat, in der Mitte entweder eine höhere Dichte und/oder eine größere Ausdehnung besitzen, ebenso wie eine konvexe Linse.

Daraus folgt, dass das Phasenobjekt trotz seiner konvexen Form defokussierend wirkt, was nur dann der Fall sein kann, wenn dieses einen Brechungsindex n aufweist, der kleiner als der des umgebenden Vakuums ($n = 1$) ist. Wäre der Brechungsindex $n > 1$, so würde sich der Fokus zwischen F_0 und dem Phasenobjekt befinden. Daraus folgt, dass es sich bei dem Phasenobjekt um eine Plasmablase handeln muss, da in einem Plasma der Brechungsindex typischerweise kleiner als 1 ist, wie aus Gleichung 2.51 hervorgeht. Dass bei der Energiedichte und Intensität des Pedestals Ionisation auftreten kann, geht beispielsweise aus [88] hervor³.

Durch den Abgleich der verschiedenen Divergenzen folgt zudem, dass der zweite Fokus bei F_+ liegen muss. In diesem Fall ist das Interferenzbild genauso groß, wie das Profil ohne Interferenzen, wie es in den Messungen zu erkennen ist. Läge der zweite Fokus hingegen bei F_- , so wäre das eine Profil um den Faktor drei kleiner als das ursprüngliche und die Interferenzen dürften nur in einem kleinen Zentrum zu erkennen sein.

Um die Plausibilität dieser Interpretation zu prüfen, wird im Folgenden eine Abschätzung zur Blasengröße vorgenommen und daraus die nötige Elektronendichte berechnet. Dazu wird die in Abbildung 6.7 dargestellte Geometrie angenommen und die Elektronendichte n_e mithilfe der oben ermittelten Phase für dieses mögliche Szenario berechnet. Dabei wird zur Vereinfachung angenommen, dass die Elektronendichte konstant ist und nicht, wie es in Realität sein wird, exponentiell in den Raum abfällt⁴. Ganz allgemein gilt für die Phasendifferenz ϕ_r der Zusammenhang

$$\phi_r = \phi_1 - \phi_2 = \frac{x \cdot 2\pi}{\lambda} (n_1 - n_2). \quad (6.6)$$

Hierbei sind n_1 und n_2 die Brechungsindizes der durchlaufenen Medien der jeweiligen Wege. Für den Strahlanteil am Rand des Strahlprofils kann $n_1 = 1$ eingesetzt werden, da angenommen wird, dass sich in dessen Weg noch kein Material ausgebreitet hat und der Puls somit weiterhin durch Vakuum propagiert. Der Strahlanteil im Zentrum des Strahlprofils durchläuft ein Plasma, weshalb n_2 durch n_p (Gleichung 2.51) ersetzt werden kann. Die Länge des Weges durch das Plasma x kann

³In dieser Arbeit wird gezeigt, dass mittels eines Laserpulses schon bei Fluenszen von 300 mJ/cm^2 große Kohlenstoffcluster ionisiert werden können. Dies resultiert daraus, dass die Ionisierungsenergie bei großen Clustern deutlich abgesenkt wird. So sinkt diese von $11,3 \text{ eV}$ für ein neutrales Kohlenstoffatom auf $7, 2 - 9, 6 \text{ eV}$ [88]. Da Glaskohlenstoff, wie auch große Kohlenstoffcluster, aus großen Flächen sp^2 -hybridisierten Kohlenstoffs aufgebaut ist [89], wird auch in diesem die Reduktion auftreten.

⁴Die Berechnung eines solchen Abfalls wäre unter Umständen möglich, wenn genau bekannt wäre, welche Spezies von Kohlenstoffmolekülen oder -atomen aus dem Target austreten und ab welchem Zeitpunkt dies geschieht. Es ist aufgrund der Messergebnisse hier nicht unterscheidbar, ob die Expansion am Ende des 4 ns Pulses startet und schnell abläuft oder irgendwann in der Mitte beginnt und etwas langsamer von statten geht.

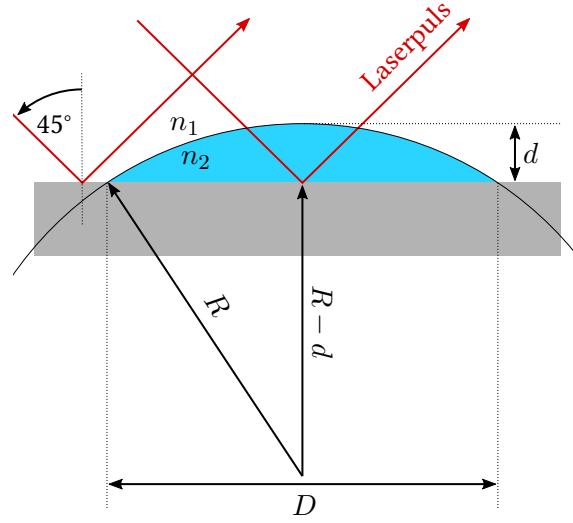


Abbildung 6.7: Schematische Darstellung des unterschiedlichen Weges der beiden interferierenden Strahlenteile. Der eine propagiert nur durch das Vakuum mit Brechungsindex $n_1 = 1$, bis er das Target (grau) erreicht und an diesem reflektiert wird. Der andere Anteil propagiert eine gewisse Wegstrecke $x \approx 2\sqrt{2} \cdot d$ durch die Plasmablase, wodurch es zu einer Phasendifferenz ϕ_r zwischen den beiden Strahlen kommt. Die Ausdehnung d kann mit dem Durchmesser D berechnet werden.

durch $x \approx 2\sqrt{2} \cdot d$, wie es in Abbildung 6.7 verdeutlicht wird, abgeschätzt werden. Somit wird Gleichung 6.6 zu

$$\phi_r = \frac{4\pi\sqrt{2}d}{\lambda} \left(1 - \left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right) \quad (6.7)$$

und kann mit Gleichung 2.45 und $\omega_L = 2\pi c/\lambda$ umgeschrieben werden zu

$$\phi_r = \frac{4\pi\sqrt{2}d}{\lambda} \left(1 - \left(1 + \frac{n_e e^2 \lambda^2}{4\pi^2 c^2 m_e \epsilon_0} \right)^{-\frac{1}{2}} \right). \quad (6.8)$$

Die Elektronendichte n_e lässt sich somit in Abhängigkeit von der Ausdehnung des Phasenobjekts d bestimmen durch

$$n_e(d) = n_c \left(\left(1 - \frac{\phi_r \lambda}{4\pi\sqrt{2}d} \right)^{-2} - 1 \right), \quad (6.9)$$

wobei die Gleichung 2.47 genutzt wurde, um n_c zu substituieren.

Als Durchmesser des Objekts wird $D = 7 \mu\text{m}$ angenommen, da anzunehmen ist, dass die Ausbildung des Phasenobjekts direkt mit der der Vertiefung in Kapitel 6.2 zusammenhängt. Als Radius R wird der Abstand zwischen der Targetposition und der zweiten Fokusposition F_+ gewählt, damit folgt $R = a - |z| = 100 \mu\text{m}$. Dadurch wird die konvergente Wellenfront in erster Näherung auf dem Weg durch das Plasma bis zum Target kollimiert und auf dem Weg

nach draußen divergent⁵. Daraus folgt, dass die zentrale Dicke der Blase $d = 61$ nm beträgt. Durch Einsetzen in die Gleichung 6.9 ergibt sich eine Elektronendichte $n_e = 1,1 \times 10^{27} \text{m}^{-3}$, was knapp unter der kritischen Dichte für den Laserpuls von $n_c = 1,8 \times 10^{27} \text{m}^{-3}$ liegt und 1,5 % der Teilchendichte von Glaskohlenstoff $n_{GK} = 7,5 \times 10^{28} \text{m}^{-3}$ entspricht. Wenn man davon ausgeht, dass jedes Kohlenstoffatom im Plasma einfach ionisiert ist, muss somit eine Schichtdicke von etwa 1 nm in der Mitte unterhalb der Plasmablase abgetragen werden, um die nötige Phasenverschiebung hervorzurufen.

Mittels einer Geschwindigkeitsmessung der durch Ablation abgetragenen Kohlenstoffatome aus [90] kann berechnet werden, dass die Kohlenstoffatome beziehungsweise -ionen etwa 21 ps benötigen, um diesen Weg zurückzulegen. Dies bedeutet, dass die Expansion des Plasmas erst ganz zum Schluss der Wechselwirkungszeit des 4 ns langen Pedestals einsetzt, wenn genug Energie deponiert wurde. Dies passt gut zu den Messergebnissen, die ein schlagartiges Auftreten oder Verschwinden des Effekts zeigen, wenn die Grenzfluenz gerade erreicht ist, wie bei Vergleich der Bilder 2 und 7 in Abbildung 6.2 deutlich zu erkennen ist. Ebenfalls kann dies durch Simulationen in [91] bestärkt werden, durch die gezeigt wurde, dass die Geschwindigkeit des Dampfes an der Oberfläche nach 3,4 ns schlagartig zunimmt. Zu beachten ist, dass diese Simulationen einen Umgebungsdruck von 1 atm berücksichtigt haben und der Laserpuls eine Pulsdauer von 6 ns mit einer Fluenz von 2 J/cm^2 aufweist, wodurch diese Daten nicht direkt vergleichbar sind.

Die immer größere Phasenverschiebung, die bei höheren Intensitäten einsetzt, lässt sich nach dieser Abschätzung dadurch erklären, dass durch früheres Erreichen der Grenzfluenz auch die Expansion des Plasmas früher einsetzt und der Laserpuls somit einen längeren Weg durch dieses zurücklegt. Dabei scheint die Struktur der Plasmablase weitgehend gleich zu bleiben, da sich der Radius nicht deutlich ändert. Die leichte Zunahme des Radius kann daraus resultieren, dass die Randbereiche des Plasmas mit früherem Erreichen der Grenzfluenz genug Zeit haben, die notwendige Dichte beziehungsweise Dicke zu erreichen.

6.2 AUSBILDUNG EINER KONKAVEN VERTIEFUNG

Wird das Target weiter in Richtung der Fokusposition verfahren, so erhöht sich die Fluenz, wodurch die Wechselwirkung stärker beeinflusst wird. Schon in Abbildung 6.2 ist in Bild 10 deutlich zu erkennen, dass sich neben dem zentralen Interferenzmuster noch eine weitere Struktur ausbildet, die wesentlich größer ist. Um diese besser zu erkennen, wurden in Abbildung 6.8 daher größere Ausschnitte des Schirms gezeigt. Es ist deutlich erkennbar, dass die Beugungsstruktur mit zunehmender Fluenz immer deutlicher zum Vorschein kommt und auch mehr Ringe zu erkennen sind. Diese großen Ringstrukturen sind nicht mit der Methode des vorherigen Kapitels zu erklären. Dies liegt daran, dass es sich um Beugungsringe handelt, wie die folgenden Untersuchungen zeigen. Da es sich bei dem beugenden Objekt sowohl um eine Vertiefung als auch um eine Blase

⁵Die Tatsache, dass der erste Durchlauf durch das Plasma zu einer Kollimierung des Strahls führt, resultiert daraus, dass der angenommene Krümmungsradius genau dem negativen Abstand zum realen Fokus entspricht. Somit ist die Wellenfront nach dem zweiten Durchlauf genau umgekehrt gewölbt.

handeln kann und dies einen entscheidenden Einfluss auf die folgenden Abschätzungen hat, wird die Diskussion darüber vorab geführt.

Für die Entstehung einer Plasmablase wird ein massiver Materialabtrag benötigt, der es ermöglicht, dass die kritische Dichte in dem Plasma mittels Ionisation des Hauptpulses vor dem Target überschritten wird. Da relativ viele Beugungsringe zu erkennen sind und diese zudem einen gut Kontrast aufweisen, muss diese an einer scharf begrenzten Struktur geschehen, die Plasmablase also einen steilen Gradienten aufweisen. Da die Teilchen durch einen thermischen Prozess freigesetzt werden, sollten diese eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Geschwindigkeit aufweisen. Es kann sich nur durch beispielsweise eine Schockwelle ein steiler Dichtegradient ausbilden, der zur Erklärung beitragen kann. Solche Dichtegradienten treten typischerweise bei Experimenten und Simulationen von Nanosekundenlasern auf, die in einer umgebenden Gasatmosphäre durchgeführt werden [92, 93] und resultieren aus einer Kompression durch einen schnellen Anstieg des Verdampfens. Dies ist nicht für den vorliegenden Fall anwendbar, da alle Experimente im Vakuum stattfinden.

Für Laserintensitäten, die die vorliegende um mehr als zwei Größenordnungen überschreiten⁶, kann es zu einer *phase explosion* des Materials kommen, die eine Dichtewelle generiert. Dieses Phänomen stellt jedoch keine Erklärung für den hier gezeigten Fall dar, da die Intensität nicht erreicht wird. Des Weiteren geht aus [94] hervor, dass Phasenexplosionen erst nach der Vollendung der Energiezufuhr des Laserpulses stattfinden. Da das Pedestal nahtlos in den Hauptpuls übergeht, liefert dies in diesem Fall keine Begründung für eine Schockwelle.

Weitaus wahrscheinlicher ist die Ausbildung einer Vertiefung, die sich durch den stattfindenden Materialabtrag ausbilden muss. Die Diagnostik dieser Vertiefungen nach der Wechselwirkung zeigt, dass diese in dem vorliegenden Intensitäts- und Fluenzbereich eine deutliche radiale Form haben, die zudem eine deutliche Kante aufweisen. Dies ist sowohl bei Metallen [56] als auch Halbleitern [80] der Fall. Des Weiteren geht aus [91] hervor, dass das Wachstum dieser Vertiefung schon während der Wechselwirkung des Laserpulses mit Beginn des Verdampfungsprozesses einsetzt, so dass bereits eine Eindellung vorhanden ist, wenn der Hauptpuls auf das Target trifft.

Im Folgenden wird daher davon ausgegangen, dass das beugende Objekt eine Vertiefung ist, die im Zentrum des Laserpulses durch das Pedestal entsteht und eine kleinere Ausdehnung als der Laserpuls aufweist.

Die ersten Auswirkungen des Materialabtrages sind schon in Abbildung 6.2 (vor allem in den Bildern 5 und 10) zu erkennen, wenn sich neben den untersuchten Interferenzringen größere Beugungsmuster ausbilden, die teils noch unstrukturiert sind. Dies wird besonders deutlich, wenn die Fluenz des Pedestals auf über $F = 0,37 \text{ J/cm}^2$ steigt. In Abbildung 6.8 ist zu erkennen, dass das Auftreten des Beugungsmusters mit zunehmender Fluenz immer dominanter wird, wobei im Zentrum immer noch eine Störung durch den im vorherigen Kapitel diskutierten Interferenzeffekt auftritt. Die gerade bei diesen Aufnahmen immer dominanter werdende spektrale Veränderung

⁶Bei $z = 50 \text{ }\mu\text{m}$, wo die Beugung schon deutlich zu erkennen ist, hat das Pedestal eine Intensität von $1,2 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ und bei $z = 0 \text{ }\mu\text{m}$ erreicht dies im vorliegenden Fall $1,4 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$. *Phase explosion* tritt aber erst ab einer Intensität von $\geq 5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ auf [94].

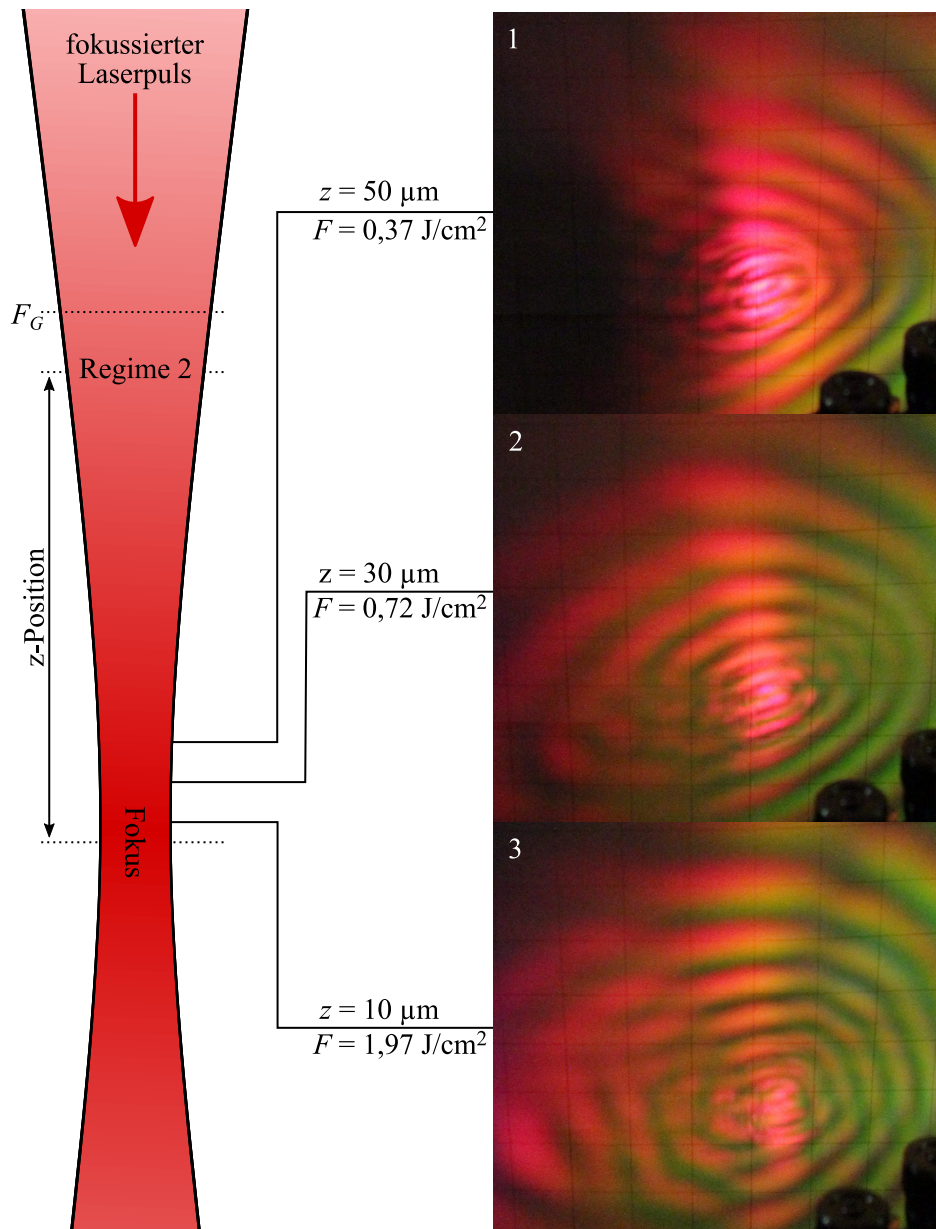


Abbildung 6.8: Die Aufnahmen zeigen das reflektierte Laserlicht eines Glaskohlenstoff-Targets, das auf einem Schirm im Abstand $d_1 = 12,7 \text{ cm}$ aufgefangen wird. In der Mitte sind immer noch die Einflüsse der Interferenz aus Abbildung 6.2 zu erkennen, während sich im äußeren Bereich große Beugungsstrukturen zeigen.

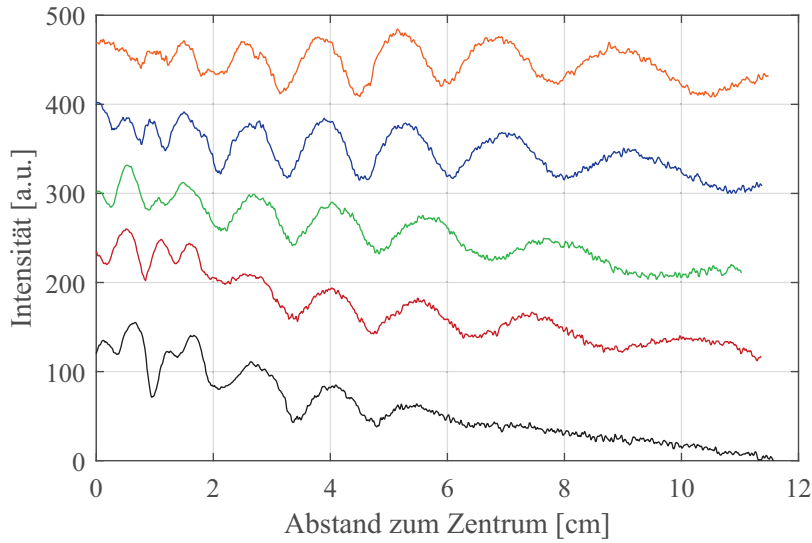


Abbildung 6.9: Lineouts der Beugungsringe in Abbildung 6.8. Zur besseren Unterscheidbarkeit der einzelnen Lineouts wurde diesen jeweils ein Intensitätsoffset hinzugefügt. Der Bereich zwischen 0 cm und 2 cm entspricht der Hälfte des Zentrums, dessen Strukturen durch Interferenzeffekte moduliert werden. Für Abstände größer als 2 cm beginnt die Beugungsstruktur. Die z -Positionen und Intensitäten entsprechen den folgenden Farben: schwarz ($z = 50 \mu\text{m}$, $F = 0,37 \text{ J/cm}^2$), rot ($z = 40 \mu\text{m}$, $F = 0,50 \text{ J/cm}^2$), grün ($z = 30 \mu\text{m}$, $F = 0,72 \text{ J/cm}^2$), blau ($z = 20 \mu\text{m}$, $F = 1,1 \text{ J/cm}^2$) und orange ($z = 10 \mu\text{m}$, $F = 1,97 \text{ J/cm}^2$).

wird im folgenden Kapitel näher untersucht. Die spektrale Aufspaltung ist dabei auf die Beugung zurückzuführen.

Zur genauen Analyse der Ausbildung der Vertiefung werden Aufnahmen ausgewertet, die an den z -Positionen von $z = 50 - 10 \mu\text{m}$ aufgenommen wurden. Wie schon im vorherigen Kapitel beschrieben werden dazu vertikale Lineouts aus der oberen Hälfte der Aufnahmen entnommen. Drei dieser Aufnahmen sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Die ermittelten Lineouts sind in Abbildung 6.9 gezeigt. Auf diesen ist wie auch schon in den Bildern zu erkennen, dass die Beugungsstruktur mit steigender Fluenz, also näher am Fokus, deutlicher wird. Außerdem ist erkennbar, dass die Beugungsringe etwas näher zusammenrücken, was auf eine Zunahme des Durchmessers des beugenden Objektes hindeutet.

Ebenfalls fällt auf, dass die Intensität der Beugung entlang der vertikalen Achse höher ist. Dies resultiert eventuell aus der Schiefstellung des Targets, wodurch die Struktur auf der Oberfläche eine elliptische Form aufweist. Deren linke und rechte Seite haben damit unterschiedliche Abstände zum Schirm. Somit liegt eine Art Lochblende vor, bei der eine dominante Aufbeugung in vertikaler Richtung stattfindet. Aus diesem Grund wird die Kalkulation des vertikalen Durchmessers D_v der Beugungsstruktur mittels Beugung am Loch bestimmt und mit der Beugung am Spalt verglichen.

Wird Licht an einem Spalt des Durchmessers D gebeugt, so lassen sich die Position des m -ten Beugungsmaximums durch

$$\sin(\alpha_m) = \frac{2m + 1}{2D} \cdot \lambda \quad (6.10)$$

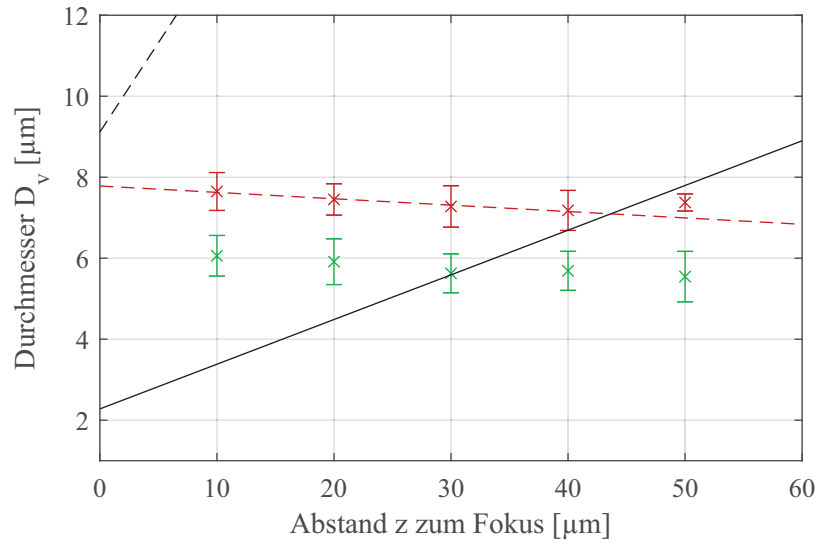


Abbildung 6.10: Übersichtsdarstellung zur Ausbildung der Vertiefung. In rot und grün sind die ermittelten Vertiefungsdurchmesser aus den Lineouts in Abbildung 6.9 mit deren Standardabweichungen dargestellt. Dabei entsprechen die rot eingezeichneten Werte den Durchmessern der Gleichung 6.12 und die grünen resultieren aus Gleichung 6.10. Die rote gestrichelte Linie ist ein linearer Fit durch die roten Messwerte von 10 - 40 μm , der die Tendenz der Entwicklung anzeigt. Dieser folgt der Funktion $f(x [\mu\text{m}]) = -0,016 \cdot x [\mu\text{m}] + 7,8 \mu\text{m}$. Die durchgezogene schwarze Linie entspricht $w_I(z)$ und die gestrichelte $4w_I(z)$.

ausdrücken. Der Öffnungswinkel α_m kann hier einfach mittels der trigonometrischen Funktionen durch $\alpha = \arctan(x_m/r_0)$ berechnet werden. Bei der Beugung an einer Lochblende ist dies deutlich komplizierter. Der Intensitätsverlauf der Beugungsstruktur wird durch

$$I(r) = I_0 \cdot \left(\frac{2J_1(\pi r)}{\pi r} \right) \quad \text{mit } r = \frac{Dx}{\lambda r_0} \quad (6.11)$$

beschrieben. J_1 ist dabei die Besselfunktion erster Art, die den Verlauf des Intensitätsprofils maßgeblich bestimmt. Die ersten sechs Maxima können, wenn man die Besselfunktion gelöst hat, durch

$$\sin(\alpha_m) = \xi_m \frac{\lambda}{D} \quad (6.12)$$

ausgedrückt werden, wobei für ξ_m gilt: $\xi_1 = 1,63$, $\xi_2 = 2,67$, $\xi_3 = 3,69$, $\xi_4 = 4,7$, $\xi_5 = 5,71$, $\xi_6 = 6,71$ und $\xi_7 = 7,71$. Betrachtet man den Intensitätsverlauf der einzelnen Interferenzringe, die an der Stelle der Lineouts jeweils einen vertikalen Farbverlauf von grün nach rot aufzeigen, so liegen die Intensitätsmaxima stets im orangefarbenen Spektralbereich. Daher wird für die Kalkulationen bei diesen Auswertungen eine Wellenlänge von $\lambda = 600 \text{ nm}$ angenommen.

Abbildung 6.10 zeigt die Ergebnisse der Analysen, die anhand der beiden oben beschriebenen Methoden durchgeführt wurden. Die Durchmesser, die mittels der Berechnung zur Beugung an einem horizontalen Spalt, also mit Gleichung 6.10 ermittelt wurden, sind in der Abbildung grün dargestellt. Sie liegen alle im Schnitt knapp unter $6 \mu\text{m}$ und weisen eine steigende Tendenz hin

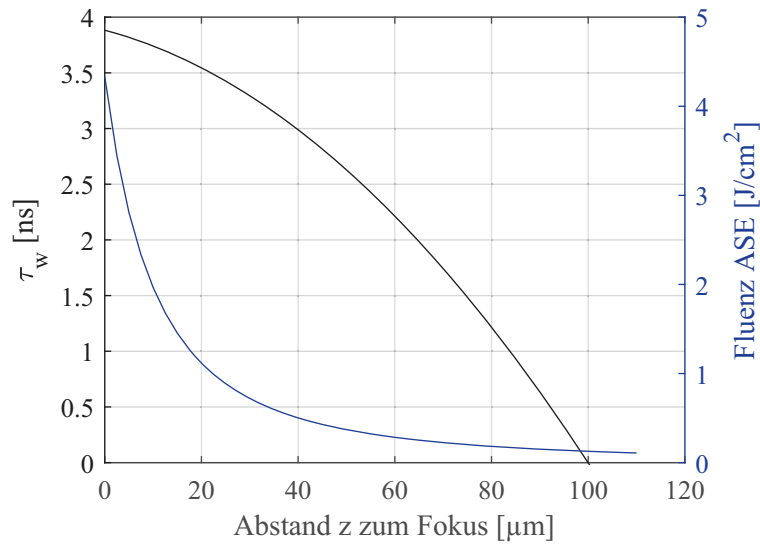


Abbildung 6.11: Dargestellt sind in blau die Fluenz des Pedestals (ASE) in Abhängigkeit vom Abstand zum Fokus und in schwarz die Wechselwirkungszeit τ_w des Pedestals nach Überschreitung der Grenzfluenz von $0,13 \text{ J/cm}^2$.

zum Fokus auf. Mittels der Auswertung hinsichtlich der Beugung an einem radialsymmetrischen Objekt, also mittels Gleichung 6.12 liegt der kalkulierte vertikale Durchmesser D_v der Vertiefung zwischen $7 \mu\text{m}$ und $8 \mu\text{m}$ und weist ebenfalls eine steigende Tendenz auf. Dabei wird bei dieser Methode der Messpunkt zur Position $z = 50 \mu\text{m}$ aus der Wertung genommen, da sich hier noch keine radiale Beugungsstruktur ausgebildet hatte, wie in Bild 1 der Abbildung 6.9 zu erkennen ist.

Da der Laserstrahl ein radialsymmetrisches Profil aufweist, das auch nach der perfekten Reflexion erhalten bleiben sollte, und sich die beiden Halbachsen der Ellipse auf dem Target nur um den Faktor $\sqrt{2}$ unterscheiden, wird hier angenommen, dass die Auswertung mittels Beugung am Loch näher an der Realität liegt.

Durch einen linearen Fit wird die langsame Zunahme des Durchmessers des Loches verdeutlicht, wobei ein linearer Fit aufgrund der vorliegenden Messwerte und nicht aus einem bekannten physikalischen Zusammenhang, der äußerst komplex ist, gewählt wurde. Dieser Fit ergibt einen Lochdurchmesser von $7,8 \mu\text{m}$ an der Stelle des Fokus für die verwendete 5 Zoll Parabel. Zu beachten ist, dass die ausgeleuchtete Fläche zum Fokus hin abnimmt und somit die Fluenz, die proportional zu $1/w_f^2$ ist, stark zunimmt, wie in Abbildung 6.11 zu erkennen ist. Außerdem nimmt die Wechselwirkungszeit τ_w , die für die Expansion des Kraters und des Plasmas zur Verfügung steht, immer weiter zu, da die Grenzfluenz mit steigender Fluenz immer früher überschritten wird. Die Zunahme dieses Zeitraums wird durch die schwarze Kurve dargestellt. Während der Wechselwirkung sollte der Zuwachse der Tiefe der Vertiefung in etwa linear verlaufen, sobald die nötige Energie deponiert wurde, wie aus den Simulationen in [91] hervorgeht.

Die Ausbildung dieser Vertiefung ist also eine Überlagerung vieler Einflüsse und an dieser Stelle kann nur auf den Durchmesser geschlossen werden. Somit bleibt offen, welcher Einfluss

den größten Effekt hat. Durch die ermittelten Messwerte kann jedoch mithilfe des linearen Fits eine sinnvolle Abschätzung für die Größe der Vertiefung im Fokus vorgenommen werden. Diese ist besonders wertvoll um Abschätzungen im Regime $F \gg F_G$ vorzunehmen.

6.3 INTERAKTION DES LASERPULSES MIT DER VERÄNDERTEN TAR-GETOBERFLÄCHE

Wird die Fokusgröße weiter reduziert, wodurch gleichzeitig die Fluenz vergrößert wird, so gelangt man in den Bereich $F \gg F_G$, der in Abbildung 6.1 d) dargestellt ist. Hierzu wurde eine 3 Zoll Parabel verwendet, bei der die Strahltaile von $w_{0,I} = 1,4 \mu\text{m}$ erreicht und die Fluenz somit 12 J/cm^2 beträgt. Dies ist deutlich kleiner als bei der 5 Zoll Parabel ($w_{0,I} = 2,3 \mu\text{m}$, $F = 4,3 \text{ J/cm}^2$), aber durch die wesentlich höhere Fluenz sollte die zentrale Vertiefung in etwa den gleichen Durchmesser erreichen. In Abbildung 6.10 sieht man, dass die Vertiefung schon unter diesen Bedingungen einen Durchmesser von fast $4w_I$ erreicht. Im Folgenden wird daher davon ausgegangen, dass der Durchmesser D der Vertiefung größer als $4w_I$ des Laserpulses ist. Somit findet die komplette Wechselwirkung in dieser Vertiefung beziehungsweise der Plasmablase statt. Daher kommt es weder zu Beugungsphänomenen an Kanten, noch zu harten Phasenübergängen zwischen zwei Strahlanteilen. Da die Verdampfung, die Entstehung des Plasmas, sowie die Ausbildung der Vertiefung stark von den Laserparametern des Pedestals abhängen und der Hauptpuls zudem eigene Fluktuationen aufweist, kommt es bei dieser Wechselwirkung zu besonders starken Schwankungen. Diese sorgen für unterschiedliches *pointing* des reflektierten Lichts, Veränderung der spektralen Verbreiterung, vereinzelt auftretende Beugungsphänomene, die jedoch unstrukturiert bleiben, und die unterschiedliche Effizienz der Harmonischenerzeugung.

6.3.1 SPEKTRALE VERBREITERUNG UND AUFSPALTUNG

In Abbildung 6.12 sind Aufnahmen des reflektierten Laserlichts eines 7 fs langen Laserpulses zu erkennen, der in der vom Pedestal erzeugten Vertiefung wechselwirkt. Die Schirme sind in beiden Fällen parallel zum Target mit dem Abstand $d_2 = 12,7 \text{ cm}$ ausgerichtet (siehe Abbildung 3.5) und die linke Kante (auch auf der Abbildung auf der linken Seite) befindet sich in etwa bei $\Omega \approx 3^\circ$. Diese wurde so gewählt, damit das Licht, das in die Normale emittiert wird noch in das Harmonischen-Spektrometer gelangen kann, um dort untersucht zu werden (siehe Kapitel 6.3.2). Es ist deutlich zu erkennen, dass im Gegensatz zu den beiden zuvor untersuchten Bereichen, hier keine klaren Strukturen wie Beugungsringe das Bild beherrschen.

Der dominierende Effekt in diesen Aufnahmen ist die ungewöhnliche spektrale Aufspaltung. Auf der linken Seite des Schirms, an der Licht eintrifft, das senkrecht bezogen auf die Targetoberfläche reflektiert wird, ist blaues Licht zu erkennen. Dieses reicht bis in den UV-Bereich und überlagert sich mit dem roten Spektralanteil, weshalb es violett wirkt. Darauf folgend erscheint rotes Licht, also Licht der anderen Seite des sichtbaren Spektrums, das sich nach rechts über gelb nach grün weiter aufspaltet.



Abbildung 6.12: Zwei Aufnahmen des reflektierten Laserlichts eines 7 fs Laserpulses, der mittels einer 3 Zoll Parabel auf ein Glaskohlenstoff-Target fokussiert wurde. Die beiden Aufnahmen sind in unterschiedlichen Experimentierkammern entstanden und der Blickwinkel auf den Schirm ist unterschiedlich. Die Schirme sind parallel zum Target ausgerichtet, die linke Kante weicht in etwa 3° von der Targetnormalen ab und das grüne Licht propagiert in etwa in Reflexionsrichtung. Die Schirme stehen etwa 12,7 cm von dem Target entfernt und die vertikalen Teilstriche haben einen Abstand von einem Zentimeter zueinander. Typische Fluktuationen sind in Abbildung B.3 dargestellt.

Dabei ist vor allem die Anordnung der spektralen Anteile des Lichts erstaunlich, da auf beiden Seiten des aufgespaltenen Spektrums kurzwellige Anteile zu finden sind. Um dies genauer zu quantifizieren, wurde das Licht mittels eines Spektrometers⁷ näher untersucht. Da dieses Spektrometer nicht für den Einsatz im Vakuum geeignet ist, wurde das Licht mittels einer Glasfaser aus der Kammer geleitet. Durch unterschiedliche Positionierung der Glasfaser wurden Spektren in dem Winkel $\Omega = 15 - 70^\circ$ aufgenommen. Da eine Positionierung der Glasfaser in der Targetnormalen, also bei $\Omega = 0^\circ$, im bisherigen experimentellen Aufbau technisch nicht möglich ist, wurde das Target für diese Messreihe um 15° gedreht⁸. Der Einfallswinkel vergrößert sich dadurch auf $\alpha = 60^\circ$. Das reflektierte Laserlicht wäre folglich unter normalen Umständen auch unter dem Reflexionswinkel $\Omega = 60^\circ$ zu erwarten. Da wie üblich gilt, dass der Einfallswinkel dem Reflexionswinkel entspricht, kann man davon ausgehen, dass das Licht, das in diesem Fall unter $\Omega = 15^\circ$ detektiert wird, zu dem korrespondiert, das bei einem $\alpha = 45^\circ$ unter $\Omega = 0^\circ$ zu finden ist, da dieser Winkel der Targetnormalen des gedrehten Targets entspricht.

⁷Bei dem Spektrometer handelt es sich um ein USB2000 der Firma Ocean Optics.

⁸Die Notwendigkeit für diese Rotation resultiert aus der hier verwendeten und außerhalb des Vakuums ansteuerbaren rotierbaren Halterung. Diese ist zu groß, um sie ausreichend nahe an der Parabel positionieren zu können. In späteren Messungen kann wieder der vorherige Aufbau mit einem Einfallswinkel von 45° verwendet werden, da eine schmalere Halterung verwendet werden kann, wenn lediglich feste Winkel Ω untersucht werden sollen.

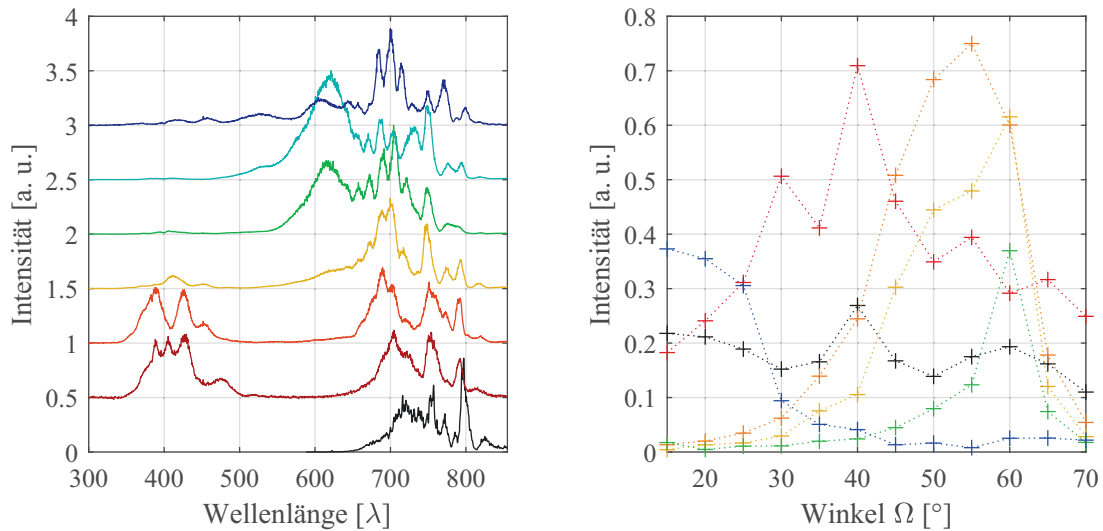


Abbildung 6.13: Spektrale Untersuchung des emittierten Laserlichts im Winkel Ω eines 10 fs Laserpulses, der unter einem Winkel $\alpha = 60^\circ$ auf das Target trifft. Auf der **linken Seite** sind Spektren der unterschiedlichen Winkel Ω abgebildet. Schwarz entspricht dem Laserspektrum vor der Wechselwirkung. Die rote Kurve wurde unter $\Omega = 15^\circ$, die orangefarbene unter $\Omega = 25^\circ$, die gelbe unter $\Omega = 35^\circ$, die grüne unter $\Omega = 45^\circ$, die türkisfarbene unter $\Omega = 55^\circ$ und die blaue unter $\Omega = 65^\circ$ aufgenommen. Auf der **rechten Seite** ist die Emissionsrichtung der einzelnen Farben zu erkennen, wobei die Intensitäten der jeweiligen Farben nicht miteinander zu vergleichen sind, da alle Spektren zuerst normiert wurden und die Spektralbereiche, über die gemittelt wurde, unterschiedlich groß sind. Dabei entspricht schwarz 700 - 850 nm, rot 640 - 700 nm, orange 600 - 640 nm, gelb 570 - 600 nm, grün 490 - 570 nm und blau der Harmonischen H2 mit 360 - 440 nm.

Bei der in diesem veränderten Setting entstandenen Messreihe, die in Abbildung 6.13 ausgewertet ist, wurde ein 10 fs Laserpuls verwendet⁹, was an der Breite des schwarzen Spektrum in der linken Grafik zu erkennen ist. Dabei sind die Spektralanteile oberhalb von 800 nm zu gering gewichtet, da keine Kalibrierung genutzt wurde. Dies ist für den untersuchten Fall nicht von Belang, da sich diese Untersuchung mit dem sichtbaren Spektralanteil befasst.

Die einzelnen, kolorierten Intensitätsverläufe sind Spektren in unterschiedlichen Winkeln Ω . Die rote Kurve repräsentiert das Licht, das in einen Winkel von $\Omega = 15^\circ$ emittiert wurde. Um 750 nm ist deutlich das Laserspektrum zu erkennen. Außerdem gibt es einen zweiten Ausschlag bei der zweiten Harmonischen. Einen sehr ähnlichen Verlauf weist die orange Kurve bei $\Omega = 25^\circ$ auf: in dieser ist das Laserspektrum schon zu etwas kürzeren Wellenlängen verschoben. Ab $\Omega = 35^\circ$ (gelbe Kurve) sind eine deutliche Verbreiterung der kurzwelligen Flanke des Laserspektrums und ein Einbruch des Harmonischensignals zu erkennen. Bei $\Omega = 45^\circ$ (grün) und $\Omega = 55^\circ$ (türkis) ist eine deutliche Blauverschiebung des Spektrums zu erkennen. Bei der blauen Kurve, also $\Omega = 65^\circ$, erstreckt sich das Spektrum schließlich von 400 - 820 nm, es findet anscheinend eine wesentlich größere Blauverschiebung statt.

⁹Der Laserpuls unterscheidet sich bei diesen Aufnahmen deutlich im Spektrum und der erreichten Pulsdauer (10 fs) von den anderen ultrakurzen Pulsen (<8 fs), die in dieser Arbeit genutzt wurden, da die Aufnahmen noch vor der Optimierung der Hohlleiter am PHASER entstanden sind.

Um diesen Verlauf spektral genauer zu beleuchten, ist in Abbildung 6.13 rechts die Emissionsrichtung einzelner Spektralfarben sowie des Laserlichts dargestellt. Für diese Auswertung wurden je 5 Spektren pro Winkel aufgenommen, die dann gemittelt und zur besseren Darstellung der Emissionsrichtung normiert wurden. Um die einzelnen Messpunkte zu ermitteln, wurde für den jeweiligen Winkel Ω jeweils über einen gewissen Spektralanteil gemittelt. Dabei entsprechen die Farben der einzelnen Kurven in etwa dem Wellenlängenbereich, den sie repräsentieren, wie der Abbildungsbeschriftung zu entnehmen ist. Es ist auffällig, dass der infrarote (schwarz), sowie der sichtbare Teil des Laserpulses (rot) in allen hier untersuchten Winkeln Ω zu finden ist. Die Kurven beider Anteile bilden ein Maximum bei einem Winkel von $\Omega = 40^\circ$ aus. Grün und gelb hingegen haben einen Peak in der ursprünglichen Reflexionsrichtung. Gelb und orange füllen zudem einen großen Winkel Ω aus, der von $30 - 65^\circ$ reicht. Ebenfalls fällt wieder ins Auge, dass sich die zweite Harmonische anders verhält und zur Targetnormalen hin zunimmt.

Somit wird hier deutlich, dass es eine Blauverschiebung des Laserlichtes abhängig vom Emissionswinkel gibt, die ihr Maximum zu großen Emissionswinkeln hin ausbildet. Außerdem ist zu erkennen, dass die zweite Harmonische nicht in dieses Muster passt. Daher wird auf die Harmonischenerzeugung im folgenden Kapitel separat eingegangen.

Um dieses spektrale Phänomen zu erklären, gibt es zwei Szenarien die sich im Anschluss an das vorherige Kapitel ergeben.

Die erste mögliche Erklärung ist analog zum Strahlengang in einem Wassertropfen beim Regenbogen, hier aber in der Plasmablase, die sich vor dem Eintreffen des Laserpulses gebildet hat. Die Dichte dieser Blase muss dabei hinreichend hoch sein, damit sich das Spektrum durch Ionisation blauverschieben kann (siehe Kapitel 2.1.6), darf aber auf der anderen Seite nicht so groß sein, dass die kritische Dichte $n_c = 1,8 \times 10^{27} \text{ cm}^{-3}$ des Laserpulses durch Ionisation überschritten wird. Ist dies gegeben, so kann der Laserpuls, wie in Abbildung 6.14 a) dargestellt, in die Plasmablase eindringen und wird dabei durch Brechung aufgespalten. Außerdem kann der Laserpuls auf dem Weg spektrale Breite hinzugewinnen, da aufgrund der hohen Intensität Blauverschiebung stattfindet. Dies ist in der schematischen Darstellung nicht berücksichtigt. In Realität geschieht der Vorgang an einem Gradienten der Plasmablase und nicht wie in der Schemazeichnung instantan.

Mithilfe des Brechungsgesetzes

$$n_1 \sin(\alpha) = n_2 \sin(\beta) \quad (6.13)$$

und dem Plasmabrechungsindex (siehe Gleichung 2.51) lässt sich bestimmen, in welche Richtung die verschiedenen Wellenlängen bei dem Übergang abgelenkt werden. Da der Laser aus dem Vakuum auf die Plasmablase trifft, gilt für $n_1 = 1$. Aus Gleichung 2.51 folgt, dass $1 > n_{blau} > n_{rot}$. Damit ergibt sich aus dem Brechungsgesetz bei gleichem Einfallswinkel α für rotes und blaues Licht, dass

$$n_{blau} \sin(\beta_{blau}) = n_{rot} \sin(\beta_{rot}) \quad (6.14)$$

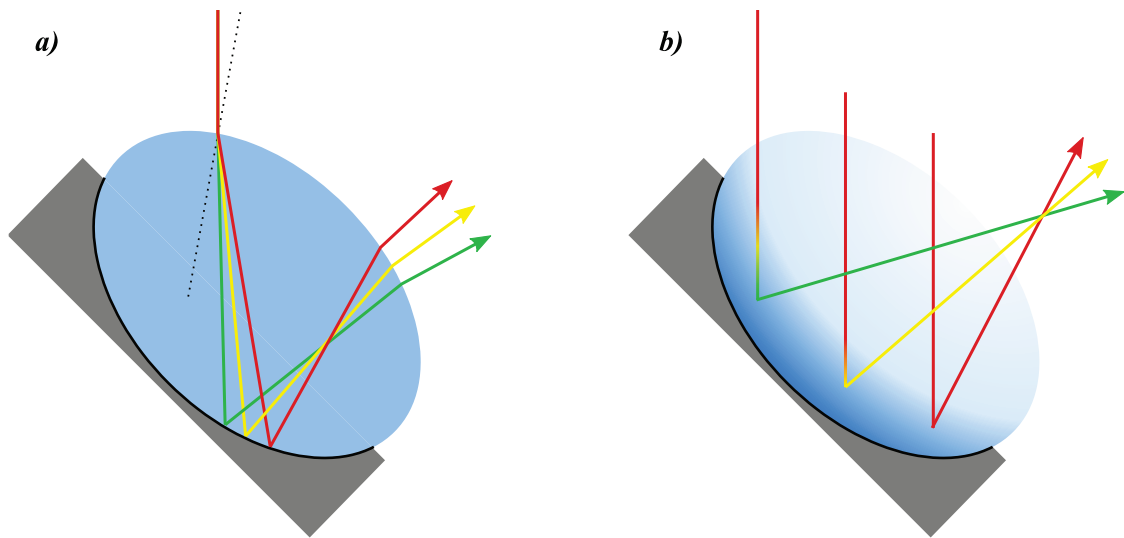


Abbildung 6.14: Dargestellt sind zwei schematische Zeichnungen zu den beiden möglichen Hypothesen zur Erzeugung des spektral aufgespaltenen Laserlichts in Abbildung 6.12. In **a)** geschieht dies mittels einer Plasmablase und in **b)** als Folge der Reflexion am Gradienten in der Vertiefung.

gilt und somit rotes Licht stärker vom Lot weg gebrochen wird als blaues, $\beta_{rot} > \beta_{blau} > \alpha$, da die Sinusfunktion für Winkel zwischen 0° und 90° monoton zunimmt. Somit spaltet sich das Licht invers zu der bekannten Aufspaltung im Prisma oder Regentropfen auf. Dieses Licht wird dann an der Rückseite der Plasmablase, wo die Dichte zum Festkörper hin stark zunimmt, reflektiert. Durch die konkave Form der Auswölbung kann ein Fokus entstehen, so wie es auch bei der Entstehung eines Regenbogens im Wassertropfen der Fall ist. Auf diese Weise entsteht die Aufspaltung des Lichts in der auf dem Schirm beobachteten Reihenfolge.

Die zweite mögliche Erklärung beruht auf der Ausbildung einer Vertiefung, die mit einem sehr dünnen Plasma gefüllt ist, das den Laser nicht stark beeinflusst. Dies ist nach der Überlegung und Erörterung in Kapitel 6.2 die wahrscheinlich zutreffende Erklärung. Sie ist schematisch in Abbildung 6.14 b) dargestellt. Die unterschiedlich starke spektrale Verschiebung des Laserpulses resultiert bei dieser Erklärung daher, dass verschiedene Pulsanteile unterschiedlich lange Gradienten durchlaufen. Der Pulsanteil, der weit links in die Vertiefung eindringt, läuft lange durch einen sehr flachen Gradienten bis er schließlich eine Dichte erreicht, an der er reflektiert wird. Der Pulsanteil auf der rechten Seite trifft sehr steil auf den Gradienten und propagiert somit weniger lange durch den Gradienten bis er die kritische Dichte erreicht. Somit erhalten die unterschiedlichen Pulsanteile je nach Laufweg durch das Plasma unterschiedlich viel Ionisations-Blauverschiebung.

Auch bei dieser Erklärung entsteht durch die konkave Form der Vertiefung ein Fokus, durch den sich die Sortierung der Strahlen umdreht. Bei diesem Fall entspricht das Licht auf dem Schirm der invertierten Farberzeugung in der Vertiefung.

Um die beiden möglichen Erklärungen auf Plausibilität zu prüfen, kann mit Gleichung 2.43 eine Abschätzung der Elektronendichte n_e in Abhängigkeit von dem durchlaufenen Weg im Plasma L_b gemacht werden. Dabei wird die zeitliche Änderung der Elektronendichte für die

folgenden Abschätzungen als Differenzenquotient $\frac{\Delta n_e}{\Delta t} = \frac{n_e(t_2) - n_e(t_1)}{t_2 - t_1}$ ausgedrückt, da kein zeitlicher Verlauf bekannt ist. Für die Zeitdifferenz wird die Pulsdauer $\tau_L = 8$ fs angenommen, da die gesamte Ionisation durch Feldeffekte des Laserpulses geschieht. Da bei der Ausbildung der Vertiefung schon über einen langen Zeitraum Material in das Vakuum abgetragen wurde, wird für beide folgenden Abschätzungen angenommen, dass der Laserpuls durch ein Plasma mit der Elektronendichte $n_e(t_1) = n_c/100$ propagiert, bevor er auf das jeweilige Objekt trifft. Die größte Blauverschiebung, die in Abbildung 6.13 links zu erkennen ist, beträgt etwa 100 nm, von 750 nm (schwarz) nach 650 nm (türkis). Die blaue Kurve zeigt ein derart deformiertes Spektrum auf, dass die Abschätzung einer Zentralwellenlänge nicht sinnvoll ist.

Die benötigte Plasmablase müsste einen Durchmesser von $D_v = 8 \mu\text{m}$ haben, damit der gesamte Querschnitt mit Durchmesser $4w_L$ des Laserstrahls auf sie trifft. Während des Wegs durch die Blase wird ein dynamisches Zusammenspiel zwischen Ionisations-Blauverschiebung und spektraler Aufspaltung stattfinden. Dies ist in der Schemazeichnung nicht dargestellt. Nach der Reflexion an der Rückwand durchläuft das Licht das zuvor ionisierte Plasma. Es findet keine weitere Ionisations-Blauverschiebung statt. Daher wird angenommen, dass das Licht etwa einen Weg von $L_b = 4 \mu\text{m}$ in die Blase hinein zurücklegt, bis die gesamte Blauverschiebung stattgefunden haben muss. Soll diese eine Wellenlänge von $\lambda_b = 650$ nm erreichen, so wird eine Elektronendichte von $n_e = 3,57 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$ benötigt, was $n_c/5$ entspricht. Die Teilchendichte liegt, da der Hauptpuls Kohlenstoff vierfach ionisiert (siehe Kapitel 5.4), nochmals um diesen Faktor unterhalb der kritischen Elektronendichte, also bei $n_c/20$.

In dem Fall einer Reflexion an einem Gradienten in der Vertiefung kann die Elektronendichte fast die kritischen Dichte n_c erreichen, an der der Laser reflektiert wird. Auch im Rahmen dieser Erklärung wird eine Ionisations-Blauverschiebung auf $\lambda_b = 650$ nm betrachtet, die in einer Schicht mit unbekannter Dicke stattfindet. Zum Zeitpunkt t_1 wird weiterhin eine Elektronendichte von $n_e(t_1) = n_c/100$ angenommen, während zum Zeitpunkt t_2 die kritische Dichte, $n_e(t_2) = n_c$, erreicht wird. Daraus berechnet sich anhand der Gleichung 2.43 eine benötigte Schichtdicke von genau einer Wellenlänge $L = \lambda_L = 750$ nm. Diese sinkt für eine Blauverschiebung auf $\lambda_b = 700$ nm auf $L_b = 340$ nm, was etwas geringer als $\lambda/2$ ist. Für die rote Kurve in Abbildung 6.13 findet noch etwa eine Blauverschiebung von ≤ 10 nm statt, was bei $L_b \leq 68$ nm der Fall ist. Dies entspricht $\lambda/11$.

Zusammen mit der Analyse des beugenden Objektes in Kapitel 6.2 wird klar, dass eine Plasmablase nicht als Erklärung für die beobachteten Effekte verantwortlich sein kann, diese aber eventuell beeinflusst. In Kapitel 6.2 wird eine Plasmablase benötigt, die einen scharfe Begrenzung aufweist, durch die der Laser nicht hindurch dringen kann. Hier wird jedoch eine Blase benötigt, deren Transparenz essenziell zur Erklärung beiträgt. Somit weisen an dieser Stelle alle Indizien auf die Ausbildung einer Vertiefung hin, in der die Wechselwirkung an einem Plasmagradienten stattfindet.

6.3.2 HARMONISCHEENERZEUGUNG UNTER EINFLUSS DES PEDESTALS

In der winkelabhängigen Auswertung der Spektren in Abbildung 6.13 ist deutlich zu erkennen, dass die zweite Harmonische hin zur Targetnormalen erzeugt wird. Um zu untersuchen, in welche Raumrichtungen die Harmonischen höherer Ordnungen emittiert werden, wurden Übersichtsaufnahmen mit einer Image Plate (siehe Kapitel 3.2.4) aufgenommen. Zwei Ausschnitte solcher Übersichtsaufnahmen sind in Abbildung 6.15 gezeigt.

Die obere Aufnahme zeigt ein typisches Bild der UV-Strahlung für den Fall, dass das Pedestal die Wechselwirkung deutlich beeinflusst und das Experiment im Bereich $F > F_G$ stattfindet. Bei $\Omega = 47^\circ$ ist zu erkennen, dass sich die Beugung auch auf die Harmonischen auswirkt, die hier in etwa in die Reflexionsrichtung des Lasers abgestrahlt werden. Außerdem sieht man, dass viel XUV-Strahlung relativ ungerichtet in den Raum emittiert wird. Gerade in diesem Bereich weisen die Harmonischen, sowie die Aufnahmen des sichtbaren Laserlichts oft starke Fluktuationen auf. Möglicherweise ist dies ein Grund für die geringe Abweichung der Emissions- von der üblichen Reflexionsrichtung.

Die untere Aufnahme zeigt die Harmonischenemission, sobald der Bereich $F \gg F_G$ erreicht ist. Die Harmonischen werden gerichtet in die Targetnormale $\Omega = 0^\circ$ emittiert. Es ist zu erkennen, dass in diesem Fall keine diffuse oder gebeugte UV-Strahlung mehr in den restlichen untersuchten Winkel Ω emittiert wird. Dabei gibt es eine starke Schwankung der Emissionsrichtung um etwa einen Strahldurchmesser.

Um das Licht, welches in die Targetnormale emittiert wird, genauer zu untersuchen, wurde zuerst wiederum das Spektrometer USB2000 verwendet. Dazu wurde die Glasfaser an dem Targethalter befestigt, so dass diese in dem Winkel $\Omega = 0^\circ$ eingesetzt werden kann. Einige der unter diesem Winkel entstandenen Spektren sind in Abbildung 6.16 dargestellt. Dabei sind in der linken Grafik Spektren von ultrakurzen 9 fs Laserpulsen abgebildet. Um 750 nm herum ist dabei das ursprüngliche Laserspektrum zu erkennen, das jedoch durch die schlechte Effizienz des Spektrometers nur bis 750 nm richtig dargestellt wird. Der infrarote Anteil bis 900 nm liegt außerhalb des Detektionsbereiches. Die zweite Harmonische bei 400 nm tritt sehr deutlich auf und besitzt eine ähnliche Intensität wie der erzeugende Laserpuls. Die Form des Intensitätsverlaufs des Harmonischenspektrums spiegelt dabei die des erzeugenden Laserspektrums wider. In dem blauen Spektrum ist zudem ganz schwach die dritte Harmonische bei 267 nm zu erkennen.

In der rechten Grafik sind die Spektren von kurzen 20 fs Laserpulsen dargestellt. Es ist gut zu erkennen, dass das Laserspektrum blauverschoben ist und nicht mehr seine Zentralwellenlänge bei 790 nm aufweist. Diese ist auch noch leicht in den zweiten Harmonischen zu sehen, die in diesem Fall eine deutlich höhere Intensität als das Laserspektrum aufweisen. Auch die dritte Harmonische ist deutlich zu erkennen, nicht hingegen H4, die noch gerade von dem Spektrometer detektiert werden kann.

Da in dieser Raumrichtung nicht so viel Laserlicht nachgewiesen wurde und unter normalen Umständen gar nicht zu erwarten ist, wurde das Harmonischen-Spektrometer (siehe Kapitel 3.2.1) in $\Omega = 0^\circ$ mit der CCD-Kamera als Detektor betrieben. Dennoch wurde die nullte Ordnung des

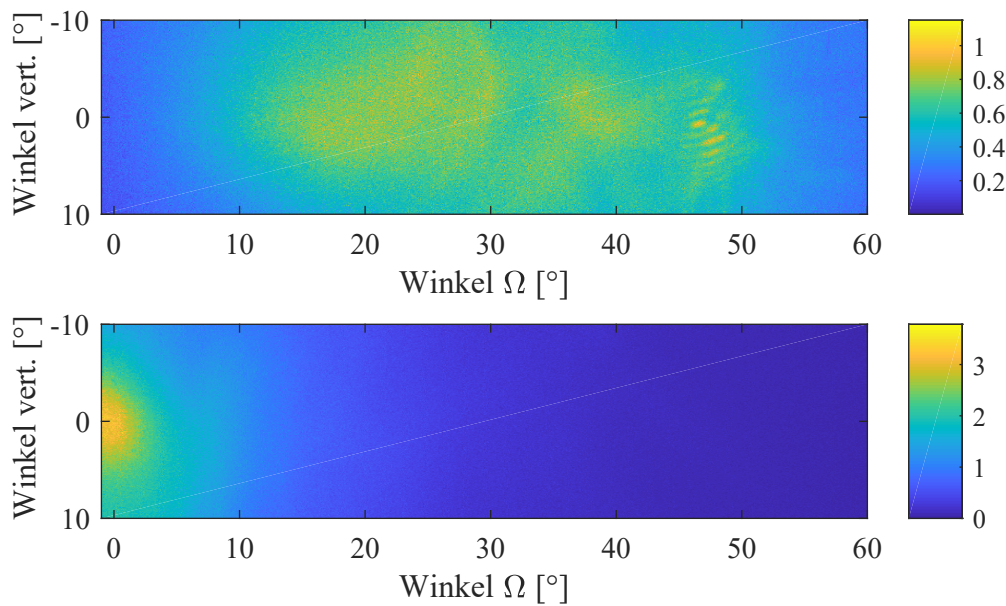


Abbildung 6.15: Dargestellt sind zwei Übersichtsaufnahmen der Harmonischen, die mittels einer Image Plate gemacht wurden. Die Aufnahmen sind von einem einzelnen Laserpuls erzeugt worden. Dabei ist auf der horizontalen Achse der Winkel Ω von -5° bis 60° abgebildet und auf der vertikalen Achse der Öffnungswinkel mit den Grenzen $\pm 10^\circ$. Bei dem **oberen Bild** war das Target $40\ \mu\text{m}$ vor dem Fokus, also im Bereich $F > F_G$ und das **untere Bild** entstand für ein im Fokus positioniertes Target, also im Bereich $F \gg F_G$. Die Farbskala zeigt die Intensität [a.u.] der detektierten UV-Strahlung.

Transmissionsgitters neben den CCD-Chip auf einen Block treffen gelassen, um den CCD-Chip vor dem Laserlicht zu schützen. Auf diese Weise ist es möglich, Spektren von einzelnen Laserpulsen auszuwerten und nicht wie bei der Image Plate über etwa 10^3 Schuss zu summieren.

In Abbildung 6.17 ist ein Vergleich der Harmonischen, die in Regime 1 in Reflexionsrichtung entstehen, mit denen aus Regime 2 in Targetnormale dargestellt (Einteilung der Regime, siehe Abbildung 4.2). In der linken Grafik sind die Harmonischen der ultrakurzen Pulse verglichen und in der rechten die der kurzen. In blau sind jeweils die gemessenen Harmonischen aus Abbildung 5.8 dargestellt, die als Referenz dienen sollen. In den roten und orangefarbenen Harmonischenspektren ultrakurzer Pulse sind keine Harmonischen im eigentlichen Sinne zu erkennen. Lediglich einige Fluktuationen sind um die H4 herum zu beobachten. Sie können daraus resultieren, dass ultrakurze Laserpulse wesentlich anfälliger für die dispersiven Effekte der Gas-/Plasmablase vor dem Target sind und somit nicht mehr komprimiert sind, wenn sie das Target erreichen. Infolgedessen interagieren eventuell verschiedene Wellenlängen des Spektrums zu unterschiedlichen Zeiten miteinander und es tritt das gleiche Phasematching-Problem wie bei der D_3 -Anpassung (siehe Kapitel 5.1) auf. Diesbezüglich ist es auch nicht verwunderlich, dass keine höheren Harmonischen entstehen.

Anders sieht dies in der rechten Grafik der Abbildung 6.17 aus. Wie schon zuvor weisen die Harmonischen kurzer Laserpulse einen deutlich höheren Kontrast auf und entsprechen

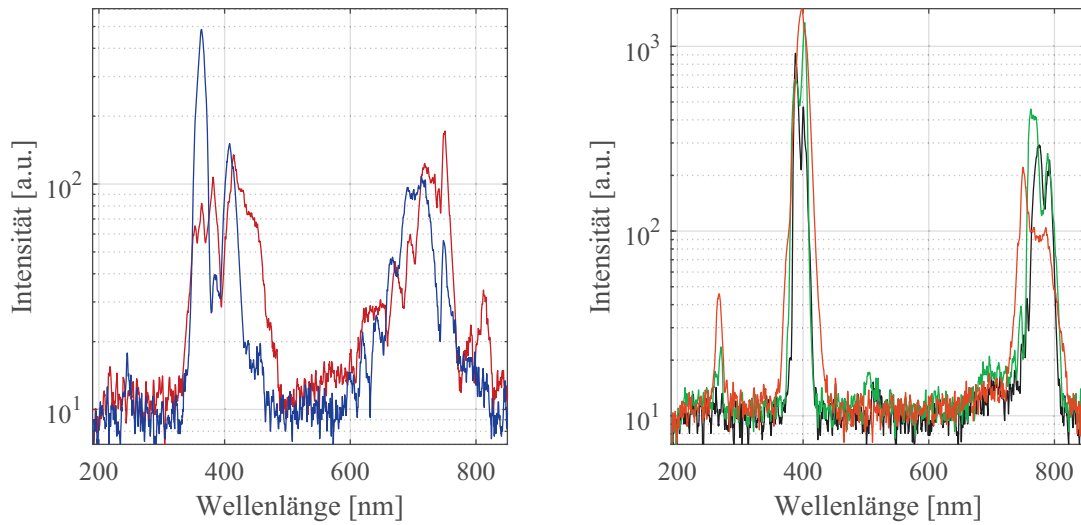


Abbildung 6.16: Gezeigt sind in der Targetnormalen aufgenommene Spektren des reflektierten Lichts. Das Licht wurde mittels einer Glasfaser aus dem Vakuum geleitet und in einem Spektrometer (USB2000) detektiert. Auf der **linken Seite** sind die Spektren von ultrakurzen Pulsen (9 fs) und auf der **rechten Seite** die von kurzen Pulsen (20 fs) dargestellt. Die unterschiedlichen Farben entsprechen je dem detektierten Spektrum eines einzelnen Laserpulses.

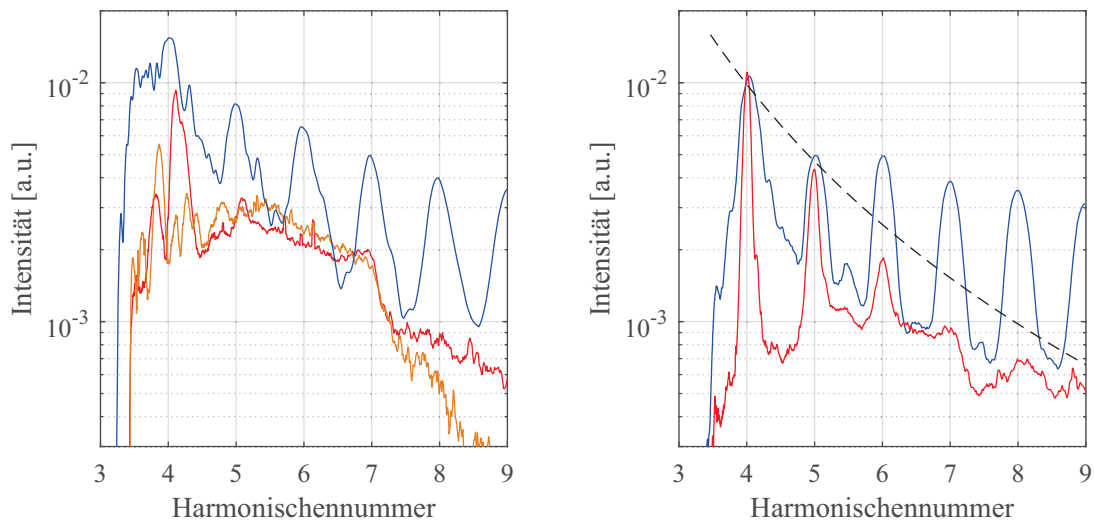


Abbildung 6.17: Vergleich der Harmonischenspektren in Regime 1 (Emission in Reflexionsrichtung $\Omega = 45^\circ$) aus Abbildung 5.8 in blau mit denen aus Regime 2, die in $\Omega = 0^\circ$ emittiert werden (rot, orange). Die Intensitäten der roten und blauen Kurven sind dabei nicht miteinander zu vergleichen, da zum einen bei den blauen über 10^3 Schuss summiert wurde und zudem die CCD-Kamera eine andere Quanteneffizienz als die Image Plate aufweist. Beide sollten eine steigende Quanteneffizienz hin zu höheren Harmonischennummern haben (siehe Abb. 3.8 bzw. Kapitel 3.2.4). Auf der **linken Seite** sind jeweils die ultrakurzen 7 - 8 fs und auf der **rechten Seite** die 20 fs Pulse verglichen. Die schwarze gestrichelte Linie ist das Potenzgesetz zur Skalierung der ROM-Harmonischen (Gleichung 2.68) mit $p = 10/3$.

auch den berechneten Wellenlängen. Vergleicht man diese jedoch mit den Harmonischen aus Regime 1 also in Reflexionsrichtung, so fällt auf, dass sie nicht nur schmaler sind, sondern auch wesentlich schneller abfallen. Dieser Effekt kann nicht auf die Quanteneffizienz der beiden Detektoren zurückgeführt werden, da die CCD-Kamera in diesem Bereich eine eher steigende Quanteneffizienz hat, siehe Abbildung 3.8. Eine mögliche Erklärung kann sein, dass es sich bei den Harmonischen um solche handelt, die durch den ROM-Prozess erzeugt werden. Um dies zu überprüfen, wurde in schwarz das Potenzgesetz (Gleichung 2.68) eingezeichnet, das den Intensitätsabfall der ROM-Harmonischen beschreibt. Dabei wurde $p = 10/3$ angenommen, da Glaskohlenstoff eine geringe Dichte besitzt und nur vierfach ionisiert wird, weshalb die erreichte überkritische Dichte nicht so hoch ausfällt wie bei anderen Materialien wie beispielsweise Metallen.

Es wird deutlich, dass dieser Verlauf den Abfall der Harmonischen besser beschreibt als die gemessenen CWE-Harmonischen, die in blau dargestellt sind. Der etwas steilere Abfall kann daraus resultieren, dass zum einen der Einfallswinkel (siehe unten) abweicht und/oder der ausgebildete Gradient dies verursacht [14]. Grundsätzlich können ROM-Harmonische auch noch bei großen Gradientenlänge wie $\lambda/5$ erzeugt werden und Harmonische niedrigerer Ordnung sogar mit einer besseren Effizienz als bei steilem Gradienten [14]. Der CWE-Prozess setzt relativ steile Gradienten voraus und es ist hin zu großen Gradientenlängen eine deutliche Abnahme des Kontrasts zu erkennen [14]. Es liegt somit nahe, dass es sich bei der generierten Strahlung um ROM-Harmonische handelt.

Folglich bleibt hier die Frage zu klären, wie die Harmonischen in die Targetnormale emittiert werden können und wie dies mit den zuvor diskutierten Hypothesen zu vereinbaren ist.

Auch an dieser Stelle wird deutlich, dass sich weder die Harmonischenerzeugung mittels einer entstandenen Plasmablase oder Schockwelle erklären lässt, noch diese dann mit den restlichen Effekten vereinbar wäre. Zu der Ausbildung einer Schockwelle kann es aufgrund der Versuchsbedingungen (siehe Kapitel 6.2) nicht kommen. Eine entstehende Plasmablase sollte einen flachen Dichtegradienten aufweisen, da die schnellen, heißen Teilchen schon weiter in das Vakuum vorgedrungen sind. Somit würde der Laser erst durch Ionisation blauverschoben und würde erst danach die kritische Dichte erreichen und dort Harmonische erzeugen. Diese Harmonischen hätten dann eine verschobene Zentralwellenlänge, was nicht der Fall ist. Da der Laser bei diesem Prozess auch nicht mehr in die Blase eindringen kann, ist es nicht möglich, die spektrale Verteilung des Lichts zu erklären (siehe Abbildung 6.14 a)).

Die Erzeugung der Harmonischen in einer Vertiefung ist deutlich schlüssiger. Die Strahlanteile, die an der rechten Seite in die Vertiefung treffen, erhalten nur eine sehr geringe Ionisations-Blauverschiebung und können somit Harmonische erzeugen, die Vielfache der Zentralwellenlänge des Laserpulses sind. Hierzu kann nochmals in der linken Abbildung 6.13 die rote Kurve betrachtet werden, die den spektralen Verlauf von $\Omega = 0^\circ$ bei einem Einfallswinkel von $\alpha = 45^\circ$ darstellt. Im Folgenden wird eine Abschätzung zu der Dimensionierung der Vertiefung gemacht und die Plausibilität überprüft.

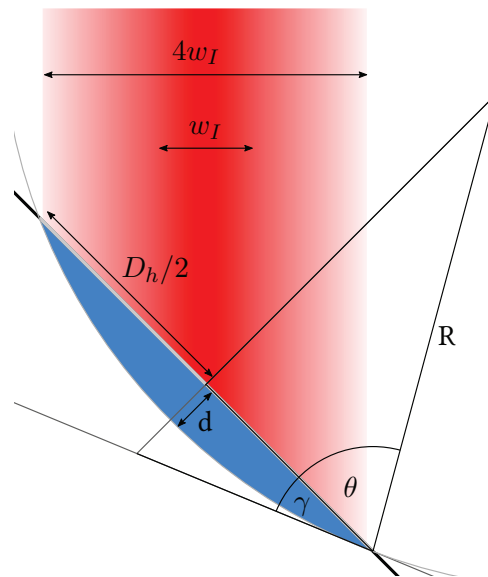


Abbildung 6.18: Schematische Darstellung der angenommenen Geometrie der Vertiefung (blau), mit welcher der Laserpuls (rot) wechselwirkt. Die Ausdehnung des Laserpulses beträgt $4w_I$ und die des intensiven Strahlzentrums w_I (siehe Kapitel 2.1.2).

Außerdem wird angenommen, dass es sich bei der Vertiefung um ein Kugelsegment handelt, wie in Abbildung 6.18 in blau dargestellt ist. Damit die Harmonischen bei einem Einfallswinkel $\alpha = 45^\circ$ in $\Omega = 0^\circ$ reflektiert werden, muss die Vertiefung mindestens so tief sein, dass es eine Stelle gibt, an der der Winkel $\gamma = 22,5^\circ$ beträgt. Der horizontale Durchmesser D_h der Vertiefung muss so groß sein, dass mindestens $4w_I = 5,6 \mu\text{m}$ in diesen hinein passen, ohne am Rand abzuschneiden, also $D_h = 4w_I \cdot \sqrt{2} = 7,9 \mu\text{m}$. Aus den Berechnungen in Kapitel 6.2 folgt, dass der vertikale Durchmesser $D_v = 8 \mu\text{m}$ beträgt, wodurch sich der horizontale Durchmesser $D_h = D_v \sqrt{2} = 11,3 \mu\text{m}$ ergibt.

Somit lassen sich für diese beiden Fälle die Krümmungsradien R der Vertiefung durch $R(D_h) = \frac{D_h/2}{\cos(\theta)}$ bestimmen, wobei $\theta = 90^\circ - \gamma$ ist, $R(7,9 \mu\text{m}) = 15 \mu\text{m}$ und $R(11,3 \mu\text{m}) = 21 \mu\text{m}$. Eine andere Möglichkeit abzuschätzen, wie groß der Krümmungsradius R der Vertiefung ist, resultiert aus der Betrachtung des Streulichts. Dabei wird davon ausgegangen, dass durch die Fokussierung des Lichts eine vergrößerte Abbildung der Vertiefung entsteht (siehe Abbildung 6.14). Dabei hat das Abbild in einem Abstand d_2 von $12,7 \text{ cm}$ einen horizontalen Durchmesser von etwa 15 cm , wie aus Abbildung 6.12 hervor geht. Damit dies aus einem Objekt des Durchmessers $D_h = 11,3 \mu\text{m}$ entstehen kann, muss das Licht bei einer Brennweite von $f = 9,6 \mu\text{m}$ fokussiert werden. Da der Krümmungsradius R doppelt so groß wie die Brennweite ist, ergibt sich $R = 2f = 19,1 \mu\text{m}$. Dies liegt im Rahmen der beiden obigen Abschätzungen und näher an dem aus den Messungen kalkulierten Wert, wodurch auch die vorherigen Berechnungen bestärkt werden.

Somit lässt sich die Tiefe d in der Mitte der Vertiefung durch $d = R - \sqrt{R^2 - (D_v/2)^2}$ berechnen. Dafür wird der aus der Messung ermittelte Radius $R = 19,1 \mu\text{m}$ und der in Kapitel 6.2 bestimmte Durchmesser $D_h = D_v \sqrt{2} = 11,3 \mu\text{m}$ angenommen. Daraus ergibt sich eine Tiefe $d = 855 \text{ nm}$.

Um in diese Tiefe vorzudringen, muss sich die Vertiefung mit einer Geschwindigkeit von $v_d = \frac{855 \text{ nm}}{4 \text{ ns}} = 213 \frac{\text{m}}{\text{s}} \approx 2 \frac{\text{Å}}{\text{ps}}$ in das Target graben. Da sowohl die Dichte des Materials und die Energie des Laserpulses als auch die Zeit, in der dieser auf das Target trifft, bekannt sind, kann im Folgenden berechnet werden, ob genug Energie für die Geschwindigkeit des Abtrags zur Verfügung gestellt werden kann.

Da die maximale Tiefe der Vertiefung im Zentrum liegt, wird die Abschätzung im hochenergetischen Zentrum des Pulses durchgeführt. Dazu wird angenommen, dass an dieser Position, wie beim Bohren, ein Loch mit dem Radius $w_E = 1,9 \mu\text{m}$ erzeugt wird. Der Anteil des Strahls, der auf diese Fläche trifft, beinhaltet 86 % der Energie, also $E = 4,3 \times 10^{-7} \text{ J}$. Vereinfacht wird angenommen, dass diese in etwa gleichmäßig innerhalb von 4 ns auf der elliptischen Fläche der Größe $A = \pi\sqrt{2} \cdot w_E^2$ auftrifft. Dies entspricht $6,7 \times 10^8 \text{ eV}$ pro Pikosekunde auf einer Fläche von $16 \mu\text{m}^2$. Innerhalb einer Pikosekunde müssten 2 Å dieser Fläche abgetragen werden, um v_d zu erhalten. In diesem Volumen von $V = A \cdot 2 \text{ Å}$ befinden sich $2,4 \times 10^8$ Teilchen (bei einer Festkörperteilchendichte von $7,5 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$). Somit stünden jedem Atom bei kompletter Absorption der Laserstrahlung $2,8 \text{ eV}$ für die Sublimation zur Verfügung.

Zur Sublimation benötigt jedes einzelne der Kohlenstoffatome $7,4 \text{ eV}$ [95] und entsprechend weniger, wenn das Medium schon eine gewisse Temperatur aufweist. Diese Energie ist deutlich höher als die vom Laserpuls bereitgestellte. Dennoch ist die Ablation der benötigten Materialmenge möglich.

Zum einen weist Kohlenstoff die Eigenschaft auf, schon bei Normaldruck bei hinreichender Energiezufuhr zu sublimieren und die benötigte Energie wird bei kleiner werdendem Umgebungsdruck geringer [89, 96]. Zum anderen wird der Prozess durch die Struktur von Glaskohlenstoff begünstigt. In diesem liegt Kohlenstoff zum größten Teil in sp^2 -Hybridisierung vor, bildet also Graphenbänder aus, die ineinander verschlungen sind [89, 97]. Bei zunehmender Energiezufuhr, also steigender Temperatur, dehnt sich dieses Geflecht deutlich aus [97].

Somit lösen sich durch das Aufbrechen weniger Bindungen Cluster verschiedener Größe von der Oberfläche. Dieser Prozess benötigt wesentlich weniger Energie, als vonnöten wäre, um die insgesamt in den Clustern enthaltene Anzahl an Atomen einzeln zu lösen. Dass Kohlenstoffcluster grundsätzlich aus einem Kohlenstoff-Target bei Laserparametern gelöst werden können, die der des Pedestals entsprechen, wurde in [98] gezeigt.

Dabei überschreitet das Wachstum der Vertiefung mit 2 Å/ps deutlich das Wachstum, das man aus den Abbildungen der Simulationen in [91] mit $0,2 \text{ Å/ps}$ abschätzen kann. Dies kann mehrere Ursachen haben: Zum einen kann dies auf die Unterschiede im Laserpuls zurückzuführen sein. Der hier verwendete Laser weist nicht nur eine andere Wellenlänge, sondern insbesondere einen anderen zeitlichen Pulsverlauf und eine höhere Fluenz auf. Somit wird gerade am Anfang der Wechselwirkung schneller mehr Energie deponiert.

Zum anderen haben die Materialeigenschaften einen großen Einfluss auf die Wechselwirkung, wie durch den Vergleich des Streulichts in den Abbildungen B.4 und B.5 mit den obigen Untersuchungen zeigt. In den Simulationen in [91] wurde Gold als Targetmaterial genutzt, das eine wesentlich größere atomare Masse als Kohlenstoff besitzt und sich somit bei gleicher kineti-

scher Energie langsamer bewegt. Durch die hohe Reflektivität von Gold wird zusätzlich weniger Energie in diesem deponiert, die sich durch die hohe Wärmeleitfähigkeit weit in das Material verteilt. Somit sollte der Abtrag des Materials langsamer und weniger ausgeprägt sein als bei Glaskohlenstoff, der schlechter reflektiert und zudem eine geringere Wärmeleitfähigkeit hat. Bei diesem bleibt die Energie daher länger im Wechselwirkungsbereich und die Atome sind einer höheren Energiedichte ausgesetzt, wodurch der Abtrag stärker und schneller ablaufen sollte.

Schlussendlich spricht die Vereinbarkeit aller auftretenden Effekte für die Ausbildung einer Vertiefung. Durch die Ionisations-Blauverschiebung, die räumlich getrennt im Gradienten stattfindet, lässt sich die Entstehung der neuen spektralen Anteile im Laserspektrum erklären. Durch die aus der Geometrie hervorgehende Fokussierung resultiert schlüssig die Farbaufspaltung auf dem Schirm. Auch die Harmonischenerzeugung fügt sich gut in das Bild. Dort, wo der Gradient am steilsten ist, erfährt der Puls am wenigsten Blauverschiebung und es können Harmonische von der ursprünglichen Zentralwellenlänge des Lasers entstehen. Diese werden aufgrund der Form der Vertiefung in die Targetnormale emittiert.

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In dieser Arbeit wurde die Wechselwirkung von Femtosekunden-Laserpulsen mit Festkörperoberflächen im schwach relativistischen Bereich untersucht. Dabei ging es insbesondere darum, den Einfluss der Lichtanteile im Untergrund des Laserpulses (Pedestal) zu verstehen, die den Hauptpuls umgeben. Dieses Pedestal wechselwirkt schon vor dem Hauptpuls mit der Festkörperoberfläche und kann dadurch sowohl das reflektierte Laserlicht als auch die Erzeugung Hoher Harmonischer maßgeblich beeinflussen.

Die Entstehung eines Nanosekunden-Pedestals ist bei der Erzeugung ultrakurzer Laserpulse ein unvermeidbares Nebenprodukt, das aus der *self-amplified spontaneous emission* (ASE) resultiert (Kapitel 4). Mittels einer Untersuchung der Harmonischenerzeugung mit unterschiedlichen Fluenzen F des Nanosekunden-Pedestals, konnte die Abhängigkeit der Wechselwirkung von diesem eindeutig verifiziert werden (Kapitel 5.2). Bei gleicher Pulsdauer (20 fs) und Intensität ($8 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$) des Hauptpulses war die Intensität der Harmonischen bei einer Fluenz von $F = 6 \text{ J/cm}^2$ etwa zwei Größenordnungen höher als bei $F = 12 \text{ J/cm}^2$. Des Weiteren gibt es ein Pedestal im Pikosekundenbereich, das nicht weiter betrachtet wurde, da dies die beobachteten Effekte nicht erkennbar beeinflusst.

Durch die Untersuchungen des reflektierten Laserlichts in Kapitel 4 wurde eine Grenzfluenz F_G ermittelt, ab der das Nanosekunden-Pedestal die Wechselwirkung des Lasers mit dem Target beeinflusst. Diese Grenzfluenz ist materialspezifisch und muss daher für jedes Material bestimmt werden. Die Resultate deuten darauf hin, dass sie von der Opazität und der Leitfähigkeit des Materials abhängt. So weisen leitende, optisch dichte Materialien wie Aluminium und Glaskohlenstoff kleinere Grenzfluenzen auf als solche wie Quarzglas (SiO_2).

Mittels dieser Grenzfluenz wurden zwei Regime definiert und die darin stattfindenden Dynamiken und Effekte untersucht.

In dem ersten Regime ist die Fluenz des Nanosekunden-Pedestals noch so gering ($F < F_G$), dass keine Beeinflussung der Wechselwirkung stattfindet. Somit bildet sich ein Oberflächenplasma (Plasmaspiegel) aus, an dem Hohe Harmonische erzeugt wurden (siehe Kapitel 5). Mittels eines gezielten Eingreifens in die Dispersionskontrolle des DAZZLERS konnte gezeigt werden, wie sensitiv das Harmonischenspektrum auf schlechtes *Phasematching* reagiert. Im Extremfall kann

das Harmonischenspektrum so weit deformiert werden, dass ganz- und halbzahlige Vielfache der Zentralwellenlänge erkennbar sind. Durch eine Variation der Verzögerung des Vorpulses konnte zudem gezeigt werden, dass die theoretischen Vorhersagen bezüglich der Gradientenlänge des Plasmas zur Harmonischenerzeugung zutreffen.

Sowohl für kurze als auch ultrakurze Laserpulse wurde demonstriert, dass bei einer Intensität von $\approx 8 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ gleichzeitig CWE- und ROM-Harmonische erzeugt werden, wodurch die Existenz beider Prozesse bestätigt wird. Durch die unterschiedlichen *cut-off*-Frequenzen gibt es ein Indiz darauf, dass die erreichte Elektronendichte von der Pulsdauer abhängig ist. Mittels Ionenspektroskopie konnte gezeigt werden, dass die von der BSI-Theorie prognostizierten Ionisationsniveaus der Atome erreicht werden. Zusammen lässt dies den Schluss zu, dass nicht bei jedem Laserzyklus, bei dem die Feldstärke des Lasers hoch genug ist, Ionisation stattfindet.

Im zweiten Regime wird die Grenzfluenz durch das Nanosekunden-Pedestal überschritten (siehe Kapitel 6). Da verschiedene Effekte abhängig von der Fluenz auftreten beziehungsweise dazukommen, wurde dieses Regime zur Untersuchung in drei weitere Bereiche unterteilt. Es wurde gezeigt, dass sich im ersten Bereich ($F \approx F_G$) eine dünne Plasmablase auf der Oberfläche des Targets bildet, welche die Divergenz des zentralen Strahlanteils verändert. Diese Plasmablase kann die Ursache für den Einbruch der Harmonischeneffizienz sein, da sie eine zu große Gradientenlänge aufweist. Im zweiten Bereich ($F > F_G$) wird die Wechselwirkung stärker beeinflusst und das reflektierte Laserlicht weist deutliche Veränderungen auf. Als plausibelste Hypothese wurde vorgeschlagen, dass dies auf eine Vertiefung zurückzuführen ist, die im Zentrum der Wechselwirkungsfläche auf dem Target vor Eintreffen des Hauptpulses entstanden ist. Außerdem konnte nachgewiesen werden, dass die Ausdehnung dieser Vertiefung mit zunehmender Fluenz größer wird. Wenn die Fluenz wesentlich größer als die Grenzfluenz ist ($F \gg F_G$), wird die durch das Nanosekunden-Pedestal erzeugte Vertiefung größer als der Wechselwirkungsbereich des Laserpulses. Findet die Wechselwirkung nur noch in dieser Vertiefung statt, kommt es zu deutlichen spektralen Veränderungen und die ursprüngliche Reflexionsrichtung ist nicht mehr erhalten. Durch die Analyse der unterschiedlichen Spektralanteile in unterschiedlichen Raumrichtungen wurde gezeigt, dass diese durch Ionisations-Blauverschiebung im Gradienten der Vertiefung entstehen und durch die Geometrie der Vertiefung und Dispersionseffekte spektral aufgespalten werden. Des Weiteren wurde gezeigt, dass sich auch in dieser Targetgeometrie ROM-Harmonische erzeugen lassen, die dann in Richtung der Targetnormalen emittiert werden.

Betrachtet man die oben zusammengefasste Wechselwirkung im zweiten Regime, so wurde nicht nur die Beeinflussung des Hauptpulses erklärt, sondern auch die Dynamik der Wechselwirkung eines Nanosekundenpulses mit unterschiedlicher Fluenz, aber gleicher Pulsdauer mit dem Target. So erzeugt ein Nanosekunden-Laserpuls zuerst ein Oberflächenplasma, das sich in den Raum ausdehnt. Mit steigender Fluenz wird der Abtrag und folglich der entstehende Krater größer. Dies entspricht dem Ablationsprozess für Nanosekunden-Laserpulse, der in Kapitel 2.3.6 beschrieben wird.

Zukünftig bieten diese Erkenntnisse die Möglichkeit, die Versuchsbedingungen besser zu kontrollieren und zu verstehen. Mittels einer besseren Kontrolle der Zeitabläufe im Lasersystem

können die Dauer und somit auch die Fluenz des Nanosekunden-Pedestals reduziert werden. Zusammen mit einem Target, das eine hohe Grenzfluenz aufweist, kann es dann möglich sein, das Regime 1 hin zu hohen Intensitäten zu vergrößern, auch ohne einen Plasmaspiegel zur Kontrastverbesserung nutzen zu müssen.

Einen Ausblick für die Harmonischenerzeugung bietet das Kapitel 5.5, in dem ein neuartiger Erzeugungsprozess vorgestellt wird, mit dem es möglich ist, räumlich getrennte Harmonische mit modifizierbarer Frequenz zu generieren. Dazu werden zwei Laserpulse aus unterschiedlichen Raumrichtungen auf eine Festkörperoberfläche fokussiert, auf der diese dann zeitlich und räumlich übereinanderliegen müssen. In Simulationen wurde gezeigt, dass sich Hohe Harmonische generieren lassen, die in den eingeschlossenen Winkel der beiden Laserpulse emittiert werden. Diese resultieren aus einer Impulsaddition der Photonen der beiden treibenden Laser. Die somit vom Laserpuls getrennten Harmonischen bieten großes Potential für verschiedene Diagnostiken.

Zusammenfassend bietet diese Arbeit einen breiten Überblick über die Wechselwirkung eines ultrakurzen Laserpulses mit einer Festkörperoberfläche. Dabei wurde ein besonderer Fokus auf die subtilen Prozesse gelegt, die durch das unvermeidliche Pedestal bereits vor dem Eintreffen des Pulses auf dem Target stattfinden. Darauf aufbauend konnten Prozesse wie die Erzeugung Hoher Harmonischer oder die Ionisation der Targetatome aus neuer Perspektive betrachtet werden, was zu einem tieferen Einblick in die ablaufenden Prozesse führt.

DISPERSIONSEINFLUSS EINES S-POLARISIERTEN LASERPULSES

Während dieser Promotion sind Messungen am Lasersystem JETI40 (Helmholz-Institut Jena) entstanden, die den Einfluss der Dispersion des Laserpulses auf die Harmonischenerzeugung auch für s-polarisierte Treiberpulse belegen.

Der Laser JETI40 weist eine Spitzenleistung von 40 TW mit einer Pulsenergie von bis zu 1,5 Joule bei einer Pulsdauer von 25 fs auf. Durch die im Vergleich zum PHASER höhere Spitzenintensität können wesentlich höhere Oberflächenharmonische erzeugt werden. Die einzelnen Aufnahmen der Hohen Harmonischen wurden in den Messreihen mit dem „Jasny“-Spektrometer aufgenommen [99, 100].

Eine typische Harmonischenaufnahme, wie sie mit einem p-polarisierten Laserpuls mit optimal angepasster Pulsform entsteht, ist in Abbildung A.1 dargestellt. Dabei sind die Harmonischen von der H12 bis zu der H45 deutlich zu erkennen, die eine Intensitätsspitze bei der H18 aufweisen.

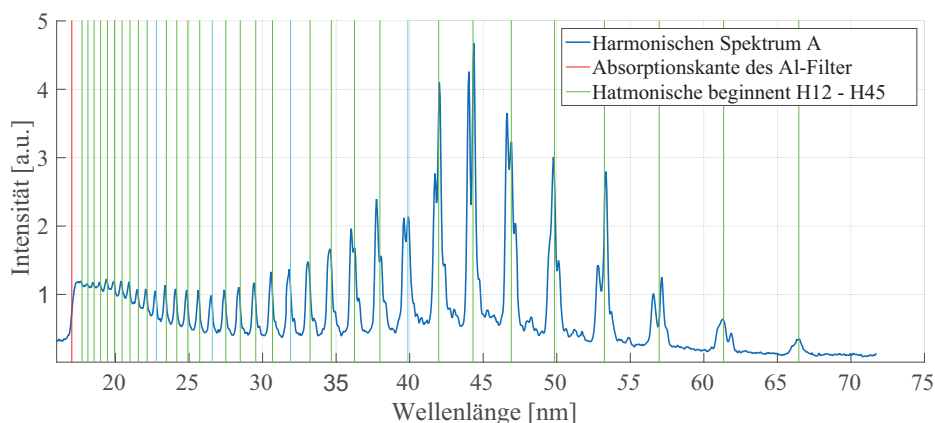


Abbildung A.1: Harmonischenspektrum erzeugt von einem p-polarisierten Laserpuls des JETI40. Zu erkennen sind die Harmonischen H12-H45, die bis an die Absorptionskante des Aluminiumfilters reichen.

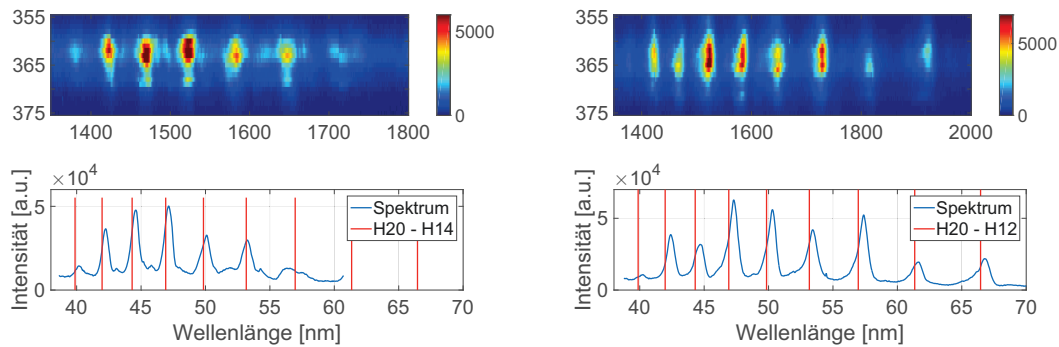


Abbildung A.2: *Links:* Beispielhaftes Harmonischenspektrum, wie es für einen s-polarisierten Laserpuls zu erwarten ist. Der Intensitätsverlauf entspricht in etwa dem eines p-polarisierten Pulses (siehe Abbildung A.1) nur mit geringer maximaler Intensität. *Rechts:* wird ebenfalls ein gemessenes Harmonischenspektrum aus der gleichen Messreihe gezeigt. Diese weist deutliche Schwankungen der Intensitäten der einzelnen Harmonischen auf und verdeutlicht die beobachteten Fluktuationen bei der Anpassung des D_3 s.

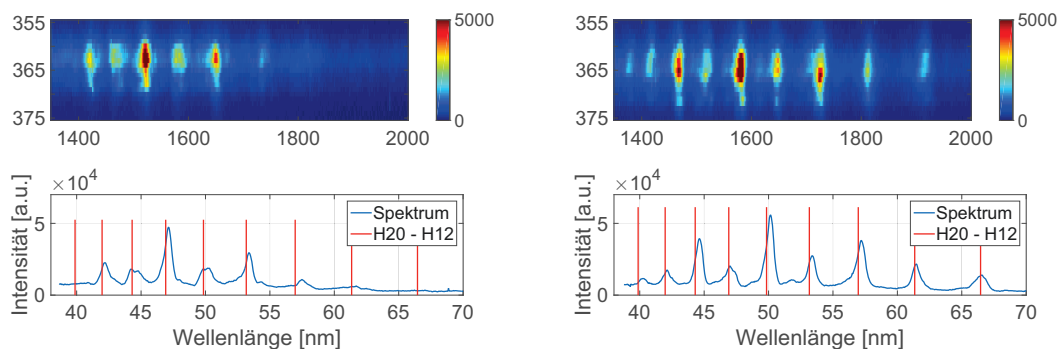


Abbildung A.3: *Links:* Harmonischenspektrum, in dem die geraden Harmonischen schwächer sind. *Rechts:* Harmonischenspektrum, in dem die ungeraden Harmonischen schwächer sind. Beide Aufnahmen wurden in einer Messreihe ohne Polarimeter mit gleichen Parametern erzeugt.

Diese resultiert vermutlich aus der Kombination der Quanteneffizienz der Kamera und der Transmission des Aluminiumfilters. Der Aluminiumfilter, der dabei zum Schutz der Kamera vor Laserlicht eingesetzt wird, verursacht auch die deutliche Absorptionskante bei 17 nm (siehe Abbildung B.1).

Um die Harmonischenerzeugung mittels eines s-polarisierten Treiberpulses zu untersuchen wurde eine $\lambda/2$ -Platte verwendet, die die Polarisation des Pulses um 90° dreht. Da der Laserpuls in diesem Fall schlechter an das Plasma koppelt, werden Harmonische mit einer geringen Effizienz generiert, wie in Abbildung A.2 links zu erkennen ist. Hier können nur noch Harmonische bis zu der H20 detektiert werden.

Da die $\lambda/2$ -Platte aus einem dispersiven Medium besteht, muss die D_3 -Kompensation mittels des DAZZLERS (der DAZZLER im JETI40 entspricht dem im Lasersystem PHASER) nach Einbau der

	gleichmäßig	gerade schwächer	ungerade schwächer
$D_3 = 44.000$ bis 14.000	100 %	0 %	0 %
$D_3 = 4.000$ bis -16.000	33 %	40 %	27 %

Tabelle A.1: Messreihe 1: Statistik für unterschiedliche D_3 -Kompensation des DAZLERS (insgesamt 30 Spektren). Gezeigt wird die Abhängigkeit des Auftretens der Abschwächung von geraden beziehungsweise ungeraden Harmonischen in Abhängigkeit des D_3 des Laserpulses. Auffällig ist, dass im Gegensatz zu der Messreihe in Tabelle A.2 die Schwankungen in dieser nur für ein D_3 von -16.000 fs^3 - 4.000 fs^3 auftraten.

	gleichmäßig	gerade schwächer	ungerade schwächer
$D_3 = 25.000$	84 %	11 %	5 %
$D_3 = 5.000$	50 %	40 %	10 %
$D_3 = -5.000$	33 %	39 %	28 %
$D_3 = -5.000$, mit Vorpuls	70 %	24 %	6 %

Tabelle A.2: Messreihe 2: Statistik für unterschiedliche D_3 -Kompensation des DAZLERS (insgesamt 80 Spektren). Gezeigt wird die Abhängigkeit des Auftretens der Abschwächung von geraden bzw. ungeraden Harmonischen in Abhängigkeit des D_3 des Laserpulses, sowie die Beeinflussung durch einen Vorpuls.

$\lambda/2$ -Platte erneut eingestellt werden. Dabei kommt erschwerend hinzu, dass die Pulsform beim JETI40 nicht hinter der $\lambda/2$ -Platte gemessen werden kann, weshalb die optimale Kompensation des D_3 s mittels der Bewertung der Harmonischenspektren gefunden werden muss.

Die Abbildungen A.2 und A.3 zeigen Harmonischenspektren einer Messreihe bei gleichen Pulsparametern. Dabei fällt auf, dass die Harmonischen nicht bei jedem Schuss die Intensitätscharakteristik aufweisen, wie sie in Abbildungen A.2 links dargestellt ist. Vergleicht man diese mit den Abbildungen A.2 rechts und A.3, so lassen sich verschiedene Arten von Schwankungen im Intensitätsverlauf klassifizieren. Der Intensitätsverlauf in Abbildung A.2 rechts weist Einbrüche in der Intensität auf, von denen sowohl die geradzahligen als auch ungeradzahligen Harmonischen betroffen sind. So sind hier vor allem die Harmonische H13, H15 und H18 schwächer. In Abbildung A.3 werden hingegen zwei Spektren gezeigt, in denen entweder die geradzahligen oder die ungeradzahligen Harmonischen von der Intensitätsreduktion betroffen sind. Auf der rechten Seite ist deutlich zu erkennen, dass die Harmonischen H16 und H18 eine verringerte Intensität aufweisen und auf der linken Seite sind davon vor allem die H15 und H17 betroffen.

Das Auftreten dieser Schwankungen konnte auf die Kompensation des D_3 (siehe Kapitel 2.1.5) zurückgeführt werden. Statistiken von zwei verschiedenen Messtagen ergaben die Werte des D_3 , wie sie in den Tabellen A.1 und A.2 dargestellt sind. Auffällig bei der Untersuchung war, dass im Gegensatz zu den Messungen in Kapitel 5.1 keine Änderung im Spektrum der einzelnen Harmonischen zu erkennen ist. Dies kann bedeuten, dass sich das D_3 auf Harmonische, die mit einem s-polarisierten Puls generiert werden, anders auswirkt.

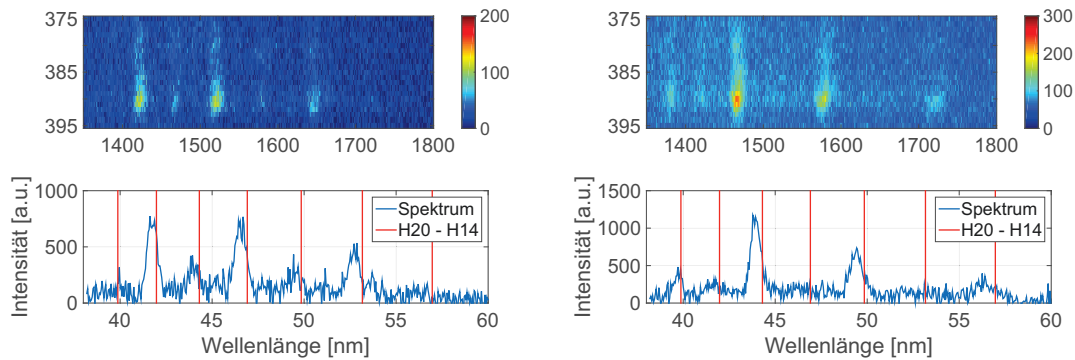


Abbildung A.4: Dargestellt werden Harmonischenspektren, die durch das XUV-Polarimeter transmittiert sind. In beiden Bildern wurden die gleichen Polarimeteereinstellungen verwendet, bei denen p-polarisiertes Licht um eine Größenordnung besser durch das Polarimeter gelangt als s-polarisiertes. **Links:** Harmonischenspektrum, in dem die geraden Harmonischen schwächer sind. **Rechts:** Harmonischenspektrum, in dem die ungeraden Harmonischen schwächer sind.

In Tabelle A.1 wird deutlich, dass es bei dieser Messreihe einen großen Bereich von 14.000 fs^3 bis 44.000 fs^3 gab, in dem die Harmonischen reproduzierbar eine gleichmäßige Intensitätsverteilung aufwiesen. Dem gegenüber steht der Bereich von -16.000 fs^3 bis 4.000 fs^3 , in dem alle der drei unterschiedenen Fälle nahezu gleich wahrscheinlich waren. In Tabelle A.2 wird ein D_3 -Scan gezeigt, der an einem anderen Tag etwas kleinschrittiger durchgeführt wurde. Es ist gut zu erkennen, dass mit abnehmendem D_3 zuerst die Wahrscheinlichkeit zunimmt, dass die geraden Harmonischen abgeschwächt werden und darauffolgend auch die der Schwächung der ungeraden steigt. Ebenfalls wird gezeigt, dass sich die Dynamik ändert, wenn ein Vorpuls eingebracht wird, der ein Vorplasma zündet. In diesem Fall nimmt vor allem die Wahrscheinlichkeit der Abschwächung der ungeraden Harmonischen stark ab.

Außerdem konnte in Messungen mit einem XUV-Polarimeter [101] eindeutig gezeigt werden, dass diese Intensitätsschwankungen nicht auf eine unterschiedliche Polarisation der geraden und ungeraden Harmonischen zurückzuführen ist, wie sie bei einem s-polarisierten Laserpuls zu erwarten wäre [83]. Dafür wurden verschiedene Spektren in dem Polarimeter verglichen. Ein Vergleich ist in Abbildung A.4 dargestellt. In diesen Kanal des Polarimeters sollte p-polarisiertes Licht um eine Größenordnung besser gelangen als s-polarisiertes. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Schwankungen ebenfalls zu erkennen sind und somit die geradzahligen und ungeradzahligen Harmonischen die gleiche Polarisation aufweisen müssen.



ZUSATZMATERIAL

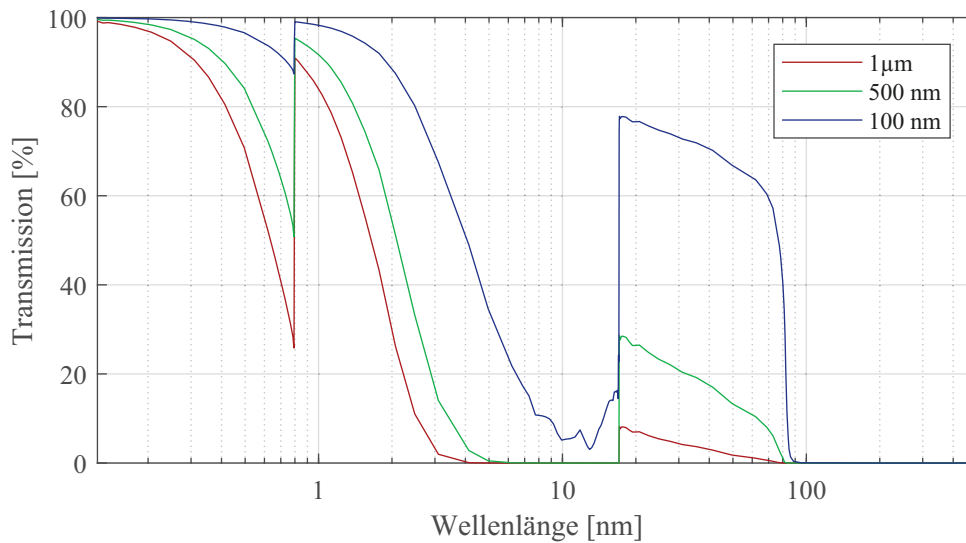


Abbildung B.1: Transmission verschieden dicker Aluminiumfilter in Prozent abhängig von der Wellenlänge. Je dünner die Folie wird, desto geringer wird die Abschwächung der Harmonischen im Bereich 17 - 80 nm. Dadurch sind dünne Filter prinzipiell besser geeignet, um die Laserstrahlung effizient vom Harmonischensignal zu trennen. Diese Filter sind jedoch äußerst empfindlich und daher nur in windgeschützter Umgebung wie im Vakuum einsetzbar.

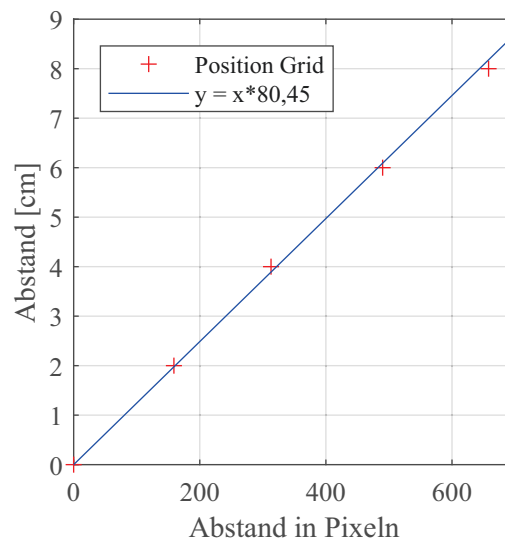


Abbildung B.2: Umrechnung der Pixelanzahl in Zentimeter für die Messreihen in Kapitel 6. Die roten Kreuze sind die ausgelesenen Gitterpositionen und die blaue Gerade entstammt einem linearer Fit zur Umrechnung.

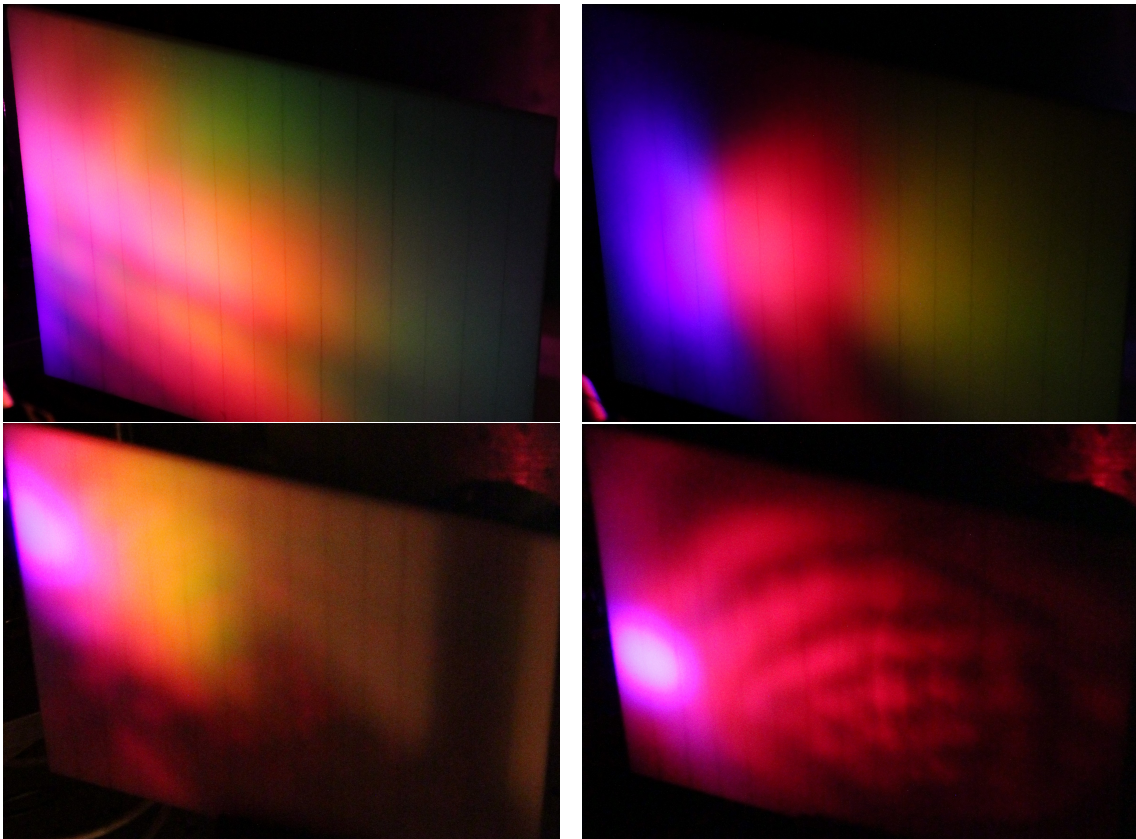


Abbildung B.3: Typische Fluktuationen des reflektierten Laserlichts aus Kapitel 6.3. Die Aufnahmen stammen aus unterschiedlichen Messreihen, weshalb sich der Bildausschnitt leicht ändert. Für die Aufnahmen wurde ein 7 fs Laserpuls mittels einer 3 Zoll Parabel fokussiert. Unten rechts ist zu erkennen, dass die spektrale Verbreiterung unter Umständen aussetzt, die Harmonischen aber stark emittiert werden.

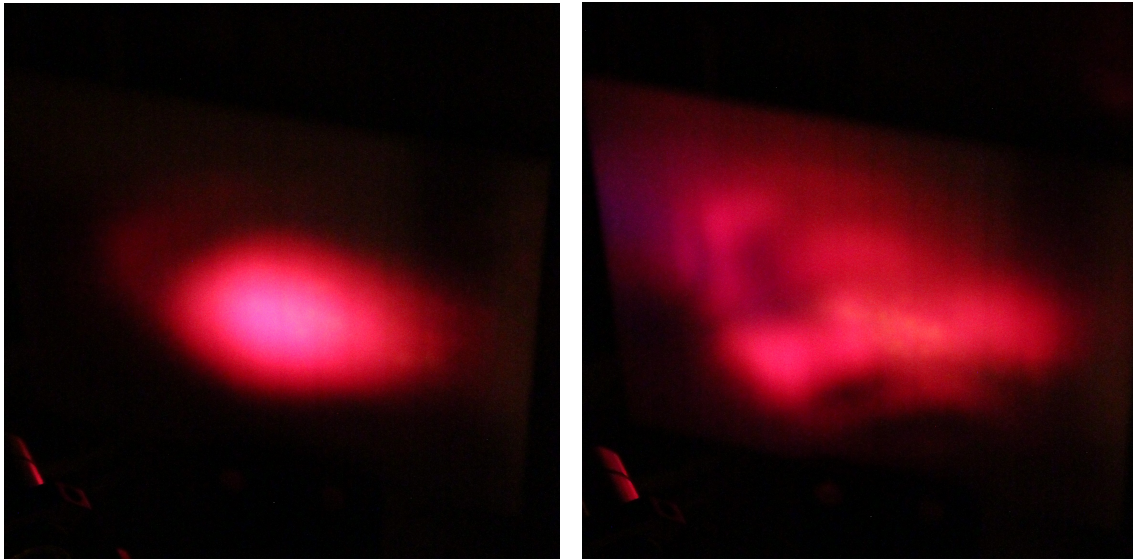


Abbildung B.4: Reflektiertes Laserlicht eines Quarzglas(SiO_2)-Targets. Auf der **linken Seite** weist das Pedestal eine Fluenz von $F = 2 \text{ J/cm}^2 < F_G$ auf und der Hauptpuls hat eine Intensität von $I = 3,7 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$. Auf der **rechten Seite** übersteigt das Pedestal die Grenzfluenz F_G mit $F = 12 \text{ J/cm}^2$ deutlich. Der Hauptpuls weist hier eine Intensität von $I = 2,0 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ auf.

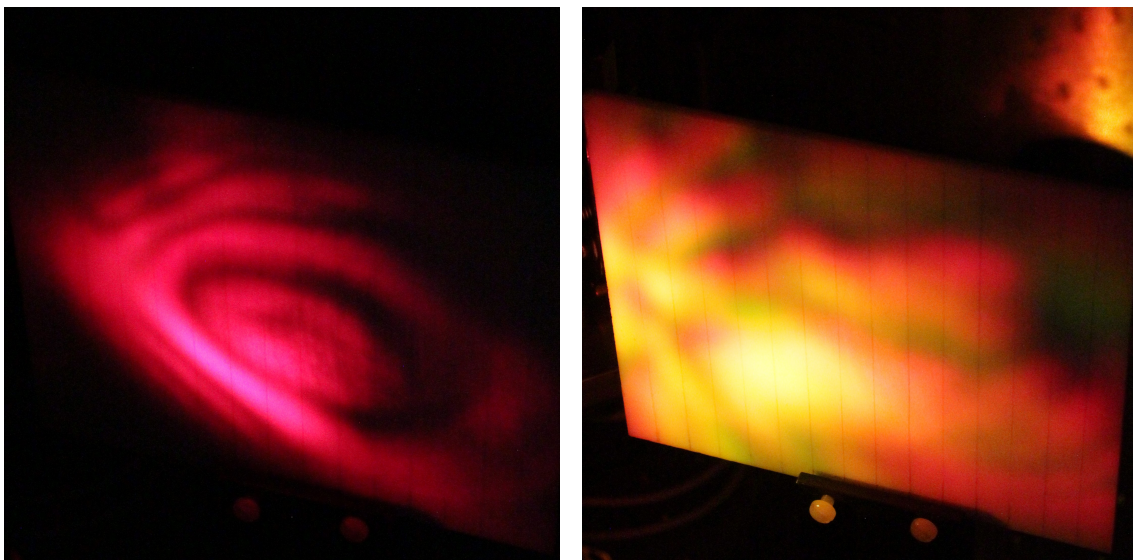


Abbildung B.5: Reflektiertes Laserlicht eines Aluminium-Targets. Auf der **linken Seite** weist das Pedestal eine Fluenz von $F = 0,3 \text{ J/cm}^2 > F_G$ auf und der Hauptpuls hat eine Intensität von $I = 4,9 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Auf der **rechten Seite** übersteigt das Pedestal die Grenzfluenz F_G mit $F = 12 \text{ J/cm}^2$ deutlich. Der Hauptpuls weist hier eine Intensität von $I = 2,0 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ auf.

LITERATUR

- [1] Donna Strickland und Gerard Mourou. „Compression of amplified chirped optical pulses“. In: *Optics communications* 56.3 (1985), S. 219–221.
- [2] Ahmed H Zewail. „Femtochemistry: Atomic-scale dynamics of the chemical bond“. In: *The Journal of Physical Chemistry A* 104.24 (2000), S. 5660–5694.
- [3] Philipp Kukura, David W McCamant und Richard A Mathies. „Femtosecond stimulated Raman spectroscopy“. In: *Annu. Rev. Phys. Chem.* 58 (2007), S. 461–488.
- [4] Pierre Agostini und Louis F DiMauro. „The physics of attosecond light pulses“. In: *Reports on progress in physics* 67.6 (2004), S. 813.
- [5] Marc JJ Vrakking. „Attosecond imaging“. In: *Physical Chemistry Chemical Physics* 16.7 (2014), S. 2775–2789.
- [6] Markus Drescher u. a. „Time-resolved atomic inner-shell spectroscopy“. In: *Nature* 419.6909 (2002), S. 803–807.
- [7] Adrian L Cavalieri u. a. „Attosecond spectroscopy in condensed matter“. In: *Nature* 449.7165 (2007), S. 1029–1032.
- [8] Eleftherios Goulielmakis u. a. „Single-cycle nonlinear optics“. In: *Science* 320.5883 (2008), S. 1614–1617.
- [9] A McPherson u. a. „Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases“. In: *JOSA B* 4.4 (1987), S. 595–601.
- [10] Zenghu Chang u. a. „Generation of coherent soft X rays at 2.7 nm using high harmonics“. In: *Physical Review Letters* 79.16 (1997), S. 2967.
- [11] Ph Zeitoun u. a. „A high-intensity highly coherent soft X-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam“. In: *Nature* 431.7007 (2004), S. 426–429.
- [12] TJ Hammond u. a. „Attosecond pulses measured from the attosecond lighthouse“. In: *Nature Photonics* 10.3 (2016), S. 171.

-
- [13] Xiaoming Ren u. a. „Attosecond light sources in the water window“. In: *Journal of Optics* 20.2 (2018), S. 023001.
- [14] Cédric Thauray und F Quéré. „High-order harmonic and attosecond pulse generation on plasma mirrors: basic mechanisms“. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 43.21 (2010), S. 213001.
- [15] Cédric Thauray u. a. „Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics“. In: *Nature Physics* 3.6 (2007), S. 424–429.
- [16] D An der Brügge und A Pukhov. „Enhanced relativistic harmonics by electron nanobunching“. In: *Physics of Plasmas* 17.3 (2010), S. 033110.
- [17] L Chopineau u. a. „Identification of coupling mechanisms between ultraintense laser light and dense plasmas“. In: *Physical Review X* 9.1 (2019), S. 011050.
- [18] Pascal Monot u. a. „High-order harmonic generation by nonlinear reflection of an intense high-contrast laser pulse on a plasma“. In: *Optics letters* 29.8 (2004), S. 893–895.
- [19] C Rödel u. a. „High repetition rate plasma mirror for temporal contrast enhancement of terawatt femtosecond laser pulses by three orders of magnitude“. In: *Applied Physics B* 103.2 (2011), S. 295–302.
- [20] G. Pretzler. „Hochleistungs-Kurzpulslaser“. Vorlesungsskript, LMU München. 2000.
- [21] Hans Joachim Eichler und Jürgen Eichler. *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer-Verlag, 2010.
- [22] Th Udem, R Holzwarth und Th Hänsch. „Femtosecond optical frequency combs“. In: *The European Physical Journal-Special Topics* 172.1 (2009), S. 69–79.
- [23] Thomas Udem. „Die Messung der Frequenz von Licht mit modengekoppelten Lasern“. Diss. Ludwig-Maximilians-Universität München, 2004.
- [24] Zhiyi Wei u. a. *Measurement and Control of Carrier-Envelope Phase in Femtosecond Titanium Sapphire Laser*. IntechOpen, 2010.
- [25] T Toncian. „Ultra Fast Optics - Vorlesungsskript“. Diss. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2011.
- [26] R Holzwarth u. a. „Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy“. In: *Physical review letters* 85.11 (2000), S. 2264.
- [27] Mikhail N. Polyanskiy. *Refractive index database*. URL: <https://refractiveindex.info> (besucht am 02.07.2019).
- [28] Gadi Fibich und Alexander L Gaeta. „Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides“. In: *Optics letters* 25.5 (2000), S. 335–337.
- [29] SP Le Blanc und R Sauerbrey. „Spectral, temporal, and spatial characteristics of plasma-induced spectral blue shifting and its application to femtosecond pulse measurement“. In: *JOSA B* 13.1 (1996), S. 72–88.

-
- [30] Mirela Cerchez. „Ultrashort laser pulse interaction with overdense plasmas“. Diss. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2008.
- [31] Paul Gibbon. *Short pulse laser interactions with matter*. Imperial College Press, 2005.
- [32] PA Zhokhov und AM Zheltikov. „Optical breakdown of solids by few-cycle laser pulses“. In: *Scientific reports* 8.1 (2018), S. 1–10.
- [33] Boris N Chichkov u. a. „Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids“. In: *Applied physics A* 63.2 (1996), S. 109–115.
- [34] Peter Potzinger, A Ritter und J Krause. „Massenspektrometrische Bestimmung von Bindungsenergien in siliciumorganischen Verbindungen/Mass-spectrometric Determination of Bond Dissociation Energies in Organosilicon Compounds“. In: *Zeitschrift für Naturforschung A* 30.3 (1975), S. 347–355.
- [35] G Mainfray. „Atoms interacting with electromagnetic fields, multiphoton ionization“. In: *Le Journal de Physique Colloques* 43.C2 (1982), S. C2–367.
- [36] K Burnett, VC Reed und PL Knight. „Atoms in ultra-intense laser fields“. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 26.4 (1993), S. 561.
- [37] RR Freeman u. a. „Above-threshold ionization with subpicosecond laser pulses“. In: *Physical review letters* 59.10 (1987), S. 1092.
- [38] Christer Z Bisgaard und Lars Bojer Madsen. „Tunneling ionization of atoms“. In: *American Journal of Physics* 72.2 (2004), S. 249–254.
- [39] Hartmut Kamp u. a. *Chemische Formeln und Daten*. Klett-Schulbuchverl., 1995.
- [40] Steeve Augst u. a. „Tunneling ionization of noble gases in a high-intensity laser field“. In: *Physical review letters* 63.20 (1989), S. 2212.
- [41] Michael Stumpf. „Charakterisierung Hoher Harmonischer von CEP-stabilisierten Laserpulsen“. Bachelorarbeit. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2015.
- [42] LV Keldysh u. a. „Ionization in the field of a strong electromagnetic wave“. In: *Sov. Phys. JETP* 20.5 (1965), S. 1307–1314.
- [43] Yong-Ki Kim und Philip M Stone. „Ionization of boron, aluminum, gallium, and indium by electron impact“. In: *Physical Review A* 64.5 (2001), S. 052707.
- [44] A Kaiser u. a. „Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses“. In: *Physical Review B* 61.17 (2000), S. 11437.
- [45] Florian Kleeschulte. „Charakterisierung Hoher Harmonischer eines CEPstabilisierten sub-10-fs-Hochleistungslasers“. Masterarbeit. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2014.
- [46] Florian Kasper Kleeschulte. „Analyse der Elektronenemission bei der Wechselwirkung ultrakurzer, hochintensiver, CEP-stabilisierter Laserpulse mit Festkörperplasmen“. Diss. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2017.

-
- [47] F Brandl u. a. „Directed acceleration of electrons from a solid surface by sub-10-fs laser pulses“. In: *Physical review letters* 102.19 (2009), S. 195001.
- [48] R Stoian u. a. „Coulomb explosion in ultrashort pulsed laser ablation of Al₂O₃“. In: *Physical review B* 62.19 (2000), S. 13167.
- [49] Nadezhda M Bulgakova u. a. „A general continuum approach to describe fast electronic transport in pulsed laser irradiated materials: The problem of Coulomb explosion“. In: *Applied physics A* 81.2 (2005), S. 345–356.
- [50] Robert J Goldston und Paul H Rutherford. *Plasmaphysik: eine Einführung*. Vieweg, 1998.
- [51] Yun-Qian Cui u. a. „Laser absorption and hot electron temperature scalings in laser–plasma interactions“. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 55.8 (2013), S. 085008.
- [52] G. Pretzler. „Skript zur Vorlesung Optik“. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2017/18.
- [53] William Kruer. *The physics of laser plasma interactions*. CRC Press, 2019.
- [54] Peter Mulser und Dieter Bauer. *High power laser-matter interaction*. Bd. 238. Springer, 2010.
- [55] F Brunel. „Not-so-resonant, resonant absorption“. In: *Physical Review Letters* 59.1 (1987), S. 52.
- [56] Karl-Heinz Leitz u. a. „Metal ablation with short and ultrashort laser pulses“. In: *Physics Procedia* 12 (2011), S. 230–238.
- [57] Julian Christian Wegner. „Ablation von Metallen mittels hochintensiver, few-cycle Laserpulse“. Diss. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2019.
- [58] J Zhou u. a. „Enhanced high-harmonic generation using 25 fs laser pulses“. In: *Physical Review Letters* 76.5 (1996), S. 752.
- [59] David Attwood und Anne Sakdinawat. *X-rays and extreme ultraviolet radiation: principles and applications*. Cambridge university press, 2017.
- [60] Roland Lichters, J Meyer-ter Vehn und A Pukhov. „Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity“. In: *Physics of Plasmas* 3.9 (1996), S. 3425–3437.
- [61] T Baeva, S Gordienko und A Pukhov. „Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma“. In: *Physical review E* 74.4 (2006), S. 046404.
- [62] TD Arber u. a. „Contemporary particle-in-cell approach to laser-plasma modelling“. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 57.11 (2015), S. 113001.
- [63] John P Verboncoeur. „Particle simulation of plasmas: review and advances“. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 47.5A (2005), A231.
- [64] Femtolasers Produktions GmbH. *FEMTOSOURCETM rainbowTM - Operator's Manual*. 2013.

-
- [65] Femtolasers Produktions GmbH. *CEP4TM Module for FEMTOSOURCETM rainbowTM - Operator's Manual*. 2013.
- [66] Sebastian Koke u. a. „Direct frequency comb synthesis with arbitrary offset and shot-noise-limited phase noise“. In: *Nature Photonics* 4.7 (2010), S. 462–465.
- [67] Fabian Lücking u. a. „Long-term carrier-envelope-phase-stable few-cycle pulses by use of the feed-forward method“. In: *Optics letters* 37.11 (2012), S. 2076–2078.
- [68] Femtolasers Produktions GmbH. *FemtopowerTM HE CEP - Operator's Manual*. 2013.
- [69] Pierre Tournois. „Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems“. In: *Optics communications* 140.4-6 (1997), S. 245–249.
- [70] Frederic Verluise u. a. „Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping“. In: *Optics letters* 25.8 (2000), S. 575–577.
- [71] Chris Iaconis und Ian A Walmsley. „Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses“. In: *Optics letters* 23.10 (1998), S. 792–794.
- [72] Christian Stelzmann. „Untersuchung von Plasma-Harmonischen im sub-relativistischen Regime mittels few-cycle-Laserpulsen“. Diss. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2015.
- [73] Alan G Michette. „Applications of Soft X-Ray Focusing Systems“. In: *Optical Systems for Soft X Rays*. Springer, 1986, S. 243–282.
- [74] Jan Riedlinger. „Spektroskopie von Ionen aus einem Ultrakurzpuls-Laserplasma“. Bachelorarbeit. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2019.
- [75] *Technical specifications*. Beiliegendes Datenblatt mit Spezifikationen der Newton DO920P-BN-9HC. Andor Technology. 2009.
- [76] IJ Paterson u. a. „Image plate response for conditions relevant to laser-plasma interaction experiments“. In: *Measurement Science and Technology* 19.9 (2008), S. 095301.
- [77] Masahito Katto u. a. „Laser beam profiler in the vacuum ultraviolet spectral range using photostimulable phosphor“. In: *Review of scientific instruments* 64.2 (1993), S. 319–324.
- [78] T Feurer, S Niedermeier und R Sauerbrey. „Measuring the temporal intensity of ultrashort laser pulses by triple correlation“. In: *Applied Physics B* 66.2 (1998), S. 163–168.
- [79] Cristian Porneala und David A Willis. „Observation of nanosecond laser-induced phase explosion in aluminum“. In: *Applied physics letters* 89.21 (2006), S. 211121.
- [80] Jong H Yoo u. a. „Explosive change in crater properties during high power nanosecond laser ablation of silicon“. In: *Journal of Applied physics* 88.3 (2000), S. 1638–1649.
- [81] Inc. Thorlabs. *Thorlabs Homepage*. 2020. URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=264.

-
- [82] Patrick Heissler u. a. „Toward single attosecond pulses using harmonic emission from solid-density plasmas“. In: *Applied Physics B* 101.3 (2010), S. 511–521.
- [83] U Teubner und Paul Gibbon. „High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces“. In: *Reviews of Modern Physics* 81.2 (2009), S. 445.
- [84] Christian Greb. „Aufbau und Charakterisierung eines Vorpulsgenerators zur definierten Laser-Plasma-Wechselwirkung“. Bachelorarbeit. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2015.
- [85] F Kleeschulte u. a. „Fast electrons generated by quasistatic electric fields of a fs-laser-pulse-induced plasma“. In: *Physical Review E* 96.3 (2017), S. 033201.
- [86] M Yeung u. a. „Angularly separated harmonic generation from intense laser interaction with blazed diffraction gratings“. In: *Optics letters* 36.12 (2011), S. 2333–2335.
- [87] M Cerchez u. a. „Generation of laser-driven higher harmonics from grating targets“. In: *Physical review letters* 110.6 (2013), S. 065003.
- [88] EEB Campbell u. a. „An intense, simple carbon cluster source“. In: *The Journal of chemical physics* 93.9 (1990), S. 6900–6907.
- [89] Anke Krüger. *Neue Kohlenstoffmaterialien: Eine Einführung*. Springer-Verlag, 2007.
- [90] M Joseph, N Sivakumar und P Manoravi. „High temperature vapour pressure studies on graphite using laser pulse heating“. In: *Carbon* 40.11 (2002), S. 2031–2034.
- [91] Andrey V Gusarov und Igor Smurov. „Thermal model of nanosecond pulsed laser ablation: Analysis of energy and mass transfer“. In: *Journal of applied physics* 97.1 (2005), S. 014307.
- [92] Cristian Porneala und David A Willis. „Observation of nanosecond laser-induced phase explosion in aluminum“. In: *Applied physics letters* 89.21 (2006), S. 211121.
- [93] X Zeng u. a. „Experimental investigation of ablation efficiency and plasma expansion during femtosecond and nanosecond laser ablation of silicon“. In: *Applied Physics A* 80.2 (2005), S. 237–241.
- [94] Quanming Lu. „Thermodynamic evolution of phase explosion during high-power nanosecond laser ablation“. In: *Physical Review E* 67.1 (2003), S. 016410.
- [95] David R Lide. *CRC handbook of chemistry and physics*. Bd. 85. CRC press, 2004.
- [96] Alexander Savvatimskiy. *Carbon at high temperatures*. Bd. 134. Springer, 2015.
- [97] GM Jenkins und K Kawamura. „Structure of glassy carbon“. In: *Nature* 231.5299 (1971), S. 175–176.
- [98] RA Ganeev u. a. „High-order harmonic generation in graphite plasma plumes using ultrashort laser pulses: a systematic analysis of harmonic radiation and plasma conditions“. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 45.16 (2012), S. 165402.
- [99] S. Fuchs. „Kalibrierung eines XUV-Spektrometers zur Effizienzbestimmung von Hoher Harmonischer Strahlung“. Masterarbeit. Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2010.

-
- [100] J Jasny u. a. „A single-shot spectrograph for the soft x-ray region“. In: *Review of scientific instruments* 65.5 (1994), S. 1631–1635.
- [101] Thomas Hahn. „Entwicklung eines Polarimeters zur Untersuchung von VUV-Harmonischen“. Diplomarbeit. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2010.

DANKSAGUNGEN

Mein wissenschaftlicher Werdegang begann 2012 am Institut für Laser- und Plasmaphysik mit der Anfertigung meiner Bachelorarbeit. In den folgenden Jahren bis zur Vollendung meiner Masterarbeit bin ich immer tiefer in dieser Molasse aus interessanten Problemstellungen und Themen, sowie vieler netter und hilfsbereiter Menschen stecken geblieben. So war es schließlich unvermeidlich, dass ich auch meine Doktorarbeit an diesem Institut schreibe. Ich denke an diesem Punkt werden mir alle jetzigen und vorherigen Doktoranden zustimmen: Aus dem Potentialtopf des ILPP tunnelt es sich nur sehr schwer heraus!

Für diese Problem tragen Sie, Professor Pretzler, die Hauptverantwortung. Sie unterstützen alle Mitarbeiter Ihres Institutes, stellen sich vor Ihre Angestellten und haben immer ein offenes Ohr für alle anfallenden Probleme. Gerade bei wissenschaftlichen Arbeiten finden Sie das richtige Maß an Freilauf, wissenschaftlichen Diskussionen und Förderung um diese schließlich zu einem guten Abschluss zu bringen. Dies trifft besonders gut für die Entstehung dieser Dissertation zu. So gab es auf dem Weg viele thematische und wissenschaftliche Tiefpunkte, in denen ich gelandet bin und Sie haben es immer wieder geschafft, mich durch anregende Diskussionen und das Aufzeigen anderer Möglichkeiten sprichwörtlich aus dem Loch zu ziehen. Für all das und natürlich für die Möglichkeit, meine Dissertation an Ihrem Institut zu machen, möchte ich Ihnen recht herzlich danken.

Ein weiterer Dank geht an Privatdozent Dr. Götz Lehmann. Zuerst einmal bedanke ich mich für die hilfreichen Diskussionen, für das offene Ohr bei physikalischen Fragen und Problemen und vor allem für die institutsübergreifende gute Zusammenarbeit, sowie natürlich für das gründliche Auseinandernehmen dieser Arbeit als Zweitgutachter. Außerdem möchte ich hier, stellvertretend für wahrscheinlich alle Studierenden und Promovierenden, meinen Dank für das unermüdliche Engagement für gute Bildung und Lehre an der HHU bedanken. Somit besteht neuerdings Hoffnung für die teils noch antiquaren Verhältnisse in den physikalischen Praktika.

Sowohl das Physikstudium, als auch die folgende Dissertation sind kein leichtes Unterfangen und gerade bei den vielen Rückschlägen und etwaigen Schwierigkeiten, die zwangsläufig in der Forschung dazu gehören, braucht man Nerven wie Drahtseile und/oder breite Unterstützung

im Familien- und Freundeskreis. Da es nicht möglich ist, sich selber zu kalibrieren und eine Stichprobe von eins nicht aussagekräftig ist, kann ich über den Zustand meiner Belastbarkeit keine Aussage treffen. Was ich jedoch sagen kann ist: Danke, liebe Familie und Freunde, für die vielseitige und hilfreiche Unterstützung, für die schöne Zeit, für die offenen Ohren und so vieles mehr! Danke!

An dieser Stelle möchte ich einen ganz besonderen Menschen hervorheben, der mich das gesamte Studium bis heute begleitet hat und hoffentlich noch bis zu meinem Lebensende begleiten wird. Laura, ich möchte dir an dieser Stelle nicht nur für deine Unterstützung beim Studium danken, sondern vor allem für die vielen großen und kleinen Dinge, mit denen du mein Leben bereicherst. Du machst mein Leben lebenswert!

Schlussendlich möchte ich mich auch noch bei allen Kollegen bedanken, nicht nur für die gute und konstruktive wissenschaftliche und technische Zusammenarbeit, sondern auch für eure persönliche, menschliche Seite, die den Weg zur Arbeit auch in schwierigen Phasen erträglich gemacht hat. Auch waren die vielen interessanten Projekte, die wir zusammen gemeistert haben, wie „die Nacht der Wissenschaft“ oder die Lichtgeschwindigkeitsmessung für Quarks und Co. stets eine Freude und interessante Abwechslung. Besonders hervorheben möchte ich an dieser Stelle nochmals den freundschaftlichen Zusammenhalt des Instituts, den ich sehr wertschätze! Dieser wurde vor allem durch die Abendveranstaltungen, von denen vor allem die Glühweinsaison hervorzuheben ist, deutlich und ich werde sie vermissen.

Es ist und war eine schöne Zeit und da ich dem Institut noch etwas erhalten bleibe, wünsche ich uns allen ein Jahr voller guter und konstruktiver Zusammenarbeit, vieler Abendveranstaltungen ;-) und noch weitere spannende Projekte.

DANKE

EIDESSTATTLICHE VERSICHERUNG

Ich versichere an Eides statt, dass die Dissertation von mir selbständig und ohne unzulässige fremde Hilfe unter Beachtung der „Grundsätze zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf“ erstellt worden ist.

Neuss, den 30. Juni 2020 _____