

Master Thesis

Aufbau und
Charakterisierung eines
zeitaufgelösten 2D Plasma
Anrege-Abfrage-Systems

Relativistische Laserphysik, IOQ Jena



FRIEDRICH-SCHILLER-
UNIVERSITÄT
JENA

- 1. Gutachter:** Prof. Dr. Malte C. Kaluza
- 2. Gutachter:** Dr. Sebastian Keppler

Andreas Massinger

22. November 2018

Danksagung

Hiermit möchte ich allen Personen danken, die mich bei meiner Masterarbeit unterstützt haben.

Besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Malte C. Kaluza, in dessen Arbeitsgruppe ich diese Arbeit anfertigen konnte.

Ebenfalls danken möchte ich meinem Betreuer Dr. Sebastian Keppler für die Unterstützung bei der Anfertigung dieser Arbeit.

Der gesamten Arbeitsgruppe danke ich für die gute Arbeitsatmosphäre, insbesondere Issa Tammer, Dr. Marco Hornung und Marco Hellwing für die Unterstützung im Labor und Matthew Schwab und Georg Becker, die bei Fragen zur Auswertung immer Zeit hatten und mir weiterhelfen konnten.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die hier vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt habe und keine anderen Hilfsmittel als die angegebenen verwendet habe. Zitate und aus anderen Arbeiten übernommene Werte wurden an den verwendeten Stellen kenntlich gemacht. Außerdem versichere ich, dass diese Arbeit noch keiner anderen Stelle zur Erlangung eines Abschlusses vorlag.

(Datum, Unterschrift)

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Lasert und ultrakurze Pulse	3
2.2	Lasert-Plasma-Wechselwirkungen	11
2.3	Optische Charakterisierungsmethoden für unterkritische Plasmen	20
2.3.1	Schnelle Kameras	20
2.3.2	Abbildende System	21
2.4	3-D Charakterisierung von Plasmen	22
3	Charakterisierung des Messaufbaus	25
3.1	Zeitlicher Pulsteiler	26
3.2	Räumlicher Pulsteiler	33
3.3	Abbildung	35
3.4	Interferometer	37
3.5	Pumplaser und Plasma	39
4	Proben eines Luft-Plasmas	41
5	Fazit und Ausblick	49
6	Komponenten	51

Kapitel 1

Einleitung

Seit der ersten Laser Protonenbeschleunigung im MeV Bereich im Jahr 2000 [1] wurde diese Technik immer weiter untersucht. Eine Methode der Laser Protonenbeschleunigung ist die "**T**arget **N**ormal **S**heath **A**cceleration" (TNSA) [2]. Dabei besitzt die Wechselwirkung des Lasers mit dem Vorplasma einen wichtigen Einfluss auf die Effizienz der Protonenbeschleunigung. Das Vorplasma kann durch die ansteigende Flanke des Laserpulses oder durch Vorpulse erzeugt werden. Um das Vorplasma zu untersuchen, werden Abfragepulse verwendet. Aus diesen Untersuchungen lässt sich die Plasmendichte und -größe bestimmen. Bisher wurde dieses Abfrageverfahren meist mit nur einem Abfragepulse durchgeführt, wodurch zwar Informationen zu einem Zeitpunkt gewonnen werden können, nicht aber die zeitliche Entwicklung eines Plasmas untersucht werden kann. Dazu soll in dieser Arbeit ein viel-Puls Abfragesystem mit hoher Zeitauflösung entwickelt, charakterisiert und getestet werden.

Diese Arbeit wurde am **P**etawatt **O**ptical **L**aser **A**mplifier for **R**adiation **I**ntensive **E**xperiment**S** (POLARIS-Laser) [3] der Friedrich-Schiller-Universität sowie des Helmholtz-Instituts Jena durchgeführt. Mithilfe des zu entwickelnden Aufbaus kann zukünftig zeitaufgelöst die Plasmaentwicklung eines Laser induzierten Plasmas auch unabhängig vom Gesamtsystem mithilfe eines eigenen Verstärkers untersucht werden. Dazu wurde zunächst ein Aufbau benötigt, der einen Pulszug, der aus mehreren Einzelpulsen besteht, erstellen kann. Die erzeugten Einzelpulse sollen Pulsdauern < 1 ps und ein variables Zeitdelay im Bereich von Pikosekunden besitzen. Durch diese Abfragepulse kann ein laserinduziertes Plasma, das durch einen zweiten intensiveren Anregepuls ($> 10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$) [4] oder den Hauptpuls des POLARIS-Lasers mit einer

Intensität von $I > 10^{18} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ auf einer Tagetoberfläche erzeugt wird, untersucht werden. Anschließend müssen die einzelnen Abfragepulse räumlich getrennt werden um die verschiedenen Bilder separiert aufnehmen zu können. Aus der Phaseninformation lässt sich schließlich die Plasmendichte zu den verschiedenen Zeitpunkten gewinnen und daraus zusätzliche Informationen über die Plasmenausbreitung und die Plasmentemperatur extrahieren. Um Zugang zur Phaseninformation zu erhalten wurde ein Mach-Zehnder-Interferometer aufgebaut.

Diese Informationen sollen in der Optimierung des zeitlichen Intensitätsprofils des Polaris-Lasers genutzt werden, um höhere Protonenenergien zu erreichen. Dies geschieht über eine effizientere Einkopplung des Hauptlasers in das entstehende Vorplasma, das durch einen geeigneten Vorpuls erzeugt wird.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Laser und ultrakurze Pulse

Laser

Der Laser ist eine besondere Form der nicht thermischen Lichtquelle, die aus mindestens drei Komponenten besteht, einem aktivem Medium, einem Resonator, bestehend aus mindestens zwei Spiegeln, und einer Energiequelle [5]. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 2.1 gezeigt, wobei r die Reflexivität der Spiegel beschreibt.

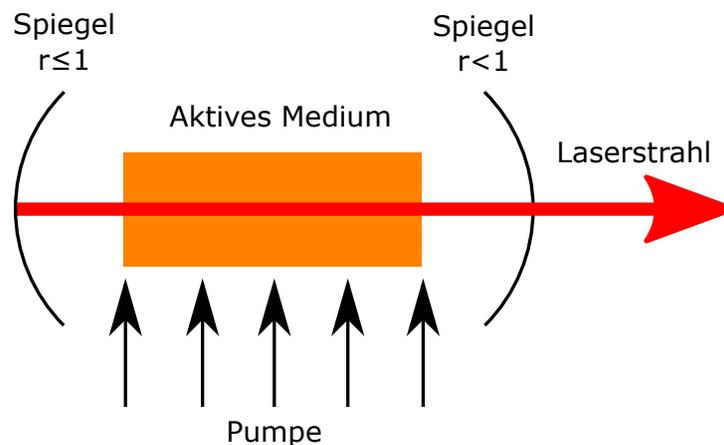


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau der drei Laserkomponenten

Die Grundlage des Lasers beruht auf der stimulierten Emission von Licht

[6]. Diese wurde bereits von Einstein mithilfe der Einsteinkoeffizienten beschrieben [5]. Die möglichen Übergänge in einem zwei-Niveau-System sind in Abbildung 2.2 gezeigt.

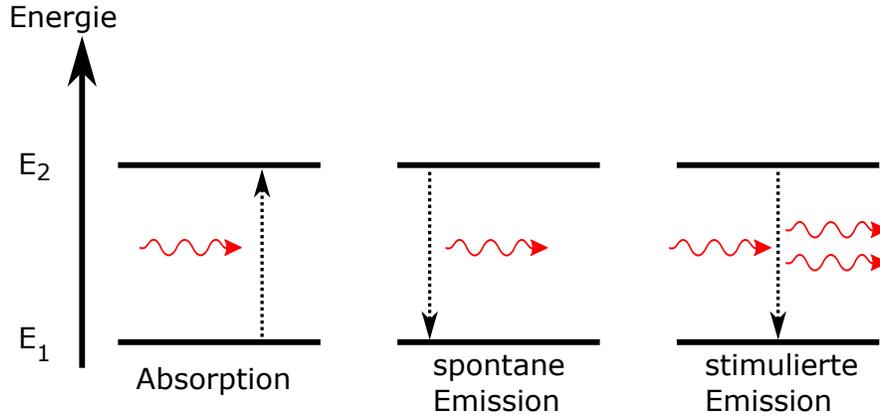


Abbildung 2.2: Übergänge in einem 2-Niveau-System, die roten Wellen stellen Photonen und die gestrichelte Linien die Übergänge der Energieniveaus dar

Die entsprechenden Ratengleichungen [7] für die Übergänge des Niveaus N_1 lauten:

$$\left. \frac{dN_1}{dt} \right|_{\text{abs}} = -B_{1 \rightarrow 2} N_1 \sigma \quad (2.1)$$

$$\left. \frac{dN_1}{dt} \right|_{\text{spont}} = A_{2 \rightarrow 1} N_2 \quad (2.2)$$

$$\left. \frac{dN_1}{dt} \right|_{\text{stim}} = B_{2 \rightarrow 1} N_2 \sigma, \quad (2.3)$$

wobei $N_{1/2}$ die Besetzung des oberen bzw. unteren Niveaus beschreibt, $B_{1 \rightarrow 2/2 \rightarrow 1}$ die Wahrscheinlichkeit für Absorption, bzw. stimulierte Emission, $A_{2 \rightarrow 1}$ die Wahrscheinlichkeit für die spontane Emission und σ die Photonendichte angeben. Im thermischen Gleichgewicht liegt eine Boltzmann-Verteilung [8] vor und die Änderungsraten gleichen sich gegenseitig aus. Damit ergibt sich aus den Ratengleichungen die Gleichung:

$$B_{1 \rightarrow 2} N_1 \sigma = A_{2 \rightarrow 1} N_2 + B_{2 \rightarrow 1} N_2 \sigma, \quad (2.4)$$

woraus sich durch umstellen das Besetzungsverhältnis ergibt:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{A_{2 \rightarrow 1} + B_{2 \rightarrow 1} \sigma}{B_{1 \rightarrow 2} \sigma}. \quad (2.5)$$

Vergleicht man dies (2.5) mit dem Besetzungsverhältnis einer Boltzmannverteilung [8]:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{e^{-\frac{E_1}{k_B T}}}{e^{-\frac{E_2}{k_B T}}} = e^{\frac{h\nu}{k_B T}}, \quad (2.6)$$

wobei h das plancksche Wirkungsquantum, ν die Frequenz, k_B die Boltzmannkonstante und T die Temperatur angibt und betrachtet den Grenzwert für hohe Photonendichte, so lässt sich die Beziehung zwischen den Einsteinkoeffizienten $B_{2 \rightarrow 1}$ und $B_{1 \rightarrow 2}$ finden. Die daraus folgende Formel für die Photonendichte lautet:

$$\sigma = \frac{A_{2 \rightarrow 1}}{B_{1 \rightarrow 2} e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - B_{2 \rightarrow 1}}. \quad (2.7)$$

Da für unendliche Temperaturen auch die Photonendichte gegen unendlich gehen muss und der Koeffizient $A_{2 \rightarrow 1}$ endlich ist folgt:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{A_{2 \rightarrow 1}}{B_{1 \rightarrow 2} e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - B_{2 \rightarrow 1}} = \infty, \quad (2.8)$$

woraus erkennbar wird, dass $B_{2 \rightarrow 1} = B_{1 \rightarrow 2} = B$ ist.

Setzt man dieses Ergebnis in 2.7 ein, und setzt die Photonendichte mit dem planckschen Strahlungsgesetz gleich, so ergibt sich der Zusammenhang zwischen $A_{2 \rightarrow 1}$ und B :

$$\frac{A_{2 \rightarrow 1}}{B \left(e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1 \right)} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3 \left(e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1 \right)} \quad (2.9)$$

$$\Leftrightarrow \frac{A_{2 \rightarrow 1}}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3 k_B T}. \quad (2.10)$$

Um eine Verstärkung von Licht zu erreichen, muss die stimulierte Emission die Absorption sowie die spontane Emission übersteigen. Da dazu das Niveau N_2 stärker bevölkert sein muss als das Niveau N_1 ist dies in einem reinen zwei-Niveau-System nicht möglich. Es stellt sich ein Gleichgewicht ein, in dem beide Niveaus zu 50% bevölkert sind. Das Material wird dabei durchsichtig, da sich Absorption und stimulierte Emission ausgleichen. Da die Übergangsrate durch spontane Emission nicht von der Photonendichte abhängt, kann diese ab einer entsprechend hohen Photonenzahl vernachlässigt werden.

Erst durch das Hinzufügen eines dritten Niveaus wird es möglich ein höheres Energieniveau stärker zu bevölkern als ein unteres Niveau, wodurch sich

Verstärkung des Lichts erreichen lässt [5].

Dazu wird von Grundniveau N_1 in das höchste Niveau N_3 gepumpt. Die Besetzung dieses Niveaus zerfällt schnell gegenüber der Besetzung des oberen Laserniveaus N_2 in das Niveau N_2 . Durch eine entsprechend hohe Pumprate, die von den Lebensdauern der Niveaus abhängt, ist es möglich das Niveau N_2 stärker zu besetzen als das Niveau N_1 , wodurch eine Besetzungsinversion erreichbar ist.

Durch die Besetzungsinversion wird Licht, dessen Photonenenergie mit der Energiedifferenz der beiden Niveaus übereinstimmt, verstärkt. Die ersten Photonen werden durch spontane Emission erzeugt. Da dieser Prozess in einem Resonator stattfindet, wird das räumliche Intensitätsprofil des erzeugten Laserpulses durch die Geometrie des Resonators sowie das Verstärkerprofils des aktiven Mediums definiert. Eine besonderes räumliches Intensitätsprofil ist der Gausstrahl, der sich während seiner ungestörten Propagation im Raum nur hinsichtlich der Größe ändert, seine Form bleibt ein Gausstrahl.

Gausstrahl

Der Spezialfall der Gausstrahlen wird in diesem Kapitel behandelt. Der Strahl wird dabei durch die Lage z_0 der Strahltaile sowie deren Durchmesser w_0 charakterisiert [5]:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_r} \right)^2}, \quad (2.11)$$

wobei z_r die Rayleigh Länge angibt, innerhalb derer der Strahldurchmesser um den Faktor $\sqrt{2}$ gegenüber der Strahltaile zunimmt. Die Rayleigh Länge berechnet sich über:

$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.12)$$

und hängt nur von der Wellenlänge λ und der Strahltaile w_0 ab.

Die Intensität folgt einer zweidimensionalen, gaussförmigen Verteilung:

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}}, \quad (2.13)$$

wobei I_0 die maximale Intensität angibt.

Diese Intensitätsverteilung ist in Abbildung 2.3 für den im Experiment verwendeten Pumpimpuls gezeigt, wobei die Rayleigh Länge mit gestrichelten vertikalen grauen Linien markiert ist und $z_r = 9,7 \mu\text{m}$ beträgt. Der Laserpuls

besaß eine Energie von $E = 700 \mu\text{J}$, eine Pulsdauer von $\tau = 140 \text{ fs}$ und eine Strahltaile von $w_0 = 2 \mu\text{m}$.

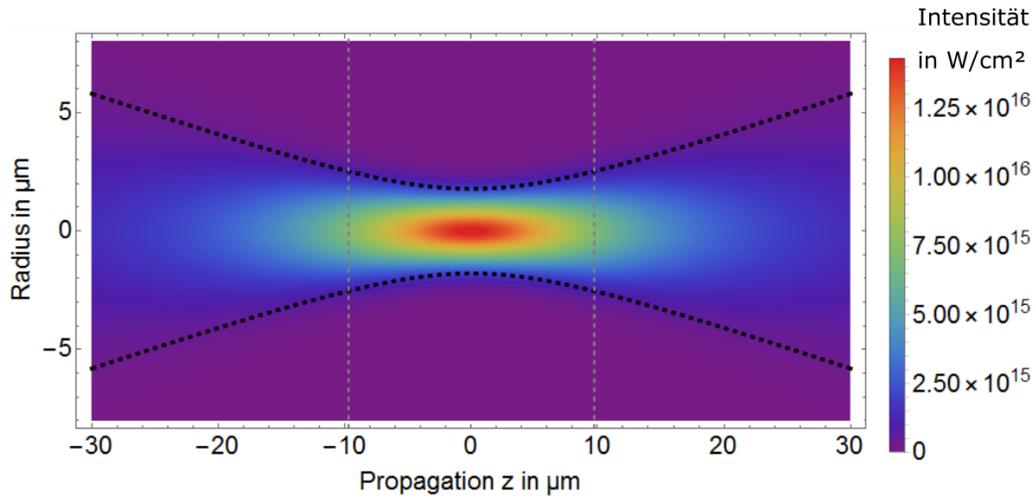


Abbildung 2.3: Intensitätsverlauf eines Gausspulses um den Fokus, Strahltaile $w_0 = 2 \mu\text{m}$ Pulsenergie $E = 700 \mu\text{J}$, Pulsdauer $\tau = 140 \text{ fs}$

Die Intensität lässt sich verglichen mit der elektrischen Feldstärke, die mit der Frequenz des Lichts oszilliert, leichter messen. Der Zusammenhang zwischen der Intensität I und der elektrischen Feldstärke E ist über die Formel [5]:

$$I = \frac{\epsilon_0 c}{2} E^2 \quad (2.14)$$

gegeben.

Viele Effekte, wie die Erzeugung von Plasmen oder die Laser-Teilchenbeschleunigung setzen hohe Intensitäten voraus. Um die Intensität eines Laserpulses zu erhöhen kann die Fokusfläche verkleinert, die Pulsenergie erhöht oder die Pulsdauer verkürzt werden. Auf die Pulsdauer wird im nächsten Kapitel genauer eingegangen.

Kurze Pulse

Bereits der erste Laser der Welt war ein Rubinlaser im Pulsbetrieb [9]. Dieser wurde durch Blitzlampen gepumpt, wodurch sich eine hohe Pumpleistung ergab und somit leichter eine Besetzungsinversion als mit einer kontinuierlichen

Energiezufuhr erzeugen lässt. Um kürzere Pulse im Nanosekundenbereich zu erzeugen wird eine Güteschaltung [6] verwendet. Dabei wird in den Laserresonator ein schaltbarer Verlust gestellt. Dies kann bei aktiver Schaltung ein Polarisator in Verbindung mit einer Pockelszelle oder im passiven Betrieb ein sättigbarer Absorber sein. Der Vorteil dieser Aufbauten ist die Trennung von Pumpzustand zur Erzeugung der Besetzungsinversion und dem Laserbetrieb, in dem die Inversion wieder abgebaut wird. Dadurch kann über eine längere Zeit Energie zugeführt werden, die sich anschließend in einem kurzen Puls entlädt.

Um ultra-kurze Pulse mit einer Pulsdauer im Piko- bis Femtosekundenbereich zu erzeugen kann der Laser modengelockt betrieben werden [10]. Dies bedeutet, dass alle Moden im Laser zu einem Zeitpunkt eine feste Phasenbeziehung haben und sich konstruktiv überlagern. In einem Resonator können verschiedene longitudinale Moden anschwingen. Diese müssen die Bedingung:

$$l = n\lambda = n\frac{c}{\nu} \quad (2.15)$$

erfüllen, wobei l die Resonatorlänge, n eine natürliche Zahl, λ die Wellenlänge der Mode, c die Lichtgeschwindigkeit und ν die Frequenz der Mode beschreiben. Die einzelnen Moden besitzen einen spektralen Abstand von $\Delta\nu = \frac{c}{2l}$. Wenn alle Moden ohne feste Phasenbeziehung im Dauerstrichbetrieb laufen, wird die Energie über die Zeit konstant als schwacher Laserstrahl abgegeben. Fügt man aber eine Dispersionskontrolle hinzu um die Phase aller Moden zu synchronisieren, so kann der Laser in den Pulsbetrieb wechseln. Um den Dauerstrichbetrieb zu verhindern kann ein intensitätsabhängiger Verlust durch eine Blende nach einem Medium mit starker Nichtlinearität oder ein sättigbarer Absorber in den Laserresonator gestellt werden. Da dieser dem schwachen Dauerstrichbetrieb mehr Verluste hinzufügt als dem intensiven Pulsbetrieb wechselt der Laser in den Pulsbetrieb. In Abbildung 2.4 sind exemplarisch die normierten Intensität in Pulsen mit unterschiedlicher Modenanzahl gezeigt.

In Abbildung 2.4 wird ersichtlich, dass mit steigender Modenanzahl die räumliche Ausdehnung des Pulses entlang seiner Ausbreitungsrichtung und damit die Pulsdauer sinken. Dies lässt sich mathematisch über die Fouriertransformation herleiten. Dazu startet man beispielsweise mit einem gaussförmigen Puls im Zeitraum:

$$E(t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\Delta t^2}\right). \quad (2.16)$$

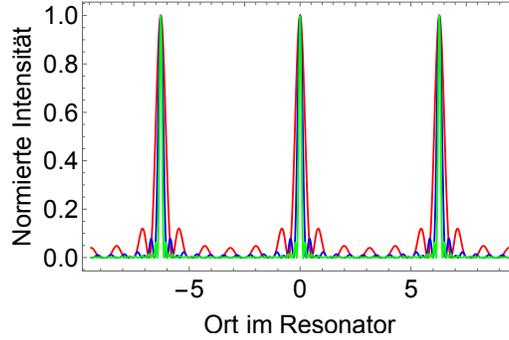


Abbildung 2.4: Exemplarischer Intensitätsverlauf für 5 (Rot), 10 (Blau) und 20 (Grün) Moden mit fester Phasenbeziehung

Der Puls wird nun fouriertransformiert:

$$E(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} E(t) dt \quad (2.17)$$

$$= \frac{E_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t - \frac{t^2}{\Delta t^2}} dt \quad (2.18)$$

$$= \frac{E_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{-1}{\Delta t^2} \left(t + \frac{i\omega \Delta t^2}{2}\right)^2 - \frac{\omega^2 \Delta t^2}{4}} dt \quad (2.19)$$

$$E(\omega) = \frac{E_0 \Delta t}{\sqrt{2}} e^{-\frac{\omega^2 \Delta t^2}{4}}. \quad (2.20)$$

Aus dem gaussförmigem Puls im Zeitraum ergibt sich so ein ebenfalls gaussförmiger Puls im Frequenzraum mit der Frequenzbreite $\Delta\omega = \frac{2}{\Delta t}$. Wird statt der Standardabweichung die Halbwertesbreite verwendet, die sich über $\Delta_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma$ berechnet, so führt dies zum Zeit-Bandbreiten-Produkt:

$$\Delta t_{\text{FWHM}} \cdot \Delta\omega_{\text{FWHM}} \geq a. \quad (2.21)$$

Der Faktor a hängt dabei von der Pulsform ab und beträgt für gaussförmige Pulse $a = 4 \ln 2$. Gilt in Gleichung 2.21 das Gleichheitszeichen statt der Ungleichung, so spricht man von Bandbreiten-limitierten Pulsen.

Wird ein Teil des Spektrums entfernt, so wird der Puls entsprechend länger. Zusätzlich können Satellitenpulse vor oder nach dem Hauptpuls auftreten, je nachdem wie der Puls geschnitten wird. So führt die Fouriertransformation der Rechtecksfunktion zur Sinc-Funktion, die ausgeprägte Satellitenpulse

beinhaltet. Für den $\tau = 140$ fs langen Pumpimpuls im Experiment ist somit mindestens eine Bandbreite von $\Delta\lambda = 11$ nm nötig.

Ein Vorteil von Pulsen gegenüber einem Dauerstrich Laser besteht darin, dass die Pulsenergie leichter verstärkt werden kann, indem der Puls zuerst zeitlich gestreckt wird. Dadurch sinkt seine Intensität und der gestreckte Puls kann verstärkt und anschließend wieder komprimiert werden. Auf die Verstärkung wird im nächsten Kapitel weiter eingegangen.

Verstärker

Um die Leistung eines Lasers weiter zu erhöhen, können diese verstärkt werden. Dazu wird der Laserstrahl in ein Medium geschickt, in dem eine Besetzungsinversion zwischen zwei Energieniveaus, die der Wellenlänge des Lasers entsprechen, vorliegt. Wenn der Laser mit dem Medium wechselwirkt, wird die Besetzungsinversion abgebaut und das Licht durch stimulierte Emission verstärkt. Die Verstärkung kann dabei in einem weiteren Resonator stattfinden, in dem der Puls immer wieder durch das Verstärkermedium propagiert. Der Nachteil dieses Aufbaus besteht darin, dass bei hohen Leistungen große Strahldurchmesser benötigt werden um die Intensität niedrig zu halten. Da der Verstärkerresonator stabil laufen muss, werden sehr große Spiegel mit großen Krümmungsradien benötigt. Dies limitiert die Maximalintensität in diesem Verstärkertyp, dem sogenannten regenerativem Verstärker [11]. Der Puls kann auch durch einzelnen Umlenkspiegel mehrmals auf verschiedenen Strahlwegen durch das Medium gelenkt werden. Dabei kann der Aufbau im Gegensatz zum stabilen Resonator auch kleiner aufgebaut werden. Dieser Aufbau wird Multipass-Verstärker genannt [12]. Allerdings kann auch hier nur bis zu einer materialabhängigen Maximalintensität verstärkt werden. Ab dieser sind nichtlineare Prozesse im Medium nicht mehr vernachlässigbar und bei noch höheren Intensitäten kommt es schließlich zur Zerstörung des Mediums.

Um höhere Leistungen zu erzielen kann der Puls vor dem Verstärker gestreckt und nach dem Verstärker wieder zeitlich komprimiert werden. Dies hat den Vorteil, dass die Leistung im Verstärkermedium reduziert wird. Um den Puls zu strecken wird ein Aufbau benötigt, der für verschiedene Wellenlängen unterschiedliche optische Weglängen realisiert, die Richtung und Position der einzelnen Wellenlängen nach dem Aufbau aber nicht verändert. Die verschiedenen Wellenlängen sind danach zeitlich getrennt und erreichen den gleichen Punkt im Raum zu verschiedenen Zeiten, was als Chirp bezeich-

net wird. Anschließend wird der verlängerte Puls verstärkt und danach mit einem Gitterkompressor wieder komprimiert. Dazu wird zuerst ein positiver Chirp hinzugefügt und anschließend ein negativer Chirp, sodass der Chirp wieder aufgehoben wird. Dabei ist darauf zu achten, dass das optische Bauteil am Ausgang des Kompressors bereits der Intensität des kurzen Pulses standhalten muss und daher eine hohe Zerstörschwelle besitzen muss. Dieses Verfahren wird **Cirped Pulse Amplification (CPA)** [13] genannt.

Zur Streckung wird ein dispersives Element in den Strahlweg des Pulses gebracht. Dies kann ein hochdispersives Medium, ein Prismenaufbau oder ein Gitteraufbau sein. In Abbildung 2.5 wird die schematische Darstellung eines Gitterstreckers gezeigt, der einen kurzen Anfangspuls um mehrere Größenordnungen [14] strecken kann. Mit einem Gitteraufbau lässt sich je nach Aufbau sowohl eine positive als auch eine negative Dispersion erreichen. Da sich die Gesamtdispersion des Aufbaus aufheben soll ist dies durch einen Gitterstreckers und anschließenden Kompressor am einfachsten zu erreichen.

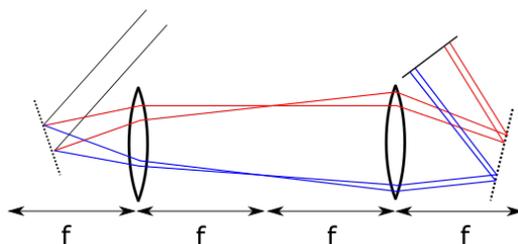


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau eines Gitterstreckers

Wird ein intensiver Laserpuls auf ein Medium fokussiert, so können die Intensitäten im Fokus ausreichen ($> 10^{10} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$) [4] um das Medium zu ionisieren und ein Plasma zu erzeugen.

2.2 Laser-Plasma-Wechselwirkungen

Plasma

Laut Chen ist Plasma ein quasineutrales Gas geladener und neutraler Teilchen, die kollektives Verhalten zeigen [15]. Da im Plasma freie Ladungsträger vorhanden sind, werden externe elektrische Felder abgeschirmt. Wird mithilfe eines Lasers ein Plasma erzeugt, so kann dies durch verschiedene Ionisationsmechanismen geschehen.

Ionisationsmechanismen

Wechselwirkt nun ein intensiver Laserpuls mit Materie, so kann die Intensität ausreichen um das Material teilweise oder auch vollständig zu ionisieren. Dies kann durch verschiedene Prozesse passieren, wobei sich diese durch die Intensität des Laserpulses unterscheiden.

Der klassische Ionisationsprozess ist der Photoeffekt. Dabei muss das Photon mindestens so viel Energie besitzen, wie die Austrittsarbeit W_{aus} aus dem Material beträgt. Die Energie des Photons ist über $E = h \cdot \nu = \hbar \cdot \omega$ gegeben. Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum, ν die Frequenz des Lichts, \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum und ω die Kreisfrequenz des Lichts. Besitzt das Lichtquant mehr Energie als es benötigt um das Atom zu ionisieren, so besitzt das frei werdende Elektron diese zusätzlich als kinetische Energie E_{kin} . Für die Photonenenergie gilt daher $E_{\text{Phot}} = W_{\text{aus}} + E_{\text{kin}}$. Beispielsweise besitzt Aluminium, das für viele Experimente verwendet wird [16], eine Austrittsarbeit von $W_{\text{aus}} = 4,2 \text{ eV}$, was einer minimal benötigten Frequenz des Lichts von $\nu = 1,02 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$ oder einer maximalen Wellenlänge von $\lambda = 295 \text{ nm}$ entspricht. Wird kein Target verwendet aber der intensive Laserpuls in Luft fokussiert, so wird aus der Luft im Fokus ein Plasma erzeugt, welche zu 78% aus Stickstoff besteht. Stickstoff besitzt eine Ionisationsenergie von $E_{\text{Ion}} = 14,5 \text{ eV}$. Da der verwendete Laser die Zentralwellenlänge bei $\lambda = 1030 \text{ nm}$ und eine Bandbreite von $\Delta\lambda = 11 \text{ nm}$ besitzt, ergibt sich eine Photonenenergie von $E_{\text{Phot}} = 1,2 \text{ eV}$. Diese reicht nicht aus um Aluminium oder Stickstoff zu ionisieren.

Jedoch können auch mehrere Photonen gleichzeitig absorbiert werden, wodurch genug Energie zur Ionisierung übertragen werden kann. Dieser Prozess wird Multiphotonenabsorption genannt. Ab Intensitäten von ca $10^{10} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ [4] wird der Multiphotoneneffekt dominant. Für das in vielen Experimenten verwendete Aluminium müssen für die erste Ionisationsstufe mindestens vier Photonen, für das in diesem Experiment verwendete Stickstoff sogar 12 Photonen gleichzeitig absorbiert werden. Werden mehr Photonen als notwendig absorbiert, so spricht man von Above Threshold Ionisation, wobei die zusätzliche Energie als kinetische Energie an das Elektron abgegeben wird. Die Wahrscheinlichkeit, das ein weiteres Photon absorbiert wird, nimmt mit der Anzahl jedoch stark ab, sodass die meisten Elektronen nur durch die minimal benötigte Anzahl an Photonen erzeugt werden. Das Prinzip der Multiphotonenabsorption für drei Photonen ist in Abbildung 2.6 gezeigt.

Steigt die Intensität weiter, so verändert das Potential des elektrischen Fel-

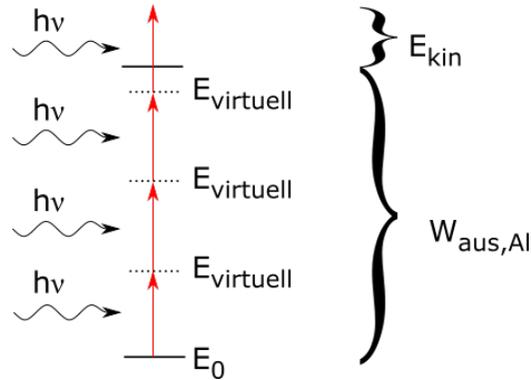


Abbildung 2.6: Prinzip der Multiphotonenabsorption für einen Laser mit der Wellenlänge von $\lambda = 1030 \text{ nm}$ am Beispiel von Aluminium, $h\nu$ stellen die absorbierten Photonen da, die das Atom aus dem Grundzustand mit jeder Absorption in ein höheres virtuelles Zwischenniveau E_{virtuell} ionisieren. W_{aus} ist die benötigte Austrittsarbeit und E_{kin} die Energie des freien Elektrons

des Lichts (V_{Laser}) das Coulomb Potential im Atom (V_{Coulomb}) und es entsteht das resultierende Potential V_{ges} als Summe beider Potentiale. Es kommt zur Tunnelionisation, die in Abbildung 2.7 schematisch dargestellt ist. Dabei kann das elektrische Wechselfeld des Lichts während des Ionisationsprozesses als konstant angenommen werden, da die Ionisation auf viel kürzeren Zeitskalen stattfindet als die Periodendauer des Lichts ($T_{1030\text{nm}} = \frac{\lambda}{c} = 3,4 \text{ fs}$). Nimmt man an, dass die Ionisation während eines Umlaufes des Elektrons auf der Bahn mit dem klassischen Bohrradius stattfindet, so dauert die Ionisation weniger als:

$$T_{\text{H}} = \sqrt{\frac{1}{4\pi\epsilon_0 m_e} \frac{e^2}{a_0^3}} = 0,15 \text{ fs}, \quad (2.22)$$

wobei m die Elektronenmasse und a_0 den Bohrradius beschreiben. Durch die hohen Feldstärken und die $\frac{1}{r}$ Abhängigkeit des Bindungspotentials des Elektrons über den Abstand von Atomkern entsteht ein Bereich, der über ein Restpotential vom Kern getrennt ist, in dem das Elektron quasi-frei ist. Dieser Bereich ist klassisch für das Elektron nicht zu erreichen. Das Elektron kann jedoch durch die noch vorhandene Restpotentialbarriere durchtunneln und ist danach ungebunden. Die Tunnelwahrscheinlichkeit hängt dabei stark von der Potentialhöhe ab und nimmt mit steigender Potentialhöhe exponentiell ab. Die Tunnelionisation wird ab einer Intensität von $10^{11} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ domi-

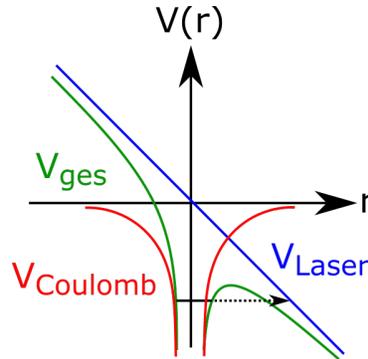


Abbildung 2.7: Prinzip der Tunnelionisation, durch das äußere Potential des Lasers (blau) entsteht ein Bereich in dem das Elektron ungebunden ist. Um dorthin zu gelangen muss noch die restliche Potentialbarriere durchtunnelt werden (gestrichelte Linie)

nant.

Da Multiphotonenabsorption und Tunnelionisationen bei unterschiedlichen Ionisationsenergien in verschiedenen Intensitätsbereichen auftreten kann der Keldysh-Parameter zur Identifizierung des dominanten Ionisationsprozesses verwendet werden. Dieser berechnet sich folgendermaßen:

$$\gamma_{\text{Kel}} = \sqrt{\frac{\omega_L^2 E_{\text{Ion}} \epsilon_0 c m_e}{2q^2 I_L}}, \quad (2.23)$$

wobei γ_{Kel} der Keldish Parameter, ω_L die Frequenz des Lichts, E_{Ion} die Austrittsarbeit, q die Ladung und I_L die Intensität des Lichts beschreiben. Für $\gamma_{\text{Kel}} \lesssim 1$ überwiegt die Tunnelionisation, für Werte $\gamma_{\text{Kel}} > 1$ die Multiphotonenabsorption [17].

Ab Intensitäten von $\approx 10^{12} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ wird die direkte Feldionisation wichtig. Die Schwelle, ab der die direkte Feldionisation dominant wird lässt sich über die Formel:

$$I_{\text{min}} = \frac{c(4\pi)^2 \epsilon_0^3}{32Z^2 e^6} E_{\text{Ion}}^4 \quad (2.24)$$

berechnen, wobei Z die Ladung des Ions beschreibt. Dabei wird das Coulomb-Potential in jeder Schwingungsperiode des Laserlichts so stark gestört, dass das Elektron frei ist und sich im extern angelegten Feld bewegen kann. Dies ist in Abbildung 2.8 gezeigt.

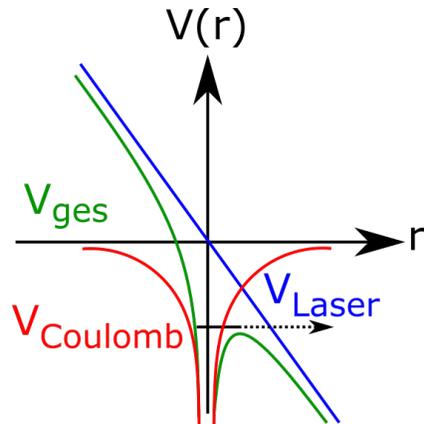


Abbildung 2.8: Skizze der Over-the-Barrier Ionisation, das Coulomb-Potential wird so stark gestört, dass das Elektron ungebunden ist

Bei der Ionisation von Luft, die im späteren Verlauf der Arbeit weiter untersucht wird, ergeben sich die Schwellintensitäten in Tabelle 2.1 für verschiedene Ionisationsstufen von Stickstoff und Sauerstoff die zusammen über 99% der Luftmoleküle ausmachen. Die Intensitäten gelten für die Over-the-Barrier Ionisation.

Ionisationsstufe	Stickstoff		Sauerstoff	
	E_{ion} in eV	Intensität in $\frac{W}{cm^2}$	E_{ion} in eV	Intensität in $\frac{W}{cm^2}$
1	14,534	$1,78 \cdot 10^{14}$	13,618	$1,38 \cdot 10^{14}$
2	29,601	$7,68 \cdot 10^{14}$	35,121	$1,52 \cdot 10^{15}$
3	47,445	$2,25 \cdot 10^{15}$	54,936	$4,05 \cdot 10^{15}$
4	77,474	$9,01 \cdot 10^{15}$	77,414	$8,98 \cdot 10^{15}$
5	97,890	$1,47 \cdot 10^{16}$	113,899	$2,69 \cdot 10^{16}$
6	552,07	$1,03 \cdot 10^{19}$	138,119	$4,04 \cdot 10^{16}$

Tabelle 2.1: Bindungsenergien und Ionisationsintensitäten für Stickstoff und Sauerstoff [18]

Bei Stickstoff tritt von der fünffachen zur sechsfachen Ionisation ein großer Sprung in der notwendigen Intensität auf. Dies liegt daran, dass Stickstoff fünf Elektronen in der äußeren Schale besitzt, die eine viel niedrigere Bindungsenergie besitzen als die Elektronen in der ersten Schale. Dies liegt am

Schalenaufbau der Elektronen, wobei die Bindungsenergie für unterschiedliche Schalen viel stärker variiert als innerhalb einer Schale. Für Sauerstoff tritt dieser Sprung bei der Ionisation vom sechsten zum siebten Elektron auf. In Abbildung 2.9 sind die verschiedenen Schwellintensitäten für die erreichbaren Ionisationsstufen für Stickstoff in Luft gezeigt. Dabei wird der Puls aus Abbildung 2.3 verwendet, der mit einer $\frac{f}{2}$ Parabel fokussiert wird. Die verschiedenen Farben geben die räumliche Grenze der Schwellintensität dar.

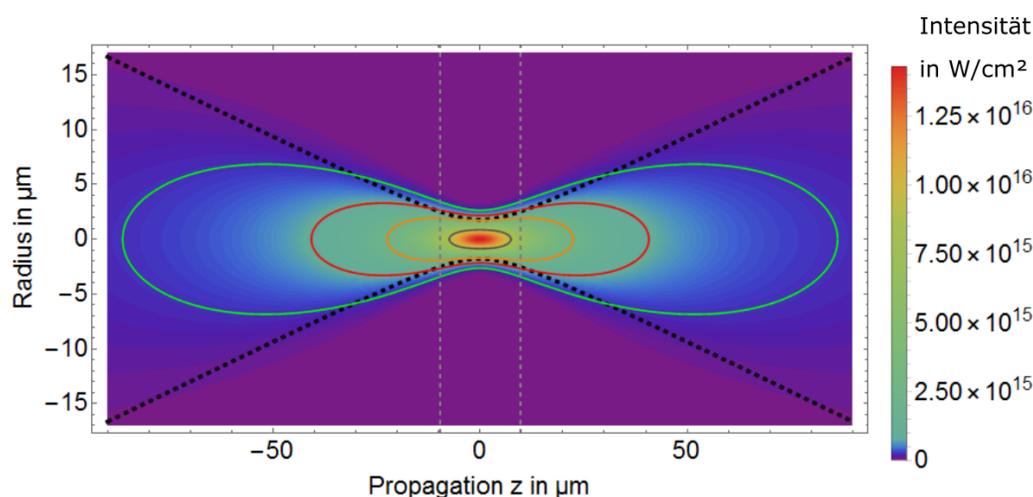


Abbildung 2.9: Bereiche der verschiedenen Ionisationsstufen, die der im dieser Arbeit verwendete Laserpuls um den Fokus in Luft erzeugen kann, Grün einfach, Rot zweifach, Orange dreifach und Grau vierfach.

Laser Plasma Wechselwirkungen

Trifft ein Laserpuls auf ein Plasma, so können verschiedene Effekte auftreten. Es kann Absorption, Brechung und Reflexion stattfinden. Dabei kommt es stark auf die Wellenlänge des Lichts sowie die Dichte des Plasmas an.

Das Plasma kann dabei als freies Elektronengas mit einem festen Ionenhintergrund angenähert werden. Die Näherung eines festen Ionenhintergrunds ist aufgrund der höheren Trägheit der Ionen, die durch die höhere Masse zustande kommt, gegeben, die im ungünstigsten Fall für ein Wasserstoffplasma ein Verhältnis von $\frac{m_p}{m_e} = 1836$ aufweist. Für andere Atome wird dieses Verhältnis

noch größer, da zur Kernmasse neben den Protonen noch die Neutronen hinzukommen. Zusätzlich liegt nicht immer eine vollständige Ionisation vor, die Ionen besitzen dann noch Elektronen und das Masse zu Ladungsverhältnis der Ionen steigt damit weiter an.

Wenn ein elektrisches Wechselfeld auf das Plasma trifft, werden die Elektronen zu Schwingungen angeregt. Können die Elektronen dem oszillierenden Feld folgen, so wird das Feld im Plasma abgeschirmt und es kommt zur Reflexion. Um die Elektronenbewegung im oszillierenden Laserfeld zu erhalten, werden die Bewegungsgleichung 2.25 [19], die Poissongleichung 2.26 [19] und die Kontinuitätsgleichung 2.27 [19] miteinander kombiniert:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} \quad (2.25)$$

$$\epsilon_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = e(n_e - n_i) \quad (2.26)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = -\vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}). \quad (2.27)$$

Hier beschreibt v die Geschwindigkeit der Elektronen, E das elektrische Feld des Laserlichts, q die Ladung der Elektronen, n_e die Elektronen- und n_i die Ionendichte. Betrachtet man die Bewegung des Elektrons als Auslenkung um seine Ruhelage, also für $v = v_0 + v_1$, $E = E_0 + E_1$ und $n_e = n_0 + n_1$, und betrachtet nur Störungen erster Ordnung, so führt dies zu den folgenden Gleichungen:

$$m \frac{dv_1}{dt} = -e\vec{E}_1 \quad (2.28)$$

$$\epsilon_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_1 = en_1 \quad (2.29)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = -n_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1. \quad (2.30)$$

Dabei wurde auch angenommen, dass nur einfach ionisierte Ionen vorhanden sind und daher $n_{e0} = n_i$ gilt.

Durch differenzieren von 2.30 nach der Zeit und einsetzen von 2.28 ergibt sich:

$$\frac{d^2 n_1}{dt^2} = \frac{n_0 e}{m} \vec{\nabla} \cdot \vec{E}. \quad (2.31)$$

Wird $\vec{\nabla} \cdot \vec{E}$ durch 2.29 ersetzt, so folgt die Differentialgleichung 2. Ordnung für die Elektronendichte:

$$\frac{d^2 n_1}{dt^2} = \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m} n_1 \quad (2.32)$$

Daraus ergibt sich die Plasmafrequenz zu:

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}. \quad (2.33)$$

Nur Wellenlängen mit einer höheren Frequenz als der Plasmafrequenz kann durch das Medium propagieren. Für Licht mit einer kleineren Frequenz wird das Plasma intransparent und nahezu vollständig reflektiert. Dies gilt für senkrechten Einfall auf das Plasma. Fällt das Licht hingegen unter einem anderen Winkel auf das Plasma, so wird das Licht durch den kontinuierlich ändernden Brechungsindex auf eine gebogenen Bahn abgelenkt. Die elektromagnetische Welle erreicht die kritische Dichte dabei nicht, sondern wird schon im unterdichten Plasma soweit umgelenkt, dass es nicht mehr tiefer in das Plasma eindringt. Formt man Gleichung 2.33 nach der Elektronendichte um, so erhält man die kritische Elektronendichte n_K im Plasma für eine gegebene Wellenlänge:

$$n_K = \frac{\omega_L^2 \epsilon_0 m_e}{e^2}. \quad (2.34)$$

Für die verwendete Wellenlänge von 1030 nm beträgt die kritische Dichte $n_K = 1,05 \cdot 10^{21} \frac{1}{\text{cm}^3}$. Dies wird bereits durch ein einfach ionisiertes Aluminiumplasma, das aus einem Festkörper ($n_{\text{Al}} = 6,0 \cdot 10^{22} \frac{1}{\text{cm}^3}$) erzeugt wird überschritten. Für ein Stickstoff-Sauerstoff-Plasma aus Luft mit der Teilchendichte von ($n_{\text{N}_2+\text{O}_2} = 2,5 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{cm}^3}$) bleibt das Plasma dabei für jede Ionisationsstufe unterkritisch.

Ist das Plasma hingegen unterkritisch, so kann der Laserpuls durch das Plasma propagieren. Dabei kommt es zwischen dem unterkritischen Plasma und dem Laserpuls zu Wechselwirkungen, die sich in einem von eins verschiedenen Brechungsindex äußern. Dieser lässt sich definieren als die Lichtgeschwindigkeit im Medium und wird in folgenden über die Dispersionsrelation hergeleitet. Ausgehend von den Maxwell Gleichungen [19]:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.35) \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.37)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.36) \quad \nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right). \quad (2.38)$$

verwenden wir 2.37 und 2.38. ρ steht für die Ladungsdichte, j für die Stromdichte und μ_0 für die magnetische Vakuumpermeabilität. Durch Anwendung

der Rotation auf 2.37 und einsetzen von 2.38 ergibt sich die Formel:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right), \quad (2.39)$$

welche sich zu:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.40)$$

vereinfachen lässt. Unter der Annahme einer ebenen Welle für das elektrische Feld:

$$E(x, t) = E_0 e^{i(kx - \omega t)} \quad (2.41)$$

und der Umschreibung der Stromdichte in die Teilchendichte mit der entsprechenden Geschwindigkeit $j(x, t) = -en_e v_e(x, z)$ folgt, dass sich sowohl die zeitliche Ableitung $\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$ als auch der Gradient $\nabla = ik$ als Multiplikation umschreiben lassen. Wendet man dies auf Gleichung 2.40 an, so folgt:

$$-k^2 = \mu_0 \frac{e^2 n_e}{m_e} - \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (2.42)$$

Mit der Plasmafrequenz 2.33 und der Bewegungsgleichung 2.28 folgt die Dispersionsrelation für Plasmen:

$$\omega^2 = c^2 k^2 + \omega_P^2. \quad (2.43)$$

Daraus lässt sich nun die Phasen- und Gruppengeschwindigkeit bestimmen

$$v_{\text{Ph}} = \frac{\omega}{k} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2}} = c \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} = \frac{c}{\eta} \quad (2.44)$$

$$v_{\text{Gr}} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d\sqrt{\omega_P^2 + k^2 c^2}}{dk} = c \frac{ck}{\omega} = c\eta \quad (2.45)$$

mit dem Brechungsindex $\eta = ck/\omega$. Da η immer kleiner 1 ist, folgt daraus dass die Gruppengeschwindigkeit immer größer als die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist.

Im Gegensatz zu schnell oszillierenden Feldern kann das Plasma statische elektrische Felder sehr gut abschirmen. Dabei ordnen sich die freien Ladungsträger des Plasmas so an, dass das externe Feld aufgehoben wird. Aufgrund der von 0 K verschiedenen Temperatur des Plasmas bewegen sich die einzelnen Ladungsträger und können die Abschirmung daher nicht in einer infinitesimal dünnen Schicht das Feld ausgleichen. Stattdessen findet die Abschirmung exponentiell über eine endliche Ausdehnung statt. Dabei bezeichnet

man die Länge, über welche das Feld auf den $\frac{1}{e}$ Betrag abfällt als Debye-Länge welche sich über:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (2.46)$$

berechnet. Dabei beschreibt ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, k_B die Boltzmann Konstante und e die Elementarladung, T_e ist die Temperatur der Elektronen und n_e die Elektronendichte. Typische Debylängen sind stark vom Plasma abhängig. So können Debylängen in der Größenordnung von $\lambda_D = 10^{-4}$ m bei Plasmen bei Gasentladungen, sowie Debylängen im Bereich von $\lambda_D = 10^2$ m im intergalaktischen Raum vorliegen [20]. Damit das Plasma Felder effektiv abschirmen kann, muss seine Ausdehnung größer als die Debye-Länge sein.

2.3 Optische Charakterisierungsmethoden für unterkritische Plasmen

2.3.1 Schnelle Kameras

Um Laser-Plasma-Wechselwirkungen und die räumlich-zeitliche Ausbreitung des Plasmas zu messen sind hohe zeitliche Auflösungen im Piko- bis Femtosekundenbereich notwendig. Charge-coupled device (CCD) Kameras sind dafür ungeeignet, da sie nur bis in den Milli- bis maximal Mikrosekundenbereich abtasten können. Um schnellere Prozesse zu beobachten werden anderer Detektionsmöglichkeiten benötigt. Mit Streak Kameras war bereits 1878 eine Auflösung im Millisekundenbereich möglich [9]. Bei der Streak Kamera wird der Strahlweg durch z.B. einen rotierenden Spiegel zu verschiedenen Zeitpunkten in verschiedene Richtungen gelenkt. Die Bildinformation wird dann mit mehreren Kameras an den jeweiligen Positionen aufgezeichnet. Die Film länge und Auflösung wird somit durch die Rotationsgeschwindigkeit des Spiegels und der Anzahl der Kameras definiert. Verzichtet man auf eine räumliche Dimension, so kann der rotierende Spiegel durch einen Photonen-Elektronen-Konverter ersetzt werden, sodass die Elektronen durch ein zeitlich variables elektrisches Feld in einer Raumrichtung abgelenkt werden. Da die Ablenkung zeitabhängig ist, kann aus der Elektronenposition der Zeitpunkt bestimmt werden. Die Elektronen werden dafür ortsaufgelöst detektiert. Die zeitlich Auflösung dieser heutzutage verwendeten Streakkameras geht bis in den Nanosekundenbereich.

Auflösungen bis in den Femtosekundenbereich können durch **S**erial **T**ime-**E**ncoded **A**mplified **M**icroscopy (STEAM) [21] oder **S**equentially **T**imed **A**lloptical **M**apping **P**hotography (STAMP) [22] erreicht werden.

STEAM verwendet dabei einen breitbandigen Puls, der durch einen Chirp zeitlich gestreckt wird. Der gestreckte Puls wechselwirkt mit dem Objekt, im Falle eines unterdichten Plasmas wird dem Puls abhängig von der Plasmenichte und der Weglänge durch das Plasma eine andere Phase aufgeprägt. Da verschiedene Wellenlängen durch den Chirp zu verschiedenen Zeiten am Plasma ankommen, können einzelne Zeitschritte anschließend durch Farb- oder Bandpassfilter extrahiert und mit Kameras aufgenommen werden. Die zeitliche Auflösung ist dabei durch den Chirp und die verwendeten Bandpassfilter vorgegeben. Der Vorteil dieser Technik ist ein einfacher Aufbau für Messungen mit maximalen Aufnahmedauern im Bereich von wenigen Pikosekunden. Der Nachteil besteht darin, dass der Puls nicht beliebig lang gestreckt werden kann und die benötigte Energie im Puls für lange Messdauern sehr groß wird.

Die STAMP Technik verwendet ebenfalls einen breitbandigen Puls als Quelle, zerlegt diesen aber in mehrere Einzelpulse die dann mit dem Objekt interagieren. Diese Einzelpulse müssen danach räumlich getrennt und aufgenommen werden. Die Auflösung wird dabei durch das Erzeugen der Einzelpulse definiert. Der Vorteil dieser Technik ist, dass die einzelnen Pulse mit verschiedenen Verzögerungen über mehrere Größenordnungen eingestellt werden können. Zusätzlich muss für eine hohe zeitliche Auflösung bei gleichzeitig langer Messzeit die Intensität nicht erhöht werden, da die Energie pro Schuss unabhängig vom zeitlichen Abstand der Pulse ist. Auch das hinzufügen mehrerer Pulse sowie der Umbau auf eine andere Wellenlänge ist je nach experimenteller Realisierung unkompliziert möglich

2.3.2 Abbildende System

Um das Plasma mit einer Kamera aufzunehmen wird eine Abbildungsoptik benötigt. Diese besitzt jedoch keine beliebige hohe Auflösung, sondern es gilt die minimale Auflösungsgrenze nach Abbe $x_{\min} = \frac{\lambda}{2NA}$ [23], wobei x_{\min} die kleinste auflösbare Struktur und:

$$NA = n \cdot \sin(\alpha) \quad (2.47)$$

die numerischen Apertur beschreibt, wobei α der Öffnungswinkel des optischen Systems und n den Brechungsindex darstellen. Für die im Experiment

verwendete Wellenlänge von $\lambda = 1030 \text{ nm}$ und eine numerische Apertur des verwendeten Objektivs von $NA = 0,2$ ergibt sich so eine minimal auflösbare Größe von $x_{\min} = 2,5 \text{ }\mu\text{m}$. Um die Auflösung weiter zu verbessern kann entweder eine geringere Wellenlänge oder ein Aufbau mit einer größeren numerischen Apertur verwendet werden. Beides lässt sich aber nicht beliebig weit verbessern, die numerische Apertur kann maximal den Wert 1 annehmen und bei der Wellenlänge muss auf eine praktikable Handhabung sowie auf die Ionisationsschwelle der verwendeten Materialien geachtet werden. Ist diese zu niedrig, so kann es bei kurzen Wellenlängen zur Photoionisation kommen.

2.4 3-D Charakterisierung von Plasmen

Kurze Pulse besitzt nicht nur eine Intensität und eine zeitliche Phase sondern ebenfalls auch eine räumliche Phase. Diese geht ebenso wie die zeitliche Phase bei der reinen Intensitätsmessung verloren, kann unter bestimmten Voraussetzungen durch verschiedene Verfahren aber zugänglich gemacht werden. Um die Phase extrahieren zu können wird der Puls durch ein Interferometer geschickt. Darin wird der Puls in zwei Teilstrahlen separiert, die anschließend wieder überlagert werden. Damit es dabei zur Interferenz kommt, müssen die beiden Strahlen innerhalb ihrer Kohärenzlänge, die sich über [6]:

$$l_c \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (2.48)$$

abschätzen lässt, überlagert werden. Zusätzlich dürfen die Strahlen keine orthogonale Polarisation aufweisen und müssen vergleichbare Intensitäten besitzen. Das elektrische Feld des Pulses wird mathematisch beschrieben über:

$$E(z, t) = E_0 e^{-i(kz - \omega t) + \phi_0}, \quad (2.49)$$

woraus sich die messbare Intensität über 2.14 zu:

$$I = \frac{E_0^2}{2} \epsilon_0 c \quad (2.50)$$

ergibt. Bei der Überlagerung zweier Wellen, folgt aus 2.49 die Formel für das elektrische Feld zu:

$$E(z, t) = E_0 e^{-i(kz - \omega t) + \phi_0} + E_1 e^{-i(kz - \omega t) + \phi_1}, \quad (2.51)$$

und die Intensität aus 2.14 zu:

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c (E_0^2 + 2E_0 E_1 e^{\Delta\phi} + E_1^2). \quad (2.52)$$

Durch die Fouriertransformation dieses messbaren Ausdrucks kann nun der Phasenunterschied bestimmt werden:

$$F[E_0^2 + 2E_0 E_1 e^{\Delta\phi} + E_1^2] = F[E_0^2] + 2F[E_1^2] + \underbrace{F[E_0]F[E_1] \cdot e^{\Delta\phi}}_C + 2F[E_1^2] + F[E_0^*]F[E_1^*] \cdot e^{-\Delta\phi}, \quad (2.53)$$

wobei gilt:

$$\text{Arg}(C) = \Delta\phi. \quad (2.54)$$

Im Fourierraum lässt sich der Phasenterm von den konstanten Intensitätstermen trennen. Dabei ist darauf zu achten die Auswahl der Phasenterme weder zu groß noch zu klein zu wählen, da bei zu großer Auswahl das rauschen der Bildinformation eingeschlossen wird und bei zu kleinen Auswahl Informationen über feine Strukturen der Phasenverschiebung verloren gehen. Zusätzlich muss beachtet werden, dass die komplexe Exponentialfunktion 2π periodisch ist, die Phasenfunktion aber kontinuierlich steigen kann. Dies wird dadurch kompensiert, indem die Unstetigkeit der extrahierten Phase $\Delta\phi$ gefunden werden und anschließend der Summand $n \cdot \pi$ aufaddiert wird, wobei n die Anzahl der Unstetigkeiten ist. Über die Phasendifferenz und die Länge der Wechselwirkung L lässt sich der Brechungsindex η berechnen:

$$\frac{\Delta\phi\lambda}{2\pi L} + 1 = \eta. \quad (2.55)$$

Mithilfe von 2.44 folgt der Zusammenhang zwischen Brechungsindex und Plasmendichte:

$$n_e = n_K \left(\frac{1}{\eta^2} + 1 \right). \quad (2.56)$$

Da durch die Kamera nur ein zweidimensionales Abbild der dreidimensionalen Plasmaausdehnung gemessen wird, muss abschließend aus der aufintegrierten zweidimensionalen Elektronenverteilung die dreidimensionale Verteilung berechnet werden. Dazu wird eine Abelinversion verwendet. Diese

nimmt eine radialsymmetrische Verteilung an, die aufgrund des verwendeten gaussförmigen Pumpprofiles und einer senkrechten Anordnung aus Pump- und Abfragepuls gegeben ist. In Abbildung 2.10 ist schematisch die das zustandekommen der aufintegrierten messbaren Funktion nach dem Durchgang durch eine rotationssymmetrische Interaktion gezeigt.

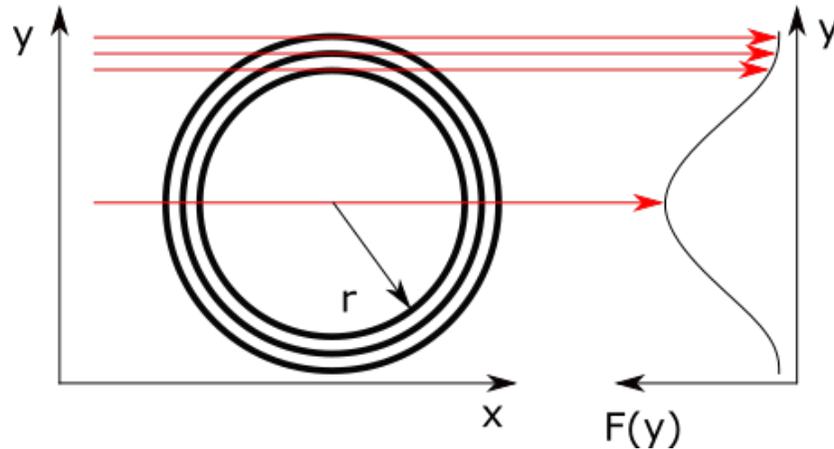


Abbildung 2.10: Schematischer Zusammenhang zwischen Interaktion und Messsignal, rot ist der Verlauf des Messpulses, die schwarzen Kreise stellen die rotationssymmetrische Interaktion und die schwarze Kurve auf der rechten Seite das Messsignal dar

Die Abelinversion [24] berechnet sich über die Formel:

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{dF(y)}{dy} \frac{dy}{\sqrt{r^2 - y^2}}. \quad (2.57)$$

Dabei beschreibt $F(y)$ die gemessene, in x-Richtung aufintegrierte, Verteilung und $f(r)$ die gesuchte radialsymmetrische Funktion.

Kapitel 3

Charakterisierung des Messaufbaus

Das in dieser Arbeit entwickelte Anrege-Abfrage-System kann in mehrere Einzelsysteme unterteilt werden. Eine Skizze des gesamten Aufbaus ist in Abbildung 3.1 gezeigt.

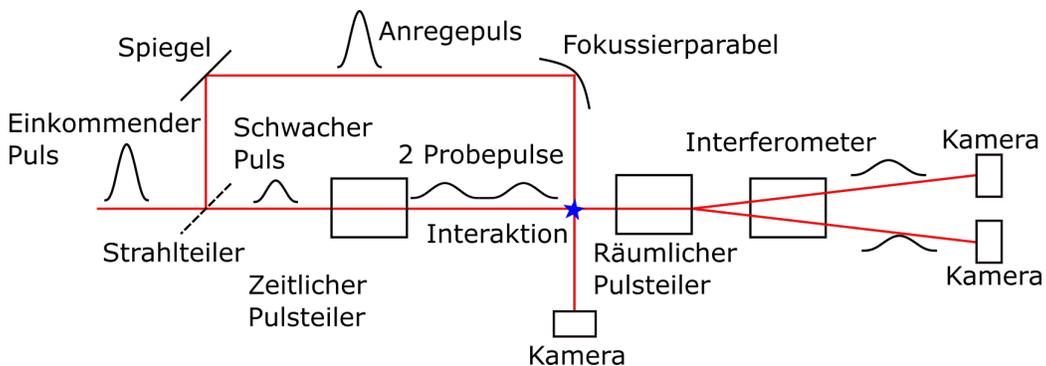


Abbildung 3.1: Skizze des verwendeten Aufbaus

Der einkommende Puls mit einer Pulsdauer von $\tau = 120$ fs und einer Zentralwellenlänge von $\lambda = 1030$ nm wird von einem Laseroszillator (Mira 900) erzeugt und durch einen regenerativen Verstärker auf eine Pulsenergie von $E = 1$ mJ verstärkt. Dieser Puls wird zuerst durch einen 90:10 Strahlteiler in einen intensiven Anrege- und einen schwächeren Abfrage-Puls geteilt. Der Anrege-Puls wird über eine Delaystrecke geleitet und auf das Target fokussiert um das Plasma zu erzeugen. Der Abfrage-Puls wird in einem zeitlichen

Pulsteiler in mehrere Einzelpulse zerlegt. Diese Einzelpulse besitzen einen einstellbaren zeitlichen Versatz zueinander. Den zeitlich geteilten Pulse werden nun durch das Plasma eine Phaseninformation aufgeprägt. Danach werden die Pulse durch ein Abbildungssystem auf mehrere Kameras abgebildet. Da die Einzelpulse innerhalb der Belichtungszeit auf die Kamera treffen würden, müssen die Pulse erst räumlichen getrennt werden. Dies wird in einem räumlichen Pulsteiler realisiert. Um Zugang zur Phaseninformation zu bekommen müssen die Strahlen noch durch ein Interferometer propagieren. Erst danach werden die Bilder mit Kameras aufgenommen.

3.1 Zeitlicher Pulsteiler

Der zeitliche Pulsteiler besteht aus einem Gitter und mehreren Endspiegel die gegeneinander verfahrbar sind um ein einstellbares Delay zwischen den Einzelpulsen zu erzeugen. Die Funktionsweise des Pulsteilers ist in Skizze 3.2 gezeigt.

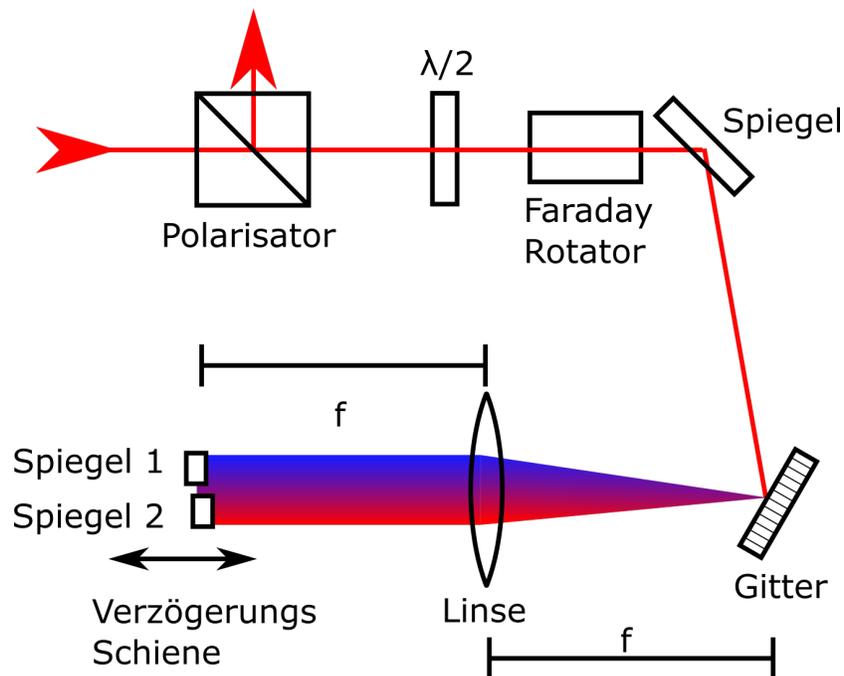


Abbildung 3.2: Skizze des zeitlichen Pulsteilers

Der einkommende und ausgehende Strahl werden durch einen optischen Schalter getrennt. Dieser besteht aus einem Polarisator, einer $\lambda/2$ -Platte und einem Faraday Rotator. Der Faraday Rotator nutzt den Faraday Effekt. Dabei dreht ein Terbium-Gallium-Garnat-Kristall unter Einfluss eines angelegten Magnetfeldes in paralleler oder antiparalleler Ausbreitungsrichtung einer elektromagnetischen Welle deren Polarisation. Die $\lambda/2$ -Platte dreht in Verbindung mit dem Faraday Rotator die Polarisation senkrecht zu den Gitterlinien für maximale Beugungseffizienz des Gitters [25]. Ein Nachteil des optischen Schalters besteht darin, dass der Polarisator aus Calcit die Leistung des einkommenden Pulses limitierte. Aufgrund der hohen Nichtlinearität [26] des Materials kommt es bei hohen Eingangsintensitäten zu intensitätsabhängigen räumlichen Phasentermen in den Einzelpulsen, sodass diese zur Messungen ungeeignet werden. Um dieses Problem zu lösen wurde bereits eine Trennung der einkommenden und der ausgehenden Pulse über eine Höhenseparation entworfen, die den optischen Schalter ersetzen wird. Um die Einzelpulse zu erzeugen wird ein Gitter verwendet, das die einzelnen Wellenlängen spektral aufspaltet. Dieses Gitter wird durch eine Linse und mehrere Spiegel über eine 4-f-Anordnung auf sich selbst abgebildet. Die 4-f-Anordnung beginnt an dem Gitter, das im Fokusabstand der Linse steht. Nach der Linse trifft der Puls auf einen der Endspiegel, der ebenfalls im Fokusabstand der Linse steht. Durch den Endspiegel wird der Puls wieder über die Linse zurück auf das Gitter gelenkt. Dadurch das mehrere Endspiegel verwendet werden und jeder Spiegel nur den ihn treffenden Spektralbereich reflektiert, können mehrere Einzelpulse erzeugt werden. Die beiden Endspiegel sind dabei gegeneinander verfahrbar, wodurch unterschiedliche Weglängen auftreten und dadurch ein zeitlicher Versatz zwischen den Einzelpulsen einstellbar wird. Da alle Wellenlängen der Linse und den Endspiegeln die gleiche Ausbreitungsrichtung besitzen, wird auf die reflektierten Einzelpulse kein Chirp hinzugefügt. Allerdings stellt der Aufbau Linse-Spiegel-Linse nur ein 1:1 Teleskop für einen Spiegel im Fokusabstand der Linse dar. Für andere Abstände wirkt der Aufbau wie ein in seinen Abständen dejustiertes Teleskop und der Puls ist nach dem Aufbau nicht mehr kollimiert. Da der maximale Verfahrensweg ($\Delta x = 25 \text{ mm}$) klein gegen die Brennweite der Linse ($f = 500 \text{ mm}$) ist, führt dies zu einem kleinen Divergenzwinkel von $\alpha = 0.02^\circ$. Daher kann der Strahl weiterhin näherungsweise als kollimiert betrachtet werden.

Das dabei verwendete Blazegitter besitzt eine Beugungseffizienz in die erste Beugungsordnung von $0,64 \pm 0,01$ in Littrow Anordnung und einen Blazewinkel, der den Winkel zwischen Gitternormalen und Furchennormalen, angibt

von $36,87^\circ$ [27]. Um den Einfluss des Winkels auf die Beugungseffizienz zu bestimmen, wurde diese gemessen. Dazu wurde ein Puls auf das Gitter gelenkt und die Energie des Pulses vor und nach dem Gitter gemessen. Die gemessene winkelabhängige Beugungseffizienz ist in Abbildung 3.3 gezeigt.

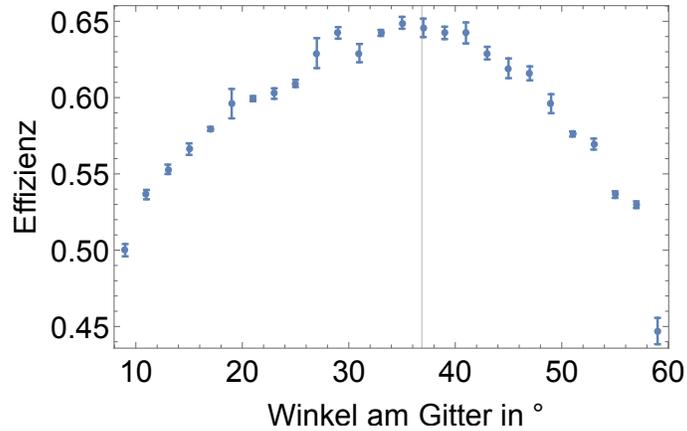


Abbildung 3.3: Winkelabhängige Beugungseffizienz des verwendeten Gitters

Im Aufbau wird das Gitter unter einem Winkel von $(34 \pm 2)^\circ$ verwendet, um eine maximale Beugungseffizienz zu erzielen. Die effizientere Littrow Anordnung kann nicht gewählt werden, da ansonsten der einkommende von dem spektral aufgespaltenen ausgehenden Puls vom Gitter nicht räumlich separiert werden kann. Da die Beugungseffizienz in der Nähe des Maximums sehr flach verläuft ist der Verlust aufgrund des Winkels gering.

Durch das geringere Spektrum der reflektierten Einzelpulse gegenüber des einkommenden Pulses verlängert sich deren Pulsdauer. Unter der Annahme, dass der eingehende Puls bandbreitenlimitiert ist und eine Bandbreite von $\Delta\lambda = 14 \text{ nm}$ besitzt, ergibt sich eine minimale Pulsdauer von 110 fs. Das simulierte Spektrum und die Pulsdauer sind in Abbildung 3.4 gezeigt.

Werden daraus zwei identische Pulse geschnitten, die um die Zentralwellenlänge symmetrisch sind und eine Breite von $\Delta\lambda = 7 \text{ nm}$ besitzen, so ergibt sich eine längere Pulsdauer sowie Vor- und Nachpulse für die beiden Einzelpulse. Das Spektrum und die dazugehörige Pulsdauer von $\tau = 320 \text{ fs}$ ist in Abbildung 3.5 exemplarisch für einen Puls gezeigt. Die Intensität der Vor- und Nachpulse ist dabei um mindestens den Faktor 10 geringer als der Hauptpuls und daher im Experiment vernachlässigbar. Werden die Spektren aber noch kleiner geschnitten, können die Vorpulsintensitäten und Pulsdau-

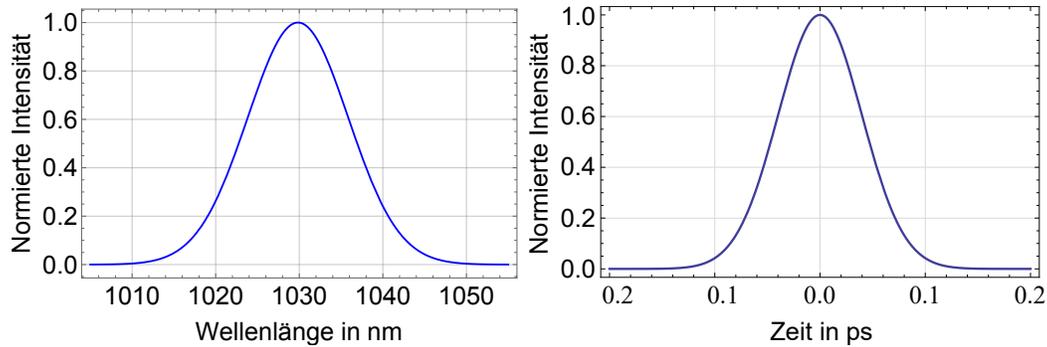


Abbildung 3.4: Simuliertes gaussförmiges Spektrum mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda = 1030$ nm und einer Bandbreite von $\Delta\lambda = 14$ nm sowie dem dazugehörigen simulierten bandbreitenlimitierten Intensitätskontrast

ern weiter ansteigen.

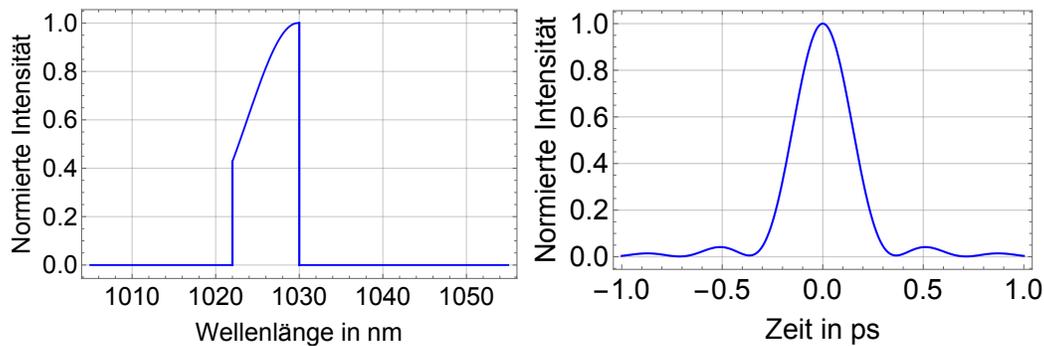


Abbildung 3.5: Simuliertes Spektrum des geschnittenen Gausspulses sowie der dazugehörige bandbreitenlimitierte Intensitätskontrast

Im Experiment wurde ein Puls mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda = 1030$ nm und einer Bandbreite von $\Delta\lambda = 14$ nm verwendet. Daraus wurden über die Spiegel die beiden Einzelpulse geschnitten. Das Spektrum des einkommenden Pulses sowie die Spektren der ausgehenden Pulse sind in Abbildung 3.6 gezeigt.

Es ist erkennbar, dass der einkommende Puls ein nahezu gaussförmiges Spektrum besitzt, aber bei $\lambda = 1030$ nm ein Delle im Spektrum aufweist. Diese kann durch unterschiedliche Verstärkung der spektralen Bereich im regenerativen Verstärker entstehen. Die Pulsdauer wurde mithilfe eines Autokorrektors vermessen und beträgt für den einkommenden Puls $\tau_{\text{Mess}} =$

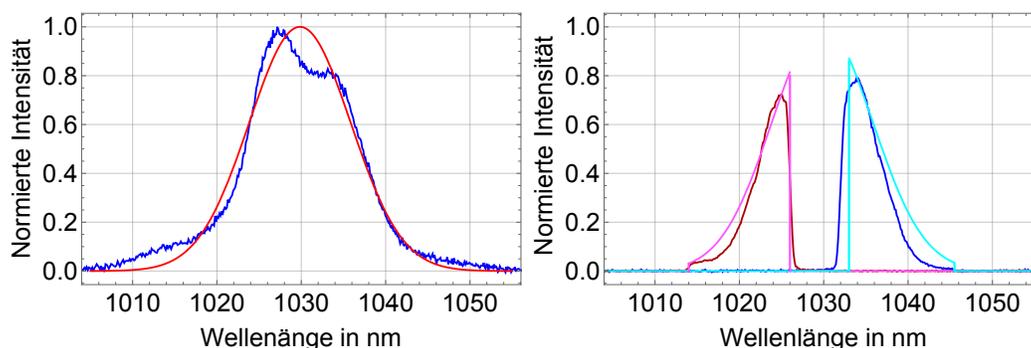


Abbildung 3.6: Gemessenes Spektrum links vor und rechts nach der Pulsteilung. Im rechten Bild ist das Spektrum des 1 Pulses blau, das des 2 Pulses rot

$(141, 5 \pm 1, 0)$ fs.

An den beiden Einzelpulsen erkennt man, dass diese einen großen spektralen Abstand zueinander besitzen. Dies liegt an der Halterung der Spiegel. Da diese justiert werden müssen, benötigen sie einen gewissen räumlichen Abstand zueinander, der im Aufbau $d = (2 \pm 0, 5)$ mm beträgt. Die Spiegel selbst besitzen ebenfalls keine perfekte Kante, wodurch sich der räumliche Abstand weiter vergrößert. Rechnet man nun diesen räumlichen Abstand $d \approx 2, 5$ mm in die spektrale Aufspaltung um, so ergibt sich ein Abstand von $d\lambda = 7$ nm, was mit der Messung gut übereinstimmt. Aus den gemessenen Spektren der Einzelpulse ergibt sich eine Pulsdauer von $\tau = 260$ fs. Die Pulsdauern sind kürzer als in der ersten Simulation, da die Spektren, die von den Spiegeln reflektiert werden, breiter sind als in der oberen Simulation. Die simulierten Pulsdauern der gemessenen Spektren sind in Abbildung 3.7 gezeigt.

Da die beiden Spektren als fast symmetrische Ausschnitte einer Gaußkurve genähert wurden und daher in ihrer Breite und Intensität sehr ähnlich waren, ergeben sich auch nahezu gleiche Pulsdauern. Die gemessene Pulsdauer für den Puls kleinerer Wellenlängen betrug $\tau_{\text{rot, Mess}} = (418, 9 \pm 4, 4)$ fs und für den Puls bei längeren Wellenlängen $\tau_{\text{blau, Mess}} = (376, 1 \pm 3, 8)$ fs. Die gemessene Pulsdauer war deutlich größer als die theoretisch erwartete. Dies liegt sowohl daran, dass die gaußförmige Näherung der Pulse nicht perfekt ist, was in Abbildung 3.6 erkennbar ist, als auch daran, dass durch eventuelle Dejustage des Abstandes zwischen Gitter und Linse ein gewisser Chirp hinzugefügt worden sein kann.

Die zeitliche Trennung der beiden Pulse geschieht über die Position eines

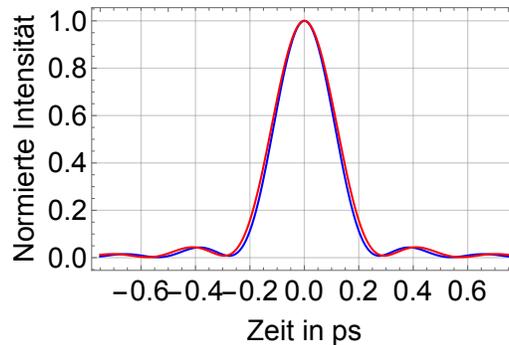


Abbildung 3.7: Simulierte Pulsdauern aus den gemessenen Spektren der Einzelpulse, blau Puls 1 und rot Puls 2

Spiegels mittels einer Mikrometerschraube. Diese lässt sich über 50 mm verfahren, wobei eine Genauigkeit von 10 μm möglich ist. Dies ermöglicht zeitliche Verzögerungen von bis zu 333 ps bei einer Genauigkeit von 67 fs. Da diese deutlich kürzer als die Pulsdauer ist (Faktor 4), kann von einer ausreichend genauen Einstellung ausgegangen werden und die Genauigkeit wird durch die Pulsdauer (ca. 400 fs) definiert. Diese Genauigkeit reicht aus um die erwarteten Plasmen zu untersuchen. Laserinduzierte Plasmen besitzen typischerweise Elektronentemperaturen bis 100000K [28]. Dies führt zu einer Elektronengeschwindigkeit von einigen $20 \frac{\mu\text{m}}{\text{ns}}$ [28]. Bei der gegebenen räumlichen Auflösung im Bereich von wenigen μm ist die zeitliche Pulsdauer daher ausreichend kurz.

Um den eingestellten zeitlichen Versatz der Einzelpulse gegeneinander zu kalibrieren wurde ein Farbstoff-Autokorrelator verwendet. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 3.8 gezeigt.

Der verwendete Farbstoff Rhodamin 6G fluoresziert nur, wenn zwei entgegenkommende Pulse im Farbstoff aufeinandertreffen [29]. Dies wird durch zwei Photonenabsorption erreicht. Dazu wurden beide Pulse mithilfe eines 50:50 Strahlteilers aufgeteilt und anschließend antiparallel überlagert. Dadurch entstanden im Farbstoff entlang des Strahlweges drei helle Bereiche, die in der Messung in der linken Abbildung 3.9 im Falschfarbenbild blau erscheinen und mit Pfeilen markiert sind. Der mittlere Peak ist deutlich intensiver, da dort zwei Überlagerungen stattfanden. Die rechte Graphik zeigt die aufsummierten Intensitätswerte, wobei der Untergrund abgezogen wurde, was aufgrund der starken Schwankung der einzelnen Messpunkte zu negati-

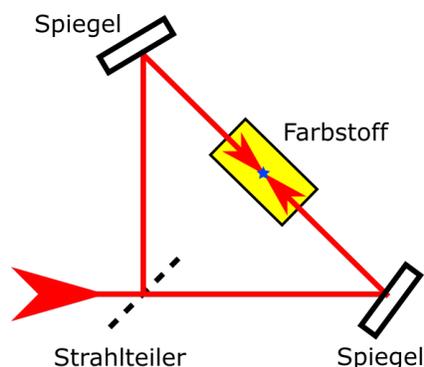


Abbildung 3.8: Aufbau des Farbstoffkorrelators, der einkommende Puls wird im Strahlteiler getrennt und danach über zwei Spiegel antiparallel im Farbstoff wieder überlagert

ven Werten führte. Die drei Peaks wurden durch Gaussfunktionen genähert.

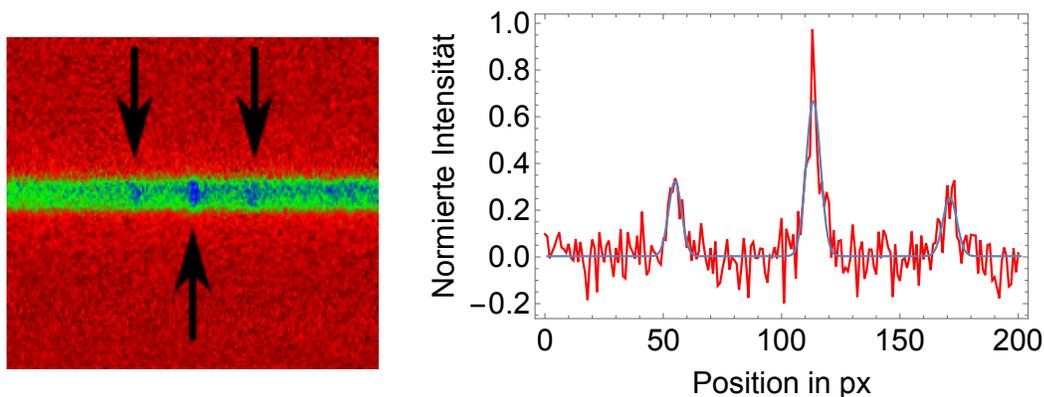


Abbildung 3.9: Links eine Messung des Farbstoffkorrelators, rechts die vertikale Aufsummierung der Intensitätswerte wobei der Hintergrund abgezogen wurde. Die drei Peaks wurden durch Gaussfunktionen genähert.

Aus dem Abstand der Peaks wurde über den Brechungsindex die zeitliche Differenz berechnet. Dazu wurde der Abstand der Peakpositionen über eine zuvor aufgenommene Kalibrierung von Pixel in Millimeter umgerechnet. Aus der räumlichen Distanz wurde mithilfe der Formel:

$$t = \frac{2sn}{c}, \quad (3.1)$$

der zeitliche Abstand bestimmt, wobei n den Brechungsindex und s den räumliche Abstand der Peaks beschreiben.

In Abbildung 3.10 ist das gemessene zeitliche Delay über verschiedene Spiegelposition des variablen Endspiegels des zeitlichen Pulsteilers gezeigt.

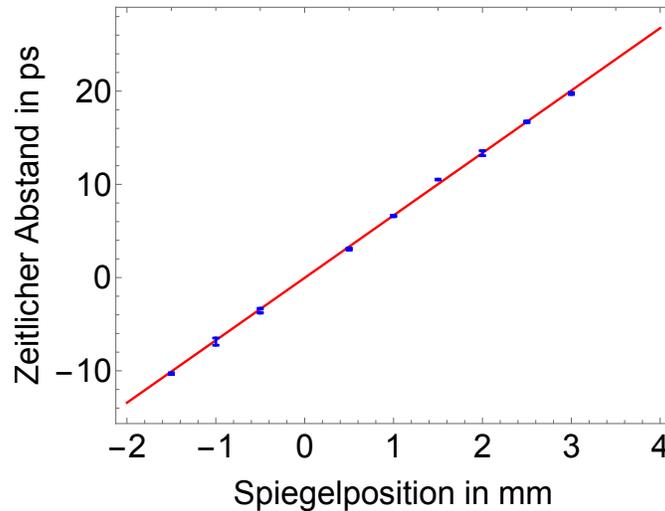


Abbildung 3.10: Zeitlicher Abstand der Einzelpulse zu verschiedenen Spiegelpositionen

3.2 Räumlicher Pulsteiler

Der räumliche Pulsteiler beruht auf der gleichen Idee wie der zeitliche Pulsteiler. Auch hier wird ein Aufbau aus Gitter, Linse und Spiegel für die Separation der Pulse verwendet. Die Aufbauten unterscheiden sich aber dahingehend, dass im räumlichen Pulsteiler die Endspiegel gegeneinander sowie gegenüber dem einkommenden Strahl verkippt sind. Der schematische Aufbau des räumlichen Pulsteilers ist in Abbildung 3.11 gezeigt.

Durch die Verkipfung der Endspiegel können die einkommenden und ausgehenden Pulse räumlich getrennt werden und der optische Schalter des zeitlichen Pulsteilers wird nicht benötigt. Die einfallenden Pulse werden über ein Gitter spektral aufgespalten und über eine Linse auf verschiedene Endspiegel fokussiert. Die Endspiegel reflektieren die Pulse unter kleinen Winkeln ($< 2^\circ$) zurück zur Linse und weiter auf das Gitter. Aufgrund der verkippt-

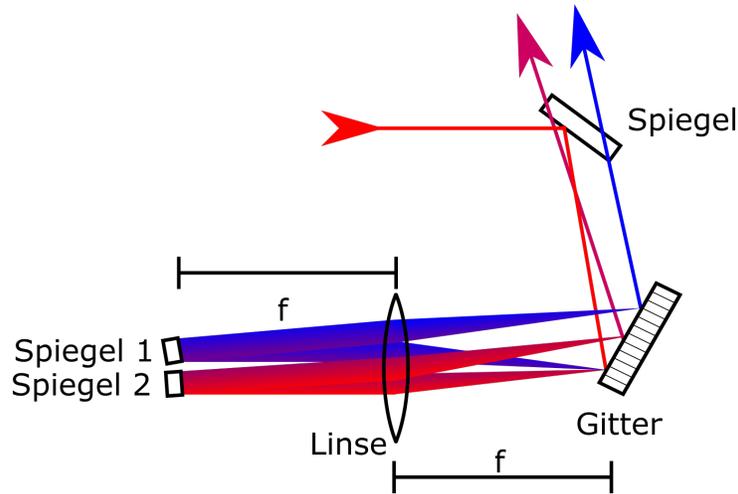


Abbildung 3.11: Skizze des räumlichen Strahlteilers

ten Endspiegel und des daraus resultierenden Strahlversatzes verlassen die ausgehenden Pulse den Aufbau an einer anderen Stelle gegenüber den eingehenden Pulsen und können so räumlich voneinander getrennt werden. Der Nachteil dabei ist, dass durch den schiefen Durchgang außermittig durch die Linse Abbildungsfehler hinzugefügt werden. Der außermittige Durchgang führt besonders bei sphärischen Linsen zu Abberationen, da dort achsnah und achsferne Strahlen unterschiedliche Brennweiten besitzen. Durch den Winkel zur Linse kommt es zusätzlich zum Koma, wobei ein Punkt aufgefächert und dadurch unscharf abgebildet wird. Beide Aberrationen sind durch den geringen Winkel im Aufbau und den daraus resultierenden kleinen räumlichen Abstand gegenüber der Linsengröße auf der Linse allerdings vernachlässigbar.

Das Gitter und die Linse sind dabei identisch zu denen, die im zeitlichen Pulsteiler verwendet werden. Auch hier besitzt das Gitter eine Beugungseffizienz von $0,64 \pm 0,01$ und wird unter einem Winkel von $(34 \pm 2)^\circ$ eingebaut. Da in diesem Aufbau beide Endspiegel in der Brennweite der Linse stehen, stellt es für alle Pulse ein 1:1 Teleskop dar und verursacht im Gegensatz zum zeitlichen Pulsteiler keine unterschiedliche Strahldivergenz für verschiedene Pulse. Der räumliche Pulsteiler muss dabei immer auf den zeitlichen Pulsteiler abgestimmt sein um eine saubere Trennung der Pulse zu gewährleisten. Insbesondere müssen die Spiegelabstände und Größen zueinander passen, da ansonsten spektrale Anteile verloren gehen oder in den falschen Puls reflek-

tiert werden.

3.3 Abbildung

Um die Interaktion zwischen dem Abfragepuls und dem Plasma zu untersuchen muss die Interaktionsebene auf eine Kamera abgebildet werden. Dazu kommen mehrere Linsen zum Einsatz, die das Bild immer wieder abbilden um sowohl die maximale Strahlgröße zu begrenzen, als auch die Bildinformation bestmöglich zu erhalten. Der Probepuls wird vor die Interaktionsebene fokussiert und besitzt danach einen Divergenzwinkel von $\alpha_{\text{Div}} = 0,75^\circ$. Zur Beobachtung der Interaktion wird ein auf unendlich korrigiertes Objektiv (10x NIR Mitutoyo) verwendet. Dieses bildet die Interaktionsebene im unendlichen ab, zur Beobachtung wird daher noch eine weitere Tubuslinse benötigt. Dieser einfache Aufbau führt allerdings dazu, dass der Probestrahl das Objektiv stark divergent verlässt und nach mehreren Metern Strahlweg zu groß wird und die Intensität dadurch zu gering für die Kamera. Die Bildinformation war allerdings kollimiert und ergab ein extrem dunkles aber scharfes Bild auf der Kamera. Um die Helligkeit zu erhöhen wird das Bild durch mehrere Linsen abgebildet, um dadurch die maximale Strahlgröße des Probestrahls zu verkleinern. Der verwendete Aufbau zur Abbildung ist an der Skizze 3.12 gezeigt. Die blauen Linien beschreiben schematisch den Strahlengang des Abfragepulses, die roten den der Bildinformation. Die Strahlengänge sind dabei schematisch eingezeichnet.

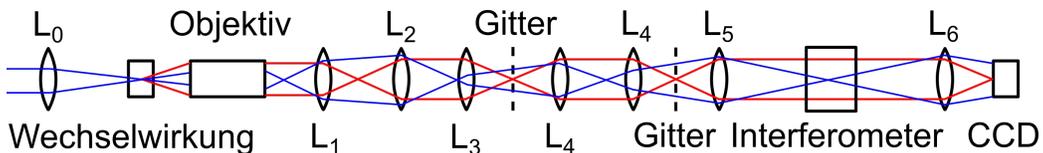


Abbildung 3.12: Skizze des entfalteten Abbildungsaufbaus, L_0 bis L_6 bezeichnen die verwendeten Linsen, wobei der Puls zweimal durch L_4 und über das Gitter propagierte. Das verwendete Gitter war ein Reflexionsgitter, zur besseren Übersicht ist es in der Skizze in Transmission eingezeichnet.

Vor der Interaktion steht eine Linse mit einer Brennweite von $f_0 = 150$ mm

im Abstand von $d_0 = 170$ mm. Das Objektiv befindet sich im Arbeitsabstand von $d_1 = 30,5$ mm hinter der Interaktion. Die Interaktion wird nach der ersten Linse mit einer Brennweite von $f_1 = 75$ mm hinter dem Objektiv abgebildet. Dieses Bild wird nun durch zwei Linsen der Brennweite $f_2 = 100$ mm und $f_3 = 400$ mm auf dem Gitter des räumlichen Pulsteilers abgebildet. Durch die 4-f-Anordnung mit einer Linse, die zweimal durchlaufen wird, mit Brennweite $f_4 = 500$ mm im räumlichen Pulsteiler entsteht ein weiteres Bild beim Verlassen auf dem Gitter. Dieses wird mithilfe von zwei weiteren Linsen mit den Brennweiten $f_5 = 400$ mm und $f_6 = 750$ mm auf die Kamera abgebildet. Experimentell wurde eine Vergrößerung von $M = 32$ gemessen. Dazu wurde ein USAF Test Chart [30] in die Objektebene gestellt und sowohl die Vergrößerung als auch die Auflösungsgrenze bestimmt. In Abbildung 3.13 ist ein Bild der 7. Gruppe des USAF Charts in der Bildebene zu sehen.

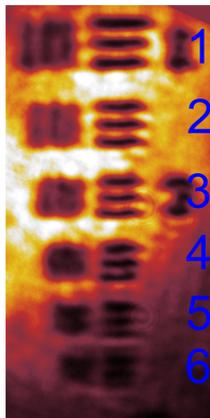


Abbildung 3.13: Bild der 7. Gruppe eines USAF-Chart zur Bestimmung der Auflösungsgrenze und der Vergrößerung des abbildenden Systems

Die 7. Gruppe war bis zum 4. Element mit einer Strichbreite von $2,76 \mu\text{m}$ klar auflösbar. Im $2,46 \mu\text{m}$ breiten 5. Element war noch eine Struktur erkennbar, jedoch war diese schon dicht am Auflösungslimit. Das 6. Element mit $2,16 \mu\text{m}$ ließ sich nicht mehr auflösen. Da das USAF-Chart unter einem kleinen Winkel im Strahl stand, waren sowohl die vertikalen Linien als auch die Ziffern am rechten Rand nicht mehr in der Schärfeebene der Abbildung und wurden deshalb nicht scharf dargestellt. Durch Verfahren des Charts entlang der Strahlrichtung ließen sich auch diese Bereiche scharf abbilden. Das vom Hersteller angegebene Auflösungslimit des Objektivs bei einer verwendeten

Wellenlänge von $\lambda = 1030 \text{ nm}$ beträgt $2 \mu\text{m}$. Das verwendete Abbildungssystem, das eine Auflösungsgrenze von $2,4 \mu\text{m}$ besitzt, liegt damit fast am theoretischen Limit.

3.4 Interferometer

Bei dem verwendeten Interferometer handelt es sich um ein Mach-Zehnder Interferometer. Dieses besteht aus zwei Strahlteilern und zwei Spiegeln [6]. Der Aufbau ist in der Skizze 3.14 gezeigt.

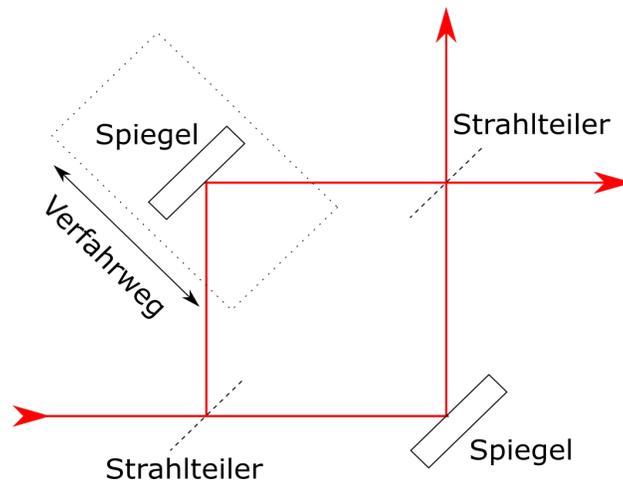


Abbildung 3.14: Skizze des Interferometers

Normalerweise wird ein Arm des Interferometers als Referenzarm und der andere als Messarm verwendet. Da im Experiment der Weg des Messarms sehr lange wäre, viele Optiken enthält und die verschiedenen Pulse noch aufgespalten werden, ist dieser Aufbau nicht praktikabel. Stattdessen findet die Interaktion bereits vor dem Interferometer statt und es wird ein Teilbereich des Pulses, der keine Wechselwirkung mit dem Plasma erfährt, mit einem Teilbereich überlagert, der durch das Plasma einen Phasenversatz erfährt. Ein weitere Vorteil dieses Aufbaus ist, dass beide Pulse die gleichen Störungen erfahren, die unter anderem durch Luftturbulenzen, die Fenster der Vakuumkammer und Optiken entstehen. Damit dieser Aufbau möglich wird, muss der Strahl deutlich größer sein als das zu untersuchende Gebiet. Der Strahldurchmesser im verwendeten Aufbau am Ort der Interaktion beträgt

$d_{\text{Int}} = 400 \mu\text{m}$. Damit kann ein Plasma bis zu einer Ausdehnung von $200 \mu\text{m}$ untersucht werden, da die überlagerten Bereiche eine ähnliche Intensität benötigen. Dieses Prinzip ist in Abbildung 3.15 gezeigt.

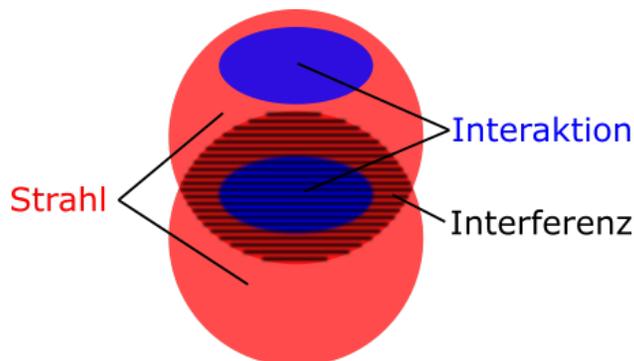


Abbildung 3.15: Funktionsweise des Interferometers, ein Teilbereich des Pulses mit der Phaseninformation über das Plasma wird mit einem ungestörten Referenzbereich des Pulses überlagert.

Die Anzahl der Maxima kann durch Drehen eines Spiegels sowie des entsprechenden Strahlteilers eingestellt werden und sollte ca. $10 \frac{\text{px}}{\text{Streifen}}$ betragen um eine gute Separation im Fourierraum zu erzielen. Die Streifen bilden ein hell-dunkel-Muster, dass durch die Interferenz der beiden Strahlen entsteht. Da die Pulsdauern im Bereich von 400 fs liegen, was einer räumlichen Ausdehnung von $120 \mu\text{m}$ entspricht, muss das Delay zwischen beiden Interferometerarmen auf $100 \mu\text{m}$ eingestellt werden, da die beiden Pulse sonst zeitlich getrennt wären. Zur Justage des Interferometers empfiehlt sich ein Dauerstrichlaser mit hoher Kohärenzlänge, da dort auch bei unterschiedliche langen Wegen in den Interferometerarmen Interferenz auftritt. Da die Pulse zuerst durch den räumlichen Pulsteiler propagieren, besitzen sie unterschiedliche Ausbreitungsrichtungen und damit verschiedene Weglängen in den Interferometerarmen. Daher kann nur in einem Puls der maximale Kontrast eingestellt werden. Da eine Verstellung des Delays in dem verwendeten Interferometeraufbau mit nur zwei Spiegeln ebenfalls die Position des Pulses auf dem Strahlteiler verändert, muss das Delay mit dem Fringeabstand iterativ eingestellt werden. Dies kann durch ein alternativen Aufbau des Interferometers mit drei Umlenkspiegeln, von denen zwei auf der Verzögerungsschiene stehen, verbessert werden. Dadurch werden die Verzögerung und der Fringeabstand entkoppelt. Da jedoch der Strahlweg zwischen Interaktion und Kammer mög-

lichst klein und die Anzahl der Optiken so gering wie möglich sein sollte um Abbildungsfehler zu vermeiden, wurde auf diesen Aufbau verzichtet. Um mit beiden Pulsen Messungen durchzuführen muss ein Kompromiss zwischen dem Kontrast der beiden Pulse eingestellt werden. Dieses Problem lässt sich durch eine andere Pulsseparation lösen, beispielsweise für jeden Puls einen anderen Höhenversatz, aber dafür gleiche Ausbreitungsrichtung. Eine entsprechende Halterung ist bereits in Auftrag gegeben.

3.5 Pumplaser und Plasma

Der Anregepuls wird durch einen regenerativen Verstärker erzeugt, der einen Puls des Mira 900 Lasers verstärkt. Die zentrale Wellenlänge des verstärkten Pulses beträgt $\lambda = 1030 \text{ nm}$ und die Halbwertsbreite $\Delta\lambda = 14 \text{ nm}$. Die Pulsdauer ist $\tau = (141,5 \pm 1,0) \text{ fs}$ lang und die Pulsenergie lag bei $E = (0,49 \pm 0,03) \text{ mJ}$. Der Puls wird über eine Verzögerungsschiene mit dem Abfrage Puls zeitlich synchronisiert. Um einen möglichst kleinen Fokus zu erzielen wird der Puls zuerst mit einem Galilei Teleskop mit einer Zerstreuungslinse mit einer Brennweite von $f_Z = -350 \text{ mm}$ und einer Sammellinse mit einer Brennweite von $f_S = 2000 \text{ mm}$ von $(5 \pm 0,3) \text{ mm}$ Stahldurchmesser um den Faktor 5,7 auf $(28,8 \pm 1,7) \text{ mm}$ aufgeweitet und anschließend mit einer 2"großen Parabel mit einer Brennweite von $f_P = 101,6 \text{ mm}$ fokussiert. Die gemessene Fokusfläche beträgt $A_{\text{Fokus}} = (10,5 \pm 0,4) \mu\text{m}^2$, wobei als Grenze die Halbwertsgröße verwendet wurde. Daraus ergibt sich eine maximale Fokusintensität von $I_{\text{max}} = (1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$. Zur Untersuchung des Fokus wurde dieser über ein 20x Mitutoyo Objektiv und eine Linse auf eine Kamera außerhalb der Vakuumkammer abgebildet. Ein Bild des Fokus ist in Abbildung 3.16 links gezeigt.

Das rechte Bild 3.16 wurde mit einem um den Faktor 10^4 abgeschwächten Puls aufgenommen um kein Plasma zu erzeugen und die Optiken zur Fokusbeobachtung nicht zu beschädigen. Die Abbildung ist auf die maximale Intensität normiert. Es ist erkennbar, dass der Fokus nahezu rund ist aber nicht die gesamte Energie im zentralen Bereich liegt. Ein Teil der Energie ist in flügelartigen Formen auf der rechten Seite des Fokus deponiert. In den äußeren Bereichen niedrigerer Intensität bildet der Strahl eine Tropfenform in der unteren linken Ecke aus.

Um die Vergrößerung der Abbildung zu bestimmen wurde ein Gitter in den Strahlweg des aufgeweiteten Anregepulses gestellt. Dadurch kommt es im

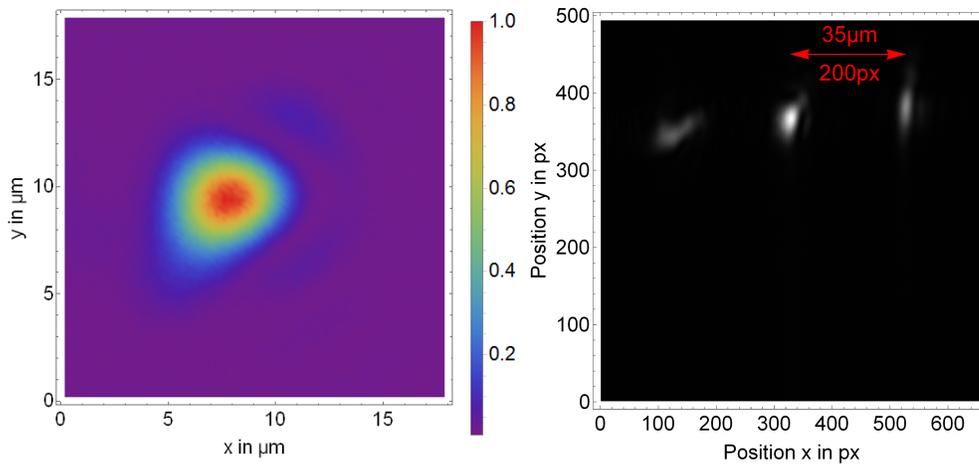


Abbildung 3.16: Abbildung des Fokus in normierter Intensität links sowie der Beugungsmaxima im Fokus rechts

Fokus zu Beugungsmaxima, deren Abstand dx sich über:

$$dx = \frac{f \cdot \lambda}{d} \quad (3.2)$$

berechnen lässt, wobei f die Brennweite der Parabel und d den Abstand der Gitterlinien beschreibt. Für das im Aufbau verwendete Gitter mit einem Gitterabstand von $d = 3 \text{ mm}$ und einer Brennweite der Parabel von $f_P = 101,6 \text{ mm}$ ergab sich ein Abstand von $dx = (35 \pm 2) \mu\text{m}$. Ein Bild der Beugungsmaxima ist in Abbildung 3.16 rechts gezeigt.

Kapitel 4

Proben eines Luft-Plasmas

Um das Gesamtsystem zu testen wurde ein Luftplasma zu verschiedenen Zeitpunkten untersucht. Das Luftplasma wurde durch die Fokussierung des Anregepulses in Luft und die dabei auftretenden hohen Intensitäten erzeugt. Zur Messung wurde der zeitliche Abstand des Anregepulses so eingestellt, dass der feste Spiegel des Probeaufbaus das Plasma in seiner Entstehung sieht (Puls 1). Der zweite Puls (Puls 2) des Probeaufbaus ließ sich dann auf verschiedene Zeiten einstellen.

Aus den aufgenommenen Interferogrammen wurde die Phase extrahiert und mithilfe der Abelinversion die räumliche Elektronenverteilung berechnet. In Abbildung 4.1 ist ein Interferogramm des festen Probepulses (Puls 1) 6 ps nach Eintreffen des Hauptpulses sowie des variablen Probepulses (Puls 2) 1 ps vor Eintreffen des Hauptpulses gezeigt. Zur Auswertung wurde nur der rot umrandete Bereich der Bilder verwendet, der die gesamte Phaseninformation des Plasmas beinhaltet.

Um daraus die Phase zu extrahieren wurde zu jeder Messung mit Plasma auch eine Referenzmessung ohne Plasma benötigt. Die Referenzinterferogramme sind in Abbildung 4.2 gezeigt. Auch hier wurde nur der rot umrandete Bereich für die Auswertung verwendet.

Durch Fouriertransformation sowohl der Messung als auch der Referenz lässt sich die Phasenverschiebung bestimmen. Dazu wurde in den Fouriertransformierten Bildern die Phaseninformation extrahiert. In Abbildung 4.3 ist die Fouriertransformation einer Referenzmessung sowie einer Plasmamessung gezeigt. Der grün umrandete Bereich beinhaltet die Phaseninformation, die herausgefiltert wurde und anschließend wieder zurücktransformiert wurde um die Phase zu erhalten.

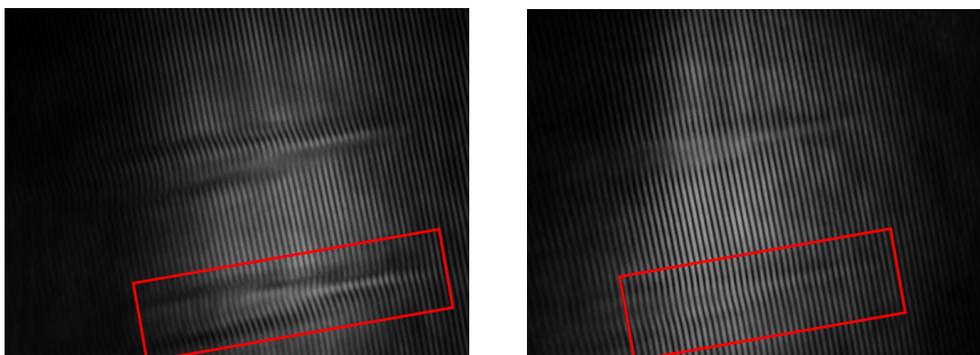


Abbildung 4.1: Intereferogramm des Luftplasmas links Puls 1 und rechtes Puls 2 zu verschiedenen Zeiten

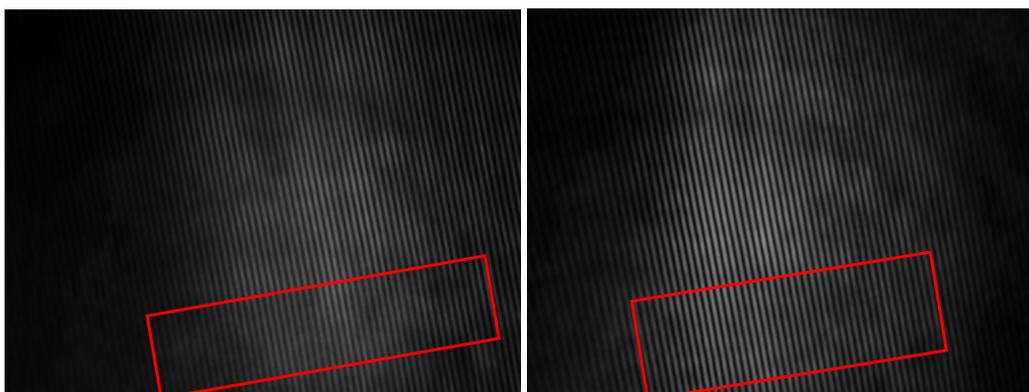


Abbildung 4.2: Referenzinterferogramm der beiden Zeitschritte, links Puls 1 und rechts Puls 2

Damit ergab sich ein Bild der Phase über den Ort, wobei die Phase 2π periodisch ist. Diese Phasensprünge müssen gezählt und anschließend auf die gemessene Phase aufaddiert werden. Dadurch ergab sich das in Abbildung 4.4 gezeigte Phasenbild für den variablen Puls 6 ps nach Eintreffen des Hauptpulses.

Berechnet man daraus über die Abel-Inversion die 3D-Verteilung, so ergibt sich Abbildung 4.5. Die Phasenverschiebung gibt hier den aufgeprägten Phasenterm pro Voxel an. Ein Voxel besitzt eine Kantenlänge von $x = 0.31 \mu\text{m}$. Die erwartete Plasmagröße und die verschiedenen Ionisationsstufen sind in Abbildung 2.9 gezeigt. Nimmt man an, dass die Luft nur aus Stickstoff und Sauerstoff besteht, die beide ähnliche Ionisationsenergien besitzen (siehe



Abbildung 4.3: Fouiiertransformation der Referenz und der dazugehörigen Messung 6 ps nach Eintreffen des Hauptpulses

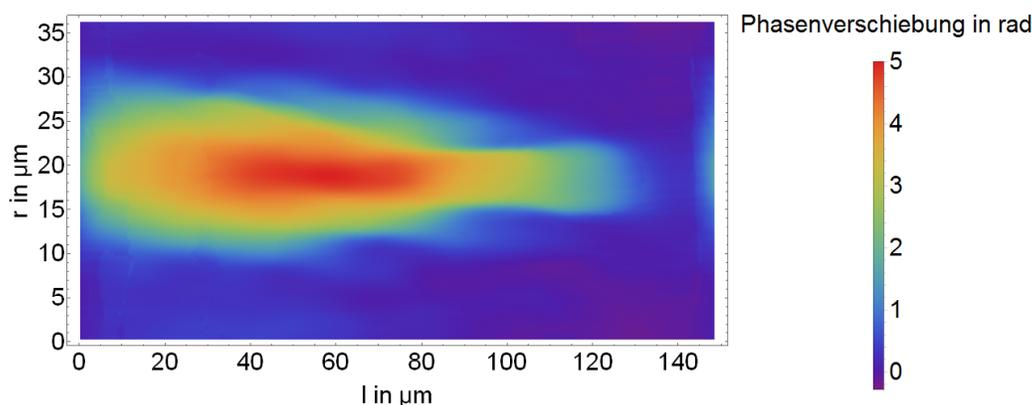


Abbildung 4.4: Gemessene Phasenverschiebung durch das Plasma auf den variablen Probepuls 6 ps nach Eintreffen des Hauptpulses

2.1) und multipliziert die Ionisationsstufen mit der Teilchendichte der Luft $\rho_{\text{Luft}} = 2,5 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{cm}^3}$, so ergibt sich die Elektronendichte des entstehenden Plasmas am jeweiligen Ort.

Die experimentell gemessene Elektronendichte nach 6 ps ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Zusätzlich sind die Ionisationsstufen für Stickstoff eingezeichnet. Jede Linie steht dabei für die nächsthöhere Ionisationsstufe von einfach bei orange bis vierfach bei grün.

Der Pumplaser kam in Abbildung 4.6 von links und propagierte in Richtung größerer l -Werte. Die Aufspaltung in zwei Pulse auf der rechten Seite kann durch Fehler in der Abelinversion hervorgerufen werden. Da in der Nähe der Symetrieachse die Fehler am größten sind, können dort geringere Intensitäten

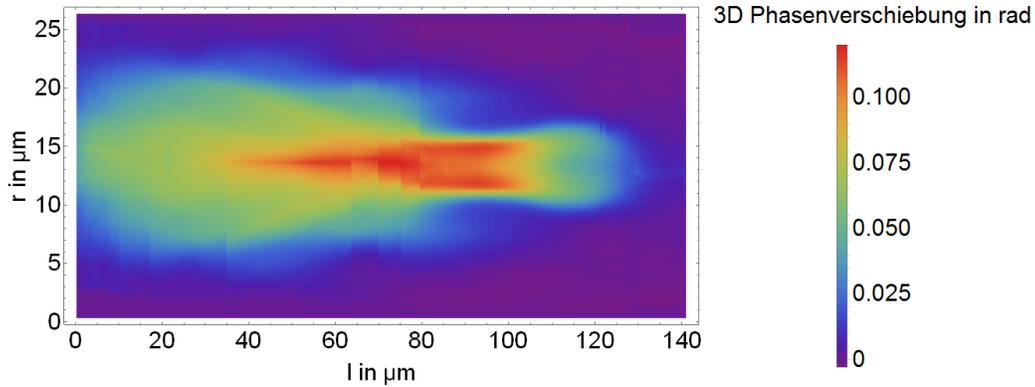


Abbildung 4.5: Berechnete 3-dimensionale Phasenverschiebung 6 ps nach eintreffen des Hauptpulses

als die tatsächlich auftretende berechnet werden. In diesem Ergebnis liegt der Wert auf der Achse bei $r = 0 \mu\text{m}$ etwa 15% unter den Maximalwerten an der Position $l = 30 \mu\text{m}$. In l -Richtung liegt dagegen eine starke Asymmetrie vor. Dies hat verschiedene Ursachen. Einerseits kann es durch die hohen Intensitäten zur Selbstfokussierung, sowohl im Plasma als auch in der umgebenden Luft, kommen. Für Selbstfokussierung im Plasma wird eine kritische Leistung vorausgesetzt, die sich über:

$$P_{\text{Krit}} = 2 \frac{4\pi\epsilon_0 c m_e c^2 n_K}{e^2 n_e} = 17,4 \text{ GW} \cdot \frac{n_K}{n_e} > 17,4 \text{ GW} \quad (4.1)$$

berechnen lässt und die mit diesem Aufbau nicht erreicht wird.

Da der Faktor n_K/n_e immer größer 1 ist, ist die berechnete Leistung eine untere Grenze, ab der es zur Selbstfokussierung im Plasma kommen kann. Im Experiment werden Pulse mit einer Spitzenleistung von $P_{\text{Max}}(5,6 \pm 0,6) \text{ GW}$ verwendet. Für die Selbstfokussierung in Luft ist für Pulse mit einer Dauer von mehr als 100 fs allerdings schon eine geringere Leistung von 3 GW [31] ausreichend, die auch erreicht wird. Andererseits wird für die Ionisation Energie aus dem Laserpuls verwendet. Diese verliert der Laserpuls, wodurch seine Intensität abnimmt. Dieser Mechanismus kann den Energieverlust nur zu einem kleinen Teil erklären. Um das entsprechende Volumen bis zur vierten Ionisationsstufe zu ionisieren wird lediglich eine Energie von ca $(1,5 \pm 0,5) \mu\text{J}$ benötigt. Da der Anregepuls hingegen eine Energie von $E_{\text{Puls}} = 700 \mu\text{J}$ besaß, ist der Energieverlust durch die Plasmaerzeugung vernachlässigbar. Die gemessene Elektronendichte (bis $n_e = 1,25 \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{cm}^3}$) ist ebenfalls höher als die

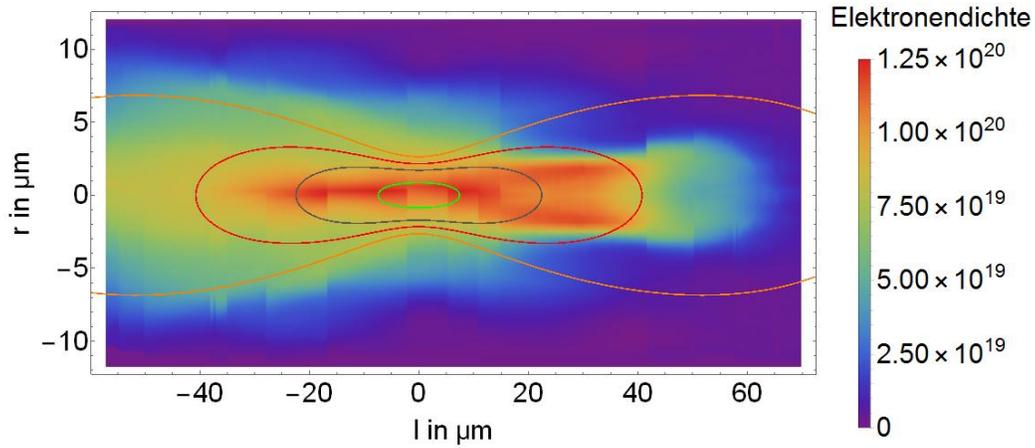


Abbildung 4.6: Gemessene Elektronendichte 6 ps nach Eintreffen des Hauptpulses sowie die berechneten Ionisationsschwellen für Stickstoff

erwartete Dichte ($n_e = 1.0 \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{cm}^3}$). Dies lässt sich durch zusätzliche Ionisationsmechanismen erklären. In der Berechnung ist nur die Over-the-Barrier Ionisation berücksichtigt. Des Weiteren tritt noch die Tunnelionisation und die Multiphotonionisation auf. Da diese schon bei geringeren Intensitäten zu höheren Ionisationssufen führen, lässt sich die höhere gemessene Elektronendichte erklären.

Aus der zeitlichen Entwicklung des Plasmas erkennt man zuerst die Entstehung des Plasmas durch die Anstiegsflanke des Laserpulses. In Abbildung 4.7 ist der Kontrast des A1 Verstärkers des POLARIS-Systems gezeigt. Dieser besitzt den gleichen Aufbau wie der im Experiment genutzte regenerative Verstärker und kann die typische Kontrastkurve eines solchen Lasersystems wiedergeben. Der Intensitätskontrast des verwendeten Lasers wurde noch nicht vermessen.

Die ansteigende Flanke des Pulses steigt innerhalb von 10 ps um 7 Größenordnungen an. Auf der ansteigenden Flanke treten keine Vorpulse auf, bis 30 ps nach dem Hauptpuls können allerdings mehrere Nachpulse in der Größenordnung 10^{-5} gemessen werden. Dadurch kann es auch nach dem Hauptpuls zu weiteren Ionisationen kommen. Da die maximale Intensität des verwendeten Verstärkers $I_{\text{Max}} = 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ beträgt und Ionisationsprozesse bereits bei Intensität ab $10^8 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ auftreten können, reicht die Intensität 2 ps vor dem Maximum bereits aus um ein Plasma zu erzeugen. Dies kann auch gemessen werden,

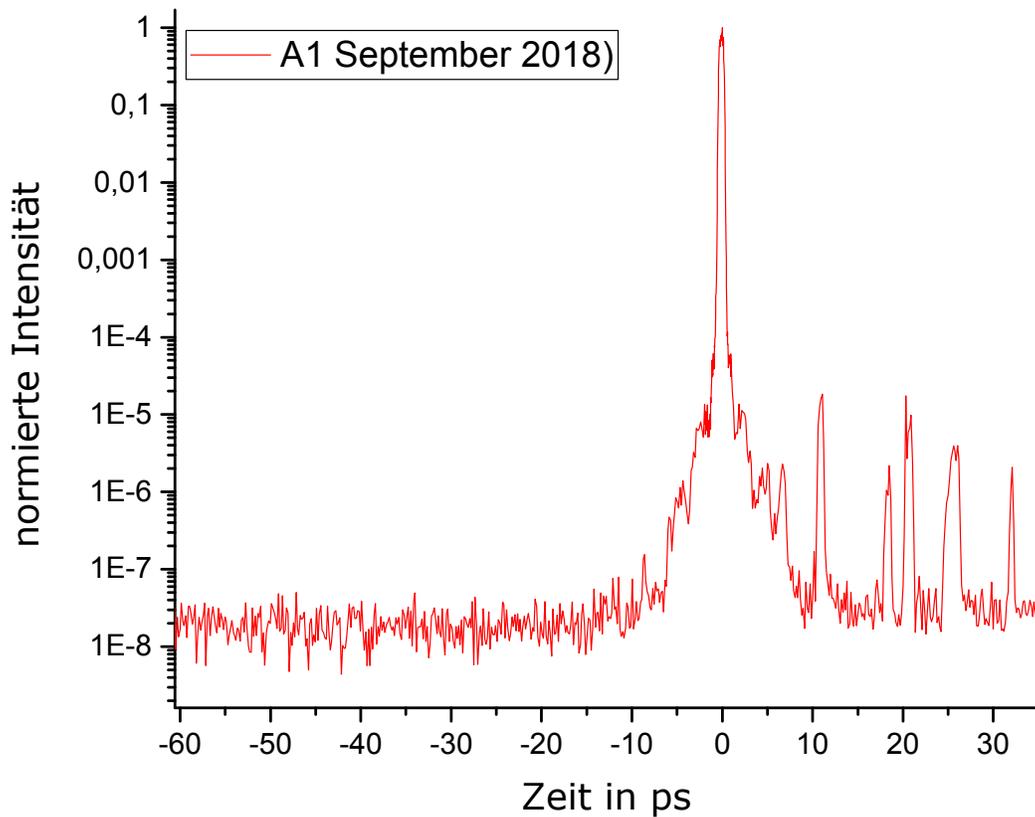


Abbildung 4.7: Kontrast des A1 Verstärkers als Beispiel für einen regenerativen Verstärker

wobei die Elektronendichte bis zum Eintreffen des Hauptpulses ansteigt und danach gesättigt ist, bis sie lange nach dem Laser durch Rekombination wieder abnimmt. Dieses Abfallen kann in der Messung nicht nachgewiesen werden, da die maximale Verzögerung zwischen Hauptpuls und Messpuls 20 ps beträgt, die Rekombination aber auf Mikrosekunden Zeitskalen stattfindet [32]. In Abbildung 4.8 ist jeweils die maximale Elektronendichte zu dem entsprechenden Zeitschritt gezeigt. Dabei wurde über die größten fünf Werte gemittelt um einzelne Ausreißer nicht übermäßig zu gewichten. Die Schwankungen im Plateaubereich lassen sich durch Auswertefehler der Abelinversion erklären.

Die zeitliche Entwicklung der Plasmagröße ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Als

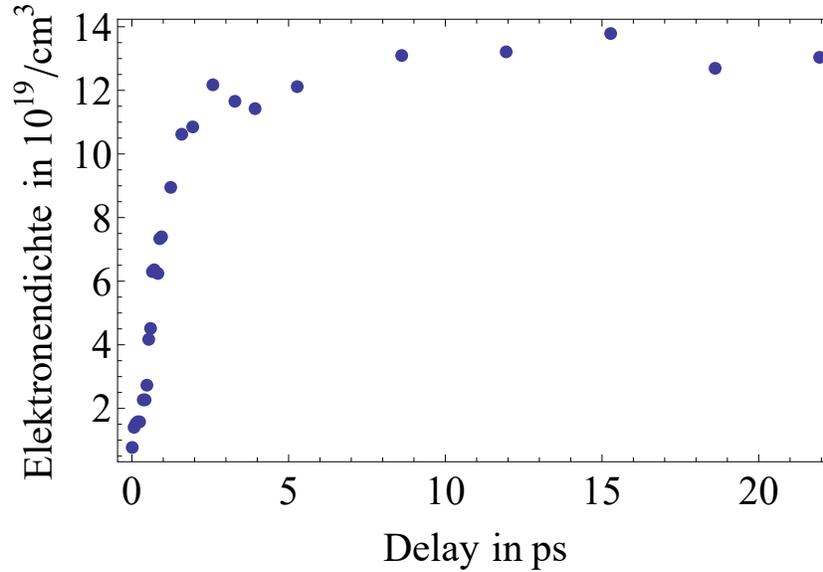


Abbildung 4.8: Zeitliche Entwicklung der Elektronendichte

Schwellwert ist eine Elektronendichte von $n_e = 5 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{cm}^3}$ gesetzt, da ein kleinerer Schwellwert bereits außerhalb des ausgewerteten Bereiches erreicht wird und ein größerer Wert in der ansteigenden Flanke noch nicht vorhanden ist. Auf die übliche Angabe einer Plasmaskalenlänge, die angibt wann die Plasmadichte auf das $\frac{1}{e}$ fache der Maximaldichte abgefallen ist wird in dieser Arbeit verzichtet. Die Skalenlänge ist hilfreich um die Plasmaausdehnung eines Oberflächenplasmas senkrecht zur Oberfläche und parallel zum einfallenden Laserpuls im Vakuum zu untersuchen, da dabei nur die thermische Ausdehnung des Plasmas die Größe in Oberflächennormalenrichtung definiert. Diese Arbeit wird jedoch an Luft durchgeführt, was dazu führt das das Plasma bereits in der Entstehung ausgedehnt ist und die Skalenlänge den $\frac{1}{e}$ Abfall des anregenden Gaussstrahls darstellt. Zusätzlich kommt es in der Luft zu Kollisionen mit umgebenden Luftmolekülen, die die Plasmaausbreitung beeinflussen. Im Vakuum kann sich das Plasma hingegen ungestört ausbreiten.

Die Entwicklung der Plasmengröße und der Elektronendichte stimmen im Trend gut überein. In beiden Darstellungen lässt sich die ansteigende Flanke des Lasers gut erkennen. Beide Messungen bleiben nach dem Eintreffen des Hauptpulses für die gemessenen 20 ps konstant und weisen nur geringe

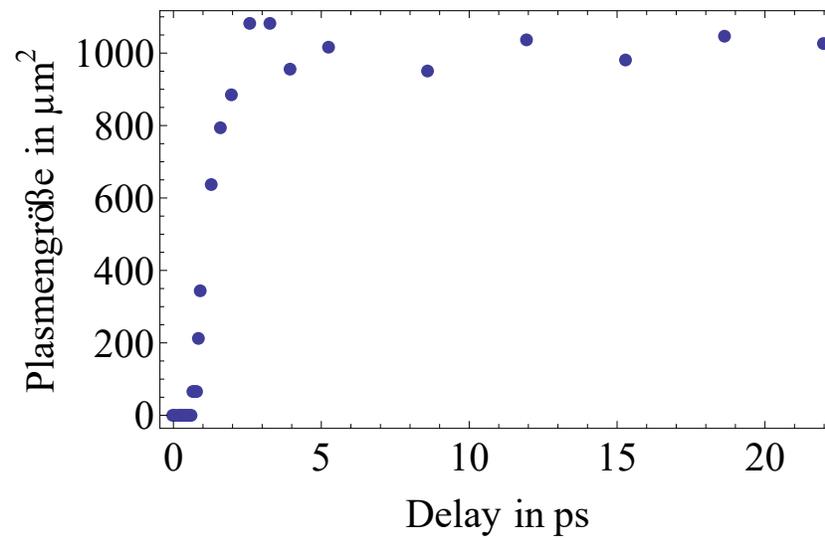


Abbildung 4.9: Zeitliche Entwicklung der Plasmengröße

Schwankungen auf.

Kapitel 5

Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Anrege-Abfrage-System mit zwei Protopulsen entwickelt. Mithilfe dieses Systems kann ein Plasma, das dem Vorplasma des Polaris-Lasers gleicht, erzeugt und untersucht werden. Das Vorplasma besitzt einen wichtigen Einfluss auf die Effizienz der TNSA Laser-Protonenbeschleunigung. Da diese Prozesse auf sehr kurzen Zeitskalen (≈ 1 ps) stattfinden, muss der Aufbau eine vergleichbare zeitliche Auflösung bieten. Dies ist Elektronisch nicht möglich. Dafür wurde ein rein optisches System zur zeitlichen Separation eines Pulses in mehrere Einzelpulse entwickelt, das Pulse mit einer Pulsdauer von $\tau = 400$ fs und einen zeitlichen Versatz zwischen $\Delta t = 0$ ps und $\Delta t = 333$ ps mit einer Genauigkeit von 67 ps. Da diese zeitlich Pulsseparation von einer Kamera nicht aufgelöst werden kann, wurde ein räumlicher Pulsteiler entwickelt, der die zuvor zeitlich separierten Pulse räumlich auf verschiedene Kameras lenkt. Um die vom Plasma auf die Abfragepulse aufgeprägte Phase zu ermitteln, wurde zusätzlich ein Mach-Zehnder-Interferometer aufgebaut und ein Abbildungssystem des Plasmas auf den Kameras realisiert. Die anschließende Auswertung der zweidimensionalen Interferogramme sowie die durch die Abelinversion berechnete dreidimensionale Verteilung wurde mittels LabView durchgeführt.

Der Aufbau konnte mithilfe eines Luftplasmas getestet werden, wobei sowohl dessen Plasmendichte als auch dessen Plasmengröße sowie deren zeitliche Entwicklung vermessen werden konnte. Dabei konnte die ansteigende Flanke des Anregepulses sichtbar gemacht werden. Auch die Untersuchung eines Festkörpertargets, z.B. das für Protonenbeschleunigungen am Polaris-Laser häufig verwendete Aluminium ist mit diesem Aufbau möglich, da die Wechselwirkung bereits in einer Vakuumkammer aufgebaut wurde.

In Zukunft soll das System auf fünf Pulse erweitert werden, wofür bereits ein neuer Spiegelhalter entworfen und hergestellt wurde. Die Separation der einzelnen Pulse durch eine Richtungsänderung hat sich in Verbindung mit dem nachgeschalteten Interferometer als problematisch erwiesen und wird in Zukunft durch eine Höhenseparation, die jeden Puls auf eine eigene Strahlhöhe verschiebt, ersetzt. Dadurch können alle Pulse die gleiche optische Weglänge im Interferometer zurücklegen. Um ein Aluminiumplasma zu untersuchen ist eine Targetvorderseitenbeobachtung hilfreich, um das Target in den Fokus des Pumpstrahls zu platzieren. Für die ferne Zukunft ist auch geplant das System in den Experimenten des Polaris-Lasers zu verwenden.

Kapitel 6

Komponenten

Gitter:	GR50-1210 - Ruled Reflective Diffraction Grating
Kamera Strahlgröße:	Allied Cision Manta G-033B
Kamera Probestrahl:	Allied Cision Manta G-032B
Kamera Fokusbeobachtung:	Basler Scout ScA640-70gm
Spektrometer:	Ocean Optics 2000+
Objektiv Probenstrahl:	10X Mitutoyo Plan Apo NIR Infinity Corrected Objective
Objektiv Fokusbeobachtung:	20X Mitutoyo Plan Apo NIR Infinity Corrected Objective
Autokorrelator:	Avesta ASF-20
Laseroszillator:	Coherent Mira 2000

Literaturverzeichnis

- [1] K. Krushelnick, E. L. Clark, M. Zepf, J. R. Davies, F. N. Beg, A. Machacek, M. I. K. Santala, M. Tatarakis, I. Watts, P. A. Norreys, and A. E. Dangor. Energetic proton production from relativistic laser interaction with high density plasmas. *Physics of Plasmas*, 7(5):2055–2061, 2000.
- [2] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon, and R. A. Snavely. Energetic proton generation in ultra-intense lasersolid interactions. *Physics of Plasmas*, 8(2):542–549, 2001.
- [3] Hornung et al. The all-diode-pumped laser system polaris an experimentalists tool generating ultra-high contrast pulses with high energy. *High Power Laser Science and Engineering*, 2:e20, 2014.
- [4] Paul Gibbon. *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction*. Imperial College Press, 2005.
- [5] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. Springer-Verlag, 2007.
- [6] Gerd Litfin. *Technische Optik in der Praxis (German Edition)*. Springer, 2004.
- [7] W. Koechner. *Solid-State Laser Engineering*. Springer, 2006.
- [8] Wolfgang Demtröder. Wärmelehre. In *Experimentalphysik 1*. Springer, 2018.
- [9] Hideharu Mikami, Liang Gao, and Keisuke Goda. Ultrafast optical imaging technology: principles and applications of emerging methods. *Nanophotonics*, 5(4):497–509, 2016.

- [10] Ferenc Krausz, Martin E Fermann, Thomas Brabec, Peter F Curley, Martin Hofer, Manfred H Ober, Christian Spielmann, Ernst Wintner, and AJ Schmidt. Femtosecond solid-state lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(10):2097–2122, 1992.
- [11] P. Bado, M. Bouvier, and J. Scott Coe. Nd:y:lf mode-locked oscillator and regenerative amplifier. *Optics Letters*, 12:319, 1987.
- [12] W. H. Lowdermilk and J. E. Murray. The multipass amplifier: Theory and numerical analysis. *Journal of Applied Physics*, 51:2436, 1980.
- [13] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 1985.
- [14] JP Chambaret, P Rousseau, P Curley, G Cheriaux, G Grillon, and F Salin. Aberration-free stretcher design for ultra-short pulse amplification. In *Conference on Lasers and Electro-optics*, page CFD5. Optical Society of America, 1995.
- [15] Francis F Chen. *Introduction to plasma physics*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [16] M. Zepf, E. L. Clark, F. N. Beg, R. J. Clarke, A. E. Dangor, A. Gopal, K. Krushelnick, P. A. Norreys, M. Tatarakis, U. Wagner, and M. S. Wei. Proton acceleration from high-intensity laser interactions with thin foil targets. *Phys. Rev. Lett.*, 90:064801, Feb 2003.
- [17] CI Blaga, F Catoire, P Colosimo, GG Paulus, HG Muller, P Agostini, and LF DiMauro. Strong-field photoionization revisited. *Nature Physics*, 5(5):335, 2009.
- [18] National Institute of Standards and Technology. *Ionisation Energy*. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/ionEnergy.html>.
- [19] Wolfgang Demtröder. Elektromagnetische wellen im vakuum. In *Experimentalphysik 2*. Springer, January 2017.
- [20] J. A. Bittencourt. Introduction. In *Fundamentals of Plasma Physics*. Springer, January 2004.

- [21] Guilong Gao, Kai He, Jinshou Tian, Chunmin Zhang, Jun Zhang, Tao Wang, Shaorong Chen, Hui Jia, Fenfang Yuan, and Lingliang Liang. Ultrafast all-optical solid-state framing camera with picosecond temporal resolution. *Optics express*, 25(8):8721–8729, 2017.
- [22] Keiichi Nakagawa, Atsushi Iwasaki, Yu Oishi, Ryoichi Horisaki, Akira Tsukamoto, Aoi Nakamura, Kenichi Hirose, Hongen Liao, Takashi Ushida, and Keisuke Goda. Sequentially timed all-optical mapping photography (stamp). *Nature Photonics*, 8(9):695, 2014.
- [23] Christian Gerthsen, Hans Otto Kneser, and Helmut Vogel. *Physik: Ein Lehrbuch zum Gebrauch neben Vorlesungen (German Edition)*. Springer, 1977.
- [24] Milan Kalal and Keith Nugent. Abel inversion using fast fourier transforms. *Applied Optics*, 27:1956, 1988.
- [25] *Beugungseffizienz Gitter*. https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=4338.
- [26] Adair R. et al. Nonlinear refractive index of optical crystals. *Physical Review*, 39(5), 1989.
- [27] *Blazewinkel Gitter*. https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=8627.
- [28] A. Flacco, A. Guemnie-Tafo, R. Nuter, M. Veltcheva, D. Batani, E. Lefebvre, and V. Malka. Characterization of a controlled plasma expansion in vacuum for laser driven ion acceleration. *Journal of Applied Physics*, 104(10):103304, 2008.
- [29] Nikolay S. Makarov, Mikhail Drobizhev, and Aleksander Rebane. Two-photon absorption standards in the 550-1600 nm excitation wavelength range. *Optics Express*, 16:4029, 2008.
- [30] *USAF Chart*. https://www.thorlabs.com/images/tabImages/1000_1200_Ruled_Grating_Efficiency_Graph_780.gif.
- [31] R. W. Hellwarth. Third-order optical susceptibilities of liquids and solids. *Progress in Quantum Electronics*, 5:1–68, 1977.

- [32] Magesh Thiyagarajan and John Scharer. Experimental investigation of ultraviolet laser induced plasma density and temperature evolution in air. *Journal of applied physics*, 104(1):013303, 2008.