

Untersuchung des ersten Hohen Harmonischen XUV Lichtes in Potsdam

IDA SIGUSCH

BACHELORARBEIT

Nr. 781020

eingereicht am
Bachelorstudiengang

PHYSIK

in Potsdam

im Mai 2019

Diese Arbeit entstand im Rahmen des Gegenstands

Untersuchung des ersten Hohen Harmonischen XUV Lichtes in
Potsdam

im

Wintersemester 2018/2019

Betreuer:

Dennis Mayer
&
Matthew Robinson

Erklärung

Ich erkläre eidesstattlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe verfasst, andere als die angegebenen Quellen nicht benutzt und die den benutzten Quellen entnommenen Stellen als solche gekennzeichnet habe. Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Potsdam, am 9. Mai 2019

Ida Sigusch

Inhaltsverzeichnis

Erklärung	iii
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 Gaußsche Strahlenoptik	3
2.2 Das Hohe Harmonische Spektrum	5
2.3 Ein atomiges Verhalten - Das <i>Drei Schritte Modell</i>	5
2.3.1 Ionisation	6
2.3.2 Propagation	8
2.3.3 Rekombination	10
2.4 Kollektive Effekte - <i>Phase matching</i>	10
2.4.1 Plasma Dispersion	11
2.4.2 Geometrische Dispersion	11
2.4.3 Druckabhängigkeit	13
2.5 Bedingungen	14
3 Messaufbau und Messmethoden	15
3.1 Aufbau und Geräte	15
3.1.1 IR Laserparameter	16
3.1.2 Vorbereitung der Vakuumkammer	17
3.1.3 Die Kapillare in der Vakuumkammer	18
3.1.4 Detektoraufbau	19
3.2 Messmethoden	19
3.2.1 Druckmessung	19
3.2.2 Diodenmessung	20
3.2.3 YAG Schirm Methode	21
4 Auswertung	23
4.1 Druckabhängige Messung	23
4.2 Intensitätsabhängigkeit	26
4.3 Positionsabhängigkeit	28
5 Diskussion	31
6 Zusammenfassung	35

Quellenverzeichnis	37
Literatur	37
Online-Quellen	39

Kapitel 1

Einleitung

Diese Bachelorarbeit befasst sich mit der Erzeugung von hohen Harmonischen in Stickstoff N_2 . Sie beschreibt den Aufbau sowie Messungen zur Optimierung des im Labor erzeugten Hohen Harmonischen Lichtes.

Bei der Erzeugung Hoher Harmonischer (im folgenden Abgekürzt mit HHG) handelt es sich um einen nichtlinearen, kohärenten Prozess, der Licht in dessen Hohe Harmonische konvertiert. In dem konkreten Fall dieser Bachelorarbeit handelt es sich um einen gepulsten infraroten 800nm Laser (IR), welcher in einem sogenannten Konversionsgas, hier Stickstoff, in den UV Bereich konvertiert wird. Der Physikalische Prozess hinter dieser Konvertierung ist, dass intensives Licht nicht linear mit den Molekülen des Stickstoffes interagiert. Bei der Interaktion der Elektronen des Stickstoffes mit dem IR Licht können die Stickstoffatome ionisiert werden. Das nun vom Molekül unabhängige Elektron propagiert nun im Laserfeld. Bei der Propagation nimmt es kinetische Energie auf. Im Zuge der Umkehr des Vorzeichens des elektrischen Feldes des Lasers wird das Elektron wieder auf den Kern zurück beschleunigt. Bei der Rekombination mit dem Kern wird Energie in Höhe der kinetischen Energie des Elektron zusätzlich zur Ionisierungsenergie frei. Diese Energie liegt je nach experimentellen Parametern im UV- bis Röntgenbereich.

Die hohen Photonenenergien sowie die kurzen Pulse sind die Schlüsseltechnologie für sowohl ein sehr gutes zeitliches und räumliches Auflösungsvermögen. Anwendung findet dies insbesondere bei der Untersuchung der Dynamik innerer Elektronen in Atomen und Molekülen. Dies erweitert das Verständnis der quantenmechanischen Prozesse und öffnet einen neuen Weg zur allgemeinen Materialuntersuchung.

Angefangen bei der Entdeckung der Röntgenstrahlen 1896 durch Conrad Röntgen [17] begannen die ersten experimentellen Untersuchungen der Struktur in Festkörpern, Atomen und Molekülen sowie die Entwicklung von bildgebenden Verfahren für die Medizintechnik. Mit der Entdeckung der Röntgenstrahlen wurde zum ersten Mal in der Geschichte eine Untersuchungsmethode entwickelt, die aufgrund der kurzen Wellenlänge eine hohe räumliche Auflösung besitzt.

Bereits bestehende Theorien verlangten jedoch zunehmend nach experimentellen Methoden zur Untersuchung von Dynamiken in Festkörpern und Atomen. Der Grundstein zur zeitlich aufgelösten Untersuchung wurde 1960 mit der Erfindung des Lasers durch Theodore Maiman gelegt [12]. Nun war es möglich, immer kürzere Zeitskalen zu untersuchen. Diese Laser befanden sich allerdings im IR- bis leichtem UV-Spektrum. Somit

konnten zwar zeitliche Prozesse besser aufgelöst werden, eine gute räumliche Auflösung war allerdings noch nicht gegeben.

Die ersten Berichte über kurze Laserpulse in UV- und Röntgenbereich - und somit auch einem Werkzeug, dass sowohl eine gute zeitliche wie auch eine gute räumliche Auflösung vereint - wurden von McPherson 1987 [13] und Ferray 1988 [6] veröffentlicht. Sie erzeugten erstmals Hohe Harmonische. In ihrem HHG Spektrum beobachteten sie ein Plateau in der Intensität, welches von einem rapiden Abfall gefolgt wurde. Dieses Plateauverhalten schien mit der klassischen Störungstheorie nicht vereinbar. Erst 1993 lieferten Corkum [5] und Kulander [9] ein semiklassisches Modell, welches in dieser Arbeit vorgestellt wird. Dieser Entdeckung folgten weitere Untersuchungen bezüglich höherer Photonenenergien sowie des Plateaus [19].

Durch die Entwicklung neuer Laserquellen war es möglich, besonders hinsichtlich der Pulsdauer enorme Verbesserungen zu erzielen. Während die ersten Hohen Harmonischen noch mit sub-picosekunden Kr* Excimer (248 nm) und Nd:YAG (1064 nm) Lasern durchgeführt wurden, versprachen die ab den späten 80er Jahren genutzten Ti:Sa-Laser eine enorme Verstärkungsbandbreite. In Kombination mit der *Kerr-lens mode-locking* Technik sowie der *chirped pulse amplification* [21] wurde es nun wesentlich einfacher und kostengünstiger, ultrakurze Pulse als treibende Kraft der HHG zu benutzen.

Bis heute setzen sich die Entwicklungen und Untersuchungen im Bereich der zeitlich und räumlich aufgelösten Materialcharakterisierung fort. Diese Bacheloarbeit befasst sich insbesondere mit der Vermessung und Optimierung der HHG in N₂. Zu Beginn werden in [Kapitel 2](#) die benötigten theoretischen Grundlagen in der Laserphysik, der Hohen Harmonischen Erzeugung sowie dessen Optimierung gegeben. Gefolgt ist dies durch eine Beschreibung des Aufbaus zur Erzeugung und Messung der Hohen Harmonischen und die Beschreibung der verwendeten Geräte in [Kapitel 3](#). Gegenstand dieser Beschreibung sind unter anderem auch Spezifikationen zum Laser (z.B. das vermessene Strahlprofil) wie auch eine Beschreibung des Vakuumsystems und dessen Besonderheiten. Als Grundlage der Optimierung steht die Messung der HHG Intensität in Abhängigkeit von drei Parametern: dem Druck des Konversionsgases, der eingestrahleten Laserintensität sowie der Position des Gasstrahls in Bezug auf den fundamentalen IR-Laserstrahl. Die Ergebnisse dieser Messungen werden ausgewertet in [Kapitel 4](#) und diskutiert in [Kapitel 5](#). Zum Schluss wird in [Kapitel 6](#) eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit, eine Evaluation sowie ein Ausblick gegeben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Zum Prinzip der Erzeugung Hoher Harmonischer (HHG) in Gasen existiert eine Vielzahl an theoretischen und experimentellen Untersuchungen. Sie reichen von semiklassischen bis zu quantenmechanischen Berechnungen, von einatomigen Betrachtungen bis hin zur Beachtung von kollektiven Effekten. Zugunsten der Übersichtlichkeit umfasst dieser Abschnitt lediglich die grundlegenden Theorien, die zur Beschreibung und Evaluierung der während dieser Bachelorarbeit gemessenen Daten notwendig sind. Da es sich um einen Laseraufbau handelt, werden zunächst die hierfür relevanten Beziehungen aus der Gaußschen Strahlenoptik ([Abschnitt 2.1](#)) eingegangen, um im Anschluss auf die Theorie der Hohen Harmonischen Erzeugung einzugehen. Angefangen mit einer allgemeinen Beschreibung des Spektrums ([Abschnitt 2.2](#)) und der bisher untersuchten Charakteristika wird ein Überblick gegeben, gefolgt von dem sogenannten *Drei Schritte Modell* ([Abschnitt 2.3](#)), einem semiklassischen Modell, welches eine Erklärung des sogenannten *single atom response*, also des einatomigen Verhaltens liefert. Im Anschluss wird auf die Methode des *phase matching* ([Abschnitt 2.4](#)) und die explizite Gasdruckabhängigkeit der Erzeugung Hoher Harmonischer eingegangen. Diese beiden Abschnitte resultieren aus der Betrachtung von kollektiven Effekten und werden aus diesem Grund unter dem Abschnitt „Kollektive Effekte“ behandelt. Abschließend werden die Bedingungen und Einschränkungen der hier beschriebenen Theorien aufgelistet.

2.1 Gaußsche Strahlenoptik

Zur Beschreibung von Laserstrahlung mittels Wellenoptik hat sich das Konzept des Gaußschen Strahls etabliert. Das Prinzip ermöglicht die quantitative Beschreibung des Profils eines elektromagnetischen Strahls, welches die Form einer Gaußkurve aufweist.

In [2.1](#) ist das transversale Profil skizziert. Die dabei dargestellte Intensität folgt dem formellen Zusammenhang der Gleichung

$$I(r, z) = I_0 \cdot \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \cdot e^{\frac{-2r^2}{w(z)^2}}, \quad (2.1)$$

wobei $I(r, z)$ die Amplitude am Ort z zum Radius r bezeichnet. I_0 sowie w_0 sind die Intensität und die Weite des Strahls an der Taille zur Position $z = 0$. $w(z)$ ist hierbei der Radius des Strahles an der Position z entlang der Propagationsrichtung. z_R ist die

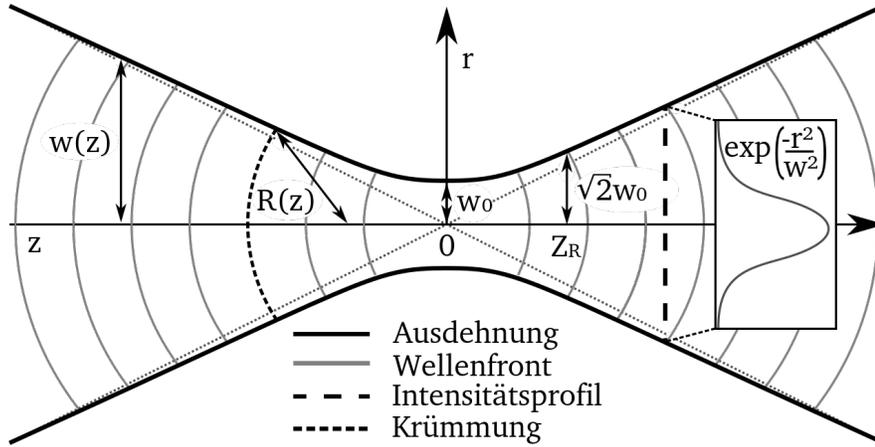


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Gaußschen Strahlprofils.[23] Hierbei ist $w(z)$ der Radius r des Strahls, gegeben durch den Abfall auf $1/e$ des Maximums, als Funktion der Position z in Propagationsrichtung aufgetragen. Ausschlaggebende Parameter für dieses Profil sind hierbei der Radius des Strahls an der Taille w_0 sowie z_R als Rayleighlänge.

Rayleighlänge, die definiert ist als die Position, an der sich die Querschnittsfläche zum Strahlradius $w(z_0)$ gegenüber dem Fokus bei $z = 0$ verdoppelt hat. Sie ist abhängig von der Weite des Strahls am Fokus w_0 sowie der Wellenlänge λ und wird beschrieben durch:

$$z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda} \quad (2.2)$$

Das Strahlprofil selbst, also $w(z)$, gemessen als *full-width-half-maximum* FWHM der Strahlgröße an der Position z , ist im Nahfeld gegeben durch:

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.3)$$

Weiterhin muss noch die sogenannte Gouyphase $\phi_G(z)$ erwähnt werden. Sie gibt den Phasenunterschied des fokussierten Strahls zur idealen ebenen Welle an. Dabei beschreibt sie die Wellenphase $\phi_G(z)$ des Gaußstrahls $E(r, z)$:

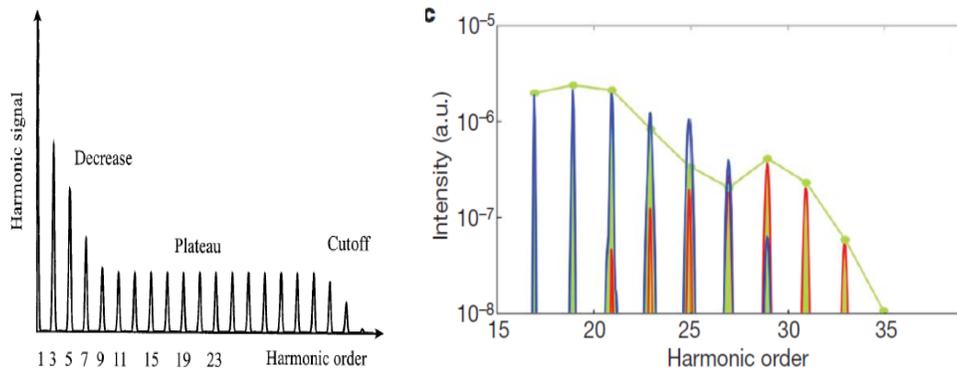
$$E(r, z) = E_0 \cot \frac{w_0}{w(z)} \cdot e^{-\left(\frac{r}{w(z)}\right)^2} \cdot e^{-ik \frac{r^2}{2R(z)}} \cdot e^{-i(kz - \phi_G(z))} \quad (2.4)$$

$R(z)$ ist hierbei der Krümmungsradius. Dabei trägt $\phi_G(z)$ eine Positionsabhängigkeit in transversaler Richtung sowie von der oben beschriebenden Rayleighlänge z_R :

$$\phi_G(z) = \arctan \left(\frac{z}{z_R} \right) \quad (2.5)$$

Aus dieser Gleichung wird ersichtlich, dass sich nach dem Durchgang durch den Fokus ein Phasenunterschied von π gegenüber einer ebenen Welle ausbildet. Diese Gouyphase wird in Bezug auf die Optimierung der HHG nochmals aufgegriffen.

2.2 Das Hohe Harmonische Spektrum



(a) Theoretisches HHG Spektrum [4] (b) Gemessenes HHG Spektrum für O₂ [20]

Abbildung 2.2: Rechts abgebildet ist ein gemessenes Hohen Harmonischen Spektrum von O₂ [20]. Links ist zum Vergleich ein theoretisches Spektrum mit Einteilung in die entsprechenden Zonen skizziert.

In Abbildung 2.2 sind ein schematisches und ein gemessenes Hohen Harmonischen Spektrum gegenübergestellt. In beiden deutlich erkennbar sind drei unterschiedliche Zonen, die sich als charakteristisch für das Spektrum Hoher Harmonischer herausstellen: In der ersten Zone ist der nach der Störungstheorie erwartete exponentielle Abfall mit zunehmender Harmonischen erkennbar. Sie wird deshalb auch *Störungstheoretisches Regime* genannt. Schon nach wenigen Harmonischen entwickelt sich als zweite Zone ein *Plateau* von Harmonischen ähnlicher Intensität. Dem Plateau folgt in der dritten Zone ein abrupter Abfall der Intensität, welcher ab der sogenannten *cut off* Frequenz zu beobachten ist [4]. Die Besonderheit an diesen Zonen sind insbesondere das Plateau sowie der scharfe *cut off*.

Weiterhin lassen sich ausschließlich ungerade harmonische der fundamentalen Laserfrequenz beobachten. Die fundamentale Laserfrequenz ist diejenige Frequenz des Lasers, die den Prozess der Hohen Harmonischen Erzeugung treibt.

2.3 Ein atomiges Verhalten - Das *Drei Schritte Modell*

Die Messung des ersten Hohen Harmonischen Spektrums warf eine Vielzahl von Fragen auf. Insbesondere das Plateauverhalten nach dem exponentiellen Abfall ließ sich nicht mehr ausschließlich Störungstheoretisch beschreiben. An dieser Stelle trafen 1993 Corkum und Kulander Annahmen, die in einer Beschreibung resultierten, welche sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmte [5], [1]. Insbesondere das Plateauverhalten sowie der *cut off* können durch dieses semiklassische Modell sehr gut beschrieben werden. Der Schlüssel zur Entwicklung dieses Modells liegt in der Annahme, dass die Elektronen nicht mehr als gebundene Teilchen angenommen werden können, sondern als freie Elektronen, sobald das intensive elektrische Feld des fundamentalen Lichts das Atom ionisiert hat.

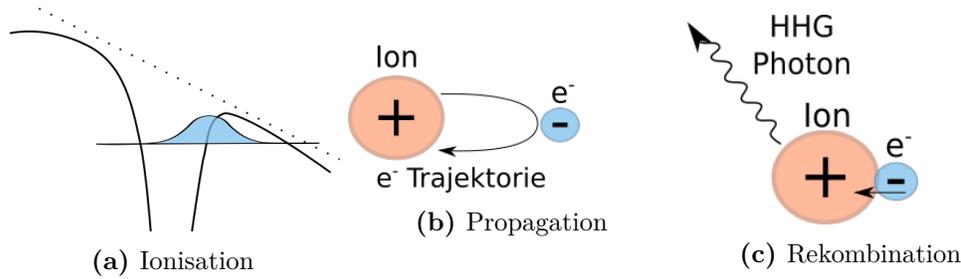


Abbildung 2.3: Skizze des *Drei Schritte Modells*. Zuerst zu sehen ist der Ionisierungsprozess (a), gefolgt von der Propagation (b) im Raum sowie der finalen Rekombination (c) mit dem Ursprungsatom. Im Ionisierungsschritt wird die Potenzialbarriere durch das elektrische Feld soweit herabgesenkt, dass das Elektronenwellenpaket durchtunneln kann. Die Propagation zeigt die Bewegung des Elektrons im Laserfeld, welches schließlich zur Rekombination mit dem Ursprungsatom führt und somit zur Emittierung des Hohen Harmonischen Lichtes.

Wie dem Namen dieses Modells zu entnehmen ist, wird hier der Prozess der Hohen Harmonischen Erzeugung in drei Teilprozesse untergliedert (vergleiche [Abbildung 2.3](#)). Interagiert intensives Laserlicht mit einem Atom oder Molekül, so kann dieses durch Tunnelionisation ionisiert werden (siehe [Abbildung 2.4](#)). Das Elektron ist jetzt nicht mehr an den Kern gebunden und propagiert frei im Raum. Die Propagation (zu sehen in [Abbildung 2.3b](#)) erfolgt unter Einfluss des intensiven Laserfeldes. Zunächst wird es vom Ion wegbeschleunigt und eine viertel Laserperiode später durch das veränderte Vorzeichen des Feldes abgebremst, um schließlich zum Kern zurückbeschleunigt zu werden. Dort findet dann mit einer bestimmten kinetischen Energie E_{kin} eine Rekombination (siehe [Abbildung 2.3c](#)) mit dem Ursprungion statt. Die Rekombinationsenergie liegt hierbei wesentlich höher als die Energie des fundamentalen Photons. Das bei der Rekombination freiwerdende Photon trägt dann zum Hohen Harmonischen Spektrum bei. Im folgenden wird auf die drei Teilprozesse Ionisation, Propagation und Rekombination genauer eingegangen.

2.3.1 Ionisation

Hohen Harmonischen Erzeugung erfordert eine hohe einfallende Lichtintensität, sodass das Potential des Atoms durch das elektrische Feld der elektromagnetischen Welle hinreichend gestört wird. Das Gesamtpotential $V(r, t)$ stellt eine durch das zusätzliche Feld reduzierte Potentialbarriere für das Elektron dar, infolgedessen jenes tunneln und somit das Atom bzw. Molekül verlassen und ionisieren kann.

$$V(r, t) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} + e \cdot E(t) \cdot r \quad (2.6)$$

Dabei beschreibt e die Elementarladung, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums, r den Abstand vom Kern und $E(t)$ die zeitlich veränderliche Feldstärke des fundamentalen elektrischen Feldes. Der erste Term entspricht hierbei dem Coulombpotential, der zweite Teil dem durch das Laserfeld hervorgerufene Potential. Die Superposition beider

ist das resultierende Gesamtpotenzial $V(r, t)$, welches das Elektron erfährt.

An dieser Stelle ist zu sagen, dass es für das Atom mehrere Möglichkeiten der Ionisation gibt: die Multiphotonionisation, die Tunnelionisation und die sogenannte *Barrier-suppression-Ionization*. Diese sind in [Abbildung 2.4](#) dargestellt. Welcher Prozess eintritt, hängt davon ab, wie stark das elektrische Feld des Lasers die Potenzialbarriere im Atom beeinflussen kann. Somit ist es insbesondere von der Stärke des Laserfeldes abhängig, welche Art der Ionisation stattfindet.

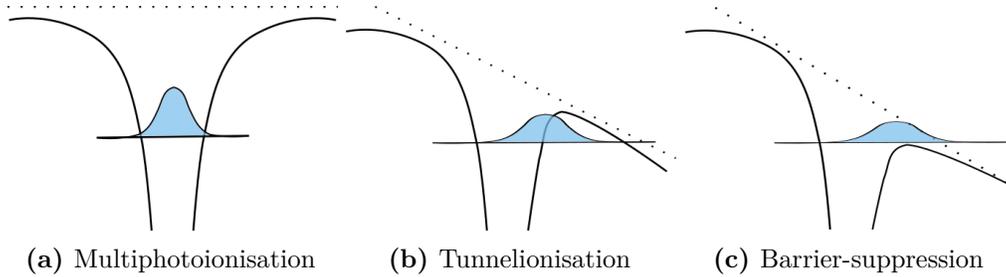


Abbildung 2.4: Dargestellt in dieser Abbildung sind der Prozess der Multiphotonionisation (a), Tunnelionisation (b) sowie *Barrier-suppression* (c). In gestrichelten Linien eingezeichnet ist das treibende elektrische Feld des Lasers, welches je nach Stärke das Atompotenzial (durchgezogene Linie) verformen kann. Dies kann dazu führen, dass das elektronische Wellenpaket das Potential des Atoms verlassen kann.

In diesem Zusammenhang führte Keldysh [8] den später nach ihm benannten Keldyshparameter γ ein. Dieser ist ein Indikator für die Art der Ionisationsvorganges. Abhängig vom Ionisationspotential I_P , der einfallenden Winkelfrequenz ω und in Folge dessen auch des ponderomotorischen Potential U_P berechnet sich der Keldyshparameter wie folgt:

$$\gamma = \sqrt{\frac{I_P}{2 \cdot U_P}} \quad (2.7)$$

Vereinfacht gesagt gibt dieser Parameter das Verhältnis der „Tunnelzeit“ zu der Periode der Laseroszillation an. Das ponderomotorische Potential U_P definiert die mittlere kinetische Energie, die bei der Propagation im elektrischen Feld aufgenommen wird:

$$U_P = \frac{e^2 \cdot E_0^2}{4m_e \omega^2} \quad (2.8)$$

mit e als Elementarladung, m_e als Masse des Elektrons, E_0 als Amplitude des elektrischen Feldes und ω als Kreisfrequenz der Fundamentalen.

Der Grenzfall $\gamma \gg 1$ kann durch zwei unterschiedliche Szenarien eintreten. Zum einen, indem hohe Laserfrequenzen dazu führen, dass sich das Elektron nicht mehr an das zeitlich schnell veränderliche Potenzial anpassen kann. Zum anderen kann der Fall auftreten, dass die Laserintensität zu schwach ist. Infolgedessen erfährt das Elektron nur noch ein über mehrere Perioden gemitteltes Laserfeld. Nur die Absorption mehrerer Photonen kann zu einer Energie größer als die Ionisationsenergie führen und folglich zu einem freien Elektron. Diesen Prozess nennt man Multiphotonionisation [5] und ist in

Abbildung 2.4a dargestellt.

Für $\gamma \ll 1$ können die zwei Fälle der Tunnelionization und der *Barrier-suppression ionization* eintreten. Wenn die Feldstärke des Lasers groß genug ist, so erniedrigt sie die Barriere des Atompotentials. Für den Fall in [Abbildung 2.4b](#) reicht dies nicht aus, um die Barriere vollständig zu unterdrücken. Allerdings besteht bei geringen Potenzialbarrieren eine erhöhte Tunnelwahrscheinlichkeit, sodass *Tunnelionisation* stattfinden kann. Beim letzten Extrem, der *Barrier-suppression-Ionization*, kann die Barriere vollständig erniedrigt werden und das Elektron kann aus dem Potenzial propagieren, wie in [Abbildung 2.4c](#) dargestellt.

Für die Erzeugung von Hohen Harmonischen ist insbesondere Tunnelionisation erwünscht. Wie in [Unterabschnitt 2.3.3](#) der Rekombination noch erläutert wird, hängt die *cut off* Energie vom ponomotorischen Potenzial ab. Je höher dieses ist, desto höhere Harmonische können erzeugt werden, wie in [Unterabschnitt 2.3.3](#) näher erläutert wird. Nach Keldysh findet bei hohen ponomotorischen Potenzialen Tunnelionisationen statt. Aus diesem Grund ist Tunnelionisation das bevorzugte Regime für die Erzeugung Hoher Harmonischer, was in [Unterabschnitt 2.3.2](#) genauer diskutiert wird.

Eine Erweiterung des Modells durch Keldysh entwickelten 1986 Ammosov, Delone und Krainov [2], indem sie die Tunnelionisationsrate w_{ADK} einführten. Ihre Überlegungen resultieren in folgendem formellen Zusammenhang zwischen der Tunnelionisationsrate w_{ADK} , l und m als Quantenzahlen des atomaren Systems, $n^* = Z/2 \cdot I_P$ mit Z der Kernladungszahl, I_P als Ionisationspotential, $l^* = n^* - 1$ und E_0 als Spitzenenergie des Laserfeldes:

$$w_{ADK} = |C_{n^*l^*}|^2 \sqrt{\frac{6}{\pi}} f_{lm} E_i (2(2I_P)^{\frac{3}{2}}/E_0)^{2n^* - |m| - 3/2} e^{-(2(2I_P)^{\frac{3}{2}}/3E_0)} \quad (2.9)$$

2.3.2 Propagation

Der Propagationsschritt beschreibt im wesentlichen die vom Coulombpotential unabhängige Propagation im Vakuum. Hier erfährt das Elektron ausschließlich durch das einfallende elektromagnetische Feld $E(t) = E_0 \cdot \cos(\omega t + \varphi)$ eine ablenkende Wirkung. φ gibt hierbei die Phase der Ionisation an. Aus dieser Überlegung resultieren folgende eindimensionale Bewegungsgleichungen:

$$\begin{aligned} x(t) &= \frac{e \cdot E_0}{m_e \cdot \omega^2} \cdot (\cos(\omega \cdot t) - \cos(\omega \cdot t_i)) + \frac{e \cdot E_0}{m_e \omega} \cdot \sin(\omega \cdot t_i) \cdot (t - t_i) \\ v(t) &= -\frac{e \cdot E_0}{m_e \cdot \omega} \cdot \sin(\omega \cdot t) + \frac{e \cdot E_0}{m_e \cdot \omega} \cdot \sin(\omega \cdot t_i) \end{aligned} \quad (2.10)$$

$v(t)$ sowie $x(t)$ bezeichnen die Geschwindigkeit bzw. den Ort des Elektrons in Bezug auf den Ionisationszeitpunkt t_i . Hierbei wird zusätzlich von einer vernachlässigbaren Anfangsgeschwindigkeit $v_0 = 0$ ausgegangen, so dass die mittlere kinetische Energie des Elektrons ausschließlic durch das ponomotorische Potential bestimmt wird. Weiterhin ist von Bedeutung, dass das einfallende Licht linear polarisiert ist. Grund dafür ist, dass eine elliptische bzw. gänzlich zirkulare Polarisation dazu führen könnte,

dass das Elektron nicht mehr mit dem Ursprungsatom rekombinieren kann, wie es in der hier beschriebenden Theorie angenommen wird.

Von besonderem Interesse für die Optimierung Hoher Harmonischer sind die Trajektorien, welche nach einer endlichen Zeit wieder mit dem Atom am Ort $x = 0$ rekombinieren können. In [Abbildung 2.5](#) sind die auf Grundlage der Bewegungsgleichungen ([Gleichung 2.10](#)) ermittelten Elektrontrajektorien nach der Tunnelionisation dargestellt. Jede Trajektorie beschreibt eine verschiedene Ionisationsphase φ , die angibt, zu welchem Zeitpunkt relativ zum Laserfeld das Atom ionisiert wird. Diese Trajektoriendarstellung eröffnet im wesentlichen zwei Sachverhalte: Zum einen ist zu erkennen, dass bei weitem nicht alle der Ionisationsphasen zu einer Rekombination und infolgedessen auch der Erzeugung Hoher Harmonischer führen. Zum anderen kann man diese Trajektorien in kurze und lange Trajektorien unterteilen. [Abbildung 2.6](#) zeigt, dass es für eine Rekombinationsenergie jeweils zwei Phasen gibt: Demnach werden alle Trajektorien mit einer Ionisationsphase kleiner als 18° als lange Trajektorien bezeichnet und alle mit einer größeren Phase als kurze Trajektorien [18].

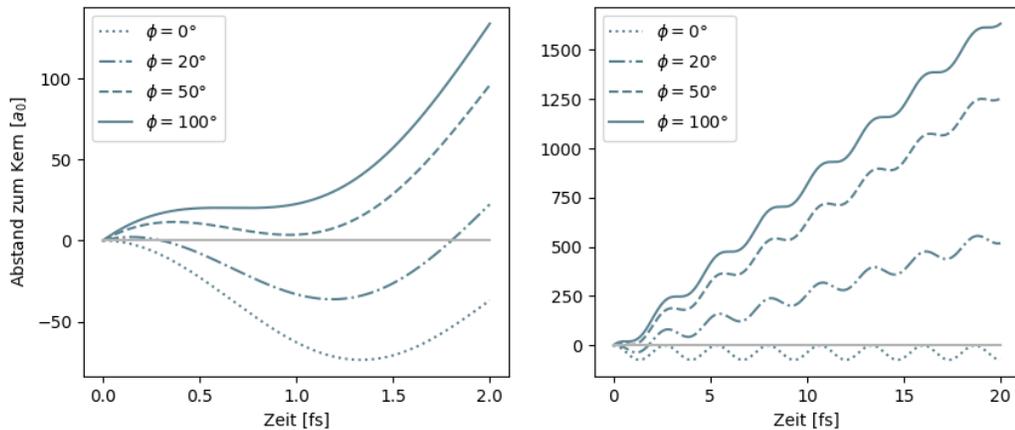


Abbildung 2.5: Diese Abbildung zeigt die mit Hilfe der obigen [Gleichung 2.10](#) berechneten Elektrontrajektorien für unterschiedliche Ionisationsphasen in Bezug auf ihre Position zum Atomkern. Die Position 0 beschreibt somit ein gebundenes Elektron. Die linke Abbildung zeigt die Trajektorien für Zeiten kurz nach der Ionisation, während rechts Trajektorien über eine lange Zeit nach der Ionisation beschrieben werden.

Diese Unterteilung gewinnt an Bedeutung für die Optimierung der Hohen Harmonischen Erzeugung, denn experimentell lässt sich feststellen, dass die Phase des emittierten HHG Lichtes der langen Trajektorien ϕ_{long} eine deutliche lineare Abhängigkeit von der fundamentalen Laserintensität I_L zeigen, wie in [Unterabschnitt 2.4.2](#) genauer erläutert wird.

2.3.3 Rekombination

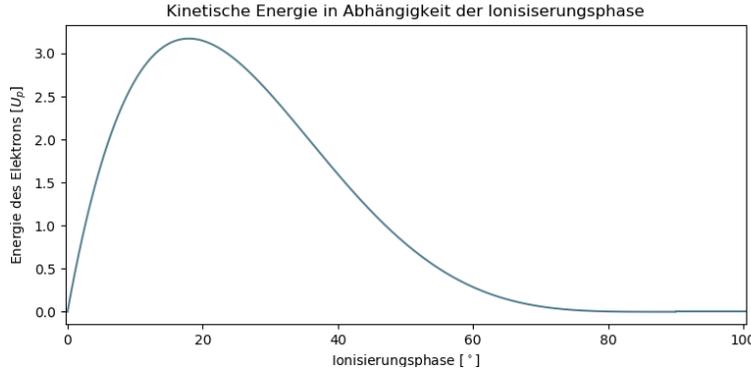


Abbildung 2.6: Je nach Phase kann das Elektron kinetische Energie in Vielfachen der Elektronenenergie im Laserfeld erhalten. Dieser Zusammenhang ist hier grafisch dargestellt mit einer optimalen Ionisationsphase von circa 18° und einer zugehörigen Energie von etwa $3.17 \cdot U_P$, mit U_P als ponderomotorisches Potenzial.

Beim Prozess der Rekombination wird ein Photon mit einer Energie gleich der Summe des Ionisationspotentials und der bei der Propagation aufgenommenen kinetischen Energie im elektrischen Feld frei. Weiterhin zeigen die Bewegungsgleichungen, dass die kinetische Energie der Elektronen abhängig von der Ionisationsphase und somit von der Ionisationszeit t_i ist. Aus Abbildung 2.6 ist zu erkennen, dass zu einer Ionisationsphase von 18° eine maximale kinetische Energie von $3.17 \cdot U_P$ erreicht werden kann. Dies begründet auch das abrupte Abschneiden des HHG Spektrums. Die Photonen können demnach eine maximale Energie von

$$E_{max} = I_P + 3.17 \cdot U_P \quad (2.11)$$

erreichen, was der in Experimenten beobachteten *cut off* Energie entspricht [9].

Das Maximum der kinetischen Energie der Elektronen bei 18° erklärt, warum wie in [Unterabschnitt 2.3.1](#) beschriebene Tunnelionisation bevorzugt wird. Wie [Gleichung 2.9](#) zu entnehmen ist, steigt die Tunnelwahrscheinlichkeit mit der Intensität des IR Feldes. Zusätzlich werden bei 18° , also nahe dem Maximum der IR Intensität, die HHG Photonen der höchsten Energie erzeugt. Demnach tragen viele Photonen hoher Energien zur HHG Intensität bei.

2.4 Kollektive Effekte - *Phase matching*

Die Betrachtung der Hohen Harmonischen Erzeugung wird erst dann praktikabel, wenn man das Zusammenspiel zwischen dem bereits beschriebenen einatomigen Verhalten und Kollektiven Effekten betrachtet. Besonders die Intensität des Hohen Harmonischen Lichtes kann durch eine geeignete Phasenanpassung erhöht werden. Zum Vergleich geht die Intensität für N emittierende Atome ohne Phasenanpassung linear mit N , wohingegen die Intensität bei Phasenanpassung mit N^2 geht. Sie stellen in der Realität allerdings auch

die Limitierung der Effizienz der Hohen Harmonischen Erzeugung dar. Die Kollektiven Effekte haben insbesondere durch Absorption und die veränderliche Phase zwischen dem fundamentalen Strahl (IR) und den Hohen Harmonischen negativen Einfluss auf die Effizienz. Der Phasenunterschied wird in der Literatur zumeist als Wellenvektorversatz Δk behandelt und wird aus diesem Grund auch in dieser Arbeit übernommen. Im wesentlichen werden die Einflüsse der Neutralen Dispersion, der Dispersion des entstehenden Plasmas (siehe [Unterabschnitt 2.4.1](#)) sowie der Wellenvektorversatz aufgrund der Strahlgeometrie (siehe [Unterabschnitt 2.4.2](#)) näher erläutert. Insgesamt ergibt sich ein Wellenvektorversatz von

$$\Delta k = \Delta k_{Neutral} + \Delta k_{Plasma} + \Delta k_{geometrisch} \quad (2.12)$$

Die Neutrale Dispersion bezieht sich auf den Unterschied des frequenzabhängigen Brechungsindex $n(\omega)$, der sich beim Durchgang durch das Konversionsgas entwickelt.

Neben Dispersionseffekten soll am Ende auf die explizite Druckabhängigkeit der Erzeugung Hoher Harmonischer in [Unterabschnitt 2.4.3](#) eingegangen werden.

2.4.1 Plasma Dispersion

Wie im *Drei Schritte Modell* bereits erwähnt, werden während der Hohen Harmonischen Generierung Elektronen freigesetzt, die ein Plasma ausbilden. Bei starker Plasmabildung kann es zu einer Fokussierung durch das Plasma kommen. Dies ist bedingt durch einen plasmainduzierten Brechungsindex. Für die Wellenvektorverschiebung ergibt sich in erster Näherung für die m -te Harmonische [16]:

$$\Delta k_{Plasma} = \frac{\omega_P^2 \cdot (1 - m^2)}{2mc\omega_F} \quad (2.13)$$

mit ω_P als Plasmafrequenz:

$$\omega_P = \sqrt{\frac{e^2 N_e}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (2.14)$$

wobei N_e die freie Elektronendichte ist.

Zu erkennen ist, dass mit steigender freien Elektronendichte auch die Wellenvektorverschiebung zunehmen muss. Gemäß der in Gleichung 2.9 gegebenen Ionisationswahrscheinlichkeit nimmt die freie Elektronendichte mit zunehmender Intensität zu.

2.4.2 Geometrische Dispersion

Die Betrachtung der geometrischen Dispersion wird dann erforderlich, wenn es sich bei der Fundamentalen um einen fokussierten Strahl handelt. Die Fokussierung ist notwendig, um hinreichende Intensitäten für die Erzeugung Hoher Harmonischer zu gewährleisten. Aufgrund der Fokussierung bildet sich die in [Abschnitt 2.1](#) beschriebende Gouy Phase in der Fundamentalen aus. Neben der Gouy Phase entsteht, wie in [Unterabschnitt 2.3.2](#) beschrieben, eine Intensitätsabhängige Phase, die die Phasen Anpassung schwierig gestaltet. Aufgrund der veränderlichen IR Intensität entlang der z-Achse gibt es auch eine Positionsabhängigkeit für die Phase der langen Trajektorien. Die Abhängigkeit der Phase

der langen Trajektorien entsteht auf Grund der Dipolwechselwirkung mit den Atomen und kann durch [Gleichung 2.15](#) beschrieben werden.

$$\phi_{long} = -\alpha \cdot I_L \quad (2.15)$$

Dabei ist α eine Konstante, die für hohe Harmonische üblicherweise Werte von circa $26 \cdot 10^{14} \text{ cm}^2/\text{W}$ annimmt [16]. Für die kurzen Trajektorien existiert ebenfalls eine Phasenabhängigkeit, allerdings mit einem wesentlich kleineren Wert von α . Die Phase folgt also inverserweise dem Strahlprofil entlang der z -Achse. Trägt man die beiden Phasen zusammen auf, so ergibt sich die Skizze in [Abbildung 2.7](#) [18].

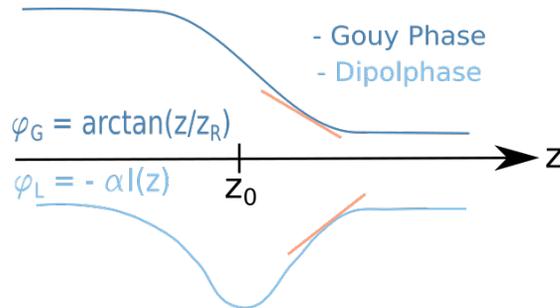


Abbildung 2.7: In blau dargestellt sind die Gouy Phase sowie die Phase der langen Trajektoiren (Dipolphase). Es ist die Stärke als Abhängigkeit von ihrer Position in Propagationsrichtung aufgetragen. z_R ist hierbei die Rayleighlänge und z_0 der Radius des Strahles an der Tallie. In orange sind die Stellen der Ableitungen markiert, wo sich Gouy- und Dipolphase aufheben.

Dabei wird deutlich, dass besonders die intensitätsabhängige Phase sich entlang der z -Achse deutlich verändert und somit Phasenanpassung schwieriger gestaltet. Erst durch Betrachtung von Gouy und intensitätsabhängiger Phase, ist Phasenanpassung möglich [10]. Um den minimalen Wellenvektorversatz $\Delta k_{\text{geometrisch}}$ zu erhalten, muss man sich die Ableitungen der Phasen betrachten und die Position z finden, an der sie sich zu 0 addieren. In [Abbildung 2.7](#) lässt sich erkennen, dass diese Position leicht neben dem Fokus zu erwarten ist.

2.4.3 Druckabhängigkeit

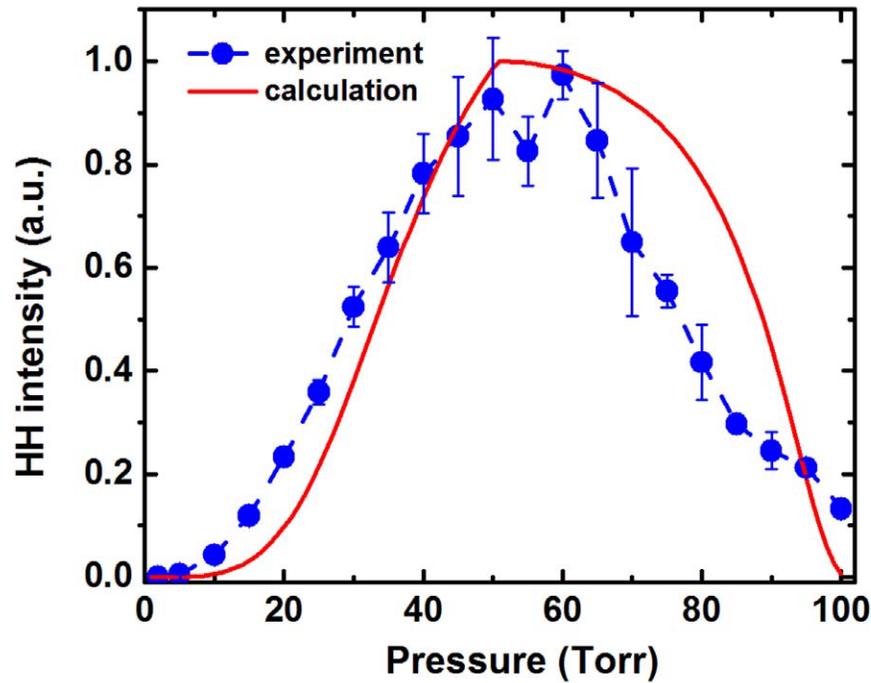


Abbildung 2.8: Beispielhaft aufgetragen ist in rot die berechnete Abhängigkeit der HHG Intensität von dem Gasdruck und in blau die experimentell ermittelte. Beide Kurven stellen die 23. Harmonische in Argon dar.[15]

Die Abhängigkeit der Hohen Harmonischen Erzeugung von dem Gasdruck durch Effekte wie Absorption und der gesamte Wellenvektorversatz ist von großem Interesse für die Optimierung der HHG. Für eine genaue Herleitung der Gleichung 2.16 sei auf [3] hingewiesen. Demnach ist die Anzahl der in einer Achse emittierten HHG Photonen der m -ten Harmonischen proportional zu folgendem Ausdruck:

$$N_{Out} \sim \rho^2 A_m^2 \frac{4L_{abs}^2}{1 + 4\pi^2(L_{abs}/L_{coh})^2} \quad (2.16)$$

wobei ρ die Dichte, A_m die Amplitude des einatomigen Verhaltens, L_{abs} und L_{coh} jeweils die Absorptions- bzw. die Kohärenzlänge sind.

Aus dieser Formel geht hervor, dass die Anzahl der HHG Photonen proportional zu dem Quadrat der Dichte und somit auch quadratisch zum Druck ist. In Abbildung 2.8 ist exemplarisch in rot eine errechnete Kurve der HHG Intensität für die 23. Harmonische in Argon gezeigt. Man erkennt einen deutlichen quadratischen Anstieg der HHG Intensität für niedrige Drücke, was insbesondere mit der steigenden Anzahl an am HHG Prozess teilnehmenden Atomen in Zusammenhang steht. Des weiteren ist der Phasenversatz für niedrige Drücke sehr hoch und sinkt mit steigendem Druck. Dies resultiert in der steigenden HHG Intensität bis hin zu einem Maximum. Nach dieser maximalen Intensität ist allerdings eine rapide Abnahme der Intensität zu beobachten. Dies ist vor allem

aufgrund der Abhängigkeit der Absorptionen und Kohärenzlänge vom Druck der Fall, welches den Wellenvektorversatz erhöht und somit negativ zur Phasenanpassung beiträgt.

2.5 Bedingungen

Der Einfachheit halber wurden bei den obigen Ausführungen einige Bedingungen angenommen, welche im folgenden nochmals aufgeführt werden sollen.

Zunächst wird in dieser Bachelorarbeit davon ausgegangen, dass die Erzeugung des Hohen Harmonischen Lichtes im Tunnelregime stattfindet. Eine kurze Erläuterung findet sich in Abschnitt 2.3.1.

Weiterhin sollen alle Gleichungen unter der Annahme gelten, dass das fundamentale Laserlicht eine lineare Polarisation aufweist. Andernfalls würden noch Effekte hinzukommen, die durch eine elliptische Polarisation negativ auf die Erzeugung von Hohen Harmonischen wirken würden. Beispielsweise könnte es dazu führen, dass sich die Plasmadichte erhöht, da ein größerer Teil der freien Elektronen nicht mehr mit ihrem Ursprungsatom rekombinieren können [1].

Außerdem soll der Grundzustand des Atoms nicht stark verändert sein. Solch eine Veränderung des Grundzustandes kann beispielsweise durch starke Ionisation eintreten. Dieser Effekt tritt allerdings erst bei IR Laserintensitäten ab $6 \cdot 10^{14} \text{W/cm}^2$ ein [10]. Es kann also davon ausgegangen werden, dass während der Experimente keine Veränderung des Grundzustandes stattfand.

Kapitel 3

Messaufbau und Messmethoden

Im folgenden werden die wichtigsten Arbeitsabschnitte des HHG Aufbaus ([Abschnitt 3.1](#)) sowie die Messmethoden ([Abschnitt 3.2](#)) erläutert.

Systematisch werden zu Beginn die Eigenschaften des verwendeten *Astrella mode locked Ti:Sa Laser* von Coherent erläutert sowie das vermessene Strahlprofil in [Unterabschnitt 3.1.1](#) angegeben und diskutiert. Im Anschluss werden die Vorbereitungen der Vakuumkammer (siehe [Unterabschnitt 3.1.2](#)) sowie der Einbau der Gaskapillare (siehe [Unterabschnitt 3.1.3](#)) beschrieben. Am Ende des Versuchsaufbaus steht die Detektion des HHG Lichtes in [Unterabschnitt 3.1.4](#). Dieses wurde mittels zweier Methoden detektiert. Diese sollen hier kurz vorgestellt und evaluiert werden.

Anschließend werden in [Abschnitt 3.2](#) die Messmethoden erläutert, angefangen mit der Messung aller im Messsystem relevanten Drücke in [Unterabschnitt 3.2.1](#). Abschließend werden die beiden Messmethoden für das HHG Licht näher beschrieben: zum einen die Messung mittels der AXUV20HS1 Diode (siehe [Unterabschnitt 3.2.2](#)) sowie die für die Auswertung [Kapitel 4](#) benutzte YAG:CE Schirm Methode (im folgenden YAG Schirmmethode) in [Unterabschnitt 3.2.3](#).

3.1 Aufbau und Geräte

Im Verlauf dieser Bachelorarbeit wurde der in [Abbildung 3.1](#) skizzierte Aufbau erstellt. Es wurde ein *Astrella mode locked Ti:Sa Laser* von Coherent mit einer Wellenlänge von 800 nm (IR), einer Bandweite von 80 nm, einer Pulsdauer von in 36 fs, einer maximalen Pulsenergie von 7.2 mJ und einer Repetitionsrate von 1 KHz verwendet. Um eine bessere Kontrolle der Laserleistung zu ermöglichen, wurde nach dem Laser eine $\lambda/2$ Verzögerungsplatte, gefolgt von zwei Polarisatoren, aufgebaut. Damit ist es möglich, die Leistung des Lasers sowohl mit Hilfe der Stromstärke am Laser wie auch durch Drehen der Verzögerungsplatte zu regeln. Eine $\lambda/2$ Verzögerungsplatte gewährleistet den Erhalt der linearen Polarisation des IR Lichtes, allerdings mit veränderter Richtung. Anschließend sorgt ein Pereskop für die Einstellung der richtigen Höhe des Laserstrahls zum Eintritt in die Vakuumkammer durch ein Fenster. Zwei Spiegel sorgen für eine Umlenkung des Strahls und dienen als Ausrichtungshilfe. Vor der Kammer wird der IR Strahl mit einer $f = 50$ mm Linse fokussiert mit dem in [Unterabschnitt 3.1.1](#) gezeigten Strahlprofil. In der darauf folgenden Vakuumkammer (siehe [Unterabschnitt 3.1.2](#)) wurde die Kapillare für die Zufuhr des Konversionsgases in den Strahlengang ausgerichtet. Zu

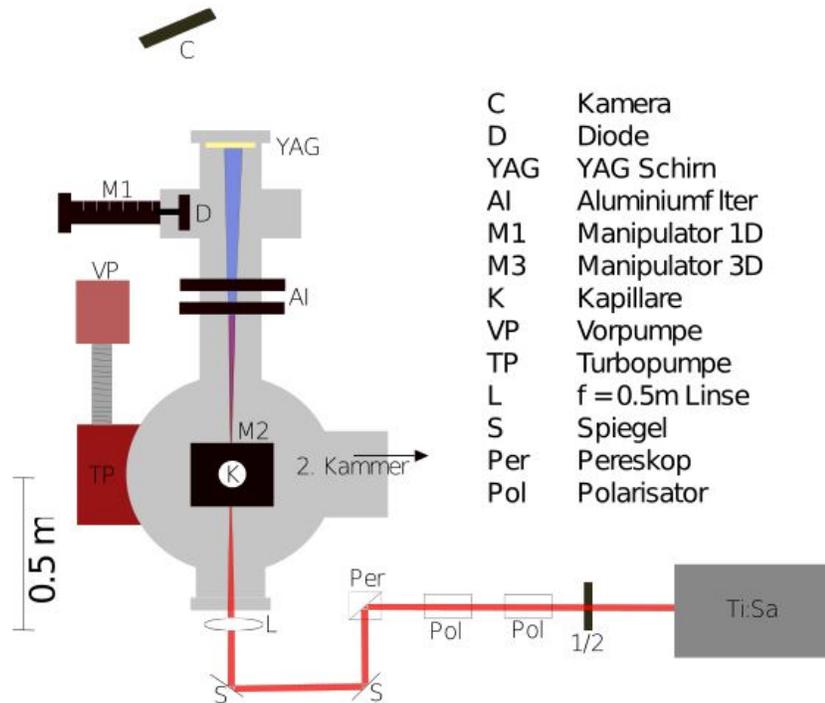


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau. In rot gekennzeichnet ist der IR Strahl, während in blau der HHG Strahl skizziert ist.

Beginn wurde hier, wie in [Unterabschnitt 3.1.3](#) beschrieben, ein Loch reingebrennt, um den Austritt des Gases zu ermöglichen. Das erzeugte HHG Licht sowie das IR Licht propagieren in einer Vakuumröhre. In dieser Röhre sind zwei auf Gate Ventilen befestigte 198.0 nm Aluminiumfilter befestigt, die eine Photonenenergie zwischen 20 bis 80 eV nach dem Durchgang durch die Filter garantieren. Abschließend befinden sich sowohl die bewegliche Diode, wie auch der YAG Schirm im Strahlengang. Außerhalb des Vakuums wurde, wie in [Unterabschnitt 3.1.4](#) beschrieben, die Kamera aufgebaut.

3.1.1 IR Laserparameter

Das Strahlprofil wurde hinter den Polarisatoren und vor dem Periskop mit einer $f = 500$ mm Linse vermessen. Das Ergebnis ist in [Abbildung 3.2](#) zu sehen. Aus den Fitparametern ergeben sich als Radius im Fokus $w_0 = (30 \pm 1) \mu\text{m}$ und einer Rayleighlänge von $z_R = (4.59 \pm 0.21)$ mm. Weiterhin konnte aus den aufgenommenen Bildern für die Bestimmung des Strahlprofils festgestellt werden, dass sich der Laser offenbar nicht in seiner Grundmode befand, wie in [Abbildung 3.3](#) gezeigt. Besonders in [Abbildung 3.3b](#) wird deutlich, dass das Strahlprofil in y -Richtung leicht gestreckt ist.

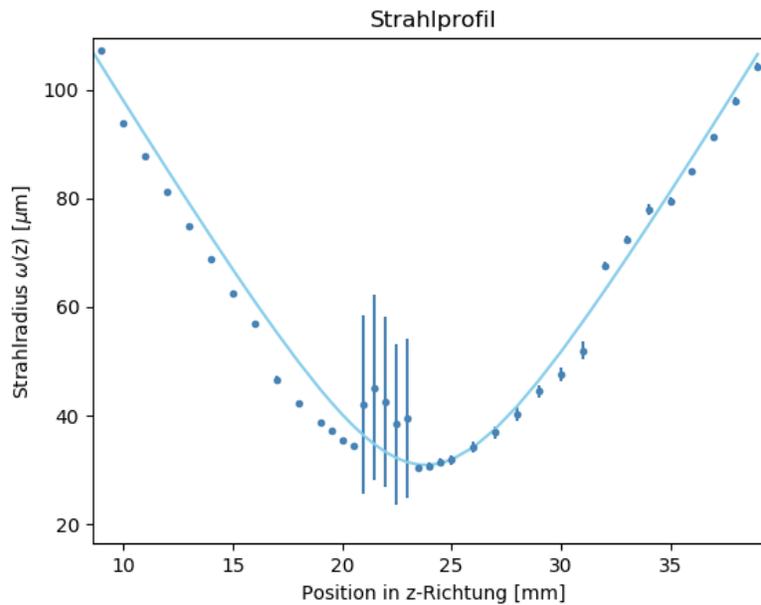
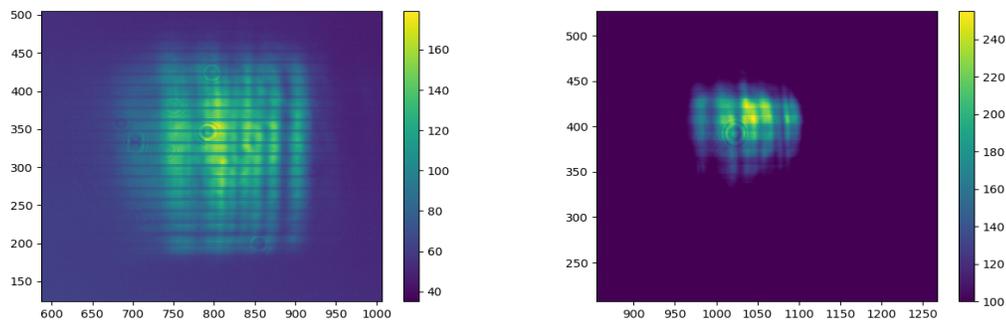


Abbildung 3.2: Dargestellt ist das vermessene und modellierte Strahlprofil mit zugehöriger Breite an der Tallie z_0 sowie der Rayleighlänge z_R .



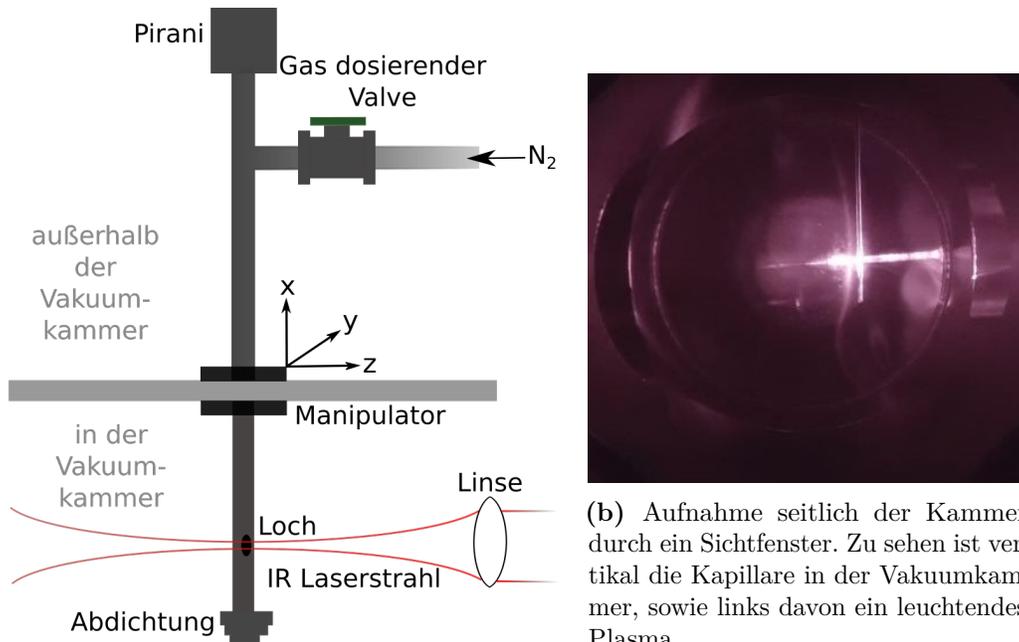
(a) Strahlprofil, kurz hinter der $f = 50$ mm Linse aufgenommen.

(b) Strahlprofil, einige Millimeter vor dem Fokus aufgenommen.

Abbildung 3.3: In beiden Abbildungen ist jeweils die Intensitätsverteilung des Laserprofils dargestellt. Links zu sehen ist das Strahlprofil kurz hinter der Linse, während die rechte Grafik deutlich näher am Fokus aufgenommen wurde.

3.1.2 Vorbereitung der Vakuumkammer

Die Vakuumkammer wird zunächst über eine *Pfeiffer ACP 40 Multi-stage Roots Vorpumpe* abgepumpt. Hier werden Drücke von bis zu $3 \cdot 10^{-2}$ mbar erreicht. Durch die Verwendung einer *Pfeiffer 2300 L/s Turbopumpe* konnten im Anschluss Drücke von bis zu $9 \cdot 10^{-8}$ mbar erreicht werden. Beim Abpumpen wurde darauf geachtet, dass die Alu-



(a) Schematische Darstellung der Kapillare in- und außerhalb der Vakuummkammer.

(b) Aufnahme seitlich der Kammer durch ein Sichtfenster. Zu sehen ist vertikal die Kapillare in der Vakuummkammer, sowie links davon ein leuchtendes Plasma.

Abbildung 3.4: Die Abbildungen zeigen in die schematische Positionierung der Kapillare in der Vakuummkammer (a) sowie eine Skizze des entstehenden Plasmas (b).

miniumfilter empfindlich gegenüber Druckdifferenzen sind und folglich bei Veränderung des Kammerdruckes aus der Kammer gefahren werden sollten. Die Messung des Drucks in der Kammer erfolgte mittels zweier Drucksensoren; zum einen einem *Pirani*, der für die höheren Drücke ausgelegt ist, zum anderen wurde für niedrige Drücke unter 10^{-3} mbar eine Kaltkathode verwendet.

An der Kammer sind neben der Kaltkathode und dem Pirani weiterhin die im folgenden beschriebenen Geräte (mit ISO, KF und CF Flangen) angebracht. Zum einen ist auf der Vakuummkammer der 3-Achsen-Manipulator mit den zugehörigen Anschlüssen für die in [Unterabschnitt 3.1.3](#) eingebaute Kapillare beschrieben. Weiterhin ist noch die Verlängerung der Austrittsöffnung für das HHG Licht angebracht, um die Aluminiumfilter sowie die Diode und den YAG Schirm befestigen zu können.

3.1.3 Die Kapillare in der Vakuummkammer

Der Einbau der Kapillare in der Vakuummkammer ist in [Abbildung 3.4a](#) dargestellt. Die Gaszufuhr durch die Kapillare wurde über ein manuelles Ventil geregelt. Leider war dadurch häufig eine exakte Einstellung des gewünschten Drucks nicht möglich. Die Messung des Drucks innerhalb der Kapillare wurde über ein Pirani gemessen und wird im folgenden als *Feedthrough* Druck bezeichnet. Um ein Loch in die Kapillare zu bekommen, wurden verschiedene Methoden ausprobiert. Zum einen gab es Versuche mit einem vorgebohrtem Loch und der Einstrahlung des Lasers mit einer hohen Intensität,

um eine akzeptable Größe zu erzeugen. Als vielversprechenste Methode erwies sich das Brennen des Loches mit dem Laser. Die Problematik dahinter war, dass sich das abgetragene Material danach noch in der Vakuumkammer befindet und sich auf Sensoren und Fenstern absetzen konnte. Dennoch konnte somit ein kleinstmögliches Loch gebrannt werden. Während der Messungen wurde das Loch allerdings durch Bewegen der Kapillare oder natürliche Verstellung der Laserposition noch verbreitert.

Die Ausrichtung der Kapillare zum Laser wurde mit einer geringen Laserintensität durchgeführt. Dabei wurde die Abbildung auf dem YAG Schirm benutzt, um die optimale Position zu finden. Die Kapillare ist an einen 3-Achsen-Manipulator befestigt. Ein weiterer guter Indikator war die Beobachtung des austretenden Plasmas entlang der z-Achse, wie in [Abbildung 3.4b](#) zu sehen ist. Das Bild wurde durch ein seitliches Sichtfenster an der Vakuumkammer entlang der y-Richtung mit der oben beschriebenden Thorlabscamera aufgenommen.

3.1.4 Detektoraufbau

Durch einen Manipulator in einer Achse des Kreuzes war es möglich, die Diode in und aus dem Strahlengang zu bewegen. Der Ausgangstrom der Diode wurde auf einem Oszilloskop dargestellt, dessen Signal auf einen Computer übertragen werden konnte.

Für die zweite Methode wurde an der Innenseite eines Fenster ein YAG Schirm befestigt. Auf diesen traf das HHG Licht. Durch Fluoreszenz wurde vom YAG Schirm Licht emittiert, welches von einer *DCC1514M Thorlabs Kamera* detektiert wurde. Vor der Kamera befand sich ein Kameraobjektiv und zwischen YAG Schirm und Kamera ein lichtabschirmendes Rohr, um Fehler durch veränderliches Umgebungslicht zu vermeiden.

Weiterhin sei erwähnt, dass der Detektor nicht in Propagationsrichtung des Strahls aufgebaut, sondern um einen kleinen Winkel versetzt wurde - so bestand eine geringe Möglichkeit, dass er schwaches IR Licht aus der Kammer mit detektieren könnte: Steht der Detektor in einem kleinen Winkel zum Strahlengang, kann gewährleistet werden, dass ausschließlich das Fluorezenzlicht des YAG Schirmes aufgenommen wird.

3.2 Messmethoden

3.2.1 Druckmessung

Während aller Messungen wurden der Kammerdruck sowie der *Feedthrough* Druck gemessen. Der limitierende Faktor, insbesondere bei der *Druckabhängigen Messung*, war die Leistung der Turbopumpe. Erfahrungswerten zufolge sollte die Pumpe auf längere Zeit nicht bei Drücken über $1 \cdot 10^{-3}$ mbar betrieben werden, um Schäden durch Wärme oder Verschleiß zu vermeiden. Hier findet sich die Begründung für die obere Grenze von 55 mbar *Feedthrough* Druck bei der druckabhängigen Messung.

In [Abbildung 3.5](#) sind die über alle Messreihen aufgenommenen Datenpunkte für sowohl den Kammerdruck als auch für die *Feedthrough* Druck dargestellt, um einen Ein-
druck zu geben, wie der *Feedthrough* Druck den Druck in der Vakuumkammer beeinflusst.

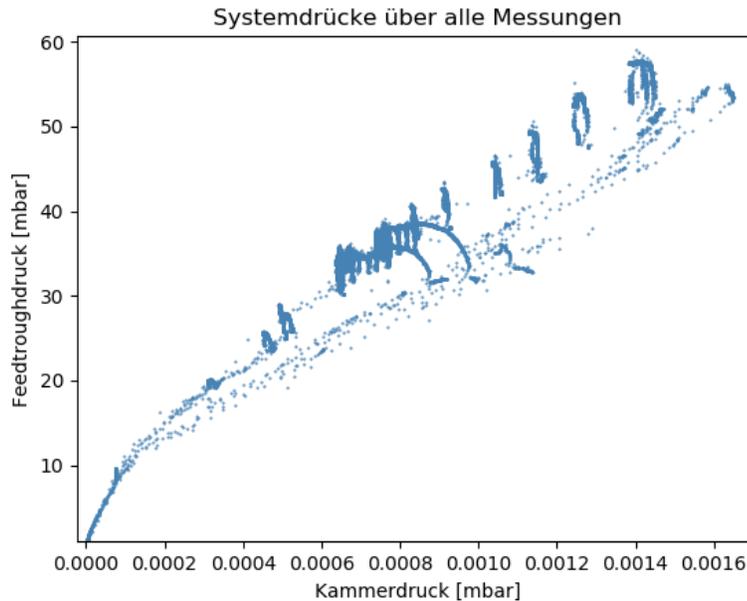


Abbildung 3.5: *Feedthrough*- versus Kammerdruck, über alle Messungen aufgezeichnet

Während der Messungen konnte festgestellt werden, dass sich der Druck in der Kapillare erhöht, sobald das Laserlicht eingestrahlt wurde. Beispielhaft ist in [Abbildung 3.6](#) für die Messung bei 55 mbar der zeitliche Verlauf des *Feedthrough* Drucks dargestellt. Um dennoch eine möglichst genaue Messung zu erzielen, wurde je eine angemessene Zeit gewartet, bis sich der Druck in der Kapillare stabilisiert hat.

3.2.2 Diodenmessung

Die Diode kann mittels eines Manipulators in den Strahlengang bewegt werden. Das Signal der Diode wird auf ein Oszilloskop gegeben, wo in mit Hilfe eines Triggers das Zeitfenster eines Pulses abgeschätzt werden kann. Das Auslesen eines Signals benötigt mehr Zeit als die Aufnahme eines Bildes mittels der YAG Schirm Methode, da eine Oszilloskopsignalspur abgespeichert und transferiert werden muss. So konnte in der gleichen Zeit, in der mit der YAG Schirm Methode 1000 Datenpunkte aufgenommen werden konnten, nur 300 Oszilloskopsignale aufgenommen werden.

Aus diesem Grund wurde sich im Rahmen dieser Arbeit gegen die Messung mittels der Diode entschieden. Da das Signal sowohl mittels Diodenmessung, als auch mit der YAG Schirm Methode sehr schwach war, mussten mehrere Messungen aufgenommen werden, um ein Signal zu erhalten.

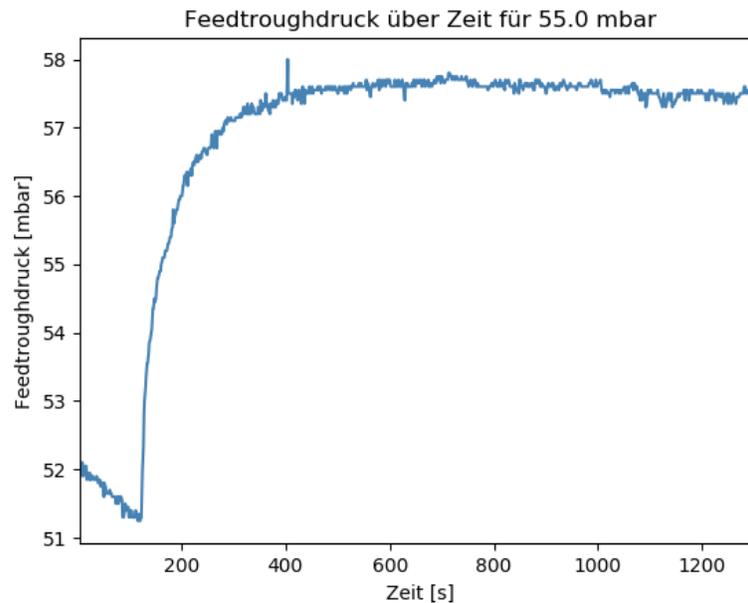


Abbildung 3.6: Zeitlicher Verlauf des *Feedthrough* Drucks für die Messung bei 55 mbar. Sobald der Laser mit dem Gas interagiert, ist ein deutlicher Anstieg des Drucks zu erkennen.

3.2.3 YAG Schirm Methode

Der in Abbildung 3.1 gezeigte Aufbau wurde verwendet, um die Intensität des HHG Lichtes mittels der YAG Schirm Methode zu ermitteln. Während der gesamten Messung wurden die Druckwerte des *Feedthrough*- sowie des Kammerdrucks alle 0.5 s aufgenommen. Zur Aufnahme der Bilder wurde die *DCC1514M* Kamera von Thorlabs mit einer Belichtungszeit von 1 s verwendet. Mit diesen Parametern wurden jeweils 1000 Bilder aufgezeichnet. Vor jeder Messreihe wurde ein Background aufgenommen. Der *Feedthrough* Druck wurde während einer Messung stets auf rund 0 mbar gehalten, um keine Hohen Harmonischen zu erzeugen.

Nachfolgend wird kurz die Prozedur zur Aufnahme der Messungen beschrieben.

- Bei der druckabhängigen Messung ([Unterabschnitt 3.2.1](#)) wurde der *Feedthrough* Druck von 0 mbar auf 55 mbar erhöht. Bei Veränderung des Drucks wurden die Aluminiumfilter aus der Kammer gefahren, sowie das IR Licht geblockt. Für jede Messung wurde gewartet, bis sich der Kammerdruck stabilisiert hat, um im Anschluss die Messreihen zu starten.
- Für die intensitätsabhängige Messung wurde zu Beginn der Messreihe ein Druck von ca 35 mbar eingestellt und während der Messreihe konstant gehalten. Durch Veränderung der Laserstromstärke sowie der Polarisationsrichtung mittels der Verzögerungsplatte wurde die Laserintensität vor dem Eintitt in die Kammer variiert. Im Anschluss wurde zu jeder Laserintensität bei 0 mbar eine Backgroundmessung durchgeführt.

- Auch wurde die *positionsabhängige Messung* durchgeführt. Laut der oben beschriebenen Theorie wurde ein Maximum der Intensität um den Fokus erwartet. Leider war es nicht möglich, den exakten Abstand der Kapillare zur fokussierenden Linse zu bestimmen. Aus diesem Grund wurden grobe Messpunkte in einem Abstand von 0.1 mm aufgenommen.

Zunächst wurden alle 1000 Bilder einer Messung aufaddiert und anschließend der ebenso aufaddierte Hintergrund subtrahiert. Vor jeder Messreihe wurde die Position des IR Lichts auf dem YAG Schirm aufgenommen. Diese Position dient als Anhaltspunkt, um die Position des HHG Lichtes auf dem Schirm zu bestimmen. In einer feineren Betrachtung wurden so die Positionen auf dem Schirm bestimmt. Für alle Messungen hatte diese *region of interest* eine einheitliche Größe. Im folgenden wurde sowohl in x- wie auch in y-Richtung eine Projektion der Daten auf die jeweilige Achse durchgeführt. Um ein besseres Signal-Rausch Verhältnis zu erhalten, wurden jeweils über/unter bzw. recht/links neben der *region of interest* nochmals der Hintergrund gemittelt und von der *region of interest* subtrahiert. So erhielt man je Messpunkt eine Projektion der Daten sowohl auf die x- wie auch auf die y-Achse. Die errechneten Werte zu einer Pixelposition sind im Bereich von 0-255 (Graustufen). Für jeden Messpunkt wurde das Signal-Rausch-Verhältnis ermittelt als Verhältnis des Mittelwerts zur Standardabweichung. Die erhaltene Projektion wurde durch einen Savitzky–Golay Filter geglättet. Anschließend wurde unter Beachtung des Signal-Rausch-Verhältnisses ein Gauss Fit durchgeführt, um die Amplitude als Indikator der Signalstärke des vom YAG Schirm emittierten Lichtes zu benutzen. Die Emission durch den YAG Schirm ist direkt proportional zur HHG Intensität, welche auf eben diesen trifft. Dadurch wird die Emission vom YAG Schirm ein direkter Indikator für die Intensität des HHG Lichtes.

Alle Messreihen wurden nach der gleichen Prozedur verarbeitet.

Kapitel 4

Auswertung

In der folgenden Auswertung werden die Ergebnisse der in [Abschnitt 3.1](#) beschriebenen Messungen präsentiert und interpretiert - angefangen mit der druckabhängigen ([Abschnitt 4.1](#)) sowie der intensitätsabhängigen Messung ([Abschnitt 4.2](#)). Im Anschluss werden die Messwerte in Abhängigkeit der Position entlang der Propagationsrichtung des Lasers dargestellt und evaluiert ([Abschnitt 4.3](#)). Abschließend folgt eine Diskussion der Fehler in [Kapitel 5](#).

Alle Ergebnisse sind jeweils in ihrer x- und y-Projektion, gemäß der in [Unterabschnitt 3.2.3](#) beschriebenen YAG Schirm Methode, dargestellt.

4.1 Druckabhängige Messung

In [Abbildung 4.1](#) sind die gemessenen HHG Intensitäten als Funktion des *Feedthrough* Drucks aufgetragen. Dabei sei bemerkt, dass es sich bei allen in dieser Arbeit aufgenommenen Messdaten um eine Überlagerung aller produzierten Harmonischen handelt und somit eine Unterscheidung nicht möglich ist. Diese Überlagerung kann dafür sorgen, dass die Gesamtmesswerte von den Werten der einzelnen Harmonischen, wie sie in [\[15\]](#) präsentiert sind, abweichen können.

Im folgenden werden die Messwerte mit den Werten der Arbeitsgruppe von der Jilin University in Changchun, China [\[15\]](#) verglichen. Diese Veröffentlichung untersucht die Abhängigkeit der HHG Intensität für Argon ($I_P = 15.76$) und Stickstoff ($I_P = 15.6$ eV). Ein Vergleich dieser Gase ist zulässig, da beide ein ähnliches Ionisationspotential besitzen. [Abbildung 4.2](#) zeigt exemplarisch die Messergebnisse für die Hohen Harmonischen 23 und 25. Das Experiment wurde unter ähnlichen Bedingungen durchgeführt. Sie benutzen ebenfalls einen Ti:Sa Laser mit einer Wellenlänge von 800 nm, Pulsdauer von 35 fs und einer Repetitionsrate von 1 kHz.

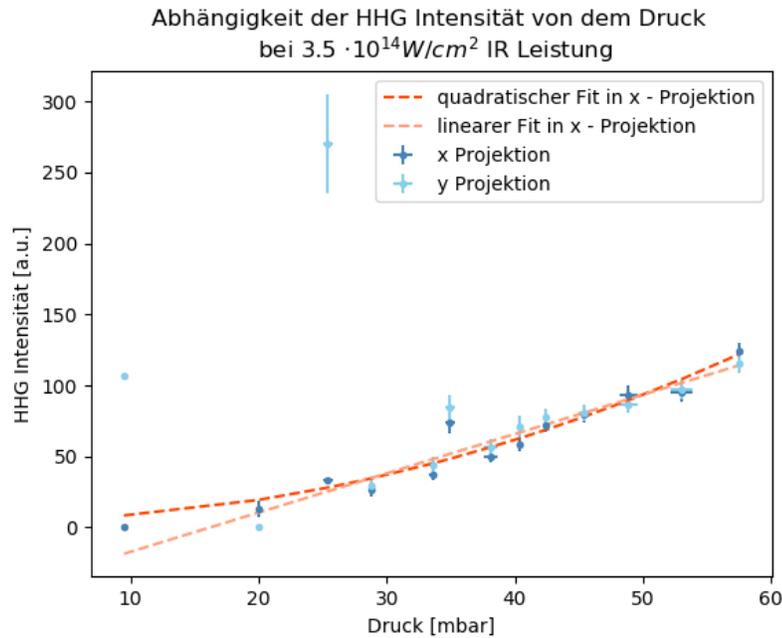


Abbildung 4.1: HHG Intensität versus *Feedthrough* Druck. Dargestellt sind die Projektion in x- wie auch in y-Richtung. Weiterhin ist, aufgrund der Übersicht, der lineare sowie der quadratische Fit für die x-Projektion aufgetragen.

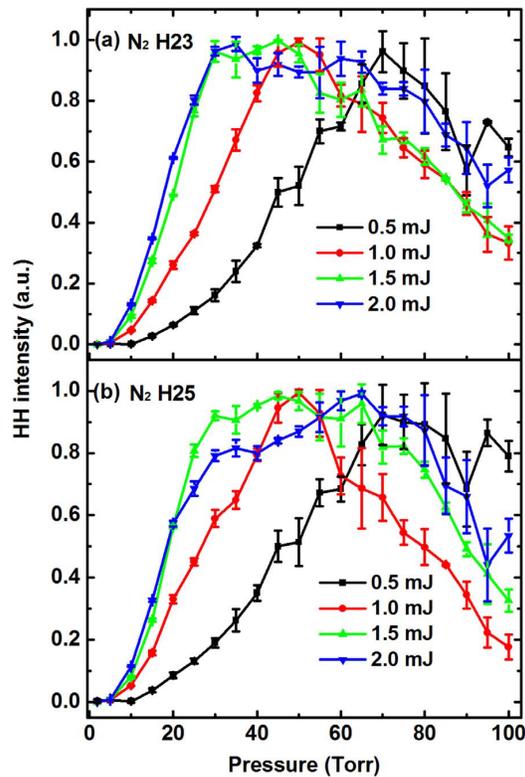


Abbildung 4.2: Druck- und IR intensitätsabhängige Messung der Hohen Harmonischen 23 und 25 für Stickstoff, entnommen aus [15]

Zunächst lässt sich aus den Messdaten in [Abbildung 4.1](#) innerhalb der Fehlerbalken ein wachsender Trend der HHG Intensität mit wachsendem Druck erkennen. Dies ist durchaus mit der in [Unterabschnitt 2.4.3](#) beschriebenen Theorie vereinbar, nach der die Anzahl der emittierten HHG Photonen mit steigendem Druck zunimmt.

Weiterhin kann festgestellt werden, dass unter 20 mbar kein Signal mehr zu identifizieren ist. Dies kann zwei unterschiedliche Gründe haben. Zum einen kann der Druck erreicht sein, unter dem keine Hohen Harmonischen Erzeugung mehr stattfindet, zum anderen kann das HHG Signal im Rauschen untergehen. Dies bedeutet, dass das HHG Licht nicht mehr intensiv genug ist, um am YAG Schirm genügend Photonen freizusetzen, um an der *Thorlabs* Kamera einen Signalwert über dem des Rauschens zu erzielen. In Hinblick auf die in [Kapitel 5](#) diskutierte Signalverarbeitung ist eher letzteres zu erwarten. Ab welchem Druck genau keine HHG Photonen mehr erzeugt werden, lässt sich anhand dieser Messung allerdings nicht sagen.

Aufgrund der Feststellung, dass in dem gemessenen Bereich die HHG Intensität ansteigt, kann weiterhin geschlussfolgert werden, dass die nicht optimierte Phasenanpassung bezüglich des Druckes noch keinen signifikanten Einfluss auf die HHG Intensität hat. Diese nicht optimale Phasenanpassung kann unter anderem durch ein Wellenvektorversatz aufgrund der Dispersion im Plasma nach [Unterabschnitt 2.4.1](#), sowie eine Defokussierung durch ein entstehendes Plasma entstehen.

Um die Vorhersage eines quadratischen Zusammenhangs zum Druck aus der [Gleichung 2.16](#) bestätigen zu können, wurde sowohl ein quadratischer wie auch ein linearer Fit durch die Messpunkte in x- und y-Projektion gelegt. Dabei wurde der Messpunkt der y-Projektion bei 25 mbar vernachlässigt, da er aus dem allgemeinen Trend der übrigen Messdaten deutlich abweicht. Beide Fits zeigen eine ähnliche Güte, gemessen an den χ^2 Werten, welche in [Tabelle 4.1](#) zusammengefasst sind.

Tabelle 4.1: χ^2 Werte zum Vergleich der Anpassungsgüte des linearen und quadratischen Fits

Fit	Projektion	χ^2
Linear	x	21.36
	y	20.13
Quadratisch	x	21.90
	y	22.44

Die χ^2 Werte des linearen Fits wie des quadratischen Fits liegen dicht beieinander. Im Rahmen der Fehler der einzelnen Messwerte kann nicht gesagt werden, welcher Fit die bessere Anpassungsgüte hat. Demnach ist einen quadratischen Zusammenhang nicht einem linearen zu bevorzugen, jedoch auch nicht auszuschließen. Ein Grund für diese Ähnlichkeit beider Fits ist, dass zu Beginn, bei sehr niedrigen Drücken unter 20 mbar, die Messwerte unter dem Rauschlevel liegen und somit nicht als Signal eindeutig bestimmt werden können. Allerdings wäre für einen quadratischen Fit insbesondere der Beginn wichtig. Für höhere Drücke kann eine quadratische Funktion in erster Näherung als linear wahrgenommen werden. So erklärt sich die Uneindeutigkeit des quadratischen und

linearen Fits. Betrachtet man den Anstieg der HHG Intensität der Arbeitsgruppe der Jilin Universität [15], so lässt sich der Trend feststellen, dass zu höheren Intensitäten hin der Anstieg von quadratisch zu linear übergeht. Für die obigen Messergebnisse kann somit ein tendenziell linearer Anstieg durch hohe Pulsintensitäten, wie sie von der Arbeitsgruppe der Jilin Universität [15] gemessen wurden, erklärt werden. Anhand der Daten kann allerdings nicht gesagt werden, ob der eher lineare Anstieg durch fehlende Messpunkte oder hohe Pulsintensitäten bedingt ist.

Im Vergleich mit der Arbeitsgruppe um Yong Niu [15] zeigen die gemessenen Werte bezüglich der allgemeinen Trends große Ähnlichkeiten. Den Messwerten der Arbeitsgruppe ist ein Maximum der Hohen Harmonischen Intensität um etwa 50 Torr (66.66 mbar) zu entnehmen. Die in dieser Arbeit gemessenen Werte befinden sich alle unter 55 mbar und zeigen, wie oben bereits erwähnt, einen steigenden Trend. In diesem Sinne stimmen die beobachteten Messwerte qualitativ mit den Messwerten der Arbeitsgruppe überein. Weiterhin zeigen bis 20 mbar die Messwerte für Stickstoff der Arbeitsgruppe eine wesentlich geringere HHG Intensität im Vergleich zum Maximum auf. Sowohl für die 23. wie auch die 25. Harmonische beträgt im Bereich unter 20 mbar (ca 15 Torr) die Intensität lediglich 7% bis 30% der maximalen Intensität, während bei den in dieser Bachelorarbeit gemessenen Daten bei 20 mbar in etwa 20% der Maximalen Intensität bei 55 mbar entsprechen. Folglich liegt auch der Vergleich der Spitzenintensität mit dem oben beschreibenden Schwellwert mit den in [15] gemessenen Werten für Stickstoff überein.

Allgemein lässt sich anhand der Daten der Jilin University sagen, dass für höhere Drücke ein leichtes Plateau zu erwarten ist, gefolgt von einer Abnahme der HHG Intensität. Dieser Bereich konnte aufgrund der in [Unterabschnitt 3.2.1](#) beschriebenen Einschränkungen nicht untersucht werden.

4.2 Intensitätsabhängigkeit

[Abbildung 4.3](#) zeigt die nach [Abschnitt 3.1](#) aufgenommenen Messwerte für die intensitätsabhängige Messung der Hohen Harmonischen. Hierbei sind die Intensitäten bei einem Strahldurchmesser von $200 \mu\text{m}$ angenommen, anstelle der in [Unterabschnitt 3.1.1](#) gemessenen $50 \mu\text{m}$. Bei $50 \mu\text{m}$ werden Intensitäten in der Größenordnung von $10^{16} \text{W}/\text{cm}^2$ erwartet. Insbesondere im Vergleich mit [18] erscheint der zu $200 \mu\text{m}$ ermittelte Intensitätsbereich als sinnvoll und realistisch: Zum einen wird im Vergleich zu dem in [Abbildung 4.4](#) genutzten Neon ($I_P = 21.5 \text{ eV}$) bei Stickstoff ($I_P = 15.6 \text{ eV}$) schon bei leicht niedrigeren Intensitäten ein Hohes Harmonisches Signal erwartet. Diese notwendige Skalierung der Intensität lässt allerdings auch den Schluss zu, dass während der folgenden Messungen nicht die optimale Position im Fokus eingestellt war. Diese Abschätzung der Fokusposition in Bezug auf die Kapillare erwies sich als sehr ungenau bzw. schwierig, worauf in [Abschnitt 4.3](#) nochmals eingegangen wird. Weiterhin sei darauf hingewiesen, dass es sich bei den hier genannten Intensitäten nicht um absolute Werte handelt, sondern Werte, die einer Skalierung bedurften. Diese Skalierung war notwendig, da der exakte experimentelle Parameter der Fokusposition innerhalb der Vakuumkammer nicht bekannt war.

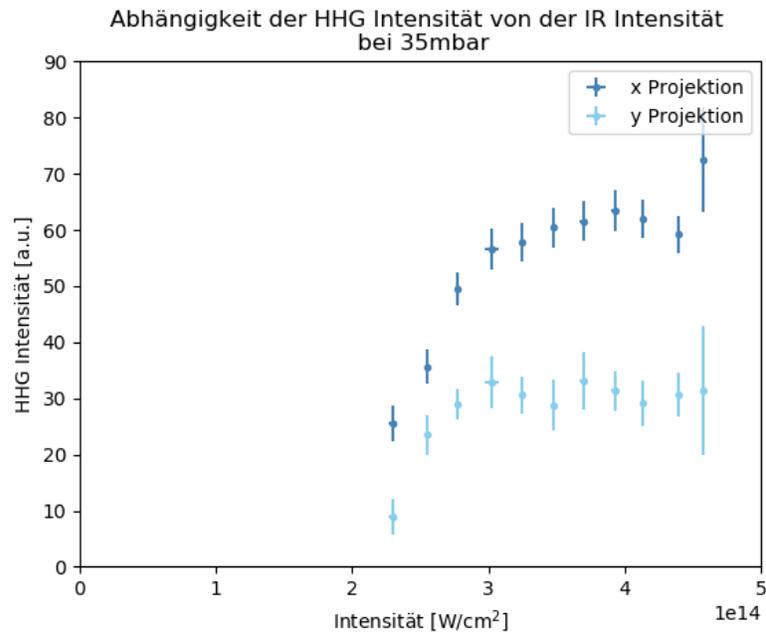


Abbildung 4.3: Aufgetragen ist die Abhängigkeit der Hohen Harmonischen Intensität als Abhängigkeit von der eingestrahlenen IR Intensität in x- und y-Projektion.

Allgemein erkennbar ist der Trend, dass im gemessenen Intervall die Intensität der Hohen Harmonischen mit der Intensität des eingestrahlenen IR Lichtes ansteigt. Im Bereich höherer Intensitäten, ab circa $3 \cdot 10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$, stellt sich eine Sättigung der Hohen Harmonischen Intensität ein. Allerdings kann keine Aussage über das Verhalten bei Intensitäten von unter $2 \cdot 10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ getroffen werden. Gestützt durch einen Vergleich mit [Abbildung 4.4](#) lässt sich jedoch vermuten, dass die HHG Intensität kurz nach dem Plateau rapide abfällt, bis hin zu Intensitäten, bei denen keine HHG mehr stattfindet.

Die Ausbildung des Plateaus kann durch verschiedene Faktoren bedingt sein. Zum einen erhöht sich nach [Gleichung 2.13](#) der Wellenvektorversatz mit steigender Anzahl an freien Elektronen. Diese Zunahme an Elektronen ist beschrieben durch [Gleichung 2.9](#). Die Wahrscheinlichkeit der Ionisation steigt mit zunehmender Laserintensität. Allerdings kann in diesem Intensitätsregime nur eine begrenzte Anzahl an Molekülen ionisiert werden. Dies bedeutet, dass es zu einem Sättigungsprozess in der Ionisation kommt, welche sich in der Ausgangsleistung der Hohen Harmonischen abzeichnet. Wie in [Abbildung 4.4](#) zu sehen ist, verändert sich auch die in [Unterabschnitt 2.4.2](#) beschreibende Dipolphase mit der Intensität. Diese kann genutzt werden, um eine Phasenanpassung bezüglich der Gouy Phase zu realisieren.

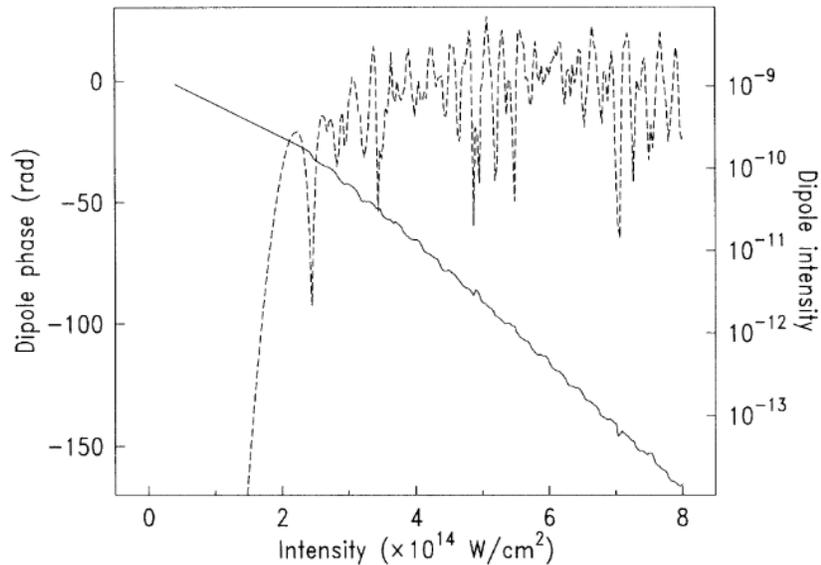


Abbildung 4.4: Aufgetragen sind Dipolphase sowie HHG Intensität als Abhängigkeit der IR Intensität für die 45. Harmonische in Neon [18]

Für den Anstieg bei niedrigen Intensitäten besteht die Wahrscheinlichkeit, dass statt Tunnelionisation Multiphotoionisation stattfindet. Belegbar ist dies mit dem in [Gleichung 2.7](#) beschriebenen Keldyshparameter. Für höhere Intensitäten wird Tunnelionisation gegenüber der Multiphotoionisation bevorzugt. Für hohe und niedrige Intensitäten wird im folgenden der Keldyshparameter ermittelt.

Stickstoff besitzt im Grundzustand eine Ionisationsenergie von 15,58 eV [22]. Aus den oben gegebenen Laserparametern bei hohen Laserintensitäten (ca. 4,5 W/cm²) ergibt sich ein ponderomotorisches Potenzial von $U_P = 4,31 \cdot 10^{-18} J$. Damit ergibt sich ein Keldyshparameter von $\gamma = 0,54$. Für geringere Laserintensitäten hingegen (ca 1,5 W/cm²) ergibt sich ein ponderomotorisches Potenzial von $U_P = 2,11 \cdot 10^{-18} J$. und somit der Keldyshparameter zu $\gamma = 0,77$ Für geringere Laserintensitäten ist somit eher Multiphotoionisation zu erwarten, welches einen stärkeren Abfall erklären würde.

4.3 Positionsabhängigkeit

Neben der Messungen zur Druckabhängigkeit und Intensitätsabhängigkeit wird abschließend die Positionsabhängigkeit in Bezug auf den Laserfokus diskutiert. [Abbildung 4.5](#) stellt die Ergebnisse der Messungen aus [Abschnitt 3.2](#) grafisch dar. Zu sehen ist jeweils die Abhängigkeit der HHG Intensität von der Position in z-Richtung für die Projektion auf die x- wie auch auf die y-Achse.

Besonders auffällig bei der Darstellung der Messdaten ist ein hoher Fehlerbalken, der sich in der y-Projektion stärker ausbildet als in der x-Projektion. Hierauf wird in der Fehlerdiskussion in [Kapitel 5](#) nochmals genauer eingegangen. Ebenfalls feststellen lässt sich, dass die Werte der y-Projektion tendenziell niedriger liegen als die Werte der

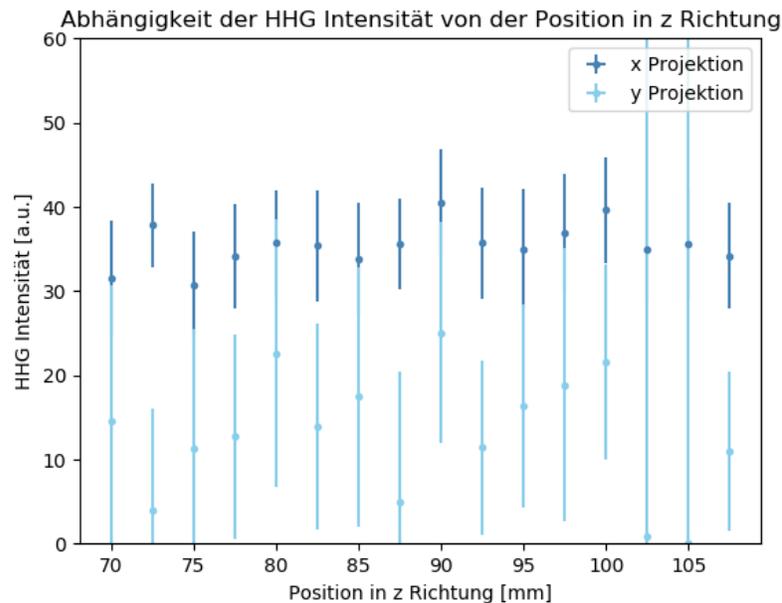


Abbildung 4.5: HHG Intensität vs. Position in z Richtung. Dargestellt sind die Projektion in x wie auch in y Richtung.

x-Projektion, was auch schon für die Messung der Intensitätsabhängigkeit zu sehen ist, jedoch nicht für die Druckabhängigkeit beobachtbar ist. Allerdings zeigen die x- und y-Projektionen jeweils den gleichen Trend auf. Die Verschiebung ist durch die Verarbeitung des Messsignals zu erklären, worauf in [Kapitel 5](#) nochmals genauer eingegangen wird.

Zur physikalischen Interpretation der Daten ist zu sagen, dass die Messpunkte innerhalb ihrer Fehlerintervalle konstant um einen mittleren Wert gestreut sind. Dies lässt vermuten, dass während der gesamten Messung nicht die Fokusposition getroffen wurde. Gestützt wird diese These durch die in [Abschnitt 4.2](#) bereits erwähnte notwendige Skalierung der Intensitäten. Unter Beachtung des Strahlprofils in [Unterabschnitt 3.1.1](#), lässt sich rückblickend feststellen, dass die Messungen ca. in 25 mm Abstand vom Fokus stattgefunden haben. Dies liefert auch die Erklärung dafür, dass kein signifikanter Anstieg in der Hohen Harmonischen Intensität zu sehen ist. Eine genaue Angabe lässt sich nicht machen, da sie auf Abschätzungen beruht. Diese Abschätzungen, sind wie in [Abschnitt 4.1](#) erläutert, bedingt durch den Vergleich mit sinnvollen Intensitäten für die Hohen Harmonischen Erzeugung.

Laut der in [Unterabschnitt 2.4.2](#) erläuterten Abhängigkeit der Phasen Anpassung von der Position des Gases in Bezug auf den Fokus der Fundamentalen erwartet man allerdings einen deutlichen Anstieg des HHG Signals einige Millimeter hinter dem Fokus [18]. Dieser deutliche Anstieg kann anhand dieser Messreihe nicht gezeigt werden. Hierfür sind mehrere Gründe zu nennen: Zum einen ist die Reichweite der Messpunkte nicht hoch genug, um eine quantitative Aussage über die Positionsabhängigkeit zu machen. Dies ist in Beziehung zur Rayleighlänge zu sehen, die 4,59 mm beträgt. Um eine genaue Messung

durchzuführen, müssten Messpunkte in einem Abstand kleiner als die Rayleighlänge gewählt werden.

In [18] wurden Untersuchungen zu der Positionsabhängigkeit durchgeführt. Ihre Untersuchungen ergaben, dass bei einer Position ca 3 mm vom Fokus entfernt die Intensität am größten ist. Allerdings sind die Messpunkte dieser Messreihe jeweils 2.5 mm voneinander entfernt. Dies birgt das Risiko innerhalb der Messung die optimale Position zu überspringen. Dennoch wurde sich für diese Messabstände entschieden, da die genaue Bestimmung der Entfernung zwischen Linse und Kapillare nicht möglich war. Somit konnte ein größeres Gebiet um einen grob eingeschätzten Fokus abgetastet werden. Demnach kann für die Phasen Anpassung bezüglich der Position keine quantitative oder qualitative Aussage getroffen werden.

Kapitel 5

Diskussion

Die folgende Diskussion ist in zwei Teile untergliedert. Zum einen werden die in [Kapitel 4](#) gemessenen Ergebnisse diskutiert werden. Anschließend soll auf beobachtete Besonderheiten in den obigen Analysen eingegangen werden. Dazu zählt die Differenz der x- und y-Projektion für die intensitätsabhängige Messreihe wie für die positionsabhängige Messreihe. Diese ist auf das Strahlprofil des IR Lasers zurückzuführen, welches in diesem Zusammenhang mit diskutiert wird. Weiterhin als auffällig zeigen sich hohe Fehlerbalken, insbesondere für die positionsabhängige Messung. Bezüglich dieser Fehlerbalken wird die Signalverarbeitung mittels der YAG Schirm Methode diskutiert. Darauf aufbauend wird die Effizienz dieser Methode bewertet.

Zu Beginn wird auf die *druckabhängige Messung* eingegangen. Wie bereits erwähnt, verhindert der bei hohen Drücken eingeschränkte Messbereich weitere Aussagen über das Verhalten der HHG Intensität mit dem Druck. Dennoch lassen sich innerhalb des Messbereiches Gemeinsamkeiten mit Ergebnissen anderer Gruppen (z.B. Niu et al. [15]) finden. Zu diesen zählt ein konstanter Anstieg der HHG Intensität mit dem Druck ab circa 20 mbar. Eine genaue Aussage über das Maximum der HHG Intensität kann nicht getroffen werden. Mit dem hier genutzten Aufbau sind keine Gasdrücke von über 50 mbar zu empfehlen, um an der Turbopumpe Verschleiß zu vermeiden. Durch eine gepulste Gaszufuhr ([11], [7]) oder eine andere Kapillare, wie in [14] genutzt, können höhere *Feedthrough* Drücke erreicht werden, ohne größeren Verschleiß an der Turbopumpe.

Für die *intensitätsabhängige Messung* lässt sich ein Plateau feststellen, welches aufgrund der vergleichsweise hohen Intensität als ein stabiles Optimum bezüglich des Druckes genutzt werden kann. Dies lässt sich ebenfalls mit den Ergebnissen von Salieres, L'Huillier und Lewenstein [18] bestätigen. Allerdings kann mit Hilfe dieser Vergleichswerte auch die Aussage getroffen werden, dass die Messungen nicht im Fokus stattgefunden haben konnten. Ein Strahlradius von ca $50 \mu\text{m}$ würde Fokusintensitäten von $10 \cdot 10^{15-16} \text{W}/\text{cm}^2$ bedeuten. Dies ist allerdings mit der Literatur nicht vereinbar. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die Position in Bezug auf den Fokus um ca 25-30 mm verschoben war und somit eher Strahlradien von ca $200 \mu\text{m}$ entsprechen muss.

Im Vergleich zu der *druckabhängigen Messung* sowie der *intensitätsabhängigen Messung*, lassen sich die Ergebnisse der *positionsabhängigen Messung* nicht mit Messungen anderer Gruppen vergleichen. Eine Ursache ist hier, dass die Position in Bezug auf den

Fokus nicht genau zu bestimmen war. Mit der Wahl von kleineren Messabständen wäre es möglich gewesen, die Positionsabhängigkeit genauer zu bestimmen. Dem entgegen stand jedoch, dass die Position des Fokus nicht genau bekannt war. Weiterhin lassen sich in der *positionsabhängigen Messung* deutlich höhere Fehlerbalken feststellen, die auf ein niedriges Signal und somit auch ein größeres Signal-Rausch-Verhältnis zurückzuführen sind. Weiterhin bestätigt die *intensitätsabhängige Messung* die Vermutung, dass während der gesamten Messung keine Fokusposition vorlag.

Ausgehend von dem nach allen Messreihen aufgenommenen Strahlprofil (siehe [Unterabschnitt 3.1.1](#)) befand sich während der Messung der IR Laserstrahl nicht in der Grundmode. Es ist zu vermuten, dass es sich um die TEM_{40} Mode handelt, wahrscheinlicher ist jedoch ein Interferenzmuster aufgrund eines Staubkornes auf einem der Spiegel. Letztere These wird dadurch bestätigt, dass die Minima der Mode nicht gleichmäßig und eindeutig verteilt sind. Im Vergleich dazu konnte vor dem Einbau der Polarisatoren und der $\lambda/2$ Verzögerungsplatte ein Strahlprofil in der Grundmode vermessen werden (siehe [Abbildung 5.1](#)).

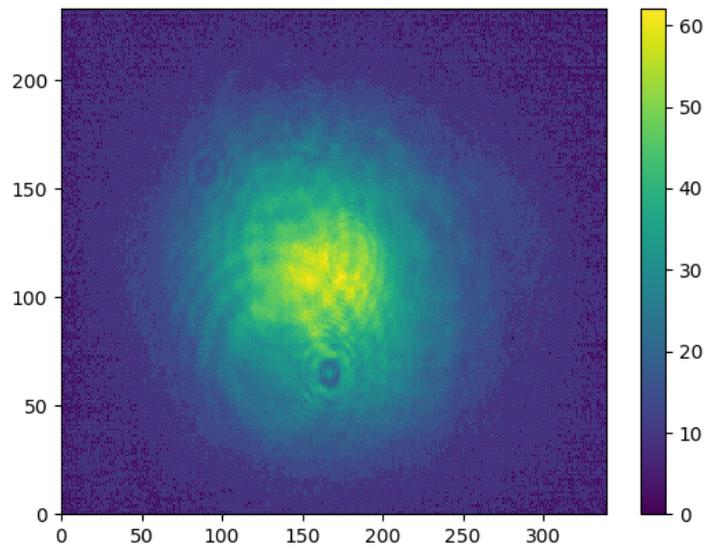


Abbildung 5.1: Strahlprofil vor dem Einbau der Polarisatoren

Aus [Abbildung 3.3b](#) lässt sich weiterhin ablesen, dass die Strahlintensität nicht rotationssymmetrisch verteilt ist, sondern eine Streckung in y -Richtung aufweist. Daraus lässt sich schließen, dass sich durch den Aufbau der Polarisatoren das Strahlprofil geändert hat. Dies liefert eine Erklärung für die in [Abschnitt 4.2](#) und [Abschnitt 4.3](#) beobachtete Verschiebung der y - gegenüber der x -Projektion. Die in [Unterabschnitt 3.2.3](#) beschriebene Prozedur der Datenauswertung sieht vor, dass die *region of interest* für die x - und y -Projektion die gleiche Größe hat, was eine Vergleichbarkeit gewährleistet. Für die Projektion auf die y -Achse bedeutet dies, dass ein Teil des Strahlprofils außerhalb der *region of interest* ist und somit im Hintergrund mit einkalkuliert wird. Dies führt

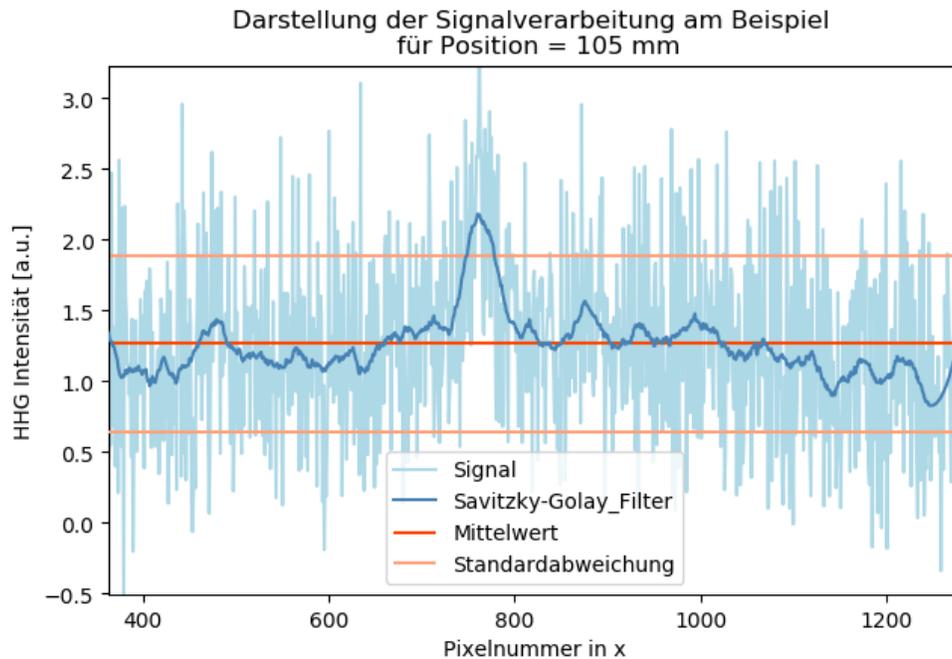


Abbildung 5.2: Darstellung der Signalverarbeitung der YAG Schirm Methode exemplarisch für die positionsabhängige Messung bei 105 mm.

zu einer Erniedrigung des Gesamtsignals der in y-Projektion, erhält jedoch den Trend. Allerdings kann nicht genau gesagt werden, wodurch sich das Strahlprofil verändert. Die Messwerte legen nahe, dass die Veränderung im Zusammenhang mit dem Einsetzen der Polarisatoren zu tun haben könnte, möglich sind auch Verunreinigungen an diversen Optiken.

Für alle Datenreihen ist eine quantitative Auswertung aufgrund der Ungenauigkeit der Messdaten nicht möglich. Als Hauptursache ist das folgend beschriebene Signal-zu-Rausch-Verhältniss zu nennen.

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist als Indikator, der für die Fehlerabschätzung benutzt wurde, definiert als der Quotient des Mittelwerts zur Standardabweichung. In [Abbildung 5.2](#) sind das Signal, der angewendete Savitzky-Golay-Filter sowie der Mittelwert und die Standardabweichung dargestellt. Der Peak bei ca. 800 Pixeln entspricht der *region of interest* für die Projektion auf die x-Achse. Die Intensität des Signals liegt nur leicht über der Standardabweichung des Signals, und somit auch nur leicht über dem Rauschlevel dieser Methode. Diese Ungenauigkeit überträgt sich in den Fehler der Berechnung der Fehlerbalken aus den Fitparametern des angewendeten Gauss Fits, wie in [Unterabschnitt 3.2.3](#) beschrieben.

Damit ist das schlechte Signal-zu-Rausch-Verhältnis eine der größten Fehlerquellen während der Experimente. Eine Verbesserung, insbesondere in Hinblick auf die positionsabhängige Messung, könnte erzielt werden, indem mehrere Bilder pro Messung

aufgenommen werden, um die Statistik zu optimieren. Dies würde allerdings auch mehr Messzeit in Anspruch nehmen.

Eine weitere Fehlerquelle, die insbesondere Einfluss auf die *intensitätsabhängige Messung* hat, ist die Ungenauigkeit der Bestimmung der Fokusposition innerhalb der Vakuumkammer. Dies ist auf die Geometrie des Versuches zurückzuführen. Es konnte nicht bestimmt werden, ob der 3-Achsen-Manipulator exakt parallel zum Strahl ausgerichtet war. Weiterhin war es nur nicht möglich, die exakte Fokusposition innerhalb der Vakuumkammer festzustellen. Somit konnte auch die Gaskapillare nicht optimal positioniert werden. Indizien dafür, dass sich die Kapillare weit ab vom Fokus befand, finden sich in den Messungen der *intensitätsabhängigen* sowie der *positionsabhängigen Messung*. Genauere Messungen wären also möglich, sobald die Fokusposition exakt bestimmt werden kann.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die hier präsentierte Bachelorarbeit untersuchte die drei wichtigsten Parameter zur Optimierung der Erzeugung Hoher Harmonischer in Stickstoff. Dabei wurden neben der Abhängigkeit der HHG Intensität vom Druck zusätzlich auch die Abhängigkeiten von der fundamentalen Laserintensität sowie von der Position in Bezug auf den Laserfokus gemessen.

Für die *druckabhängige Messung* lassen sich qualitative Gemeinsamkeiten mit Ergebnissen anderer Gruppen feststellen. Allerdings liegt der limitierende Faktor dieser Messreihe in der Erzeugung des umgebenden Vakuums. Mithilfe anderer Gaszufuhrtechniken wie zum Beispiel gepulsten Gasjets wäre es möglich, höhere Drücke innerhalb der Interaktionsregion zu erzielen und somit Messungen bei höheren Drücken durchzuführen. Desweiteren legen die Ergebnisse der Arbeitsgruppe um Niu nahe, dass bei höheren Drücken über 55 mbar eine größere HHG Intensität und somit auch eine bessere Phasen Anpassung zu erwarten ist.

Wie zu erwarten stellt sich bei der *intensitätsabhängigen Messung* ein Plateau für die HHG Intensität ein. Auch hier lassen sich qualitative Aussagen im Vergleich zu den Berechnungen der Arbeitsgruppe um Salières, L’Huillier und Lewenstein aufführen. Neben dem gemessenen Plateau gibt diese Messung auch Auskunft über das Optimum der HHG Intensität bezüglich der Intensität der Fundamentalen. Weiterhin liefert es ebenfalls Erkenntnis über die Position des Gasstrahls in Bezug auf die Fokusposition der Fundamentalen. Würde man für diese Auswertung die IR Intensität im Fokus nehmen, so muss man feststellen, dass man sich in einem Intensitätsregime bewegt, welches nicht für die Hohen Harmonischen Generation geeignet ist. Passt man den Strahlradius allerdings auf realistische Intensitäten an, so muss man feststellen, dass die Messungen nicht im Fokus und auch nicht innerhalb der Rayleighlänge stattgefunden haben können.

Dies ist eine weitere Erklärung für die in der *positionsabhängigen Messung* erhaltenen Werte. Anhand dieser Werte lässt sich leider keine genaue Aussage über die Position des Gasstrahls in Bezug auf den IR Fokus treffen. Es ist kein signifikanter Anstieg in der HHG Intensität zu beobachten, was darauf schließen lässt, dass die Messung nicht durch den Fokus gegangen ist. Diese These wird gestützt durch die *intensitätsabhängigen Messungen*.

Dennoch lässt sich für die drei Messreihen sagen, dass die Messungen nicht das erwartete quantitative Ergebnis hervorbrachten. Auf qualitativer Ebene konnten allerdings für die Druckabhängigkeit wie auch für die Positionsabhängigkeit Bereiche für die optimale Phasen Anpassung gegeben werden.

Zusammenfassend könnten durch eine Verbesserung der Messmethode, z.B. durch die Anwendung einer XUV sensitiven Kamera oder einer verbesserten Gaszufuhrtechnik, genauere Messungen durchgeführt werden. So könnten auch quantitativ Aussagen über das Verhalten des Systems bei optimaler Phasen Anpassung getroffen werden.

Quellenverzeichnis

Literatur

- [1] Lewenstein et al. „Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields“. In: 49 (1994) (siehe S. 5, 14).
- [2] Maxim V. Ammosov, Nikolai B. Delone und Vladimir P. Krainov. „Tunnel Ionization Of Complex Atoms And Atomic Ions In Electromagnetic Field“. In: *High Intensity Laser Processes*. Bd. 0664. Sov. Phys. JETP, 1986, S. 138. URL: <https://doi.org/10.1117/12.938695> (siehe S. 8).
- [3] E. Constant, D. Garzella, P. Breger, E. Mével, Ch. Dorrer, C. Le Blanc, F. Salin und P. Agostini. *Optimizing High Harmonic Generation in Absorbing Gases: Model and Experiment*. Techn. Ber. 1999 (siehe S. 13).
- [4] Mevel Constant. *High-Order Harmonic Generation: A Coherent, Short-Pulse XUV Source*. Techn. Ber. (siehe S. 5).
- [5] P. B. Corkum. *Plasma Perspective on Strong-Field Multiphoton Ionization*. Techn. Ber. 1993 (siehe S. 2, 5, 7).
- [6] M. Ferray, A. L’Huillier, X. F. Li, L. A. Lompre, G. Mainfray und C. Manus. „Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases“. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 21.3 (1988), S. L31–L35. URL: <https://doi.org/10.1088/0953-4075/21/3/001> (siehe S. 2).
- [7] Masanori Kaku, Keita Masuda und Kenzo Miyazaki. „Observation of Revival Structure in Femtosecond-Laser-Induced Alignment of N₂ with High-Order Harmonic Generation“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 43.4B (2004), S. L591–L593. URL: <https://doi.org/10.1143/jjap.43.l591> (siehe S. 31).
- [8] L. V. Keldysh. *Ionisation in the field of a strong electromagnetic wave*. Techn. Ber. 5. 1965, S. 1945–1957 (siehe S. 7).
- [9] Jeffrey L. Krause, Kenneth J. Schafer und Kenneth C. Kulander. „High-order harmonic generation from atoms and ions in the high intensity regime“. In: *Physical Review Letters* 68.24 (1992), S. 3535–3538. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.3535> (siehe S. 2, 10).
- [10] Maciej Lewenstein, Pascal Salieres und Anne L’Huillier. *Phase of the atomic polarization in high-order harmonic generation*. Techn. Ber. 6. 1995 (siehe S. 12, 14).

- [11] C. Lyngå, A. L’Huillier und C.-G. Wahlström. „High-order harmonic generation in molecular gases“. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 29.14 (1996), S. 3293–3302. URL: <https://doi.org/10.1088/0953-4075/29/14/032> (siehe S. 31).
- [12] T.H. Maiman. „Stimulated Optical Radiation in Ruby“. In: *Nature* 187 (1960), S. 493–494. URL: <https://doi.org/10.1038/187493a0> (siehe S. 1).
- [13] A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, Ulrich Johann, Ting Luk, Iain McIntyre, K. Boyer und Charles Rhodes. „Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases“. In: *Journal of The Optical Society of America B-optical Physics* 4 (1987), S. 595–601. URL: <https://doi.org/10.1364/JOSAB.4.000595> (siehe S. 2).
- [14] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, Ch. Spielmann, S. Sartania und F. Krausz. „Compression of high-energy laser pulses below 5 fs“. In: *Opt. Lett.* 22.8 (1997), S. 522–524. URL: <https://doi.org/10.1364/OL.22.000522> (siehe S. 31).
- [15] Yong Niu, Fangyuan Liu, Yi Liu, Hongjing Liang, Yujun Yang, Ri Ma und Dajun Ding. „Pressure-dependent phase matching for high harmonic generation of Ar and N₂ in the tight focusing regime“. In: *Optics Communications* 397 (2017), S. 118–121. URL: <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2017.03.059> (siehe S. 13, 23, 24, 26, 31).
- [16] T. Pfeifer, C. Spielmann und G. Gerber. „Femtosecond x-ray science“. In: *Reports on Progress in Physics* 69.2 (2006), S. 443–505. URL: <https://doi.org/10.1088/0034-4885/69/2/R04> (siehe S. 11, 12).
- [17] W. C. Röntgen. „Ueber eine neue Art von Strahlen“. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 43.4B (1898), S. L591–L593. URL: <https://doi.org/10.1002/andp.18983000103> (siehe S. 1).
- [18] Pascal Salières, Anne L’Huillier und Maciej Lewenstein. „Coherence control of high-order harmonics“. In: *Physical Review Letters* 74.19 (1995), S. 3776–3779. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.3776> (siehe S. 9, 12, 26, 28–31).
- [19] J. Seres et. al. „Source of coherent kiloelectronvolt X-rays“. In: *Nature* 596 (2005), S. 1476–4687. URL: <https://doi.org/10.1038/433596a> (siehe S. 2).
- [20] Olga Smirnova, Yann Mairesse, Serguei Patchkovskii, Nirit Dudovich, David Villeneuve, Paul Corkum und Misha Yu Ivanov. „High harmonic interferometry of multi-electron dynamics in molecules“. In: *Nature* 460.7258 (2009), S. 972–977. URL: <https://doi.org/10.1038/nature08253> (siehe S. 5).
- [21] Donna Strickland und Gerard Mourou. „Compression of amplified chirped optical pulses“. In: *Optics Communications* 56.3 (1985), S. 219–221. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401885901208> (siehe S. 2).

Online-Quellen

- [22] NIST - U.S. Secretary of Commerce on behalf of the United States of America. *Nitrogen*. 2018. URL: <https://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?ID=C7727379&Mask=20> (siehe S. 28).
- [23] Aleph - Wikimedia Commons. *Gaussian beam with German description*. 2008. URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Gaussian_beam_with_german_description.svg (siehe S. 4).