

10 Hz vakuum-ultravioletter H₂-Laser

STEFAN INSAM

**MPQ-Report
244**

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

10 Hz vakuum-ultravioletter H₂-Laser

STEFAN INSAM

Dieser MPQ-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt
Alle Rechte vorbehalten

This MPQ-Report has been printed as author's manuscript
All rights reserved

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
85740 Garching, Bundesrepublik Deutschland

Abstract

Vacuum-ultraviolet (VUV) radiation in the wavelength region 100...200 nm is needed for many applications such as photochemistry, photofragment spectroscopy, photoionization of molecules, photolithography for nanostructuring of semiconductor elements, photo-microscopy, and holography. However, conventional laser systems like solid-state lasers and gas lasers do not cover this wavelength region. The only commercially available lasers with a wavelength below 200 nm are the ArF^{*}-laser with 193 nm and the F₂-laser with 157,5 nm. Until now other wavelengths which are shorter than 200 nm were generated exclusively with laboratory lasers. These lasers used only ASE (amplified spontaneous emission) instead of a resonator. Such short wavelengths were either generated by using electrical discharges in gases ([Wayn93], [Wagn96a], [Wagn96b]), laser-produced plasmas from solids or gases ([Silf75], [Wayn93]), or higher harmonics of gases ([Harr71], [Wayn93]).

The aim of this work was to generate short VUV-laser pulses with high average power at high repetition rates and with high-peak power. The generation of these laser pulses in two-times ionized xenon at 108,9 nm and in molecular hydrogen at 160 nm uses a laser-pumped transient travelling-wave excitation. The requirements for lasing at 108,9 nm were investigated by Kapteyn et al. [Kapt86a, Kapt86b, Sher87, Ying87]. For pumping they used a Nd:YAG-laser with a repetition rate of one shot every minute, a pulse duration of 1 ns and a pulse energy of 55 J. We were not able to realize this Xe²⁺-laser with our Titanium:Sapphire short-pulse laser at a pump energy of only 250 mJ. Laser radiation at 160 nm in single-shot operation was realized by Hodgson et al. [Hodg70, Hodg72, Wayn70, Wayn72] using electrical discharges with a pump energy of 150 J and by Benerofe et al. [Bene91] using a Nd:YAG-laser with a pump energy of 600 mJ. For the first time we have been able to detect VUV-laser radiation from molecular hydrogen with a repetition rate of 10 Hz and a pulse duration of 600 ps using a travelling-wave excitation in a linefocus of a short-pulse pumplaser. We achieved the highest average powers and the highest peak powers with the lowest pump energy till now.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
0 Einleitung	1
1 Pumplaser ATLAS	3
2 Wirkungsweise der untersuchten VUV-Laser.....	7
2.1 Xenon-III-VUV-Laser	7
2.2 Wasserstoff-VUV-Laser	11
3 Simulationen des fs-Laserplasmas	25
4 Pumpspektren-Optimierung für den Xe-III-VUV-Laser.....	31
4.1 Experimenteller Aufbau	31
4.2 Ergebnisse der Pumpspektren-Optimierung.....	38
5 Laser-Experimente	47
5.1 Experimenteller Aufbau	47
5.2 Ergebnisse der Laser-Experimente mit Xenon.....	52
5.3 Ergebnisse der Laser-Experimente mit Wasserstoff	54
6 Zusammenfassung	67
Literaturverzeichnis	69
Danksagung	75

0

Einleitung

Vakuum-ultraviolette (VUV) Strahlung im Wellenlängenbereich 100...200 nm wird für viele Anwendungen in der Photochemie, Photofragmentspektroskopie, Photoionisation von Molekülen, Photolithographie zur Nanostrukturierung von Halbleiterbausteinen, Photomikroskopie und Holographie benötigt. Herkömmliche Lasersysteme, wie Festkörperlaser und Gaslaser, können diesen Wellenlängenbereich jedoch nicht mehr abdecken. Die einzigen kommerziell erhältlichen Laser mit einer Wellenlänge von unter 200 nm sind der ArF^{*}-Laser mit 193 nm und der F₂-Laser mit 157,5 nm. Andere Wellenlängen, die kürzer als 200 nm sind, wurden bisher ausschließlich mit Labormustern erzeugt, die statt Resonatoren nur ASE (amplified spontaneous emission = verstärkte spontane Emission) verwendeten. Die Erzeugung dieser kürzeren Wellenlängen geschah dann entweder durch elektrische Entladungen in Gasen ([Wayn93], [Wagn96a], [Wagn96b]), durch lasererzeugte Plasmen von Festkörpern bzw. von Gasen ([Silf75], [Wayn93]) oder durch Frequenzvervielfachung in Gasen ([Harr71], [Wayn93]).

Ziel dieser Arbeit war es nun, durch eine lasergepumpte, transiente Wanderwellenanregung kurze VUV-Laserpulse mit hoher Durchschnittsleistung bei hoher Repetitionsrate und mit hoher Spitzenleistung in zweifach ionisiertem Xenon bei 108,9 nm und in molekularem Wasserstoff bei 160 nm zu erzeugen. Die Bedingungen für das Auftreten von induzierter Emission bzw. Lasertätigkeit bei 108,9 nm haben Kapteyn et al. [Kapt86a, Kapt86b, Sher87, Ying87] untersucht, wobei sie zum Pumpen einen Nd:YAG-Laser benutzten, der bei einer Repetitionsrate von höchstens einem Schuß pro Minute Pulse von 1 ns Dauer und 55 J Energie aussandte. Mit dem in dieser Arbeit verwendeten Titan:Saphir-Kurzpuls laser konnte das Xe²⁺-Schema bei einer Pumpenergie von nur 250 mJ nicht verwirklicht werden. Laserstrahlung bei 160 nm haben Hodgson et al. [Hodg70, Hodg72, Wayn70, Wayn72] mittels elektrischer Entladungen mit einer Pumpenergie von 150 J und Benerofe et al. [Bene91] mittels eines Nd:YAG-Lasers mit einer Pumpenergie von 600 mJ jeweils im

Einzelschußverfahren realisiert. Bei molekularem Wasserstoff gelang es in Verbindung mit einer Wanderwellenanregung in einem Linienfokus nun erstmals, stimulierte Emission von VUV-Strahlung aus molekularem Wasserstoff bei einer Repetitionsrate von 10 Hz und einer Pulsdauer von 600 ps mit den bisher höchsten Durchschnitts- und Spitzenleistungen zu beobachten.

Die nachfolgenden Kapitel gliedern sich wie folgt:

In Kapitel 1 wird zunächst kurz der verwendete Pumplaser ATLAS beschrieben.

Im darauffolgenden Kapitel 2 wird die Wirkungsweise der beiden untersuchten VUV-Laser erklärt, wobei in zwei Unterkapiteln getrennt auf den Xenon-III-VUV-Laser und auf den Wasserstoff-VUV-Laser eingegangen wird.

Die Simulationen des fs-Laserplasmas mit dem Code MULTI-fs werden im Kapitel 3 diskutiert.

Daran schließt sich das Kapitel 4 mit der Optimierung der Pumpspektren für den Xenon-III-VUV-Laser an. Dieses enthält im ersten Unterkapitel eine Beschreibung des experimentellen Aufbaus und im zweiten Unterkapitel die Ergebnisse der Experimente für die Optimierung der Pumpspektren.

Die Experimente zur Detektion und Charakterisierung der beiden VUV-Laser und deren Ergebnisse werden im Kapitel 5 vorgestellt. Dieses ist in drei Unterkapitel aufgeteilt, wobei zunächst der experimentelle Aufbau beschrieben wird, dann die Ergebnisse für den Xenon-Laser und danach die Ergebnisse für den Wasserstoff-Laser diskutiert werden.

Im abschließenden Kapitel 6 findet sich eine Zusammenfassung der wichtigsten Erkenntnisse dieser Arbeit.

1 Pumplaser ATLAS

Bei dem in den Experimenten verwendeten Pumplaser handelt es sich um einen optimierten, gepulsten Festkörperlaser, der Titan:Saphir-Kristalle als Verstärkermedium benutzt [Chiu93, Yama94]. Dieser Laser erzeugt Lichtpulse bei einer Zentralwellenlänge von 790 nm mit einer Wiederholrate von 10 Hz, einer Dauer von minimal 130 fs sowie einer maximalen Leistung von 2 TW. Beim Austritt aus dem Kompressor beträgt der Strahldurchmesser 5 cm. Bei Verwendung eines parabolischen Spiegels mit einem Verhältnis der Brennweite zum Strahldurchmesser von drei können die Laserpulse auf Intensitäten von einigen 10^{18} W/cm^2 fokussiert werden. Neben einem klimatisierten und schwingungsgedämpften Labor benötigt der Laser relativ wenig Laborfläche, da er auf zwei optischen Tischen Platz findet. Der Aufbau des Lasers ist in Abb. 1-1 schematisch dargestellt.

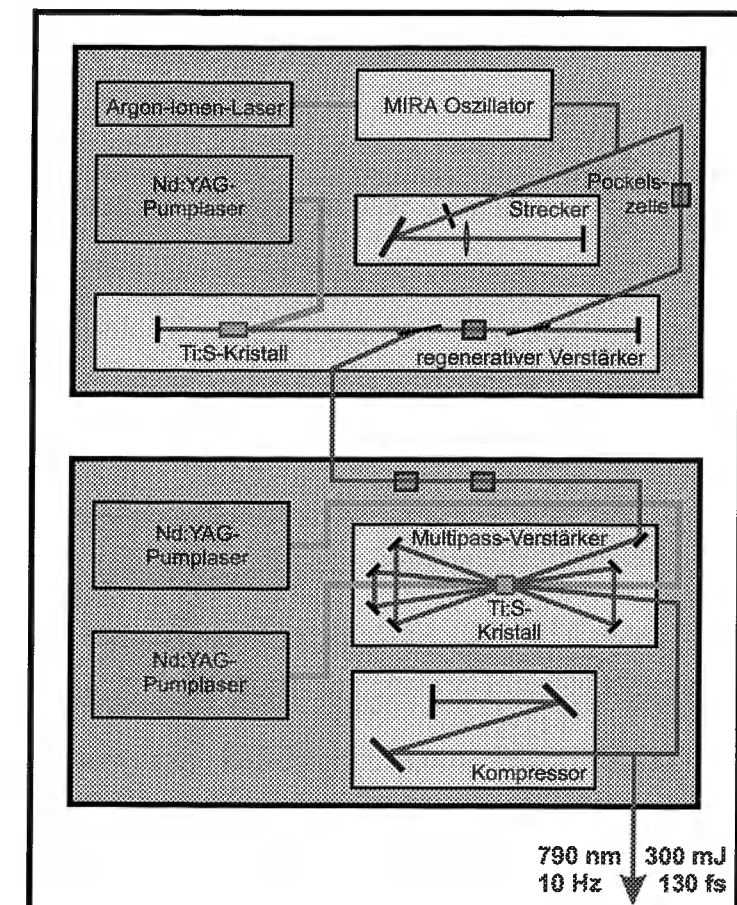


Abb. 1-1: Schematische Darstellung des verwendeten Pumplasers ATLAS

Zu hohe Intensitäten führen zu Zerstörungen der im Strahlengang befindlichen optischen Komponenten. Um dies bei der Verstärkung zu vermeiden, arbeitet der Laser nach dem Prinzip der Chirped-Pulse-Amplification (CPA). Dieses Prinzip ist in Abb. 1-2, Abb. 1-3 und Abb. 1-4 dargestellt und wird nachfolgend kurz erklärt.

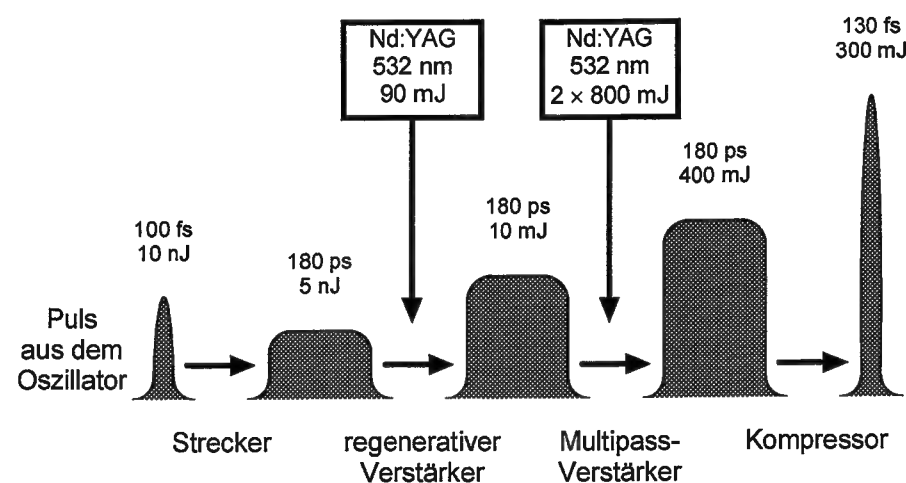


Abb. 1-2: CPA-Prinzip (Dargestellt ist das zeitliche Intensitätsprofil der Pulse, $I(t)$.)

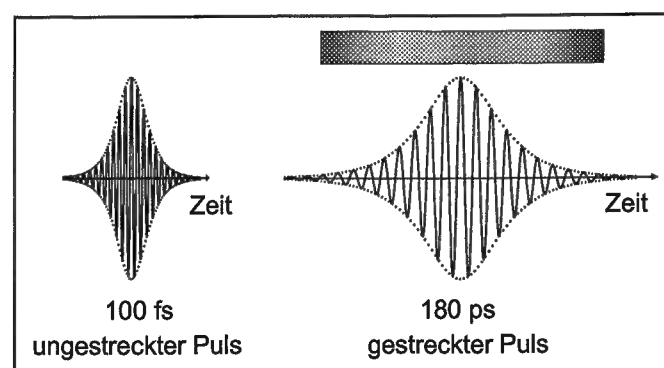


Abb. 1-3: Pulsdehnung

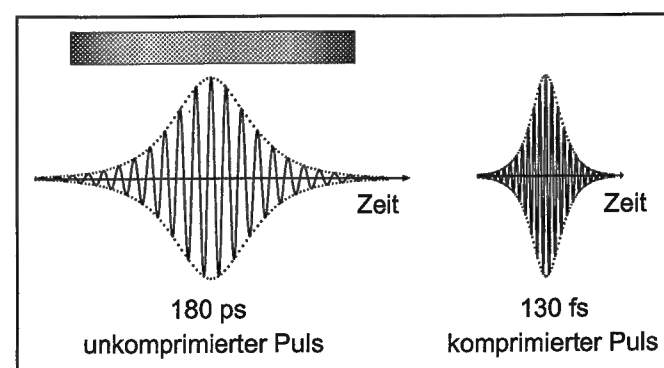


Abb. 1-4: Pulsverkürzung

Zunächst koppelt ein Pockelszellenschalter aus dem mit einem Dauerstrich-Argonionen-Laser (Coherent Innova 310) gepumpten und mit 76 MHz Repetitionsrate laufenden Titan:Saphir-Oszillator (Coherent Mira 900) pro Sekunde zehn kurze Laserpulse (je 100 fs lang) aus. Die Energie eines solchen Pulses ist mit 10 nJ noch sehr gering. Der Strecker spaltet jeden dieser Pulse mit Hilfe eines Gitters (Richardson Grating Laboratory 1.800 Linien/mm) spektral auf und dehnt sie zeitlich auf 180 ps. Diesen Laserpulsen wird anschließend in zwei Stufen im regenerativen Verstärker und im Multipass-Verstärker bei jedem Durchgang Energie zugeführt und somit eine Verstärkung auf maximal 300 mJ erreicht. Zum Pumpen des regenerativen Verstärkers dient dabei ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser (Surelite SLI-10) mit einer Energie von 90 mJ bei 532 nm. Zwei ebenfalls frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser (Powerlite PL9010) mit einer Energie von je 800 mJ bei 532 nm pumpen den Multipass-Verstärker. Bei der viermaligen Reflexion an den beiden Gittern (Spectrogon 1.800 Linien/mm) des Kompressors wird die Zeitdauer der nun energiereichen Titan:Saphir-Laserpulse fast wieder auf den Ursprungswert reduziert, wodurch die für Experimente zu Verfügung stehende minimale Pulsdauer 130 fs beträgt.

Zur genauen Charakterisierung der verstärkten und komprimierten Laserpulse dient eine Vielzahl von Diagnostiken. Ein Autokorrelator dritter Ordnung [vgl. Seli87, Paxp90] mißt die Pulsform der Laserpulse. Eventuelle systembedingte Vorpulse des Lasers erfaßt eine spezielle Vorpulsdiagnostik. Diese besteht aus zwei unterschiedlich stark abgefilterten Photodioden sowie einem sehr schnellen (1,5 GHz) hoch auflösenden (10 Gs/s) Oszilloskop (LeCroy 9362). Sollten Vorpulse vorhanden sein, können diese dann mittels der in den Strahlengang eingebauten Pockelszellen ausgeblendet werden. Dies gilt jedoch nur für Vorpulse, die gegenüber dem Maximum des Hauptpulses einen Vorlauf von mindestens 1 ns haben. Vorpulse, die näher am Hauptpulsmaximum liegen, lassen sich nur durch Frequenzverdopplung oder durch einen sättigbaren Absorber abschwächen. Das Spektrum der Laserpulse überwacht ein Gitterspektrograph (LOT-Oriel Multispec MS125 mit 1.200 Linien/mm-Gitter) mit nachgeschaltetem linearen Diodenarray (LOT-Oriel Instaspec II PDA). Dabei ergibt sich für den Austrittspuls eine Halbwertsbreite von 7 nm und ein Kontrastverhältnis von $\sim 10^{-6}$, d.h. im Verhältnis zum Maximum der Laserpulse ist die

Intensität 1 ps vor dem Maximum im sogenannten „Pedestal“ um sechs Größenordnungen geringer. Zur Vermeidung einer Plasmabildung am Target vor Eintreffen des eigentlichen Laserpulses reicht dieses Kontrastverhältnis normalerweise aus. Es muß jedoch außerdem noch sichergestellt sein, daß im Zeitintervall 30 ps...1 ns vor dem Pulsmaximum, das vom Autokorrelator nicht erfaßt wird, das Pedestal auf dem niedrigen Niveau von 10^{-6} oder darunter verharrt und keine Intensitätsspitzen enthält. Ein verlässlicher Indikator für ein derartiges Pedestal ist die Abwesenheit von K_{α} -Strahlung, wenn der Laserpuls direkt auf eine Festkörperoberfläche trifft [Saem98].

Mittels Veränderung des Abstandes der beiden Gitter im Kompressor kann die am Experiment gewünschte Pulsdauer eingestellt werden. Zwischen regenerativem Verstärker und Multipass-Verstärker besteht mittels zweier teildurchlässiger Spiegel und einer Umleitung der Laserpulse die Möglichkeit, gezielt Vorpulse in der Höhe von 2 % der Hauptpulse mit einem zeitlichen Vorlauf zwischen 300 ps und 1 ns zu erzeugen.

Die Laserpulse werden vom ATLAS zu den Experimentierplätzen in einem evakuierten Strahlrohrsystem geführt, um einer Verschlechterung der Strahlqualität durch nichtlineare Effekte wie small-scale-selffocussing und Selbstphasenmodulation in Luft vorzubeugen. Außerdem trägt diese Maßnahme dazu bei, die Unfallsicherheit beim Umgang mit den hochintensiven Laserpulsen zu erhöhen.

Auf Grund der Orientierung der linear polarisierten ATLAS-Pulse im Strahlrohrsystem und der verwendeten experimentellen Aufbauten (vgl. Kapitel 4.1 und 5.1) fiel das ATLAS-Licht standardmäßig s-polarisiert auf die Targets.

2 Wirkungsweise der untersuchten VUV-Laser

2.1 Xenon-III-VUV-Laser

Der Xenon-III-VUV-Laser ist ein Innerschalenlaser, der auf einem Strahlungsübergang in einem zweifach ionisierten Xenon-Atom basiert. Die stimulierte Emission eines Innerschalenlasers hat ihre Ursache in einem Elektronenübergang, der zwischen zwei inneren Energieniveaus eines entsprechend angeregten Atoms stattfindet und dabei Photonen emittiert, während sich in mindestens einem äußeren Energieniveau noch weitere Elektronen befinden.

Es werden folgende zwei Arten von Innerschalenlasern unterschieden:

- **Direkter Innerschalenlaser**

Die Populationsinversion wird auf direktem Wege durch Photoionisationspumpen erzeugt. Ursächlich hierfür ist die Tatsache, daß bei entsprechend großer Energie der Wirkungsquerschnitt für die Photoionisation aus inneren Schalen höher ist als bei äußeren Schalen. In den meisten Fällen agiert ein schneller Auger-Zerfall als Konkurrenzprozeß. Deshalb ist ein sehr kurzer Puls des Pumplasers mit extrem hoher Intensität zur Erzeugung der Inversion erforderlich.

- **Innerschalen-Augerlaser**

In diesem Fall agiert der Auger-Zerfall nicht als Konkurrenzprozeß, sondern ist für die Erzeugung der Populationsinversion sogar notwendig.

In Abb. 2-1 sind die Energieniveaus des Xe-III-Lasers dargestellt. Daraus ist ersichtlich, daß dieser Laser, der Lichtquanten mit der Wellenlänge 108,9 nm emittiert, zu den Innerschalen-Augerlasern gehört. Diese Lichtemission liegt gerade noch im VUV-Bereich [Elto90]. Dieser Bereich ist auf Wellenlängen zwischen 100 nm und 200 nm beschränkt und schließt

auf der kurzwelligen Seite an den extrem-ultravioletten (XUV) Bereich (30 nm bis 100 nm) an. Erst bei Wellenlängen kleiner als 30 nm spricht man von Röntgenstrahlung.

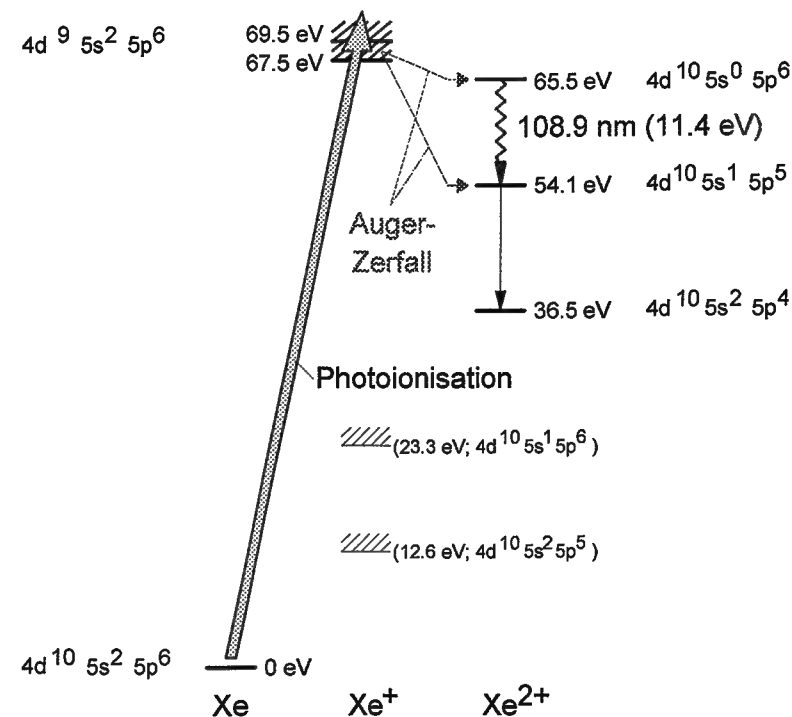


Abb. 2-1: Schema der Energieniveaus für den Xe-III-Laser bei 108,9 nm

Ein neutrales Xenon-Atom kann ionisiert werden, wenn es durch Photonen geeigneter Energie E bestrahlt wird, was einer Wellenlänge λ ($E=h\cdot c/\lambda$) entspricht. Gemäß dem Wirkungsquerschnitt für die Photoionisation von Xenon, der in Abb. 2-2 dargestellt ist, wird bevorzugt ein 4d-Elektron emittiert, wenn die Energie der ionisierenden Photonen 70...160 eV beträgt, d.h. wenn diese Photonen eine Wellenlänge von 80...180 Å haben. Die Elektronenbesetzung der äußeren Schalen dieses Xe^+ -Ions ist dann $4d^9 5s^2 5p^6$. Kurz nach dieser Ionisation wechselt durch einen Auger-Zerfall mit einer Wahrscheinlichkeit von 4,4 % ein 5s-Elektron in das Loch in der 4d-Schale und füllt diese damit wieder auf, während das zweite 5s-Elektron emittiert wird. Somit bleibt ein zweifach ionisiertes Xenon-Atom mit einer wieder vollständig gefüllten 4d-Schale und einer leeren 5s-Schale übrig. Zwischen der komplett gefüllten 5p-Schale und der leeren 5s-Schale existiert nun eine Besetzungsinversion, die durch einen Elektronenübergang mit Lichtemission bei 108,9 nm abgebaut werden kann. Das Xe^+ -Ion kann jedoch auch einen zweiten Auger-Zerfall, parallel zum oben beschriebenen, mit fast gleich großer Wahrscheinlichkeit (5,1 %) ausführen, bei

dem ein 5s-Elektron in die 4d-Schale wechselt und ein 5p-Elektron emittiert wird. Da jedoch der $5s^1 5p^5$ -Zustand dreifach entartet ist, behindert dieser zweite Auger-Zerfall nicht die Besetzungsinversion zwischen $4d^{10} 5s^0 5p^6$ und $4d^{10} 5s^1 5p^5$. Der Einstein-A-Koeffizient für den Laserübergang $4d^{10} 5s^0 5p^6 \rightarrow 4d^{10} 5s^1 5p^5$ hat den Wert $2,1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, d.h. die Zeit für spontane Emission beträgt 4,75 ns. Die Quenchrage für eine durch neutrales Xenon bedingte strahlungslose Abregung beträgt bei einem Xenon-Druck von 20 mbar $4,2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. Dies entspricht einer Lebensdauer von 2,4 ns des $4d^{10} 5s^0 5p^6$ Niveaus.

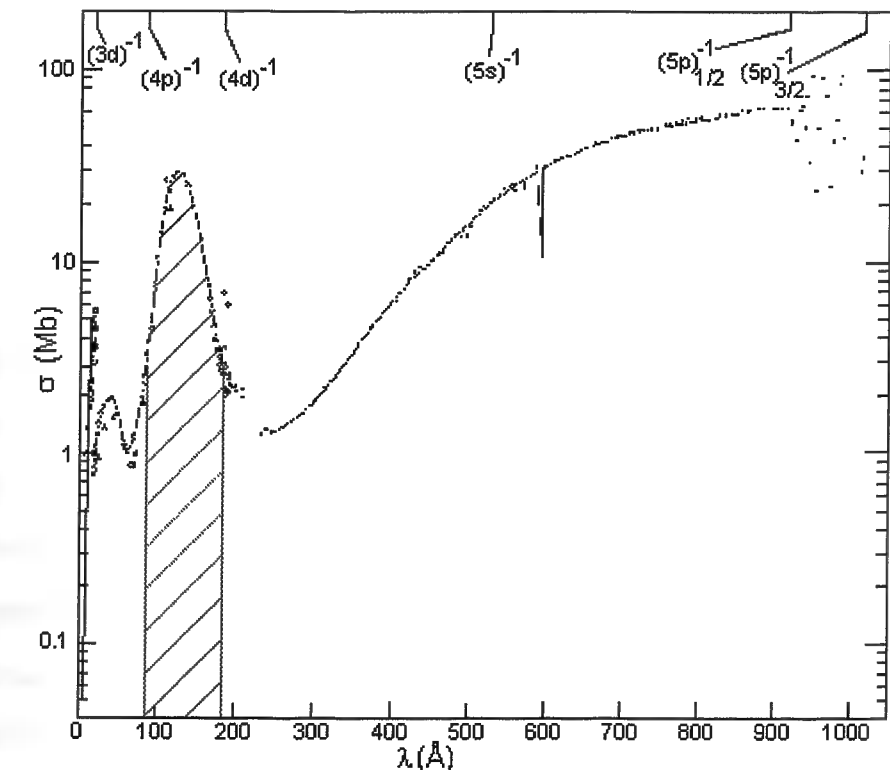


Abb. 2-2: Wirkungsquerschnitt σ für Photoionisation von Xenon in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ der ionisierenden Photonen. Der 4d-Ionisationsbereich ist schraffiert eingezeichnet (aus [Berk79]).

Um eine möglichst große Inversion in Xe^{2+} zu erzeugen, muß zunächst das Pumpspektrum optimiert werden. Darunter ist zu verstehen, daß die Pumpphotonen bestmöglich in den 4d-Ionisationsbereich passen müssen, welcher in Abb. 2-2 schraffiert eingezeichnet ist. Die Photonen sollten demnach bevorzugt aus dem Wellenlängenbereich 80...180 Å stammen, während die anderen Bereiche nicht so stark bevölkert sein dürfen. Je bessere Pumpbedingungen vorliegen, desto höher ist die Intensität des Spektrums im Pumpbereich.

In Kapitel 4.1 (ab Seite 31) wird der experimentelle Aufbau beschrieben, der zur Optimierung der Pumpspektren verwendet wurde. Die zugehörigen Ergebnisse finden sich in Kapitel 4.2 (ab Seite 38).

Zusätzlich zu diesen Experimenten wurden numerische Simulationen mit MULTI-fs (siehe Kapitel 3) durchgeführt. Diese lieferten, ähnlich den Experimenten, zeitintegrierte Spektren.

Der Xenon-III-VUV-Laser wurde bisher hauptsächlich von zwei Arbeitsgruppen in den USA realisiert, nämlich in der Gruppe von Roger W. Falcone an der Universität von Kalifornien in Berkeley [Kapt86a, Kapt86b, Kapt88] und in der Gruppe von Steve E. Harris an der Universität in Stanford [Sher87, Ying87, Sher91a, Sher91b]. Beide Gruppen erzeugten den Xenon-Laser mittels eines Nd:YAG-Lasers im Einzelschußverfahren. Dieser Pumplaser wurde in eine Linie auf ein Festkörpertarget fokussiert, die von einer Xenon-Atmosphäre umgeben waren. Die Wellenlänge der Pumppulse betrug 1.064 nm. Im Gegensatz zu dem für diese Arbeit verwendeten 10 Hz fs-Pumplaser ATLAS hatte der Pumplaser der Falcone-Gruppe eine Pulsdauer von 1 ns bei einer Pulsenergie von 55 J und jener der Harris-Gruppe eine Pulsdauer von 300 ps bei einer Pulsenergie von 3,5 J.

Falcone et. al. fokussierten den Pumplaser senkrecht auf ein glattes Target und sammelten die das Xenon pumpende weiche Röntgenstrahlung in einem hufeisenförmigen Kanal, welcher sich 1...2 cm vor dem Target befand und dessen Seite gleichzeitig als Beobachtungsfenster diente. In dieser Konfiguration konnte ein Verstärkungskoeffizient von $0,8 \text{ cm}^{-1}$ bei einer Linienfokusslänge von 9 cm detektiert werden.

Harris et. al. fokussierten den Pumplaser unter einem Winkel von ca. 60° zur Targetnormalen auf ein Sägezahntarget. Bedingt durch diesen Winkel erfolgte die Anregung „wanderwellenförmig“ (siehe Kapitel 5.1 auf Seite 48). Der Verstärkungsfaktor in dieser Konfiguration betrug $1,6 \text{ cm}^{-1}$ bei einer Linienfokusslänge von 18 cm.

Von beiden Gruppen wurden die unterschiedlichsten Targetmaterialien (Eisen, Gold, Quecksilber, Tantal, u.a.) verwendet.

2.2 Wasserstoff-VUV-Laser

Der Wasserstoff-VUV-Laser basiert auf einem Strahlungsübergang in einem angeregten Wasserstoff-Molekül. Beim H_2 -Molekül bezeichnet $X^1\Sigma_g^+$ den Grundzustand, $B^1\Sigma_u^+$ den ersten und $C^1\Pi_u$ den zweiten angeregten Zustand. Das zugehörige Energieniveauschema ist in Abb. 2-3 dargestellt. Der Laserübergang findet im Lyman-Band ($B^1\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+$) bei einer Wellenlänge von 160 nm statt.

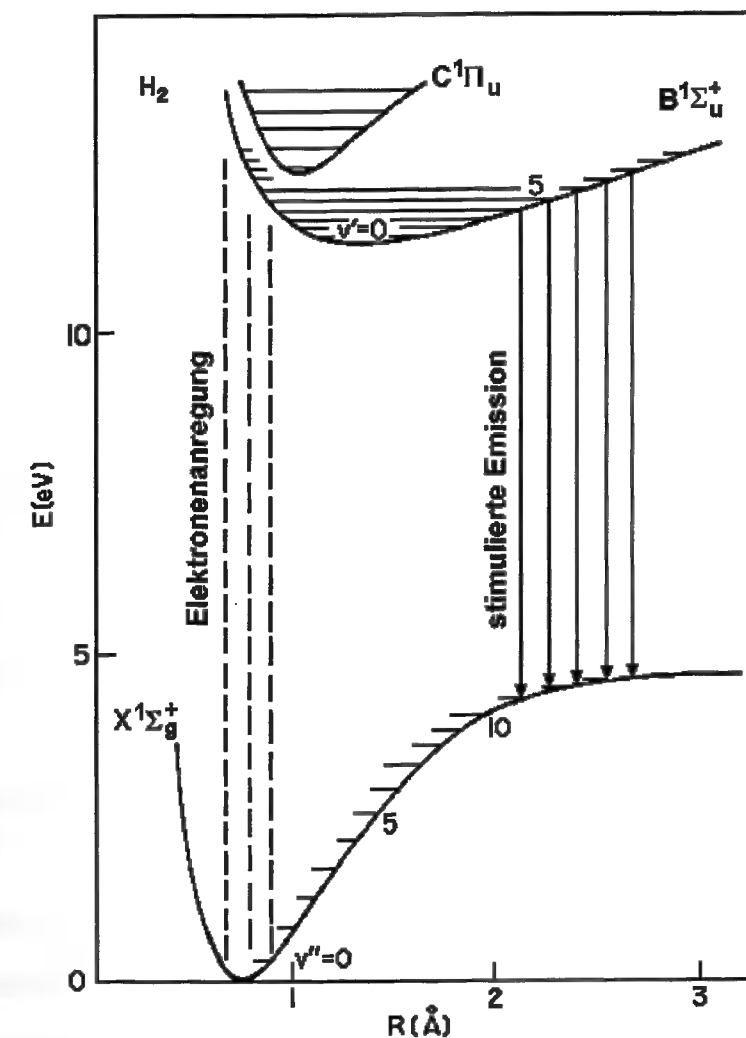


Abb. 2-3: Energieniveauschema von molekularem Wasserstoff. Die Energie (in eV) ist als Funktion des zwischenkernaren Abstandes (in Å) dargestellt.

Bei Zimmertemperatur befindet sich das H_2 -Molekül hauptsächlich im niedrigsten Vibrationsniveau $v''=0$ des Grundzustandes X [Wayn70]. Die Moleküle verteilen sich auf die Rotationsniveaus $J''=0, 1, 2$ und 3 dieses Vibrationsniveaus $v''=0$ mit einer

Wahrscheinlichkeit von 13 %, 66 %, 12 % und 8 %. Somit befinden sich die meisten Moleküle im Rotationsniveau $J''=1$. Da es sich bei H_2 um ein homonukleares Molekül handelt, darf zur Symmetrieerhaltung eine Molekülanregung durch Elektronenstoß nur in geradzahlige Rotationsniveaus erfolgen. In Anlehnung an optische Anregungen wird deshalb die Auswahlregel $\Delta J = \pm 1$ herangezogen. Stöße zwischen freien Elektronen und Molekülen im Grundzustand führen demnach zu einer Bevölkung der Rotationsniveaus $J'=0$ und 2 im ersten angeregten Zustand **B** mit ungerader Parität. Dabei wird das Niveau mit $J'=2$ bevorzugt [Hodg70]. Die in der Literatur [Spin69a, Spin69b] berechneten Franck-Condon-Faktoren ergeben eine bevorzugte Besetzung der Vibrationsniveaus $v'=2\dots 11$ des ersten angeregten Zustandes. Da die oberen Vibrationsniveaus des Grundzustandes im wesentlichen leer sind, kann zwischen $B(v'=2\dots 11, J'=0, 2)$ und $X(v''=9\dots 14, J''=1, 3)$ stimulierte Emission auftreten. Der gemittelte Einstein-A-Koeffizient für den Abbau der Besetzungsinversion hat den Wert $1,25 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ [Hess66, Hess68], womit die Zeit für spontane Emission 0,8 ns beträgt. Durch Stöße verursachte Übergänge im angeregten Zustand von $B(v'=2\dots 11, J'=0, 2)$ nach $B(v'=0, J'=0, 2)$ sowie ein nachfolgender Laserübergang in den Grundzustand finden nicht statt, da wegen der in den Experimenten verwendeten geringen Gasdichte die Zeit, bevor Löschung des Niveaus $B(v'=2\dots 11, J'=0, 2)$ durch Stöße einsetzt, mindestens 10 ns beträgt. Die mittlere Wellenlänge der Laserübergänge $B(v'=2\dots 11, J'=0, 2) \rightarrow X(v''=9\dots 14, J''=1, 3)$ liegt bei $\sim 160 \text{ nm}$.

Zur Erzeugung der angeregten Wasserstoff-Moleküle sind, wie oben bereits erwähnt, Stöße mit freien Elektronen notwendig. Diese freien Elektronen entstehen im Gebiet zwischen Target und Inversionsbereich durch Photoionisation von molekularem Wasserstoff. Die dadurch erzeugten Molekül-Ionen sowie eventuelle Dissoziationsprodukte spielen auf Grund ihrer Geschwindigkeit im Vergleich zu den freien Elektronen bei der Anregung der neutralen H_2 -Moleküle im Inversionsbereich und damit bei der Erzeugung von stimulierter Emission von Photonen der Wellenlänge 160 nm keine Rolle.

Bisher wurde der H_2 -VUV-Laser nur von zwei amerikanischen Arbeitsgruppen verwirklicht, nämlich in der Gruppe von Rodney T. Hodgson im IBM Thomas J. Watson Research Center in Yorktown Heights [Hodg70] und in der Gruppe von Ronald W. Waynant am Naval Research Laboratory in Washington [Wayn70]. Beide Gruppen erzeugten den molekularen Wasserstoff-Laser mittels einer Blumlein-Entladung in einem gasgefüllten Kanal eines speziell geformten Plattenkondensators [Ship67] im Einzelschußverfahren. Dazu war eine Pumpenergie von rund 150 J erforderlich. Die erzeugten Laserpulse hatten eine Pulsdauer von 1...2 ns bei einer Maximalleistung von 1,5 kW. Wegen der besonderen technischen Merkmale bei der Erzeugung des H_2 -Lasers konnten beide Gruppen keinen Verstärkungskoeffizienten bestimmen.

Die Veröffentlichung der Gruppe von Steve E. Harris von der Universität in Stanford [Bene91] erwähnt zwar, daß stimulierte Emission im Lyman-Band von molekularem Wasserstoff beobachtet wurde, macht jedoch keine näheren Angaben.

Die Veröffentlichungen zum entladungsgepumpten H_2 -Laser berichten von insgesamt acht beobachteten Laserübergängen zwischen $B(v'=3\dots 6, J'=2)$ und $X(v''=10\dots 13, J''=1, 3)$ im Wellenlängenbereich 159,6...161,3 nm. Da bei Verwendung eines Pumplasers die H_2 -Anregung ebenso wie bei den elektrischen Entladungen durch Elektronenstoß erfolgt, sind bei beiden Arten der Anregung die gleichen Laserübergänge zu erwarten.

Einfaches Modell für den H_2 -Laser

Mit Hilfe des nachfolgend beschriebenen Modells soll für den untersuchten H_2 -Laser sowohl der maximale Kleinsignalverstärkungskoeffizient g_{max} als auch die zu erwartende Pulsdauer abgeschätzt werden.

Folgende Annahmen werden getroffen:

In diesem Modell wird vorausgesetzt, daß alle beteiligten Niveaus im angeregten Zustand **B** gleichmäßig bevölkert werden und alle möglichen Übergänge von diesem angeregten

Zustand in das untere Laserniveau gleichermaßen zur Verstärkung beitragen. Das bedeutet, daß bei allen beteiligten Übergängen die Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßanregung, die Elektronenstoßkoeffizienten, die Wirkungsquerschnitte für stimulierte Emission und die Einstein-A-Koeffizienten mit jeweils den gleichen Werten angesetzt werden. Die Struktur der in diesem Modell beteiligten Vibrations- und Rotationsniveaus wird deshalb durch Mittelung vernachlässigt. Die Niveaus eines jeden Zustands werden demnach zu jeweils einem einzigen Niveau zusammengefaßt. Die resultierenden Niveaus G, O und U sind darum auch unabhängig von der Vibrationskoordinate. Durch Stöße verursachte Übergänge werden ebenfalls vernachlässigt, da es wegen des in den Experimenten verwendeten Gasdrucks sehr unwahrscheinlich ist, daß ein gerade angeregtes Wasserstoff-Molekül einen Stoß erleidet und dadurch in den Grundzustand zurückkehrt. Der in diesem Modell ermittelte Kleinsignalverstärkungskoeffizient ist somit gleich der Summe aus den Koeffizienten der einzelnen Laser-Übergänge. Die Elektronendichte wird in diesem Modell als zeitlich konstant angesehen, da Simulationen mit dem Code MULTI-fs (siehe Kapitel 3) für verschiedene Zeitdauern keine wesentlichen Änderungen des zeitintegrierten Pumpspektrums $I(\nu)$ (siehe Abb. 2-7) lieferten.

In den Grafiken und Formeln dieses Kapitels werden folgende Bezeichnungen verwendet:

G = Grundniveau, O = oberes Laserniveau (gemittelt), U = unteres Laserniveau (gemittelt), N_e = Elektronendichte, C_{GO} = Elektronenstoßkoeffizient für die Anregung aus dem Grundzustand, f_e = Bruchteil des Anregungskoeffizienten C_{GO} in das obere Laserniveau, A_{OG} = gemittelter Einstein-A-Koeffizient für den Elektronenübergang $O \rightarrow G$, A_{OU} = gemittelter Einstein-A-Koeffizient für den Laserübergang $O \rightarrow U$, N_{H_2} = Anzahl aller Wasserstoffmoleküle, N_G = Anzahl der Wasserstoffmoleküle im Grundniveau, N_O = Anzahl der Wasserstoffmoleküle im oberen Laserniveau, N_U = Anzahl der Wasserstoffmoleküle im unteren Laserniveau, t = Zeit, g_O = Entartung des oberen Laserniveaus, g_U = Entartung des unteren Laserniveaus, $q_{\nu'\nu''}$ = Franck-Condon-Faktor für intramolekulare Übergänge zwischen den Vibrationsniveaus des oberen (ν') und des unteren (ν'') Laserniveaus (siehe [Spin69a]), M = Molekülmassenzahl.

Das vereinfachte Niveauschema für die am Laserübergang in molekularem Wasserstoff beteiligten Energieniveaus ist in Abb. 2-4 dargestellt.

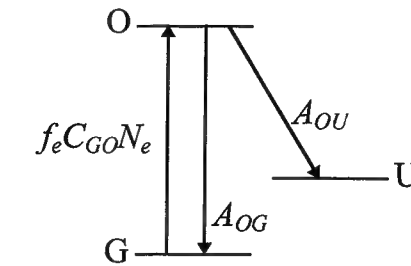


Abb. 2-4: vereinfachtes Schema der am Laserübergang beteiligten Energieniveaus (Vibrations-/ Rotationsstruktur von G, O und U sind vernachlässigt)

Für dieses Modell ergeben sich somit die beiden Ratengleichungen

$$\frac{dN_O}{dt} = N_G \cdot f_e \cdot C_{GO} \cdot N_e - N_O \cdot (A_{OG} + A_{OU}), \quad (2.1)$$

$$\frac{dN_U}{dt} = N_O \cdot A_{OU}. \quad (2.2)$$

Mit Hilfe der Abkürzungen

$$A = A_{OG} + A_{OU} \quad (2.3)$$

und

$$N = N_G \cdot f_e \cdot C_{GO} \cdot N_e / A \quad (2.4)$$

ergeben sich als Lösungen für die Differentialgleichungen

$$N_O = N \cdot (1 - e^{-At}), \quad (2.5)$$

$$N_U = N \cdot \frac{A_{OU}}{A} \cdot (At - (1 - e^{-At})). \quad (2.6)$$

Die Besetzungsinversion ΔN errechnet sich mit Hilfe des Faktors F gemäß der Definition

$$F = \frac{A_{OU}}{A} \cdot \frac{g_O}{g_U} \quad (2.7)$$

zu

$$\Delta N = N_O - \frac{g_O}{g_U} \cdot N_U = N \cdot ((1 + F) \cdot (1 - e^{-At}) - FAt). \quad (2.8)$$

Zum Zeitpunkt

$$t_{\max} = \frac{1}{A} \cdot \ln \frac{1+F}{F} \quad (2.9)$$

liegt die größtmögliche Besetzungsinversion

$$\Delta N_{\max} = N \cdot \left(1 - F \cdot \ln \frac{1+F}{F} \right) \quad (2.10)$$

vor. Der effektive Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission

$$\sigma = \frac{\lambda^2 \cdot A_{OU}}{8\pi \cdot \Delta\nu}, \quad (2.11)$$

in den neben der Wellenlänge λ der Laserlinie auch deren Linienbreite $\Delta\nu$ einfließt, wird etwas später in diesem Kapitel berechnet.

Mit $\Delta N_{\max}$ und σ folgt für den maximalen Kleinsignalverstärkungskoeffizienten

$$g_{\max} = \sigma \cdot \Delta N_{\max}. \quad (2.12)$$

Zur Berechnung von σ und $\Delta N_{\max}$ sind weitere Überlegungen notwendig:

Molekularer Wasserstoff kommt in der Natur in zwei Formen vor, dem Ortho- und dem Para-Wasserstoff. Dabei überwiegt Ortho-Wasserstoff um einen Faktor drei den Para-Wasserstoff. Wegen des höheren statistischen Gewichtes sollte Ortho-Wasserstoff auch einen höheren Verstärkungskoeffizienten aufweisen. Zur Vereinfachung der Berechnung wird nun über die Vibrations- und Rotationsniveaus aller Linien des Ortho-Wasserstoffs gemittelt. Aus dem Grundniveau mit $\nu''=0$ und $J''=1$ des Ortho-Wasserstoffs erfolgen gemäß [Hodg70] Anregungen nur zu den Niveaus $\nu'=3, 4, 5, 6$ und 7 . Der Bruchteil des Anregungskoeffizienten f_e in diese fünf Niveaus errechnet sich unter Zuhilfenahme der Franck-Condon-Faktoren aus [Spin69a] gemäß

$$f_e = \frac{\sum_{\nu'=3..7} q_{\nu'0}}{\sum_{\nu'} q_{\nu'0}} = 0,32. \quad (2.13)$$

Der Bruchteil des Einstein-A-Koeffizienten f_A , der für die Übergänge vom oberen ins untere Laserniveau verantwortlich ist, kann ebenfalls aus den Franck-Condon-Faktoren als Mittelwert aller acht beteiligter Übergänge entsprechend

$$f_A = \frac{A_{OU}}{A} = \frac{1}{8} \cdot \frac{\sum_{\nu''} q_{\nu'\nu''}}{\sum_{\nu''} q_{\nu'\nu''}} = 0,40 \quad (2.14)$$

berechnet werden. Die Laserübergänge werden in zwei Gruppen, den P-Zweig und den R-Zweig, aufgeteilt. Bei den Übergängen gilt für die Rotationsniveaus die Auswahlregel $\Delta J = \pm 1$. Der P-Zweig besteht nun aus Übergängen mit $\Delta J = +1$, während im R-Zweig alle Übergänge mit $\Delta J = -1$ zusammengefaßt sind. Wegen dieser beiden Zweige muß der Wert f_A noch halbiert werden. Somit wird nun der Faktor F aus (2.7) vereinfacht zu

$$F = 0,20 \cdot \frac{g_O}{g_U}. \quad (2.15)$$

Da der Einstein-A-Koeffizient für den Abbau der Besetzungsinversion ($= A$) mit $1,25 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ bekannt ist [Hess68], ergibt sich mit Hilfe von (2.14) aus f_A der gemittelte Einstein-A-Koeffizient für die Laserübergänge $A_{OU} = 2,50 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

Aus der Quantenzahl der Rotationsniveaus kann der Grad ihrer Entartung berechnet werden. Die entsprechenden Formeln für das obere und das untere Laserniveau lauten

$$g_O = 2J'+1, \quad g_U = 2J''+1. \quad (2.16)$$

Mit Hilfe von (2.15), (2.16) und (2.10) läßt sich nun die maximale Besetzungsinversion für je einen Übergang aus dem P-Zweig und aus dem R-Zweig berechnen. Für einen P_3 -Übergang ($J'=2 \rightarrow J''=3$) errechnet sich für den Faktor F ein Wert von 0,14, während sich bei einem R_1 -Übergang ($J'=2 \rightarrow J''=1$) 0,33 ergibt. Die maximale Besetzungsinversion beträgt damit beim P_3 -Übergang $0,71 \cdot N$ und beim R_1 -Übergang $0,54 \cdot N$. Der zu erwartende Gain ist folglich im P-Zweig rund 50 % höher als im R-Zweig. Dies erklärt auch, warum experimentell [Hodg70] nur Übergänge aus dem P-Zweig beobachtet werden.

Die Formel für den maximalen Kleinsignalverstärkungskoeffizienten läßt sich nun zu

$$g_{\max} = 0,71 \cdot \sigma \cdot N \quad (2.17)$$

vereinfachen.

In die Elektronenstoßrate $f_e \cdot C_{GO} \cdot N_e$ für die Anregung von molekularem Wasserstoff aus dem Grundzustand $X^1\Sigma_g^+$ in die oberen Laserniveaus des Anregungszustandes $B^1\Sigma_u^+$ fließt der Elektronenstoßkoeffizient C_{GO} ein. Dieser Koeffizient wird durch Mittelung des Anregungswirkungsquerschnitts σ_A über die Maxwellverteilung der Elektronen gewonnen. Der Anregungswirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Elektronenenergie E_{El} wird durch die Bethe-Formel

$$\sigma_A = 4\pi \cdot a_0^2 \cdot \frac{R_H}{E_{El}} \cdot \left(\beta_1 \cdot \ln \frac{E_{El}}{R_H} + \beta_2 \right) \quad (2.18)$$

beschrieben. Darin bezeichnen β_1 und β_2 zwei numerische Konstanten sowie a_0 den Bohrschen Radius ($= 5,29 \cdot 10^{-9}$ cm) und R_H die Grundzustandsenergie ($= 13,6$ eV) des Wasserstoffatoms. Dabei gilt die Bedingung

$$\beta_1 \cdot \ln \frac{E_{El}}{R_H} + \beta_2 \geq 0. \quad (2.19)$$

Für den Fall, daß in (2.19) das Gleichheitszeichen gilt, wird aus E_{El} die Schwellenergie

$$E_S = R_H \cdot e^{-\beta_2/\beta_1}, \quad (2.20)$$

die mindestens nötig ist, um ein H_2 -Molekül durch Elektronenstoß aus dem Grundzustand in das niedrigste Niveau von $B^1\Sigma_u^+$ anzuregen.

Aus (2.20) kann das Verhältnis der beiden numerischen Konstanten β_2/β_1 bestimmt werden. Die sich aus (2.18) für den Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßanregung ergebende Kurve wurde numerisch an die entsprechende Kurve aus [Gerh75] angefitet. Sie ist in Abb. 2-5 dargestellt. Bei einer Schwellenergie von 13,0 eV ergaben sich aus der Fit-Kurve für die beiden Konstanten die Werte $\beta_1 = 0,365$ und $\beta_2 = 1,56 \cdot 10^{-2}$.

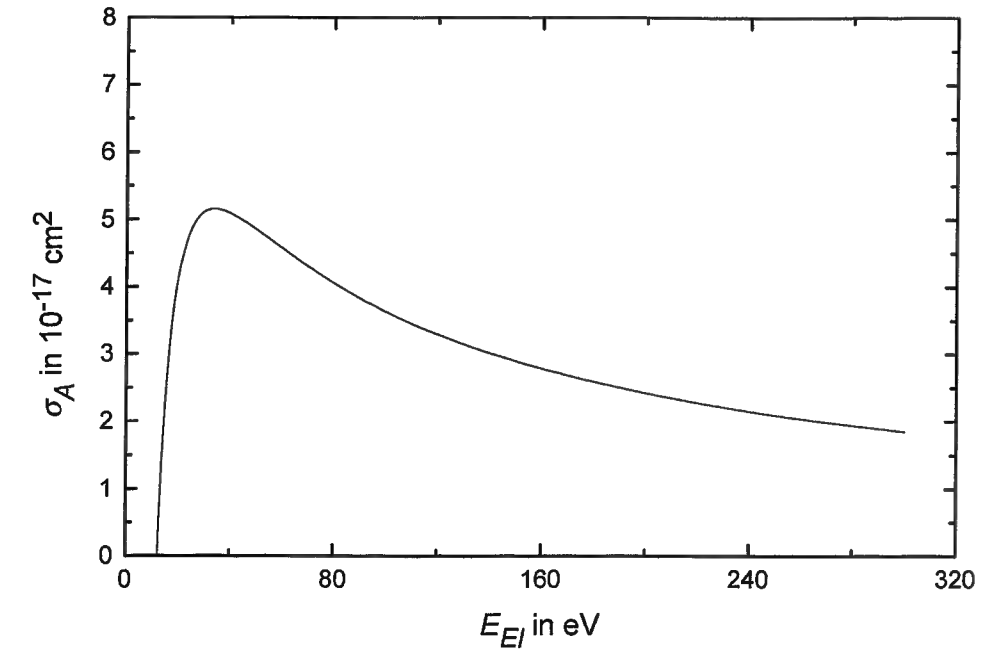


Abb. 2-5: Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßanregung σ_A

Für den Elektronenstoßkoeffizienten C_{GO} wird σ_A über die Maxwellverteilung der Elektronen gemittelt. Es ergibt sich in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur T_{El} die in Abb. 2-6 gezeigte Kurve. Diese wurde berechnet mit der Formel

$$C_{GO} = \sqrt{\frac{8k_B T_{El}}{\pi \cdot m_e}} \cdot \int_{E_S/k_B T_{El}}^{\infty} \frac{E}{k_B T_{El}} \cdot \sigma_A \cdot e^{-E/k_B T_{El}} d(E/k_B T_{El}). \quad (2.21)$$

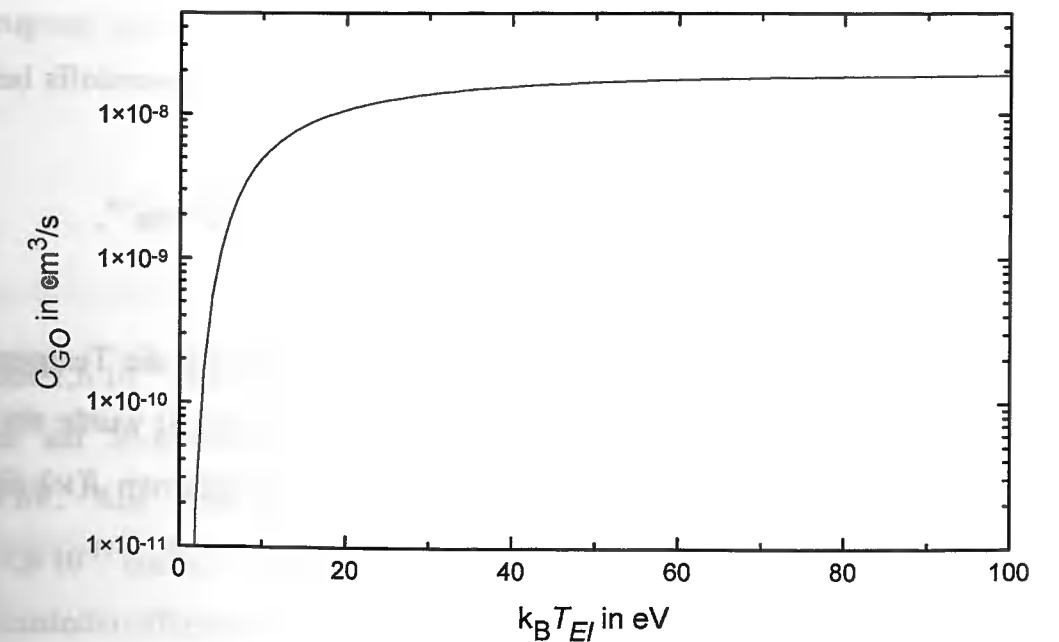


Abb. 2-6: Elektronenstoßkoeffizient C_{GO}

Der Wirkungsquerschnitt σ für stimulierte Emission kann aus Formel (2.11) und dem gemittelten Einstein-A-Koeffizienten für die Laserübergänge $A_{OU} = 2,50 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ berechnet werden.

Damit ergibt sich für die Laseremission bei 160 nm

$$\sigma = 2,55 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} / \Delta\nu. \quad (2.22)$$

Für die Linienverbreiterung ist hier wegen der geringen Dichte nur die Doppler-Verbreiterung verantwortlich [Elto90]. Die Linienbreite $\Delta\nu$, bezogen auf alle acht Laserlinien, errechnet sich aus

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = 8,7,7 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt{\frac{k_B T_i}{M} \cdot \frac{1}{\text{eV}}}. \quad (2.23)$$

Wird als kinetische Temperatur T_i der Wasserstoffmoleküle Zimmertemperatur angesetzt, so folgt für die Laseremission bei 160 nm, was einer Lichtfrequenz von $1,87 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ entspricht, aus (2.23) eine Linienbreite von

$$\Delta\nu = 1,3 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1} \quad (2.24)$$

und aus (2.22) ein Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission von

$$\sigma = 2,0 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2. \quad (2.25)$$

Die Teilchenanzahl N_G für den Grundzustand ($J'' = 1, 3$) des Ortho-Wasserstoffs bei einem Druck des molekularen Wasserstoffgases von 24 mbar ergibt sich aus

$$N_G = 0,96 \cdot \frac{3}{4} \cdot N_{H_2} = 0,96 \cdot \frac{3}{4} \cdot 5,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} = 4,25 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}. \quad (2.26)$$

Für die Ermittlung des Elektronenstoßkoeffizienten C_{GO} muß zunächst die Temperatur der freien Elektronen T_{El} bekannt sein. Mittels MULTI-fs (siehe Kapitel 3) wurde ein für die Experimente (siehe Kapitel 5.3) typisches, zeitintegriertes Pumpspektrum $I(\nu)$ simuliert. Dieses ist in Abb. 2-7 dargestellt.

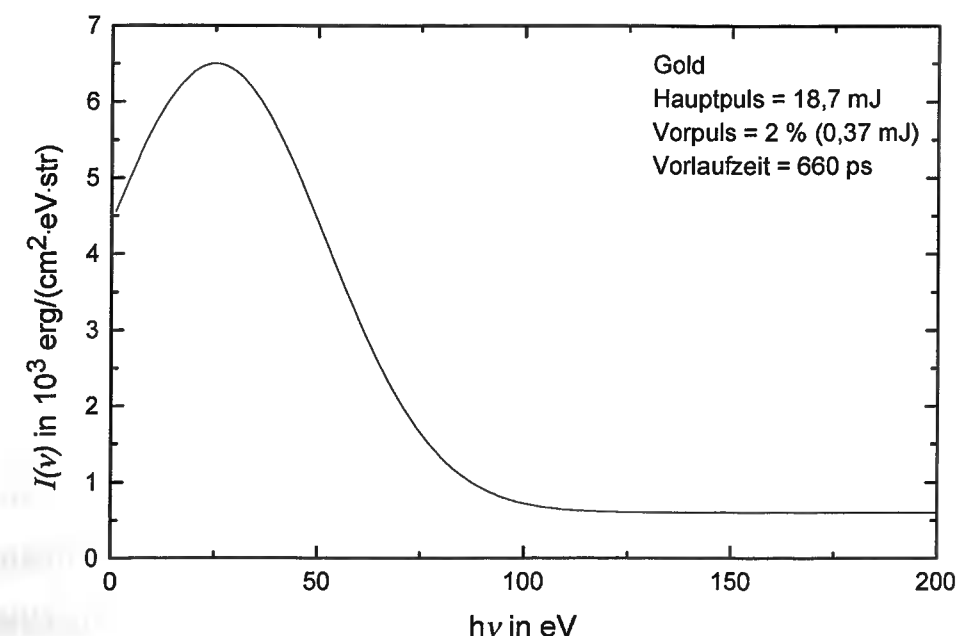


Abb. 2-7: simuliertes, zeitintegriertes Pumpspektrum $I(\nu)$

Aus $I(\nu)/h\nu$ ergibt sich die Anzahl der Photonen mit der Frequenz ν . Für den Wirkungsquerschnitt für Photoionisation wurde die Formel

$$\sigma_I(\nu) = 10^{-17} \cdot \left(\frac{E_I}{h\nu} \right)^3 \text{ cm}^2 \quad (2.27)$$

aus [Berk79] benutzt, wobei unter E_I die Ionisationsschwelle von H_2 zu verstehen ist. Alle Photonen, deren Energie $h\nu$ die Ionisationsenergie E_I von 15,4 eV in H_2 überschreitet, tragen zur Erzeugung von freien Elektronen bei. Deren mittlere kinetische Energie folgt aus

$$\frac{3}{2} k_B T_{El} = \frac{\int_{E_I}^{\infty} (h\nu - E_I) \cdot \frac{\sigma_I(\nu) \cdot I(\nu)}{1,6 \cdot 10^{-12} \frac{\text{erg}}{\text{eV}} \cdot h\nu} d\nu}{\int_{E_I}^{\infty} \frac{\sigma_I(\nu) \cdot I(\nu)}{1,6 \cdot 10^{-12} \frac{\text{erg}}{\text{eV}} \cdot h\nu} d\nu}. \quad (2.28)$$

Der Faktor $1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg/eV}$ dient dabei der Umrechnung des Pumpspektrums $I(\nu)$ von cgs-Einheiten auf SI-Einheiten. Die numerische Integration der Gleichung (2.28) liefert $T_{El} = 4,4 \text{ eV}$. Aus Abb. 2-6 ergibt sich damit für den Elektronenstoßkoeffizienten $C_{GO} = \sim 7,0 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$. Da dieser Wert im steilen Anstieg der Kurve des Elektronenstoßkoeffizienten liegt, bewirkt eine kleine Abweichung von T_{El} (z.B. 10 %) eine große Veränderung von C_{GO} ($\Rightarrow$ Faktor 2).

Schließlich folgt der maximale Kleinsignalverstärkungskoeffizient

$$\begin{aligned} g_{\max} &= 0,71 \cdot \sigma \cdot f_e \cdot \frac{C_{GO}}{A} \cdot N_G \cdot N_e = \\ &= 0,71 \cdot 2,0 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \cdot 0,32 \cdot \frac{7,0 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}}{1,25 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}} \cdot 4,25 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \cdot N_e = \quad (2.29) \\ &= 1,1 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2 \cdot N_e \end{aligned}$$

aus den obigen Werten und (2.17).

Der Berechnung der Elektronendichte N_e im Plasma der Verstärkungsregion liegt die nachfolgende Überlegung zugrunde. Der Strahl des Pumplasers wird linienförmig auf ein Target fokussiert. Die dabei in jedem Flächenelement df des Linienfokus emittierte weiche Röntgenstrahlung trägt im Punkt R_0 (siehe Abb. 2-8) mit der zeitintegrierten Pumprate

$$P = \int \frac{\sigma_I(\nu) \cdot I(\nu)}{E_I 1,6 \cdot 10^{-12} \frac{\text{erg}}{\text{eV}} \cdot h\nu} d\nu \quad (2.30)$$

zur Ionisation bei (vgl. Formel (2.28) mit Anmerkungen). Die numerische Integration von (2.30) lieferte für den in Abb. 2-7 gezeigten Fall eine Pumprate von $1,3 \cdot 10^{-2} \text{ str}^{-1}$.

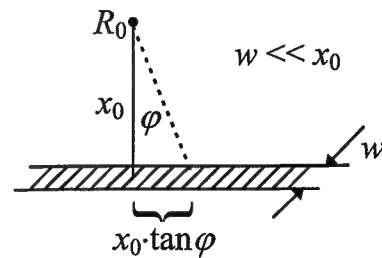


Abb. 2-8: Schema zur Ionisation vor einem unendlich langen Linienfokus

Aus N_1 Molekülen werden deshalb, integriert über die Zeit, N_2 Elektronen ionisiert:

$$N_2 = N_1 \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} P \frac{\cos \varphi}{R_0^2} df. \quad (2.31)$$

Folgende Annahmen werden nun getroffen: A) Der Linienfokus ist unendlich lang, wodurch sich $\varphi_1 = -\pi/2$ und $\varphi_2 = +\pi/2$ ergeben. B) Der Linienfokus emittiert homogen über seine Fläche. C) Der Abstand x_0 zwischen dem Linienfokus und dem Punkt R_0 , an dem ionisiert

wird, ist wesentlich größer als die Breite w des Linienfokus. Damit wird $R_0 = x_0 / \cos \varphi$ und $df = w \cdot x_0 \cdot d(x_0 \tan \varphi)$.

Mit N_{H_2} als Dichte aller im Grundzustand vorhandenen Wasserstoffmoleküle ergibt sich die Elektronendichte zu

$$N_e = N_{H_2} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} P w \frac{\cos^3 \varphi}{x_0^2} d(x_0 \tan \varphi) = N_{H_2} P \frac{w}{x_0} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \cos \varphi d\varphi \approx 2 N_{H_2} P \frac{w}{x_0}. \quad (2.32)$$

Bei einem H_2 -Gasdruck von 24 mbar, einer zeitintegrierten Pumprate P von $1,3 \cdot 10^{-2} \text{ str}^{-1}$ (vgl. Anmerkung bei Gleichung (2.30)), einer Breite w des Linienfokus von $100 \mu\text{m}$ und einem Abstand x_0 vom Target von 1 mm ergibt sich aus Formel (2.32) eine Elektronendichte von $N_e = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Aus (2.29) errechnet sich damit ein Verstärkungskoeffizient von $g_{\max} = 1,6 \text{ cm}^{-1}$ für dieses Modell.

Im Experiment wurde ein Verstärkungskoeffizient von rund $g = 1 \text{ cm}^{-1}$ erreicht (siehe Kapitel 5.3 ab Seite 54). Damit errechnet sich aus Gleichung (2.29) eine maximale Elektronendichte von $N_e = 9,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

In Anbetracht des hier vorgestellten Modells, das sehr viele Vereinfachungen enthält, ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment als überraschend gut zu bewerten.

Mit diesem Modell kann für den H_2 -Laser auch die zu erwartende Pulsdauer abgeschätzt werden. Aus Gleichung (2.8) resultiert die zeitabhängige Inversionsdichte ΔN . Diese ist in Abb. 2-9 dargestellt, wobei in die Berechnung von ΔN die experimentell verwendeten Daten (siehe Kapitel 5.3 ab Seite 54) eingeflossen sind. Wegen $g = \sigma \Delta N$ ist auch der Verstärkungskoeffizient g zeitabhängig. Deshalb kann für die normierte Emission I_n des H_2 -Lasers die Linford-Formel

$$I_n \sim \frac{1}{g} \cdot \sqrt{\frac{(e^{gL} - 1)^3}{gL \cdot e^{gL}}} \quad (2.33)$$

herangezogen werden [Linf74]. Darin bezeichnet L die Länge des in den Experimenten verwendeten Linienfokus. Die normierte Emission I_n ist ebenfalls in Abb. 2-9 dargestellt. Ihre volle Halbwertsbreite gibt nun die zu erwartende Pulsdauer des H₂-Lasers an. Für diese ergibt sich somit ein Wert von ~650 ps, was mit dem gemessenen Wert von ~600 ps (siehe Kapitel 5.3) sehr gut übereinstimmt.

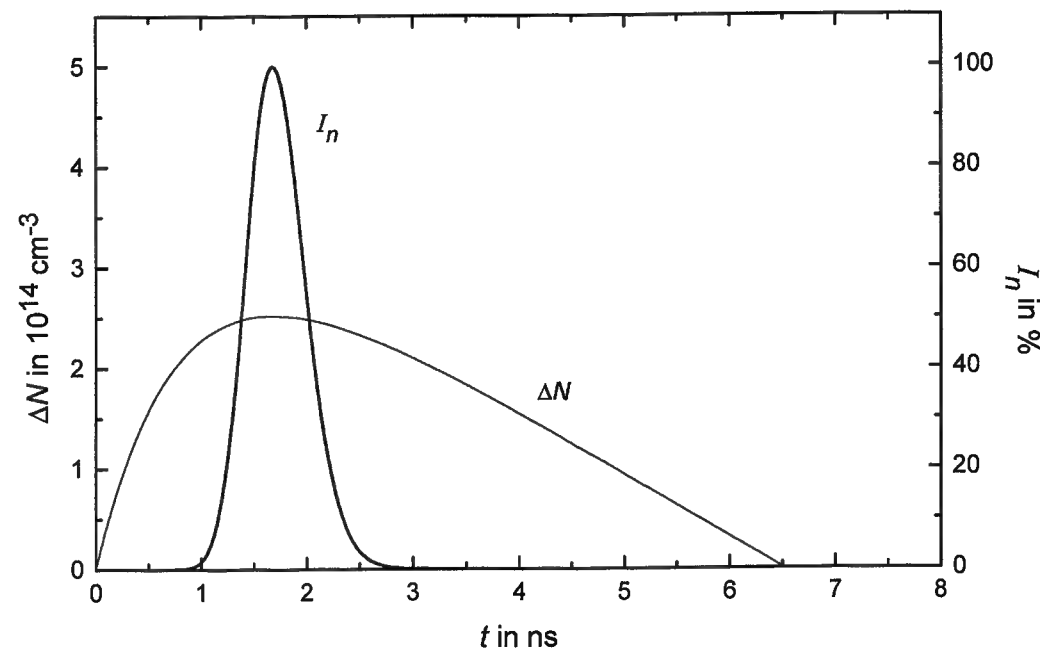


Abb. 2-9: Inversionsdichte ΔN und normierte Emission I_n in Abhängigkeit von der Zeit t

3 Simulationen des fs-Laserplasmas

MULTI-fs [EidmXX, Saem98] ist ein hydrodynamischer Code, der auf einer älteren Version [Rami88] basiert und sich speziell für die Berechnung von Plasmen eignet, die mit Kurzpulslasern an Oberflächen erzeugt wurden. Der Code hat zusätzlich noch eine Vorpulsoption implementiert und wurde für Aluminiumoberflächen optimiert. Er ist auf eine räumliche Dimension beschränkt (ebene Geometrie) und löst die hydrodynamischen Gleichungen in Lagrange-Koordinaten (hier nur die Massenkoordinate). Das Plasma wird als Einflüssigkeitsmodell beschrieben. Dadurch kann keine Ladungstrennung auftreten. Der Energieaustausch zwischen Elektronen und Ionen erfolgt wegen des großen Masseunterschiedes um m_e/m_i langsamer als jeweils untereinander. Deshalb wird getrennt für Elektronen und Ionen jeweils eine Energiegleichung gelöst. In der Diffusionsnäherung wird der Strahlungstransport für mehrere Photonen-Gruppen berechnet, welche nach der Photonen-Energie eingeteilt sind. Es werden folgende Gleichungen unter Berücksichtigung der notwendigen Anfangsbedingungen integriert:

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial m} = 0, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial (p_e + p_i + p_{vis})}{\partial m} = 0, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial e_e}{\partial t} + p_e \frac{\partial u}{\partial m} = -\frac{\partial S_e}{\partial m} - \sum_k \frac{\partial S_k}{\partial m} + \frac{\partial S_L}{\partial m} - \chi_{ei}(T_e - T_i), \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial e_i}{\partial t} + (p_i + p_{vis}) \frac{\partial u}{\partial m} = \chi_{ei}(T_e - T_i), \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial S_k}{\partial m} = q_k - c\kappa_{P,k} U_k, \quad (3.5)$$

$$c g_k^2 \frac{\partial U_k}{\partial m} = -\kappa_{R,k} S_k. \quad (3.6)$$

Mit $\alpha = e, i$ bezeichnen die Größen m die Massenkoordinate, v das spezifische Volumen ($v = 1/\rho$, ρ = Massendichte), p_α die Druckkraft der Elektronen bzw. Ionen, u die Geschwindigkeit und e_α die spezifische innere Energie für Elektronen bzw. Ionen. Für die

Zustandsgleichungen $p_\alpha(e_\alpha \rho)$ und $T_\alpha(e_\alpha \rho)$ wurde die Los Alamos SESAME-Datenbank [Lanl83] verwendet. $\partial S_L / \partial m$ steht für die pro Masseneinheit deponierte Laserenergie. Der Term $\chi_{ei}(T_e - T_i)$ berücksichtigt den Energieaustausch zwischen Elektronen und Ionen, wobei χ_{ei} proportional zur Stoßfrequenz zwischen Elektronen und Ionen (ν_{ei}) ist. Die Wärmeleitung der Elektronen wird mit S_e bezeichnet und ausführlich in [Saem98] diskutiert. S_k ist der Strahlungsfluß und U_k die Energiedichte der Strahlung der Photonengruppe aus dem Energiebereich $h\nu_k \leq h\nu \leq h\nu_{k+1}$. Die Planck- und Rosseland-Opazitäten fließen über $\kappa_{P,k}$ und $\kappa_{R,k}$ ein. Diese wurden mit dem SNOP-Code (SNOP = steady-state non-LTE opacities) berechnet [Eidm94]. q_k bezeichnet den spezifischen Emissionskoeffizienten, welcher über die Photonen-Gruppe k gemittelt wurde. Dabei wurde zur Vereinfachung stets thermisches Gleichgewicht (LTE) vorausgesetzt. Der vom Emissionswinkel und der Photonengruppe abhängige Eddington-Faktor wurde mit g_k bezeichnet. Details sind in [Rami88] beschrieben. Die „viskose“ Druckkraft p_{vis} dient der numerischen Stabilität der Simulation sowie der Ionenheizung durch Stöße.

Die Wellengleichungen für die elektromagnetischen Felder $\mathbf{E}$ und $\mathbf{B}$ des Laserlichtes lauten:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\epsilon}{c^2} \ddot{\mathbf{E}} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0, \quad (3.7)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{\epsilon}{c^2} \ddot{\mathbf{B}} + \nabla \ln \epsilon \times (\nabla \times \mathbf{B}) = 0. \quad (3.8)$$

Die komplexe dielektrische Funktion ϵ berücksichtigt die Plasmaeigenschaften:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_{ei})}, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}. \quad (3.9)$$

Die Stoßfrequenz ν_{ei} deckt für die Simulation der Wechselwirkung zwischen Laserstrahlung und Plasma einen sehr großen Temperaturbereich vom Festkörper mit $\nu_{Phonon} \sim T_i$ bis zum heißen Plasma mit $\nu_{Spitzer} \sim T_e^{-3/2}$ ab. Dies wird durch Interpolation mit dem harmonischen Mittel zwischen diesen beiden Grenzfällen erreicht. Die aus diesen Gleichungen ermittelte Laserabsorption taucht in der Energiebilanz der Elektronen als $\partial S_L / \partial m$ wieder auf.

Das aus den hydrodynamischen Gleichungen des Plasmas und den Wellengleichungen des elektromagnetischen Feldes bestehende Gleichungssystem berücksichtigt nicht die

Anregung von Elektron-Plasmawellen. Dadurch kann es Resonanzabsorption im üblichen Sinne nicht beschreiben. Die Lösung der Gleichungen (3.7) bzw. (3.8) zeigt trotzdem das gleiche resonanzähnliche Verhalten einer starken Absorption bei kritischer Dichte, wenn die Einstrahlung mit p-Polarisation und unter schrägem Einfall erfolgt. Dies wird anhand der Poisson-Gleichung plausibel:

$$\nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}) = 0 \Leftrightarrow \nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} E_x. \quad (3.10)$$

Dabei wurde angenommen, daß sich die dielektrische Funktion ϵ nur entlang der x-Achse ändert. Die x-Achse wird durch den Normalenvektor der Plasmaoberfläche definiert. Anhand der Poisson-Gleichung wird klar, daß das $\mathbf{E}$ -Feld, wie bei Elektron-Plasmawellen, longitudinale Komponenten entlang der x-Achse besitzt. Außerdem existiert bei $\epsilon = 0$ eine Resonanz. Bei Vernachlässigung von Stößen ($\nu_{ei} = 0$) folgt aus $\epsilon = 0$ Resonanzabsorption mit $\omega = \omega_p$.

Die elektronische Wärmeleitung des Plasmas wird üblicherweise durch die folgende Diffusionsgleichung beschrieben:

$$S_e = -\kappa \nabla T_e, \quad \kappa \sim T_e^{5/2}. \quad (3.11)$$

Diese Diffusionsnäherung gilt nur solange, wie die mittlere freie Weglänge der Elektronen λ_e wesentlich kleiner ist als die Gradientenlänge $L = T_e / |\nabla T_e|$. Weil der Wärmestrom von schnellen Elektronen mit dem Drei- bis Vierfachen der thermischen Geschwindigkeit v_{th} getragen wird und $\lambda_e \sim v_{th}^4$ ist, gilt Formel (3.11) nur für $L \geq 200 \lambda_e$. Bei Verletzung dieser Bedingung errechnet sich aus Formel (3.11) ein viel zu großer Wärmestrom. Dieser kann dann sogar den Wärmestrom von freien Elektronen übersteigen, so daß Formel (3.11) keine sinnvollen Ergebnisse mehr liefert. In einem solchen Fall tritt außerdem vor dem Eintreffen der eigentlichen Wärmewelle ein Vorheizen des Targetmaterials auf. Dieses wird durch schnelle Elektronen verursacht, wodurch eine lokale Wärmeleitungstheorie zusammenbricht. Eine vollständig selbstkonsistente Beschreibung des Wärmestroms ist folglich eine komplexe Aufgabe. Dies sprengt den Rahmen der verwendeten hydrodynamischen Laser-Plasma-Simulation. Es wird deshalb eine einfachere Methode angewendet und ein neuer,

freier Parameter (f-Faktor) eingeführt. Auf diese Weise kann zwar nicht die Targetvorheizung beschrieben werden, es ist aber möglich, den durch die Formel (3.11) überschätzten Wärmestrom zu korrigieren und trotzdem eine einfache Beschreibung beizubehalten. Zur Erläuterung wird Gleichung (3.11) umgeformt:

$$|S_e| = \kappa |\nabla T_e| = \gamma_0 \cdot \frac{\lambda_e}{L} \cdot S_f, \quad S_f = n_e k_B T_e \cdot \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}}. \quad (3.12)$$

S_f ist der Wärmefluß, der von freien Elektronen getragen wird, die mit der thermischen Geschwindigkeit strömen. Der Wert der numerischen Konstante γ_0 liegt zwischen 2 und 13. Der Wärmestrom wird nun gemäß der Vorschrift

$$|S_e| = \min \left\{ \gamma_0 \cdot \frac{\lambda_e}{L} \cdot S_f, f S_f \right\} \quad (3.13)$$

berechnet. Hierbei begrenzt $f S_f$ den Wärmestrom nach oben, so daß dieser nicht für steile Temperatur-Gradienten überschätzt wird. Die Größe f ist eine einfache numerische Konstante, die Flußbegrenzungsfaktor oder f-Faktor genannt wird. In MULTI-fs stellt f einen frei wählbaren Parameter dar. Für ein thermisches Plasma, bei dem die Geschwindigkeiten der Elektronen Maxwell-verteilt sind, ist ein f-Faktor von $f=0,6$ zu wählen. Bei Experimenten mit Lasern, deren Pulse eine Dauer von ca. 100 ps haben, ergibt sich meist für $f=0,1$ eine gute Übereinstimmung mit der einfachen Wärmeleitung. Bei f-Faktoren unter 0,6 wird der Wärmestrom als reduziert bezeichnet.

Bei den numerischen Simulationen, deren Ergebnisse in dieser Arbeit vorgestellt werden, wurde wegen der Verwendung eines Kurzpulslasers in den Experimenten ein f-Faktor von 0,08 [Eidm97] gewählt.

Berechnung der theoretischen Pumpraten

In Abb. 3-1 ist ein typisches, zeitintegriertes Pumpspektrum dargestellt, wie es von MULTI-fs für den Fall berechnet wurde, wenn ein ATLAS-Puls auf Aluminium bei einer Hauptpulsenergie von 18,7 mJ, einem Vorpuls von 26 % des Hauptpulses (dies entspricht einer Energie von 4,7 mJ) und einer Vorpulsvorlaufzeit von 570 ps trifft. Es ist die

zeitintegrierte, normal zur Plasmaoberfläche emittierte Strahlungsintensität $I(\nu)$ als Funktion der Photonenenergie E_{Ph} aufgetragen. Dabei hat $I(\nu)$ die Einheit $\text{erg} / (\text{cm}^2 \cdot \text{eV} \cdot \text{str})$. Die theoretische, zeitintegrierte Pumprate P_{MULTI} für die Ionisation eines 4d-Elektrons in neutralem Xenon kann nun durch Integration über den Ionisationsbereich dieser Strahlungsintensität, nachfolgend mit Pumpband PB bezeichnet, aus

$$P_{MULTI} = \int_{PB} \frac{\sigma(\nu) \cdot I(\nu)}{1,6 \cdot 10^{-12} \frac{\text{erg}}{\text{eV}} \cdot h\nu} d\nu \quad (3.14)$$

gewonnen werden. Dabei bezeichnet $\sigma(\nu)$ mit der Einheit cm^2 den auf Frequenzen umgerechneten Wirkungsquerschnitt für Photoionisation eines Xenon-4d-Elektrons (vgl. Abb. 2-2 auf Seite 9). $h\nu$ steht für die entsprechende Frequenz ν in der Einheit eV, über die gerade integriert wird. Damit ergibt sich für die Pumprate die Einheit $1/\text{str}$. Die theoretische Pumprate für das in Abb. 3-1 gezeigte Beispiel beträgt $P_{MULTI} = 0,68 \text{ str}^{-1}$.

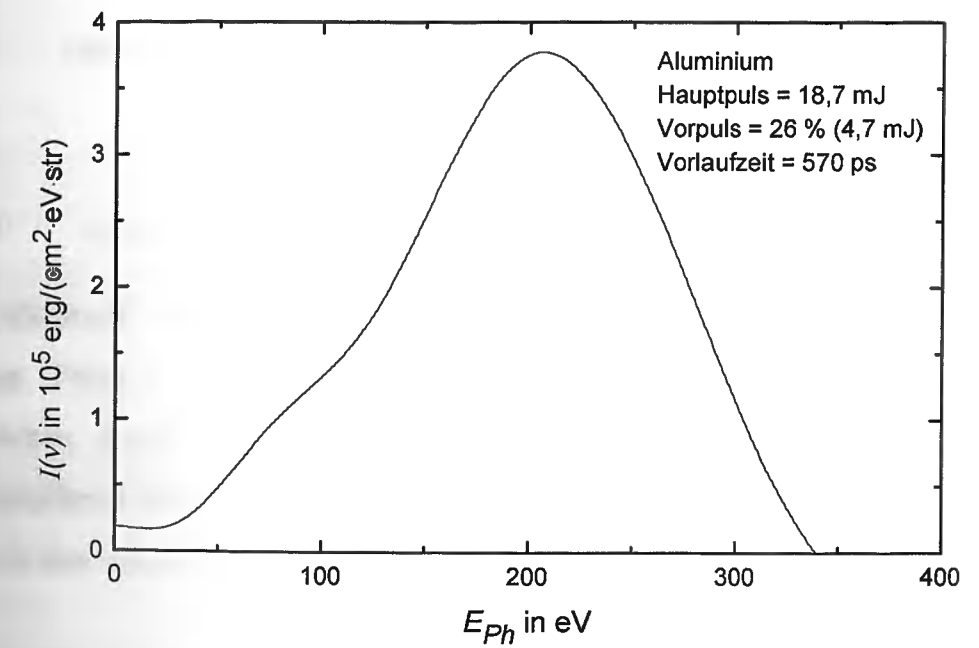


Abb. 3-1: typisches, mit MULTI-fs berechnetes Pumpspektrum $I(\nu)$ in Abhängigkeit von der Photonenenergie E_{Ph}

4 Pumpspektren-Optimierung für den Xe-III-VUV-Laser

4.1 Experimenteller Aufbau

Der in diesem Kapitel beschriebene experimentelle Aufbau diente der Optimierung der Pumpspektren für den Xenon-Laser bei 108,9 nm (siehe Kapitel 2.1) und ist in Abb. 4-1 dargestellt.

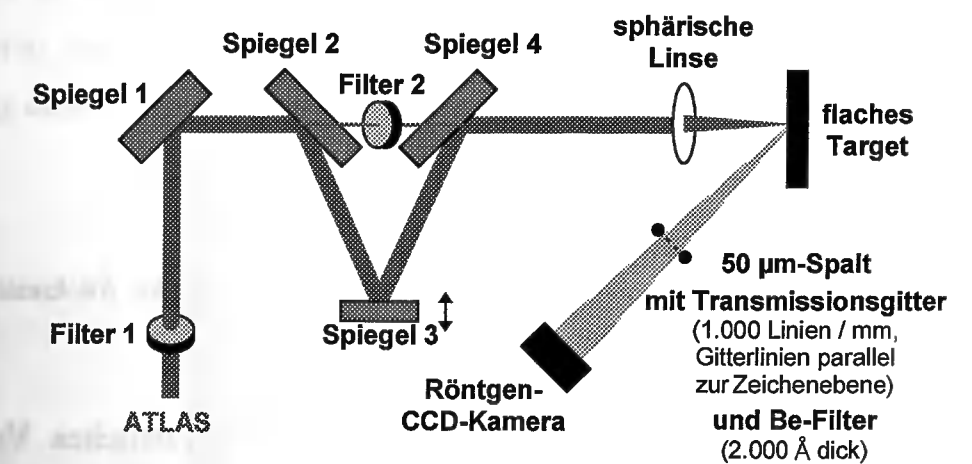


Abb. 4-1: schematischer Aufbau zur Untersuchung der Pumpspektren

Der ATLAS-Strahl wurde mittels Spiegel 1 auf die optische Achse am Experiment ausgerichtet. Filter 1 diente dazu, die Intensität der gesamten Laserpulse kontrolliert abzuschwächen. Somit konnte die Laserintensität eines Linienfokus auf dem Target durch einen entsprechend intensitätsreduzierten Punktfokus simuliert werden. Dieser Punktfokus wurde durch eine sphärische Linse ($f = 200$ mm) generiert und hatte einen Durchmesser von $175 \mu\text{m}$.

Zur Erzeugung eines Vorpulses wurde das Spiegelkabinett bestehend aus den Spiegeln 2, 3 und 4 verwendet (siehe Abb. 4-2). Die gleichartigen Spiegel 2 und 4 wurden von unten in den Laserstrahl geschoben, so daß ein 20 %-iger Teil eines jeden Laserpulses oberhalb dieser beiden Spiegel direkt das Target erreichen konnte. Der wesentlich größere Teil, die restlichen 80 % eines jeden Laserpulses, wurde durch Spiegel 2 aus der optischen Achse gelenkt. Spiegel 3 leitete diesen zum Spiegel 4 weiter, wodurch dieser Teil wieder auf die

optische Achse eingespiegelt und danach auch auf das Target fokussiert wurde. Somit legte der 80 %-ige Teil des Laserpulses einen längeren Weg zurück als der 20 %-ige Teil. Durch die Veränderung der Position von Spiegel 3 war es möglich, den zeitlichen Vorlauf der Vorpulse bezüglich der Hauptpulse zu variieren.

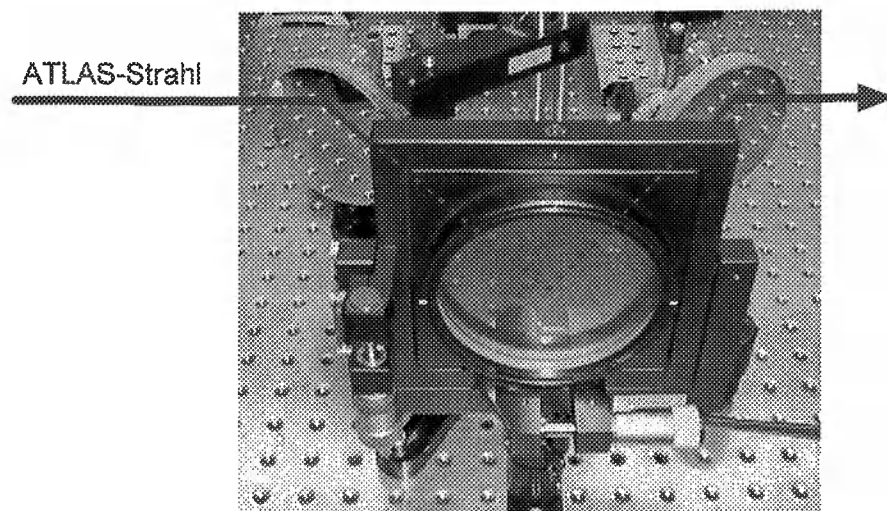


Abb. 4-2: Vorpulserzeugung (links: Spiegel 2; rechts: Spiegel 4; Mitte: Rückseite Spiegel 3)

Um zu untersuchen, welchen Einfluß das Intensitätsverhältnis zwischen Vorpuls und Hauptpuls auf die Pumpspektren hat, konnte der Vorpuls zwischen den Spiegeln 2 und 4 mittels Filter 2 abgeschwächt werden. Damit ergaben sich folgende Parameter, die bei den in Kapitel 4.2 (ab Seite 38) vorgestellten Ergebnissen variiert wurden:

Hauptpulsenergie:	18,7 mJ, 12,6 mJ, 8,2 mJ;
Vorpulsenergie:	26 %, 12 %, 3 %, 0,2 % (jeweils bezüglich Hauptpulsenergie);
Targetmaterial:	Aluminium (^{13}Al), Titan (^{22}Ti), Kupfer (^{29}Cu), Molybdän (^{42}Mo), Silber (^{47}Ag), Tantal (^{73}Ta), Wolfram (^{74}W), Platin (^{78}Pt), Gold (^{79}Au);
ATLAS-Pulsdauer:	150 fs, 290 fs, 470 fs, 630 fs;
Vorpulsvorlaufzeit:	430 ps, 570 ps, 990 ps.

Die Diagnostik, mit deren Hilfe die Pumpspektren optimiert wurden, war unter einem Winkel von 45° zur optischen Achse an der Experimentierkammer befestigt. Da schnelle Elektronen in der Diagnostik störende Signale erzeugen, wurde in die Diagnostikachse eine Blende (siehe links oben in Abb. 4-3) und dahinter ein starker Magnet eingebracht, wodurch die schnellen Elektronen von der Diagnostik ferngehalten wurden. Des weiteren ist in Abb. 4-3 rechts oben die sphärische Linse zur Fokussierung des Laserstrahls und rechts unten die Rückseite der Targetjustiereinrichtung zu erkennen. Zum Schutz der Linse ist davor eine dünne Glasplatte eingebaut. Dies ist erforderlich, weil durch den Laserbeschuß des Targets an der Oberfläche ein Plasma produziert wird, sich dadurch losgelöstes Targetmaterial kegelförmig vom Fokus ausbreitet und somit die ungeschützte Linse verschmutzt werden würde.

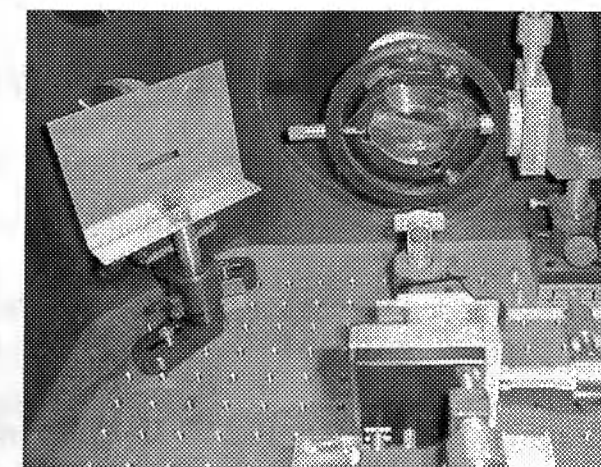


Abb. 4-3: Blick in die Experimentierkammer

Die Diagnostik bestand aus einem CCD¹-Kamera-System (Photometrics AT200L) mit einem im Röntgenbereich empfindlichen Chip (SITe502BPN). Da die Reichweite der zu detektierenden weichen Röntgenstrahlung an Luft nur einen Bruchteil eines Mikrometers beträgt, war ein Betrieb der CCD-Kamera nur in Vakuum möglich. Deshalb wurden die Experimentierkammer und das Kamera-System stets auf einen Druck von kleiner als 10^{-5} mbar evakuiert. Hinter einem rechteckigen ($50 \mu\text{m} \times 1,5 \text{ cm}$) Transmissionsgitter (Heidenhain 1.000 Linien/mm) detektierte die CCD-Kamera in 1. Ordnung im Wellenlängenbereich $40 \dots 350 \text{ \AA}$ die Pumpspektren. Zur Ausblendung des reinen

¹ CCD = charge coupled device

Laserlichtes wurde als Filter eine 2.000 Å dicke Beryllium-Folie über das Gitter gespannt. Die durch das Filter und das Gitter verursachten Transmissionsverluste der Pumpstrahlung wurden bei der Ermittlung der für Xenon wirksamen Pumprate herausgerechnet.

Berechnung der experimentellen Pumpraten

Zum Vergleich mit der theoretischen, zeitintegrierten Pumprate P_{MULTI} für die Ionisation eines 4d-Elektrons in neutralem Xenon müssen die experimentell gewonnenen, zeitintegrierten Pumpspektren in eine experimentelle Pumprate P_{Exp} umgerechnet werden. Diese kann durch Integration über den Ionisationsbereich (= Pumpband PB) dieser Pumpspektren mittels

$$P_{Exp} = \int_{PB} \frac{\sigma(\lambda) \cdot \frac{CCD - Counts}{Pixel \cdot Schuß} \cdot \frac{\Delta Pixel}{\Delta \lambda}}{\frac{CCD - Counts}{Photon} \cdot F \cdot T \cdot \eta_G \cdot \Omega \cdot \cos \varphi} d\lambda \quad (4.1)$$

gewonnen werden.

Integriert wird über den interessierenden Wellenlängenbereich des Pumpbandes PB .

In Formel (4.1) bedeuten:

$\sigma(\lambda)$	Wirkungsquerschnitt für Photoionisation eines Xenon-4d-Elektrons (vgl. Abb. 2-2 auf Seite 9),
$\frac{CCD - Counts}{Pixel \cdot Schuß}$	Zählimpulse der CCD-Kamera pro Pixel und Laserschuß,
$\frac{\Delta Pixel}{\Delta \lambda}$	Anzahl der Pixel, abgedeckt durch das Wellenlängenintervall $\Delta \lambda$,
$\frac{CCD - Counts}{Photon}$	Effizienz der CCD-Kamera,
F	Fläche des strahlenden Plasmas,
T	Transmission des Beryllium-Filters,
η_G	Transmission in 1. Ordnung des Transmissionsgitters,
Ω	Raumwinkel, der durch ein CCD-Pixel betrachtet wird,
φ	Winkel zwischen Targetnormale und CCD-Beobachtungsachse.

Die Kurve für die Transmission des Beryllium-Filters T ist in Abb. 4-4 dargestellt.

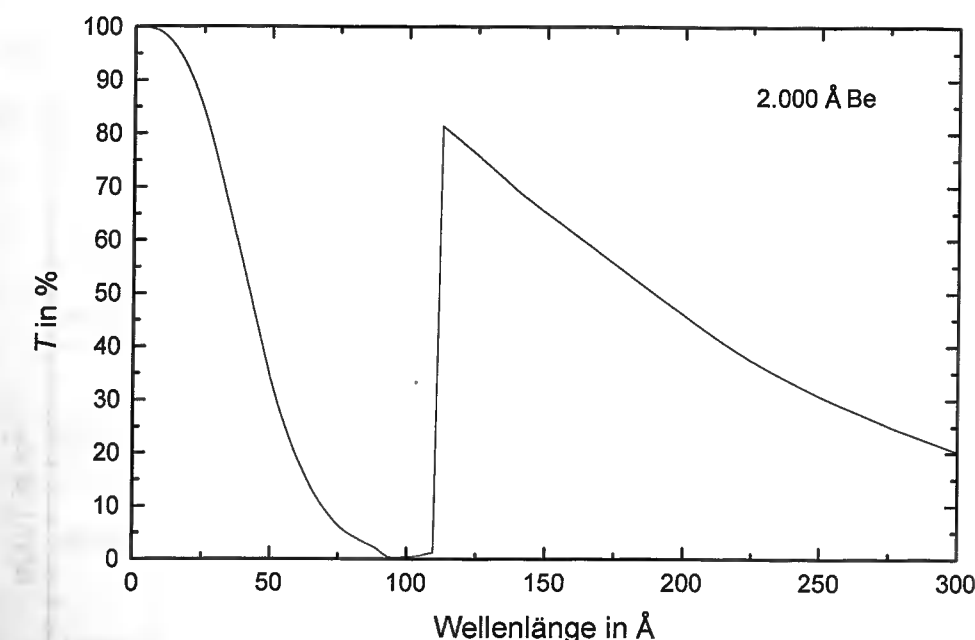


Abb. 4-4: Transmissionskurve für ein 2.000 Å dickes Beryllium-Filter

Daraus ist ersichtlich, daß die Strahlung aus dem Xenon-4d-Ionisationsbereich nicht vollständig durch das Beryllium-Filter transmittiert wird. Deshalb wurde bei den experimentellen und theoretischen Untersuchungen das Pumpband auf den Wellenlängenbereich 112...180 Å eingeschränkt. Dies entspricht einer Reduzierung um rund 20 %. Demnach geben die Ergebnisse der Untersuchungen Minimalwerte an.

Das durch ein CCD-Pixel $\Delta Pixel$ abgedeckte Wellenlängenintervall $\Delta \lambda$ beträgt 0,2 nm. Die Fläche des strahlenden Plasmas F wird mit der Fläche des Fokus gleichgesetzt, welche sich zu $\frac{\pi}{4} \cdot (175 \mu m)^2 = 2,4 \cdot 10^{-8} m^2$ errechnet. Der durch ein Pixel betrachtete Raumwinkel Ω kann aus dem Verhältnis von Pixelfläche zum Quadrat des Abstandes zwischen Plasma und CCD-Kamera mit $(24 \mu m)^2 / (0,8 m)^2 = 9 \cdot 10^{-10} str$ berechnet werden. Der Winkel φ zwischen Targetnormale und CCD-Beobachtungsachse betrug in den Experimenten, die im folgenden Kapitel vorgestellt werden, stets 60°.

Die Transmission in 1. Ordnung η_G des Transmissionsgitters ist in Abb. 4-5 dargestellt. Als Näherung kann η_G mit 10 % angesetzt werden.

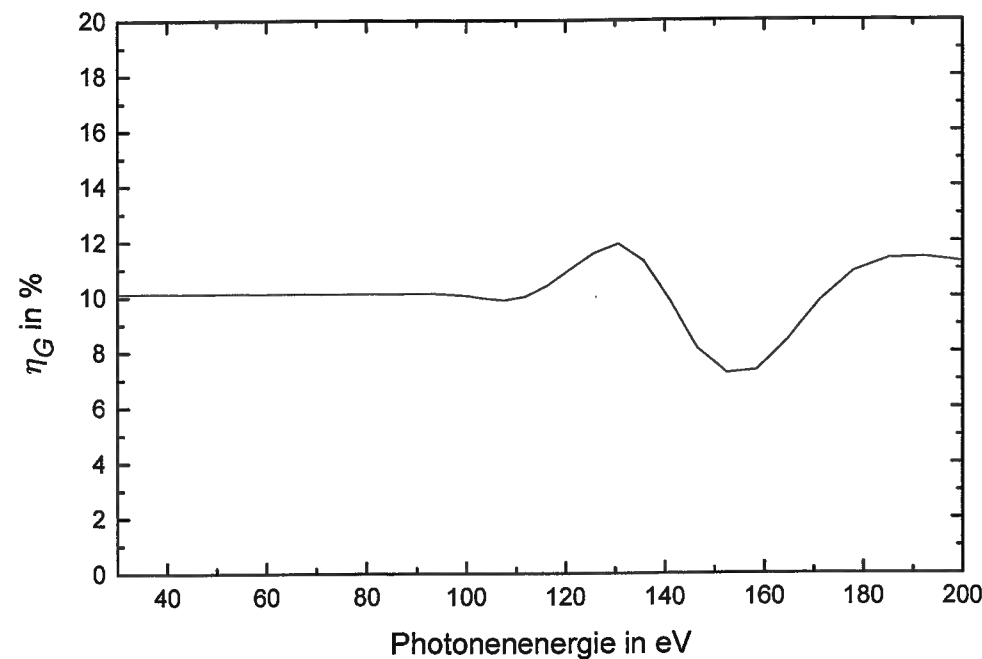


Abb. 4-5: Transmissionskurve des Transmissionsgitters in der 1. Ordnung (aus [Gull98])

Die Kamera-Effizienz $\frac{CCD - Counts}{Photon}$ [Liy95] wird aus der Quanteneffizienz der CCD-Kamera QE (mit $QE \approx 0,9$ bei 120 Å) und der Frequenz ν des eingestrahnten Photons unter Anwendung von

$$\frac{CCD - Counts}{Photon} = QE \cdot \frac{h\nu}{3,65eV \cdot 11,54} = \frac{0,9 \cdot hc}{3,65eV \cdot 11,54 \cdot \lambda} = \frac{2,65 \cdot 10^{-8} m}{\lambda} \quad (4.2)$$

gewonnen.

Damit ergibt sich für die experimentelle Pumprate die vereinfachte Formel

$$P_{Exp} = \int_{PB} 1,75 \cdot 10^{35} m^{-4} str^{-1} \cdot \frac{CCD - Counts}{Schuß} \cdot \frac{\sigma(\lambda)}{T} \cdot \lambda d\lambda. \quad (4.3)$$

Die Einheiten der jeweils zeitintegrierten experimentellen und theoretischen Pumprate sind 1/str.

Für den Ausdruck $\frac{\sigma(\lambda)}{T}$ in Formel (4.3) ergibt sich aus den Kurven aus Abb. 2-2 und Abb. 4-4 eine gemeinsame Kurve, die in Abb. 4-6 für den interessierenden Bereich, das Pumpband, dargestellt ist.

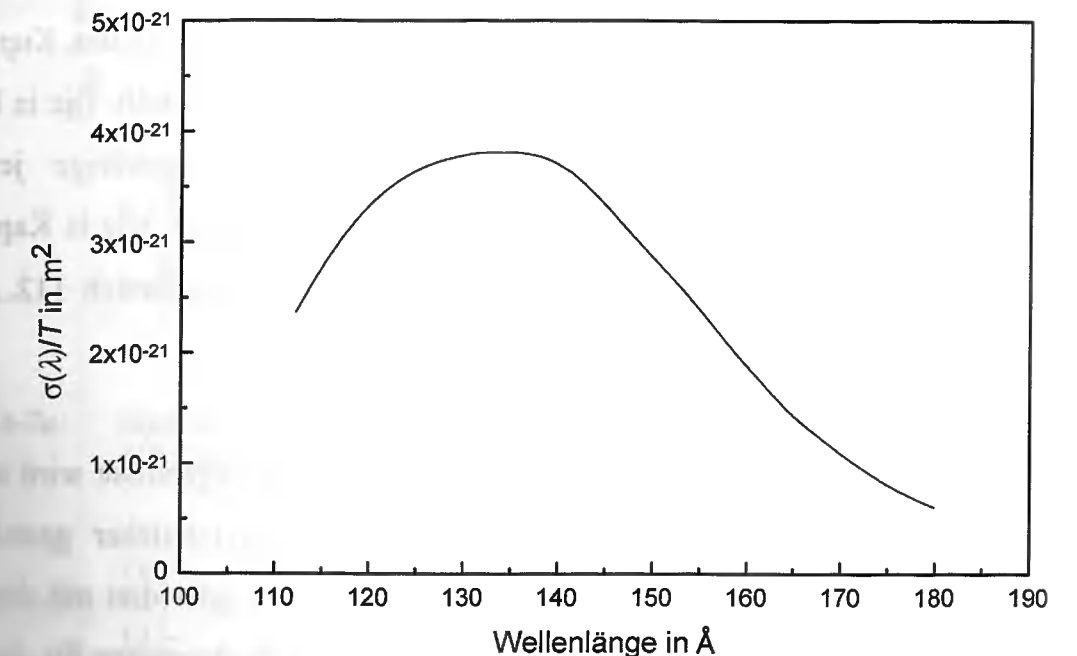


Abb. 4-6: Quotient aus Xenon-4d-Wirkungsquerschnitt und Berylliumfilter-Transmission des Pumpbandes

4.2 Ergebnisse der Pumpspektren-Optimierung

Wie in den vorangegangenen Kapiteln 2.1 und 4.1 bereits beschrieben, müssen zur Erzeugung von Inversion in Xenon zunächst die dazu notwendigen Pumpbedingungen optimiert werden. Parallel zu den Experimenten wurden die in Kapitel 3 beschriebenen numerischen Simulationen mit MULTI-fs für die Targetmaterialien Aluminium, Kupfer und Gold durchgeführt. Die Ergebnisse werden nun in diesem Kapitel dargestellt. Die in Prozent angegebenen Vorpulsenergien beziehen sich dabei auf die zugehörige jeweilige Hauptpulsenergie. Das interessierende und detektierbare Pumpband war, wie in Kapitel 4.1 bereits näher erläutert, bei den Experimenten auf den Wellenlängenbereich 112...180 Å beschränkt. Dies wurde auch bei den Simulationen berücksichtigt.

Bei der grafischen Präsentation der gemessenen und berechneten Ergebnisse wird auf eine Darstellung von Fehlerbalken verzichtet, um die Kurven übersichtlicher gestalten zu können. Jeder Meßpunkt ergab sich aus der Mittelung über zwei oder drei mit der CCD-Kamera detektierte Pumpspektren, die jeweils bei gleichartigen Bedingungen für die Dauer von mindestens 600 Laserschüssen aufgenommen wurden. Selbstverständlich wurde zur Ermittlung der experimentellen Pumprate das pro CCD-Pixel registrierte Intensitätssignal (= CCD-Counts) auf jeweils nur einen Laserschuß zurückgerechnet. Für jeden Meßpunkt ergibt sich daraus ein Fehler von $\pm 15\%$, der bei den dargestellten Meßergebnissen berücksichtigt werden muß.

Zunächst werden in Abb. 4-7 diejenigen experimentellen (a) und theoretischen (b) Pumpraten grafisch aufgetragen, welche sich für eine Hauptpulsenergie von 18,7 mJ als Funktion der Vorpulsenergie für alle untersuchten bzw. berechneten Targetmaterialien ergeben haben. Dabei bleiben Vorpulsvorlaufzeit und ATLAS-Pulsdauer konstant bei 570 ps bzw. 150 fs. Als Targetmaterialien fanden bei den Experimenten Aluminium (^{13}Al), Titan (^{22}Ti), Kupfer (^{29}Cu), Molybdän (^{42}Mo), Silber (^{47}Ag), Tantal (^{73}Ta), Wolfram (^{74}W), Platin (^{78}Pt) und Gold (^{79}Au) Verwendung. Wie oben bereits ausgeführt, wurden Simulationen nur mit Aluminium, Kupfer und Gold durchgeführt.

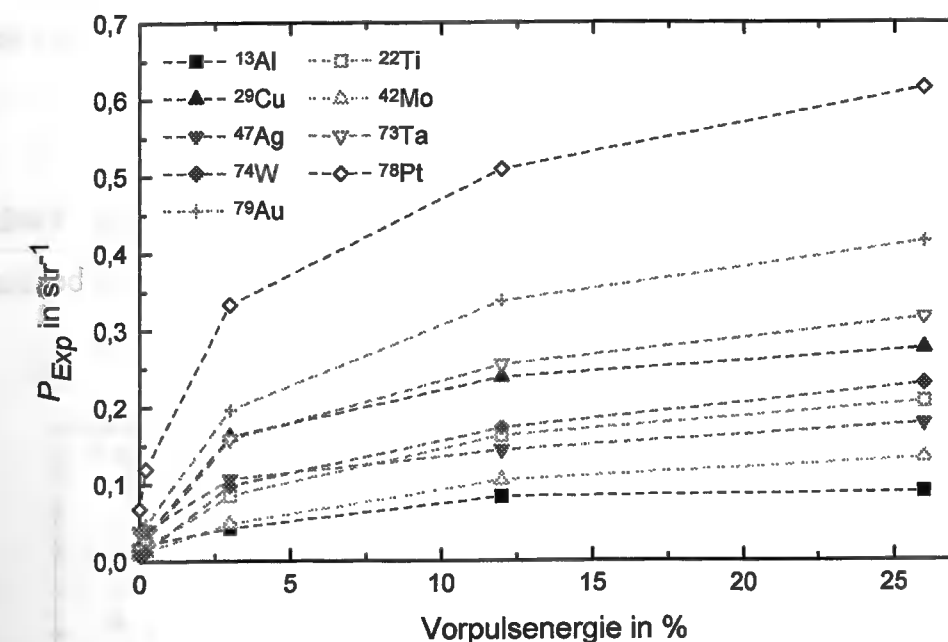


Abb. 4-7a: experimentelle Pumprate als Funktion der Vorpulsenergie (18,7 mJ Hauptpulsenergie, 570 ps Vorpulsvorlaufzeit, 150 fs ATLAS-Pulsdauer)

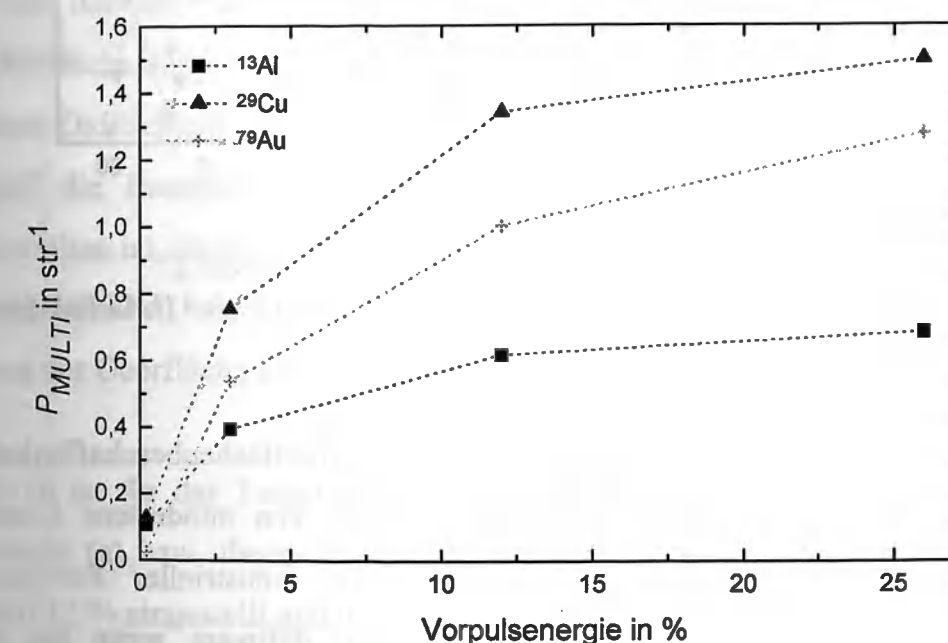


Abb. 4-7b: theoretische Pumprate als Funktion der Vorpulsenergie (18,7 mJ Hauptpulsenergie, 570 ps Vorpulsvorlaufzeit, 150 fs ATLAS-Pulsdauer)

Ein Vergleich zwischen experimenteller und theoretischer Pumprate zeigt eine gute Übereinstimmung beim tendenziellen Verhalten der Pumpraten. Die experimentellen und theoretischen Werte sind größenordnungsmäßig gleich und unterscheiden sich maximal um

einen Faktor fünf. Für eine Hauptpulsenergie von 12,6 mJ und 8,2 mJ ergab sich tendenziell das gleiche Verhalten der experimentellen und theoretischen Pumpraten.

Zusammenfassend ist in Abb. 4-8 die experimentelle Pumprate als Funktion der Ordnungszahl der Targetmaterialien, jeweils für die drei Hauptpulsenergien bei einer festen Vorpulsenergie von 26 %, aufgetragen.

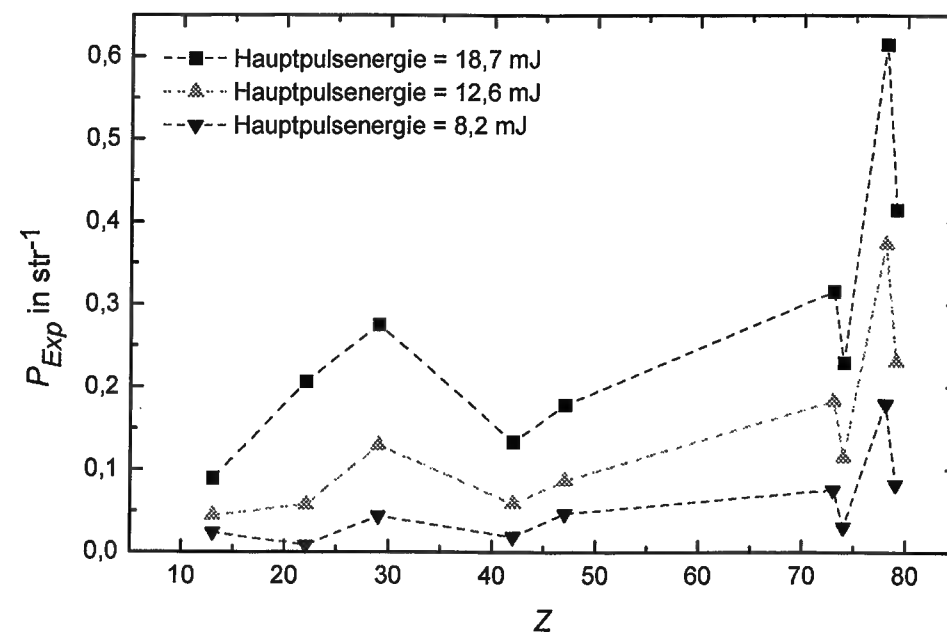


Abb. 4-8: experimentelle Pumprate als Funktion der Ordnungszahl Z
(26 % Vorpulsenergie, 570 ps Vorpulsvorlaufzeit, 150 fs ATLAS-Pulsdauer)

In Abb. 4-9 ist für vier Targetmaterialien der Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit auf die Pumprate dargestellt. Das Targetmaterial wurde in Form von mindestens 1 mm dicken Plättchen mit einer Fläche von 25 mm × 25 mm aus industrieller Fertigung (z.B. Goodfellow) bezogen. Eine Oberfläche wird als „glatt“ definiert, wenn das gelieferte Targetmaterial ohne Behandlung der Oberfläche verwendet wurde. Eine Messung der Rauigkeit der Oberfläche ergibt für ein glattes Target eine maximale Rauhtiefe von rund 2,5 µm. Darunter ist der Abstand zwischen höchster Erhebung und tiefster Rille zu verstehen. Eine „raue“ Oberfläche erhielt das Targetmaterial durch eine großflächige Behandlung mit einem Schmirgelpapier mit 600er Körnung (Korngröße ≤ 50 µm [Würt83]). Die maximale Rauhtiefe beträgt dann für ein rauhes Target rund 30 µm.

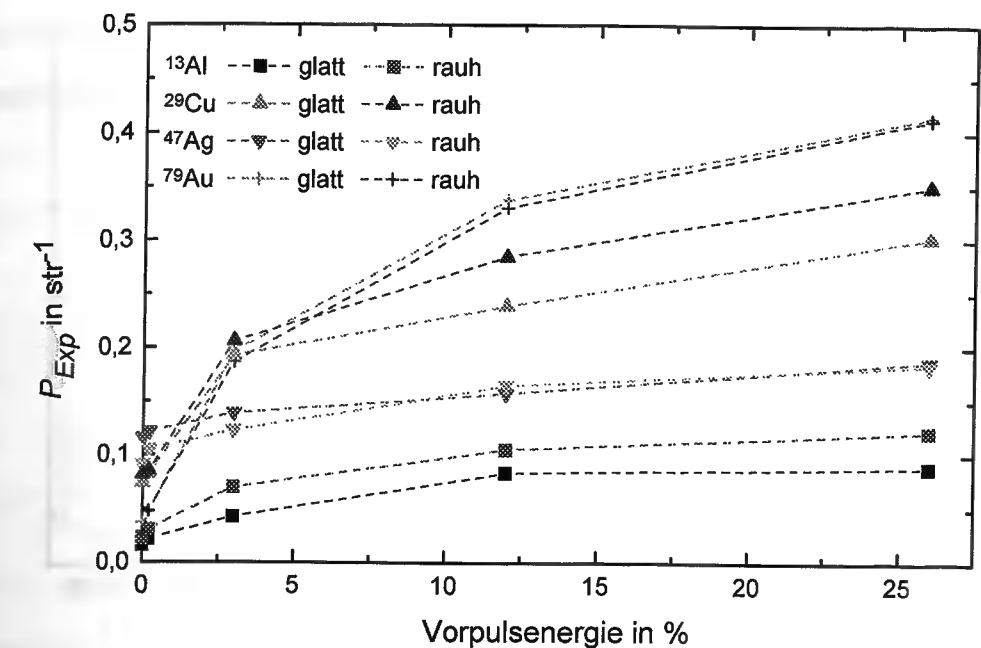


Abb. 4-9: Einfluß der Targetoberfläche auf die Pumprate
(18,7 mJ Hauptpulsenergie, 570 ps Vorpulsvorlaufzeit, 150 fs ATLAS-Pulsdauer)

Es zeigt sich, daß die Pumprate von der Rauigkeit der Targetoberfläche unabhängig ist. Auf der Oberfläche von Targetmaterialien wie Aluminium und Kupfer bildet sich jedoch mit der Zeit eine Oxidschicht. Die Dicke dieser Oxidschicht hat offensichtlich einen gewissen Einfluß auf die Pumprate. Denn je frischer die Aufrauung der Oberfläche dieser Targetmaterialien ist, desto dünner ist diese Oxidschicht und desto größer ist die Pumprate. Bei Targetmaterialien wie Gold und Silber fehlt eine solche Oxidschicht, weshalb eine Aufrauung der Oberfläche keinen Einfluß auf die Pumprate zeigt.

In Abb. 4-10 ist für das Targetmaterial Gold der Einfluß der Vorpulsvorlaufzeit auf die experimentelle (a) bzw. theoretische (b) Pumprate dargestellt. Die Vorpulsenergie wurde konstant auf 12 % eingestellt und die ATLAS-Pulsdauer betrug dabei wieder 150 fs. Die Pumpraten zeigen für alle drei Hauptpulsenergien das gleiche Verhalten. Die Pumpraten haben einen Maximalwert, wenn die Vorpulsvorlaufzeit (660 ± 50) ps beträgt. Wie bei allen bereits gezeigten Ergebnissen, weichen auch hier die Werte der theoretischen Pumpraten von denen der experimentellen Pumpraten um weniger als eine Größenordnung ab.

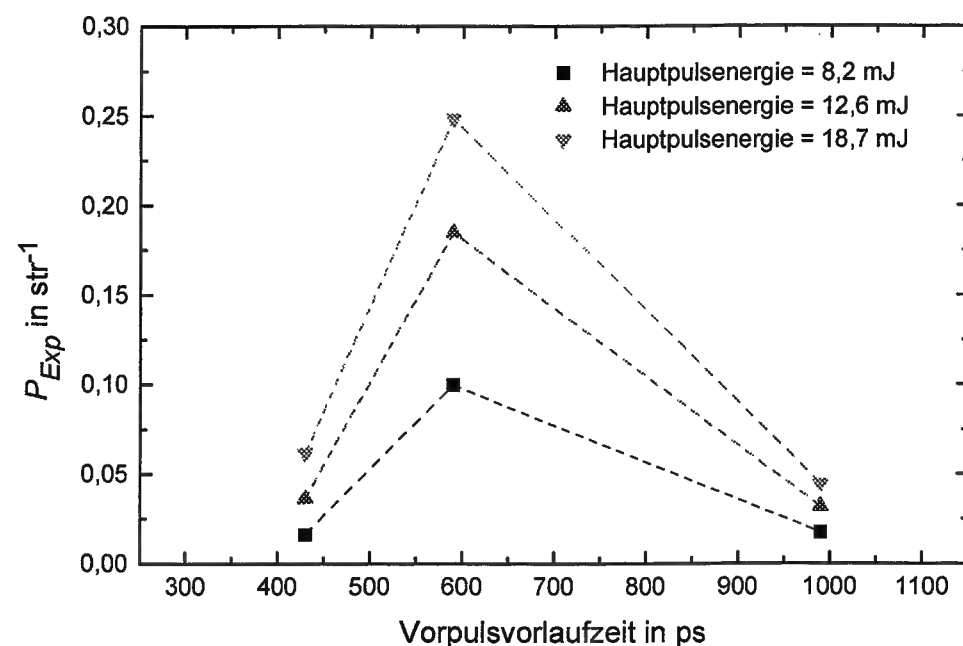


Abb. 4-10a: experimentelle Pumprate als Funktion der Vorpulsvorlaufzeit (Gold-Target, 12 % Vorpulsenergie, 150 fs ATLAS-Pulsdauer)

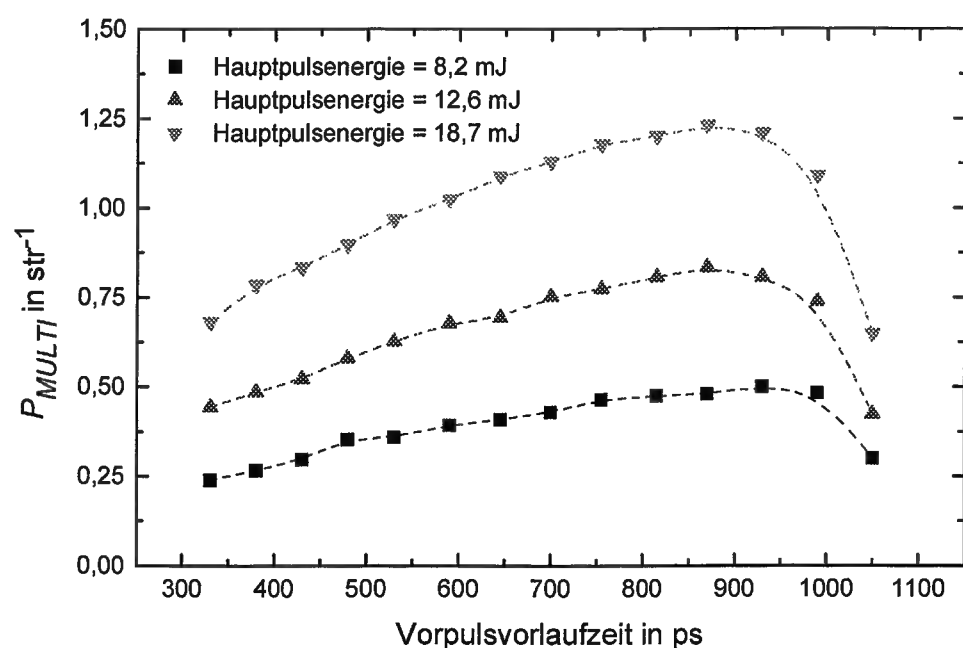


Abb. 4-10b: theoretische Pumprate als Funktion der Vorpulsvorlaufzeit (Gold-Target, 12 % Vorpulsenergie, 150 fs ATLAS-Pulsdauer)

In Abb. 4-11 ist die Abhängigkeit der Pumprate von der ATLAS-Pulsdauer aufgetragen. Als Targetmaterial wurde Gold verwendet, die Hauptpulsenergie betrug 18,7 mJ bei einer Vorpulsenergie von 26 % und einer Vorpulsvorlaufzeit von 570 ps. Die theoretische

Pumprate und die mit einem Faktor 10 multiplizierte experimentelle Pumprate sind in einer Grafik gemeinsam dargestellt.

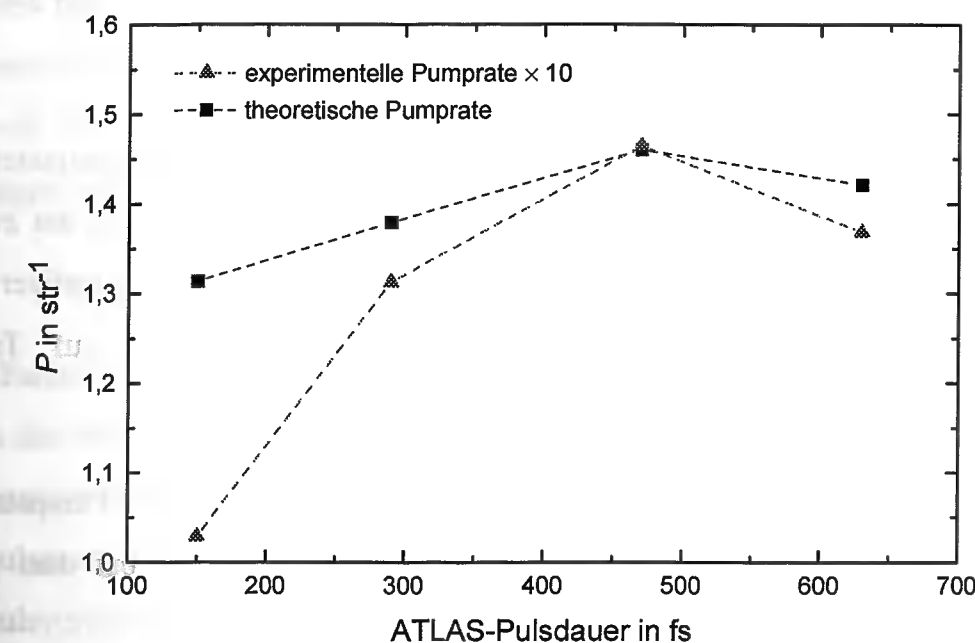


Abb. 4-11: experimentelle und theoretische Pumprate als Funktion der ATLAS-Pulsdauer (Gold-Target, 18,7 mJ Hauptpulsenergie, 26 % Vorpulsenergie, 570 ps Vorpulsvorlaufzeit)

Wie in den früheren Fällen decken sich die qualitativen Kurvenverläufe der experimentell und der numerisch ermittelten Pumpraten, wobei allerdings die experimentellen Werte eine Größenordnung kleiner als die theoretischen Werte sind. Demnach ist die Pumpleistung für Xenon-4d-Elektronen bei einer ATLAS Pulsdauer von ca. 470 fs maximal.

Aus den in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen ergeben sich nun für den VUV-Laser in Xenon²⁺ folgende experimentellen Erkenntnisse:

- Wie zu erwarten war, nimmt die Höhe der Pumprate mit wachsender Hauptpulsenergie zu. Die Form der Pumpratenkurven ist bei allen Targetmaterialien unabhängig von der Hauptpulsenergie.
- Unabhängig von der Höhe der Hauptpulsenergie ist ab einer Vorpulsenergie von 15 % die Pumprate gesättigt. Der Vorpuls sollte deshalb möglichst so eingestellt werden, daß seine

Energie den genannten Wert erreicht. Auf Grund des im vorherigen Kapitel beschriebenen experimentellen Aufbaus konnte bei den Experimenten für die in den Kapiteln 5.2 und 5.3 aufgeführten Ergebnisse nur eine Vorpulsenergie von 2 % realisiert werden.

- Die Pumprate steigt, grob gesehen, mit zunehmendem Z an. Als Targetmaterial eignet sich am besten Platin. Für die weiteren Experimente jedoch wurde das am zweitbesten geeignete Targetmaterial, Gold, gewählt. Dieses ist einerseits kostengünstiger und kann andererseits in Form von dünnen Folien (ca. 20 μm Dicke) auf Träger aus niederwertigerem Material, z.B. Aluminium, aufgebracht werden.
- Die Oberflächenbeschaffenheit (Rauigkeit) hat keinen Einfluß auf die Pumprate, solange ein Targetmaterial verwendet wird, das nicht oxidiert. Dies ist bei dem gewählten Edelmetall Gold der Fall.
- Es hat sich gezeigt, daß die Pumprate dann am größten ist, wenn die Vorlaufzeit des Vorpulses gegenüber dem Hauptpuls (660 ± 50) ps beträgt. Da dieser Wertebereich in dem Intervall liegt, das im ATLAS durch die spezielle „Vorpulseinheit“ (siehe dazu nachfolgendes Kapitel) einstellbar ist, konnte diese Vorlaufzeit für die weiteren Experimente problemlos realisiert werden.
- Bei der Variation der ATLAS-Pulsdauer ergab sich für eine optimale Pumprate eine Pulsdauer von 470 fs. Viele andere, parallel laufende Experimente benötigten jedoch kürzere Pulse von lediglich 150 fs. Da das exakte Einstellen des Gitterabstandes und damit der Pulsdauer gerade für diese kurzen Pulse technisch nur sehr aufwendig zu realisieren ist, konnten die weiteren, im folgenden Kapitel beschriebenen Untersuchungen nicht mit dem optimalen Wert für die Pulsdauer durchgeführt werden.

Im Vergleich zu den experimentellen Untersuchungen können die theoretischen Ergebnisse die Tendenzen der Pumpstrahlung bei allen simulierten Parametern sehr gut widerspiegeln. Die absoluten Werte der theoretischen Pumpraten sind jedoch um einen Faktor 5 bis 10

größer als die der experimentellen Pumpraten im für die Xenon-4d-Photoionisation relevanten Pumpbereich. Dies liegt an den Vereinfachungen, die in der Theorie des bei den Simulationen verwendeten Codes MULTI-fs (siehe Kapitel 3) durchgeführt werden. Die Simulationsergebnisse sind teilweise für Gold etwas schlechter als für Aluminium und Kupfer, weil der Code MULTI-fs speziell für Aluminium optimiert wurde und die Abweichungen bei Targetmaterialien mit hoher Ordnungszahl besonders zunehmen.

Folgende Parameter sowie ihre Werte wurden als Ergebnis der Untersuchungen dieses Kapitels in den weiteren Experimenten verwendet:

Targetmaterial: Gold;
 Vorpulsenergie: 2 %;
 Vorpulsvorlaufzeit: 660 ps;
 ATLAS-Pulsdauer: 250 fs.

5 Laser-Experimente

5.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau, der zur Detektion von stimulierter Emission verwendet wurde, wird in Abb. 5-1 dargestellt und nachfolgend in diesem Kapitel beschrieben.

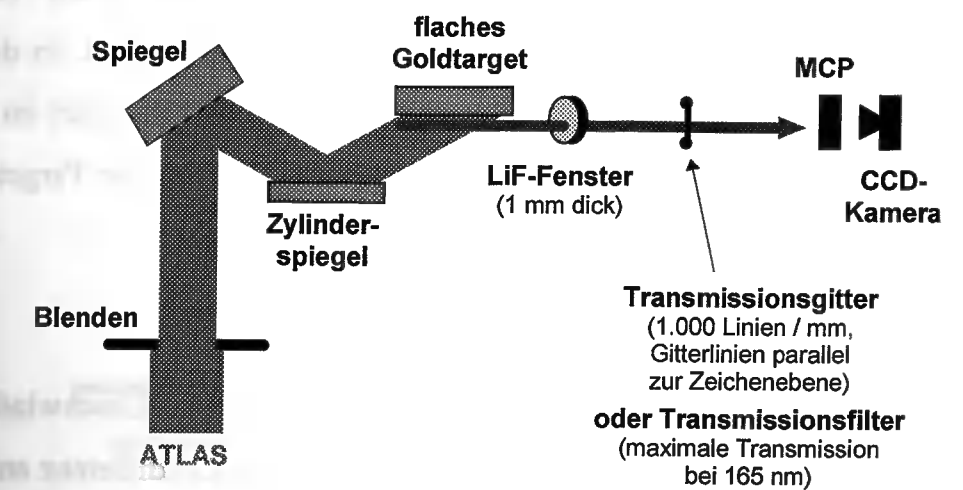


Abb. 5-1a: Schematischer Aufbau mit Linienfokus und Wanderwellenanregung

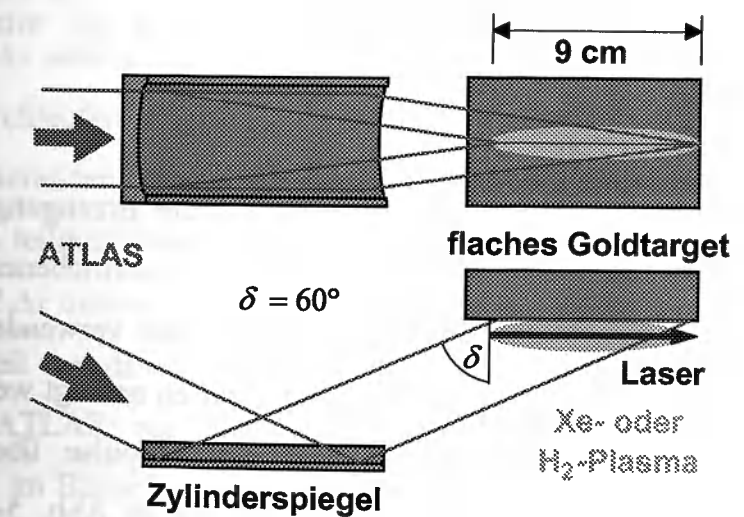


Abb. 5-1b: Schematische Darstellung der Laserstrahl-Fokussierung

Die vom ATLAS erzeugten Femtosekundenpulse werden zunächst mittels zweier Blenden auf eine maximale Strahlbreite von 4,5 cm beschränkt. Dadurch werden die sehr schwachen

Randbereiche der Laserpulse vom Target ferngehalten. Zur Gain-Längen-Bestimmung, d.h. zur Überprüfung von Lasertätigkeit, wurde der Abstand der beiden Blenden durch Veränderung der Position der linken Blende verkleinert. Das flache Goldtarget und der Zylinderspiegel wurden parallel zueinander so angeordnet, daß die ATLAS-Pulse unter einem Winkel von 60° zur Targetnormalen auf die Oberfläche des Targets einfielen (siehe Abb. 5-1b) und dort in einer Linie fokussiert wurden. Dieser Linienfokus hatte eine maximale Länge von 9 cm ($= 4,5 \text{ cm} / \cos 60^\circ$) und eine Breite von $100 \mu\text{m}$. Damit errechnet sich eine maximale Laserintensität am Target von rund $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$. Durch diese Geometrie wurde ein Effekt generiert, der als „Wanderwelle“ bekannt ist. In diesem Fall kam der linke Teil eines jeden Laserpulses zuerst und der rechte Teil zuletzt im Fokus an, wodurch der Fokus mit der virtuellen Geschwindigkeit v_{Anregung} über die Targetoberfläche wanderte. Diese berechnet sich gemäß

$$v_{\text{Anregung}} = \frac{c}{\sin \delta} \quad (5.1)$$

Bei einem Einfallswinkel δ von 60° ergibt sich somit eine virtuelle Geschwindigkeit, die rund das 1,15-fache der Lichtgeschwindigkeit c beträgt. Aus der Zeitdifferenz am Ende des Linienfokus, die sich aus der Ankunft der Wanderwelle und der Ankunft der Lichtwelle der stimulierten Emission ergibt, errechnet sich eine Untergrenze für die Dauer der Lichtemission. Bei einem 9 cm langen Linienfokus beträgt die minimal erreichbare Pulsdauer deshalb 40 ps.

Wie im Kapitel 4.2 gezeigt wurde, ist ein Vorpuls für die Erzeugung einer optimalen Pumpstrahlung notwendig. Da bei dem in diesem Kapitel beschriebenen experimentellen Aufbau zur Fokussierung der ATLAS-Pulse eine Zylinderlinse verwendet wurde, konnten die Vorpulse nicht wie bei der Optimierung der Pumpspektren erzeugt werden. Statt dessen mußte ein Verfahren gewählt werden, bei dem die Vorpulse über den gesamten Strahlquerschnitt hinweg erzeugt wurden. Dazu diente der in Abb. 5-2 dargestellte, in Abb. 5-3 skizzierte und nachfolgend kurz erklärte Aufbau, der in den ATLAS-Strahlengang integriert war. Wie bereits in Kapitel 1 erwähnt, befand sich diese Vorpulseinheit zwischen regenerativem Verstärker und Multipass-Verstärker.

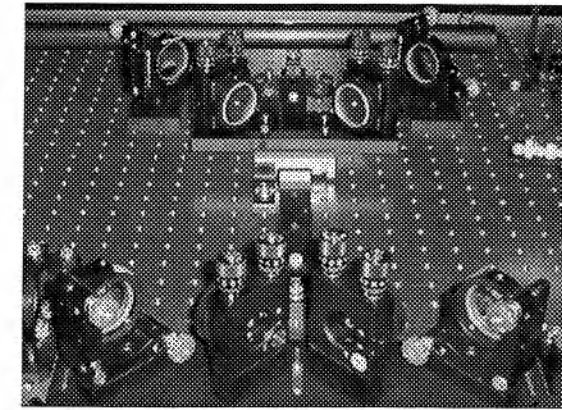


Abb. 5-2: Vorpulserzeugung im ATLAS

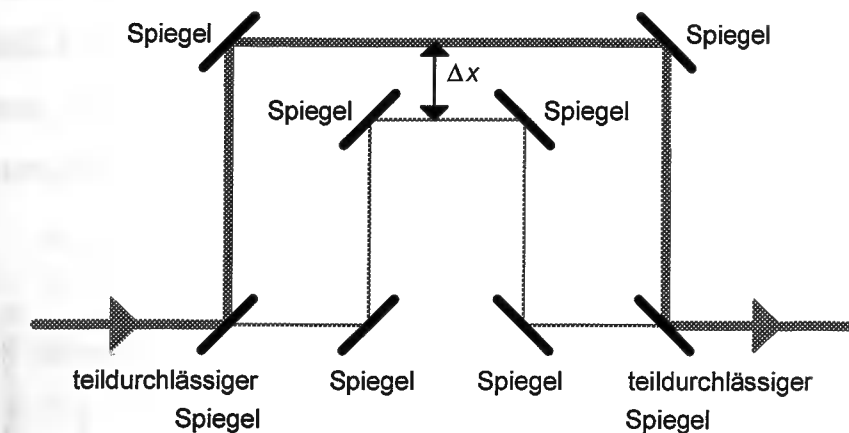


Abb. 5-3: Schema der Vorpulserzeugung

Jeder Laserpuls trifft zunächst auf einen von zwei gleichartigen, teildurchlässigen Spiegeln (siehe Abb. 5-3 links unten). Dort werden 90 % des Lichtes reflektiert, während 10 % durch den Spiegel hindurchlaufen. Erst danach trifft dieser kleinere Teil des Laserlichtes auf einen vollständig reflektierenden Spiegel. Beide Strahlen laufen folglich auf getrennten Wegen, bis sie am zweiten teildurchlässigen Spiegel wieder vereint werden. Da sich die Länge der beiden Wege um $2 \cdot \Delta x$ unterscheidet, bildet der geringere Teil des Laserlichtes den Vorpuls mit einer Vorlaufzeit von $\Delta t = 2 \cdot \Delta x / c$ gegenüber dem wesentlich größeren Hauptpuls. Auf Grund des im ATLAS zur Verfügung stehenden Platzes war es möglich, eine Vorpulsvorlaufzeit im Bereich von 300 ps bis 1 ns zu realisieren. Die Energie der Vorpulse betrug wegen der beschriebenen Geometrie stets 2 % der Hauptpulsenergie. Nur wenn die Experimente, deren Ergebnisse in den beiden nachfolgenden Kapiteln vorgestellt werden, ohne Vorpuls durchgeführt wurden, wird auf diesen Umstand extra hingewiesen.

Um Inversion in neutralem Xenon oder molekularem Wasserstoff zu erzeugen, mußte vor das Target entsprechendes Gas geeigneter Dichte gebracht werden. Dazu wurde die Experimentierkammer zunächst evakuiert und dann mit dem jeweiligen Gas stationär gefüllt. Bei den Experimenten konnte der Gasdruck vor dem Target über ein Feindosierventil mit Hilfe eines feinen Kapselfeder-Vakuummeters (Leybold 160 63) im Bereich von 1 mbar bis 100 mbar auf ± 1 mbar genau eingestellt werden. Zwischen Target und Diagnostikeinrichtungen wurde ein 1 mm dickes Fenster aus Lithium-Fluorid (LiF) eingebaut. Damit konnte die in der Kammer herrschende Gasatmosphäre von dem in der Diagnostik notwendigen Ultrahochvakuum (besser als 10^{-6} mbar) getrennt werden. Die Transmission von LiF fällt bei ca. 105 nm stark ab [Lauf65], so daß der Xenon-Laser mit 108,9 nm wegen dieser LiF-Kante gerade noch transmittiert werden kann. Bei einer Wellenlänge von 108,9 nm hat ein 1 mm dickes LiF-Fenster immerhin noch eine Transmission von 60 %.

Die Richtung, in der die Wanderwelle über das Target läuft, definiert bei dem in diesem Kapitel beschriebenen experimentellen Aufbau die Diagnostikachse.

Zur Detektion wellenlängenaufgelöster Spektren diente ein Galileo Chevron™ Detektor (Typ 3075). Dieser befand sich in 1. Ordnung im Wellenlängenbereich 70...180 nm hinter einem rechteckigen ($50 \mu\text{m} \times 1,5 \text{ cm}$) Transmissionsgitter (Heidenhain 1.000 Linien/mm), welches genau auf der Diagnostikachse befestigt war. Der Detektor besteht aus zwei Mikrokanalplatten (HOT-MCP™) mit einer Porengröße von jeweils $25 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$ und einem nachgeschaltetem Phosphorschirm mit einer Beschichtung aus Cäsiumiodid (CsI). Der Durchmesser des detektierbaren Bereiches beträgt 75 mm. Um Überschlüge zwischen den einzelnen Poren der Mikrokanalplatten zu vermeiden, darf der Detektor nur im Ultrahochvakuum (UHV) betrieben werden. Die 0. Ordnung des Transmissionsgitters wurde durch eine scharfe Schneidenblende knapp hinter diesem ausgeblendet. Dadurch wurden Geisterspektren unterbunden, die durch Reflexionen der 0. Ordnung an den stählernen Wänden der UHV-Kammer entstanden. Der Phosphorschirm wurde durch ein Objektiv auf den Chip (RET 1k) einer CCD-Kamera (Spectroscopy & Imaging ST-130) abgebildet und in

einem Computer verarbeitet. Zum Teil wurde jedoch auch eine CCD-Kamera (LaVision Flamestar 2) mit eingebautem Bildverstärker (= Intensifier) und Thomson-Chip (TH 7863, 384×286 Pixel) verwendet.

Bei den Messungen mit Ortsauflösung zur Bestimmung des Gain-Längen-Produkts wurden der Chevron™ Detektor sowie die dahinter befindliche CCD-Kamera direkt auf die Diagnostikachse zentriert. Statt des Transmissionsgitters wurde jedoch ein kommerziell erhältliches, schmalbandiges Filter (Acton Research Corporation Model 164-N) eingebaut. Die in Abb. 5-4 dargestellte Transmissionskurve dieses Filters weist bei 165 nm ein Maximum mit 17,2 % Transmission auf und hat eine Halbwertsbreite von 26 nm.

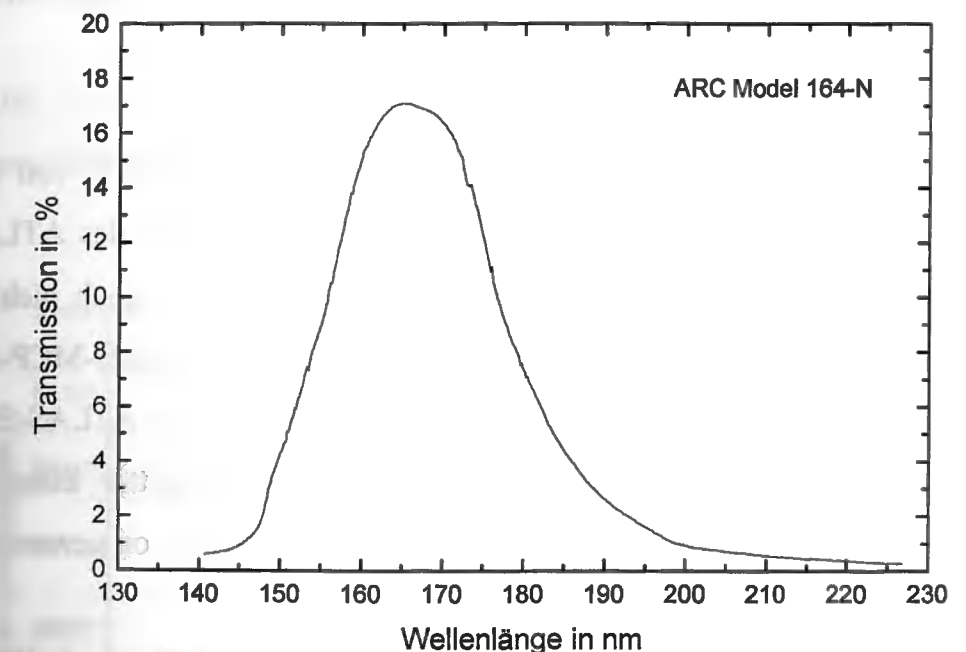


Abb. 5-4: Transmissionskurve des 165 nm-Filters

Bei den Messungen zur Bestimmung der Zeitdauer der Laseremission wurde auf der Diagnostikachse statt Chevron™ Detektor und CCD-Kamera eine Röntgendiode mit einer minimalen Auflösung von 200 ps an die Experimentierkammer angebaut. Diese Diode ist ein fensterloser Nachbau einer schnellen Vakuumdiode (Philips XA 1000) mit Gold- bzw. CsI-Kathode. Das Diodensignal wurde mit einem sehr schnellen (1,5 GHz), hoch

auflösenden (10 Gs/s) Oszilloskop (LeCroy 9362) detektiert. Für die Dioden-Oszilloskop-Einheit resultiert daraus eine minimale Auflösung $t_{\min}$ von

$$t_{\min} = \sqrt{t_{\text{Diode}}^2 + t_{\text{Oszilloskop}}^2} = \sqrt{(200 \text{ ps})^2 + (330 \text{ ps})^2} = 390 \text{ ps}. \quad (5.2)$$

5.2 Ergebnisse der Laser-Experimente mit Xenon

Der Schluß des Kapitels 4.2 enthält die Parameter, mit denen die Experimente durchgeführt wurden, deren Ergebnisse nun im folgenden Kapitel vorgestellt werden sollen. Damit ist gewährleistet, daß für den Xenon-VUV-Laser bei 108,9 nm gute Pumpbedingungen herrschen. Bei den Experimenten wurde der in Kapitel 5.1 beschriebene experimentelle Aufbau verwendet.

Für optische Feldionisation in neutralem Xenon wäre eine Intensität von mindestens 10^{15} W/cm^2 notwendig [Pret97a, Pret97b]. Dafür reicht die Intensität des ATLAS-Lichtes auf dem Target mit $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (siehe vorangegangenes Kapitel) noch nicht aus. Dies wurde bei einem Xenon-Druck von 20 mbar mit der Transmissionsgitter-MCP-Anordnung überprüft, indem für dieses Experiment das Target ausgebaut und der ATLAS-Strahl direkt in das Gas hineinfokussiert wurde. Hinter dem Transmissionsgitter konnte keinerlei Strahlung von angeregtem Xenon detektiert und folglich kein Bild davon gewonnen werden.

Eine typische CCD-Aufnahme des Phosphorschirms der MCP in 1. Ordnung des Transmissionsgitters ist in Abb. 5-5 dargestellt. Diese wurde durch einen einzigen ATLAS-Puls bei einer Xenon-Atmosphäre von 20 mbar und einer Fokuslänge von 9 cm gewonnen. In der dargestellten Abbildung ist die Oberfläche des Targets deutlich zu erkennen und mit x_0 markiert. Die Wellenlängeneichung des Spektrums wurde mit Hilfe der ersten beiden Resonanzlinien von Xenon vorgenommen. Diese liegen bei 129,6 nm sowie 147,0 nm [Sams67] und konnten in Form von Absorption im gesamten örtlichen Bereich x detektiert werden. Weiße Pfeile kennzeichnen diese Resonanzlinien in Abb. 5-5.

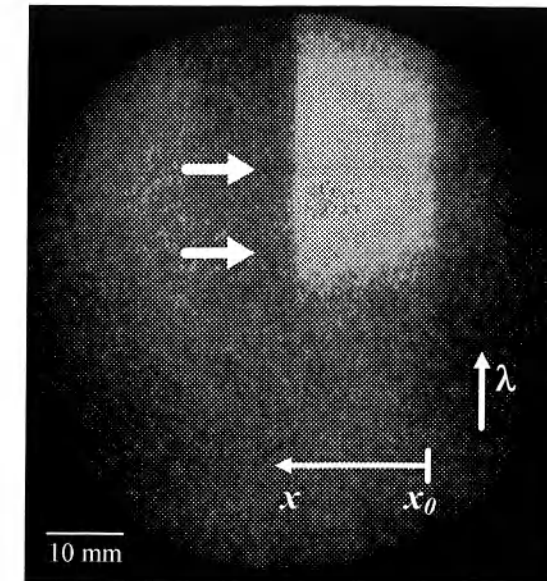


Abb. 5-5: CCD-Aufnahme eines Xenon-Spektrums in 1. Ordnung (Druck 20 mbar, CCD-Intensifier 540 V, Abstand Plasma-Detektor 1.450 mm)

Das aus Abb. 5-5 durch Mittelung über zehn Spalten gewonnene Spektrum sowie ein vergleichbares Spektrum, das jedoch ohne Vorpuls aufgenommen wurde, finden sich in Abb. 5-6.

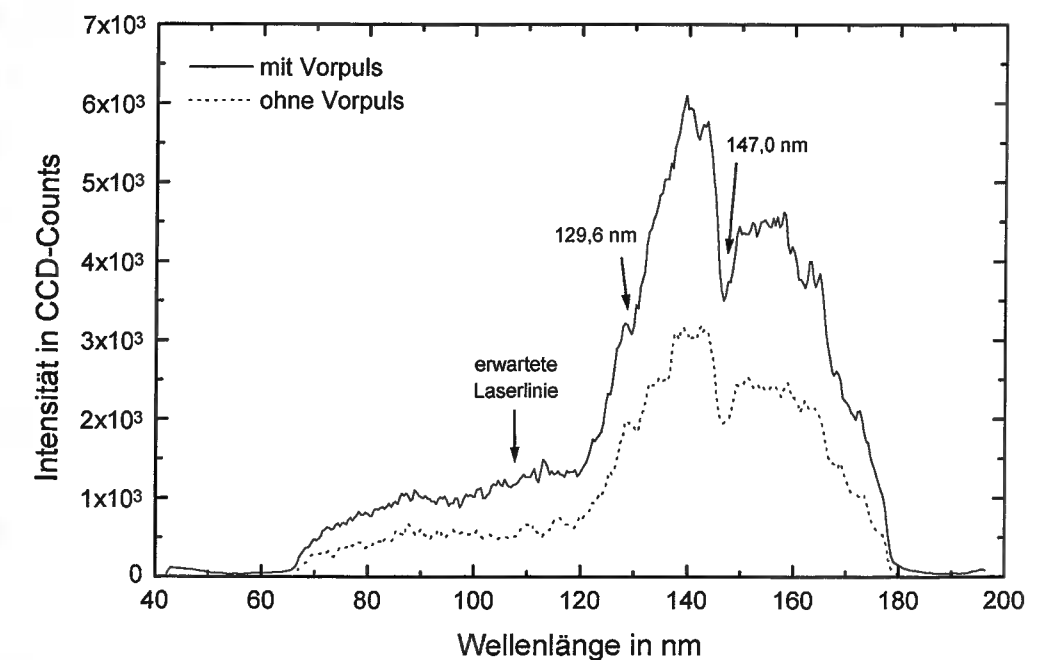


Abb. 5-6: typisches Spektrum für Xenon (Druck 20 mbar, CCD-Intensifier 540 V)

Es ergibt sich aus den beiden gezeigten Spektren, daß trotz optimaler Pumpbedingungen keine Lichtemission im erwarteten VUV-Bereich bei 108,9 nm zu finden ist. Diese

Feststellung mußte auch bei integrierender CCD-Aufnahme über mehrere hundert ATLAS-Pulse gemacht werden. Jedoch ist der Abb. 5-6 deutlich zu entnehmen, daß sich beim Vorhandensein eines Vorpulses die Intensität des Spektrums gegenüber einem ohne Vorpuls gewonnenen Spektrum verdoppelt. In der Literatur [Kapt86a, Sher87, u.a.] wird stets von Verstärkungsmessungen für die Laserlinie bei 108,9 nm unter Verwendung von Fokusslängen zwischen 10 cm und 25 cm berichtet. Eine Verlängerung des in dieser Arbeit verwendeten Linienfokus auf Längen größer als 9 cm war jedoch aus technischen Gründen nicht realisierbar.

Wie in diesem Kapitel gezeigt wurde, konnte der Xenon-III-VUV-Laser bei 108,9 nm trotz vorheriger Optimierung der pumpenden weichen Röntgenstrahlung nicht erzeugt werden. Die genaue Ursache dafür ist noch nicht bekannt. Jedoch ist wahrscheinlich durch das Einfüllen von Xenon in die Vakuumkammer die Optimierung der Pumpstrahlung hinfällig geworden. Wie im nachfolgenden Kapitel gezeigt wird, ist die Erzeugung des molekularen Wasserstofflasers problemlos möglich. Dieser wird, wie in Kapitel 2.2 gezeigt, durch Stöße mit freien Elektronen gepumpt. Auch in Xenon werden durch die weiche Röntgenstrahlung einerseits Xenon-Ionen und andererseits freie Elektronen erzeugt. Diese freien Elektronen können jedoch ihrerseits neutrale Xenon-Atome durch Elektronenstoß ionisieren. Auf diese Weise wird die Anzahl der für Photoionisation zur Verfügung stehenden neutralen Xenon-Atome stark reduziert.

5.3 Ergebnisse der Laser-Experimente mit Wasserstoff

Die nachfolgend vorgestellten Experimente wurden mit dem gleichen experimentellen Aufbau wie im vorangegangenen Kapitel durchgeführt, jedoch wurde statt Xenon molekulares Wasserstoffgas verwendet.

Bei den ersten Experimenten mit H_2 ergab sich die in Abb. 5-7 dargestellte CCD-Aufnahme. Hierbei wurde ein ATLAS-Laserpuls in eine 9 cm lange Linie auf ein Goldtarget fokussiert, wobei der Druck der Gasatmosphäre 24 mbar betrug.

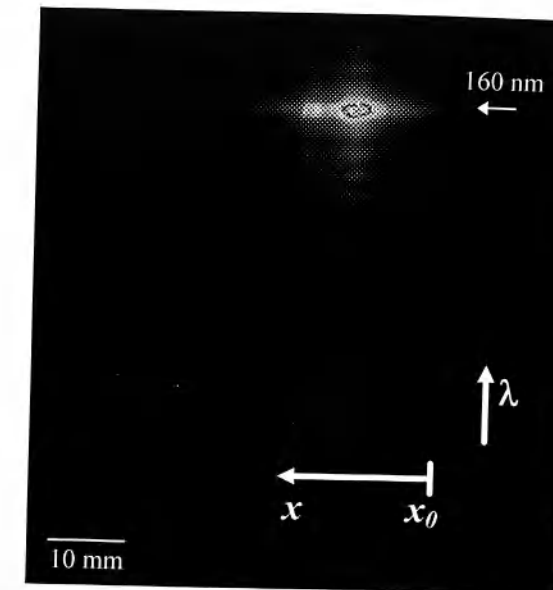


Abb. 5-7: CCD-Aufnahme eines H_2 -Spektrums in 1. Ordnung (Druck 24 mbar, CCD-Intensifier 360 V, Abstand Plasma-Detektor 1.450 mm)

Den beiden in Abb. 5-5 und Abb. 5-7 gezeigten CCD-Aufnahmen liegt die gleiche Auflösung und die gleiche Skalierung zugrunde, jedoch betrug die Spannung des CCD-Intensifiers bei Xenon (Abb. 5-5) 540 V und bei H_2 (Abb. 5-7) nur 360 V. Die Position der Oberfläche des Targets war in beiden Aufnahmen gleich und wurde mit x_0 gekennzeichnet. Ein Vergleich zwischen den beiden Bildern zeigt, daß die Lichtemission von H_2 im Gegensatz zu Xenon gerichtet ist. Allein dies ist schon ein deutlicher Hinweis, daß bei molekularem Wasserstoff stimulierte Emission auftritt.

Wie schon im vorangegangenen Kapitel wurde die Wellenlängeneichung des Spektrums aus Abb. 5-7 mit Hilfe der ersten beiden Resonanzlinien von Xenon (129,6 nm und 147,0 nm) vorgenommen. Damit ergibt sich für die Lichtemission aus molekularem Wasserstoff tatsächlich eine Wellenlänge von 160 nm. Dies kann in Abb. 5-8 nachvollzogen werden. Dort sind zum Vergleich Spektren dargestellt, die aus zwei fast gleichartigen CCD-Aufnahmen von Xenon und H_2 gewonnen wurden. Für Xenon sind die beiden ersten Resonanzlinien besonders gekennzeichnet. Eine Darstellung der Spektren bei gleicher Spannung des CCD-Verstärkers ist nicht möglich, da einerseits bei 540 V in Wasserstoff die CCD-Kamera wegen starker Lichtemission sättigt und andererseits bei 360 V in Xenon kein eindeutiges Signal mehr erhältlich war. Gemäß dem Datenblatt der CCD-Kamera muß

jedoch die Intensität des Maximums des Spektrums von H_2 um einen Faktor von rund 30 vergrößert werden [Lavi98], wenn die Spannung des CCD-Intensifiers von 360 V auf 540 V erhöht wird.

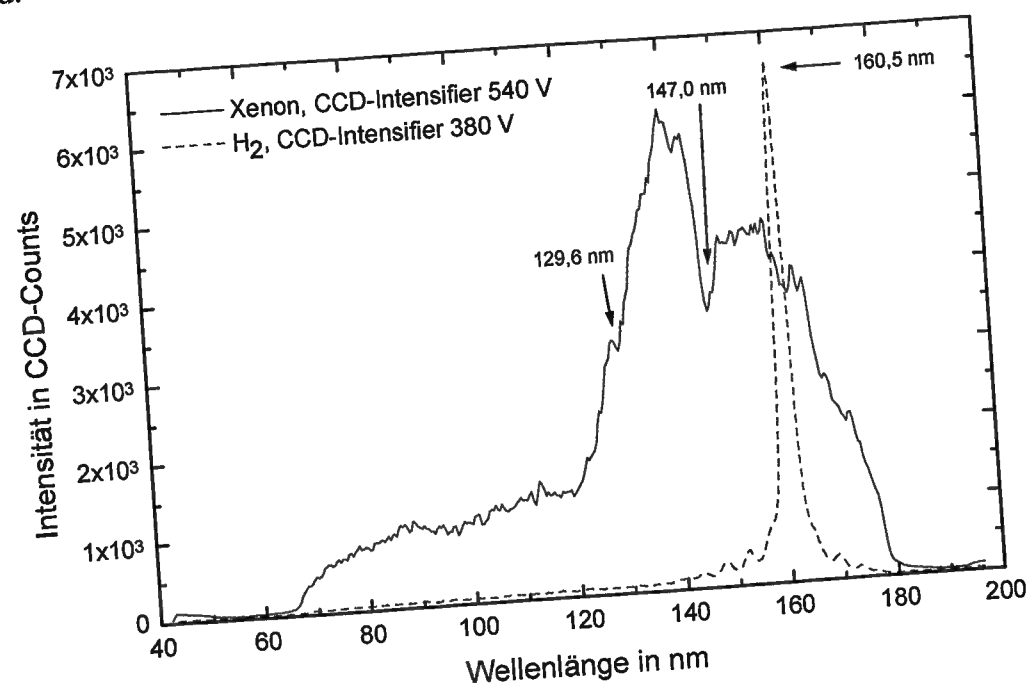


Abb. 5-8: Vergleich der Spektren für Xenon und H_2

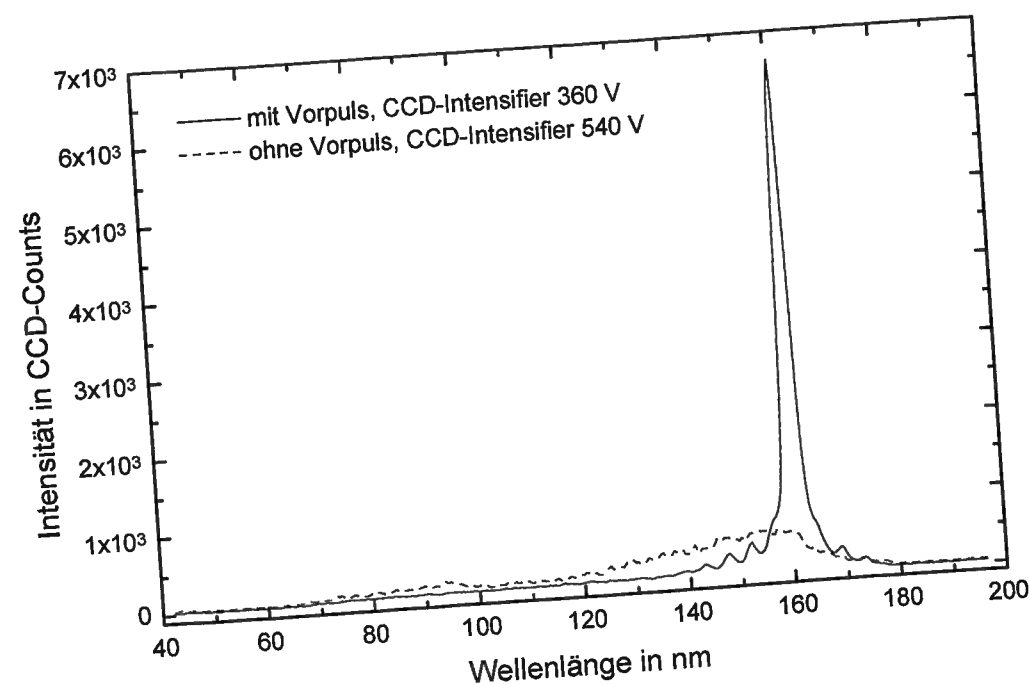


Abb. 5-9: Vergleich der Spektren von H_2 mit und ohne Vorpuls

In Abb. 5-9 ist deutlich zu erkennen, daß für die Erzeugung des Wasserstofflasers die Präsenz eines Vorpulses Voraussetzung ist. Dieses Verhalten tritt im Gegensatz zu den Optimierungen der Pumpspektren bei Lasertätigkeit besonders ausgeprägt auf, da es sich beim Effekt der Lichtverstärkung um einen Schwelleneffekt handelt.

Der Abstand zwischen der Oberfläche des Targets x_0 und der Stelle x auf dem CCD-Bild (Abb. 5-7), an der das Maximum der Lichtemission liegt, ergibt für H_2 eine Ablenkung des Lichts um einen Winkel von $0,47^\circ$ oder $8,2 \text{ mrad}$. Diese Ablenkung wird durch den im Plasma direkt vor dem Target herrschenden Gradienten der Elektronendichte N_e verursacht. Diese kann mit Hilfe des Ablenkwinkels φ gemäß

$$N_e = N_c \cdot \varphi^2 \quad (5.3)$$

berechnet werden [Fill97]. Dabei bedeutet N_c die kritische Elektronendichte für die sich ausbreitende Strahlung der Wellenlänge λ . Aus der Bedingung, Plasmafrequenz ω_p gleich Laserfrequenz $\omega = 2\pi c/\lambda$, folgt

$$\frac{N_c}{\text{cm}^3} = 1,1 \cdot 10^{27} / \left(\frac{\lambda}{\text{nm}} \right)^2. \quad (5.4)$$

Für das H_2 -Laserlicht bei 160 nm ergeben sich aus den Formeln (5.3) und (5.4) für die kritische Elektronendichte $N_c = 4,3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ und für die Elektronendichte im Fokus $N_e = 2,9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Ausgehend von dem weiter unten in diesem Kapitel bestimmten Verstärkungskoeffizienten ergab sich aus dem Modell für den Wasserstofflaser (siehe Kapitel 2.2 ab Seite 13) jedoch eine maximale Elektronendichte von $N_e = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Diese Diskrepanz zwischen dem aus der Ablenkung bestimmten und dem aus dem Verstärkungskoeffizienten berechneten Wert in der Höhe von vier Größenordnungen ist noch nicht verstanden. Es liegt der Verdacht nahe, daß bei der Bestimmung des Ablenkwinkels φ ein Fehler unterlaufen ist. Denn dieser würde sich wegen $N_e \sim \varphi^2$ stark auf den tatsächlichen Wert von N_e auswirken.



Abb. 5-10: gerichtete Lichtemission bei 160 nm aus H_2

Daß die Lichtemission des H_2 -Plasmas bei 160 nm gerichtet ist, läßt sich nicht nur aus Abb. 5-7 sondern auch aus Abb. 5-10 folgern. Für diese CCD-Aufnahme hinter dem 165 nm-Transmissionsfilter betrug die Spannung des CCD-Intensifiers 360 V. Das molekulare Wasserstoffgas hatte wieder einen Druck von 24 mbar. Ein deutliches, lokal begrenztes Maximum (= Peak) der Lichtemission ist sichtbar. Die volle Halbwertsbreite (FWHM) des Peaks hat einen Wert von 8 mm, woraus sich unter Berücksichtigung der Entfernung des Detektors vom Target eine Strahldivergenz von $0,34^\circ$ (= 5,9 mrad) für die Lichtemission bei 160 nm errechnet.

Nachfolgend wird die Energie berechnet, die in der in Abb. 5-10 dargestellten Lichtemission und damit in dem H_2 -Photonenstrahl enthalten ist. In Abb. 5-11 ist die dabei verwendete Diagnostik skizziert (vgl. Kapitel 5.1 auf Seite 47).

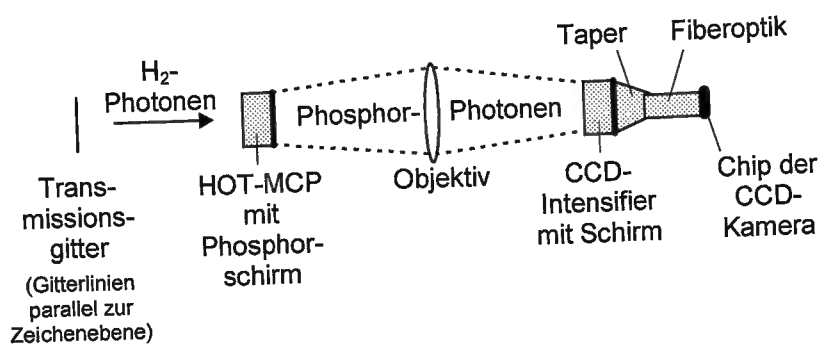


Abb. 5-11: Skizze der verwendeten Diagnostik

Zunächst wird die Anzahl der H_2 -Photonen N ermittelt, die notwendig sind, um den Zähler (Counter) eines Pixels auf dem CCD-Kamerachip um den Wert eins zu erhöhen:

$$N = \left(T_{Gitter} \cdot T_{MCP} \cdot \frac{2 \cdot R^2}{r^2} \cdot QE_1 \cdot G_{CCDI} \cdot QE_2 \cdot T_{Taper} \cdot T_{FO} \cdot QE_3 \right)^{-1} \quad (5.5)$$

In Formel (5.5) bedeuten:

- T_{Filter} Faktor für die Transmission der VUV-Photonen durch das Filter = 0,16,
- T_{MCP} Faktor für die Verstärkung der VUV-Photonen durch HOT-MCP und Phosphorschirm = 10,
- R Entfernung des CCD-Kameraobjektivs vom Phosphorschirm = 50 cm,
- r Radius der Blendenöffnung des CCD-Kameraobjektivs = 1,0 cm,
- QE_1 Faktor für die Quanteneffizienz des CCD-Intensifiers = 11,1,
- G_{CCDI} Faktor für die Verstärkung der Phosphor-Photonen im CCD-Intensifier = 0,10,
- QE_2 Faktor für die Quanteneffizienz des CCD-Intensifierschirms = 100,
- T_{Taper} Faktor für die Transmission des Tapers zwischen CCD-Intensifierschirm und Faseroptik = 0,40,
- T_{FO} Faktor für die Transmission der Faseroptik vor dem CCD-Chip = 0,70,
- QE_3 Faktor für die Quanteneffizienz des CCD-Chips = 0,40.

Unter Berücksichtigung der oben angegebenen Variablenwerte (vgl. [Lavi98]) ergibt sich, daß ein einziges CCD-Count knapp $N = 99.500$ VUV-Photonen entspricht.

Die mit der CCD-Kamera detektierte, 86 %-ige Fläche des H_2 -Peaks in Abb. 5-10 enthält $C = 7,9 \cdot 10^6$ CCD-Counts. Diese werden durch die VUV-Photonen mit der Wellenlänge $\lambda = 160$ nm verursacht.

Die dem H_2 -Lichtpuls pro ATLAS-Schuß entsprechende Energie E ergibt sich aus

$$E = N \cdot C \cdot \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (5.6)$$

mit $hc/\lambda = 1,24 \cdot 10^{-18}$ J zu $E = 1 \mu J$. Da jeder ATLAS-Puls eine Energie von 250 mJ hat, entspricht dies einer Energieumsetzung von $4 \cdot 10^{-6}$.

Es wurde nun überprüft, ob die Intensität im Maximum der Lichtemission bei 160 nm abhängig ist vom Druck des H_2 -Gases in der Experimentierkammer. Die gemessenen Peakenergien sind in Abb. 5-12 dargestellt.

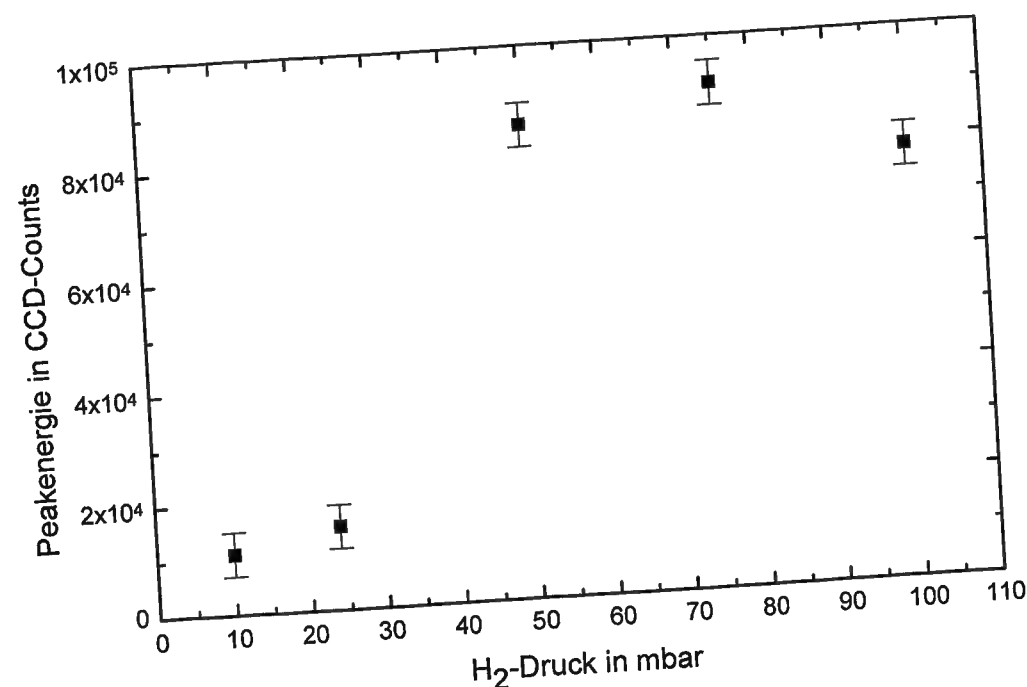


Abb. 5-12: Energie der 160 nm-Strahlung in Abhängigkeit vom Gasdruck

Es ist deutlich zu erkennen, daß der in den Veröffentlichungen (z.B. [Hodg70, Wayn72]) gewählte Gasdruck von 24 mbar für die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente nicht ideal ist. Ein Gasdruck von 60...70 mbar liefert hier um einen Faktor sechs höhere Ergebnisse für die Peakenergie des 160 nm-Lichts als ein Gasdruck von nur 24 mbar.

Der H_2 -Laser wurde bisher immer nur mit Pulsdauern gepumpt, die um zwei bis drei Größenordnungen über der mit ATLAS erzeugbaren, minimalen Pulsdauer liegen. Es lag deshalb nahe, den Einfluß der ATLAS-Pulsdauer auf die Peakenergie der H_2 -Strahlung zu untersuchen. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abb. 5-13 dargestellt, wobei die zugehörigen Experimente bei einem Gasdruck von 70 mbar durchgeführt wurden. Im Rahmen der Meßgenauigkeit scheint demnach die ATLAS-Pulsdauer keinen Einfluß auf die Peakenergie der Lichtemission von molekularem Wasserstoff zu haben. Da die Wände des Kompressors einen größeren Abstand zwischen den Kompressorgittern verhinderten, war es nicht möglich, die Messungen mit längeren Pulsdauern als 2,75 ps durchzuführen.

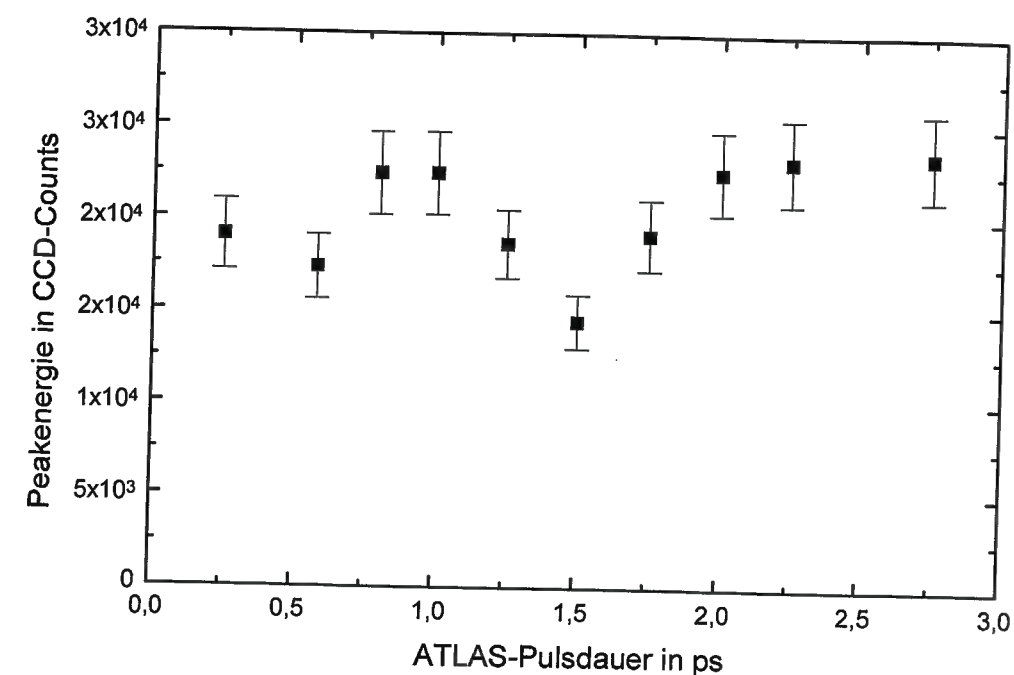


Abb. 5-13: Energie der 160 nm-Strahlung in Abhängigkeit von der ATLAS-Pulsdauer

In Anlehnung an die in der Literatur verwendeten Parameter wurde bei den Untersuchungen zur Bestimmung des Verstärkungsfaktors und damit des Gain-Längen-Produkts sowie der Emissionsdauer ein Gasdruck von 24 mbar gewählt. Die ATLAS-Pulsdauer wurde wieder auf 250 fs eingestellt. Der Verstärkungsfaktor wurde dadurch bestimmt, daß bei gleichen Voraussetzungen die Länge des Linienfokus verändert und in Abhängigkeit davon die Peakenergie gemessen wurde. Die Verkürzung des Linienfokus wurde einfach durch Verschieben der linken Blende (siehe Abb. 5-1a auf Seite 47) bewerkstelligt, wodurch der freie Durchgang für den ATLAS-Strahl kontrolliert seitlich eingeengt werden konnte. Die daraus resultierenden Ergebnisse sind in Abb. 5-14 und Abb. 5-15 dargestellt.

In Abb. 5-15 ist zusätzlich zu den Meßdaten die Gerade eines Linford-Fits eingezeichnet [Linf74]. Daraus ergibt sich ein Verstärkungskoeffizient g von rund $0,9 \text{ cm}^{-1}$ und damit ein Gain-Längen-Produkt gL von 8 bei einem Linienfokus der Länge $L = 9 \text{ cm}$. Anhand der Meßdaten und der gefitteten Gerade ist deutlich zu erkennen, daß die Laseremission des molekularen Wasserstoffs bei 160 nm noch nicht in Sättigung übergegangen ist.

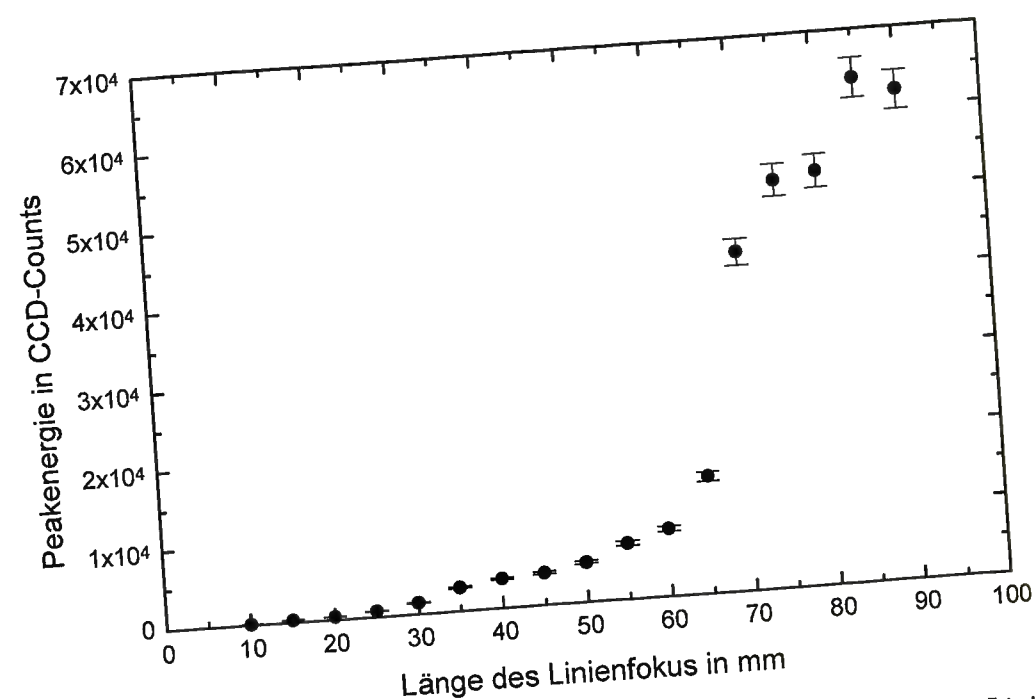


Abb. 5-14: Energie der 160 nm-Strahlung in Abhängigkeit von der Länge des Linienfokus

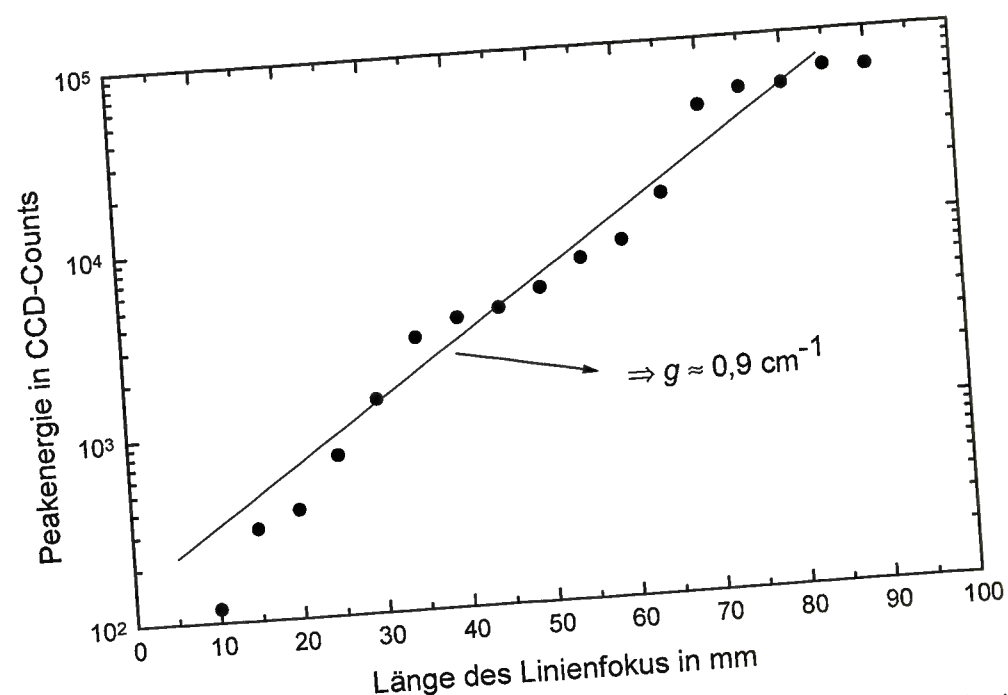


Abb. 5-15: Energie der 160 nm-Strahlung in Abhängigkeit von der Länge des Linienfokus, logarithmisch aufgetragen zur Bestimmung des Verstärkungskoeffizienten g

Zur Vervollständigung der H_2 -Laser-Parameter wurde mit Hilfe der Röntgendiode die Dauer der Laseremission bestimmt. Da die Quanteneffizienz der Goldkathode im interessierenden Wellenlängenbereich bei 160 nm deutlich unter 1 % liegt, wurde die Röntgendiode mit einer

CsI-Kathode betrieben. Diese Kathode hat eine Quanteneffizienz von rund 7 % bei 160 nm und soll lediglich im Wellenlängenbereich 105...260 nm empfindlich sein [Sams67]. Der Druck des molekularen Wasserstoffgases betrug 100 mbar, um größtmögliche Emission zu erzeugen. Der Linienfokus hatte die maximal erzeugbare Länge von 9 cm. Zunächst wurde auf die Diagnostikachse vor die Diode ein Glaswafer mit einem Durchmesser von 100 mm eingebaut. Dieser Wafer hat die Eigenschaft für VUV-Photonen opak zu sein, jedoch das ATLAS-Licht zu transmittieren. Da in dieser Konfiguration die Diode kein Signal registrierte, konnte damit sichergestellt werden, daß die Röntgendiode für ATLAS-Licht tatsächlich unempfindlich ist und die von ihr registrierten Signale nur aus dem H_2 -Plasma stammen. Anschließend wurde der Wafer wieder entfernt und nun im interessierenden Wellenlängenbereich das Plasmaleuchten direkt detektiert. Das entsprechende Diodensignal ist in Abb. 5-16 abgebildet.

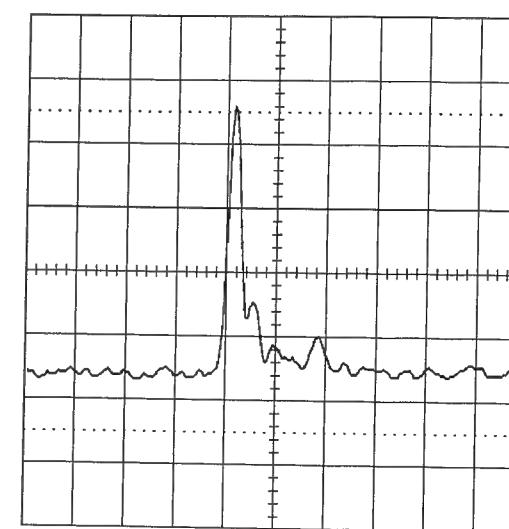


Abb. 5-16: zeitlich aufgelöstes Diodensignal des H_2 -Plasmaleuchtens (Abstand der Hauptlinien: horizontal = 2 ns, vertikal = 50 mV)

Um nur das Diodensignal des H_2 -Lasers zu detektieren, wurde anschließend das 165 nm-Transmissionsfilter an den gleichen Ort eingebaut, an dem schon der Glaswafer (siehe oben) eingebaut war. Dadurch wurde erreicht, daß eventuelles Plasmaleuchten aus einem anderen Wellenlängenbereich die Messung nicht verfälschte und somit ausschließlich die Zeitdauer der Laseremission gemessen wurde. Das zugehörige Diodensignal ist in Abb. 5-17 dargestellt. Wegen der durch das Filter verursachten, verminderten Photonen-Transmission mußte die Darstellung der Intensität des Diodensignals am Oszilloskop vergrößert werden.

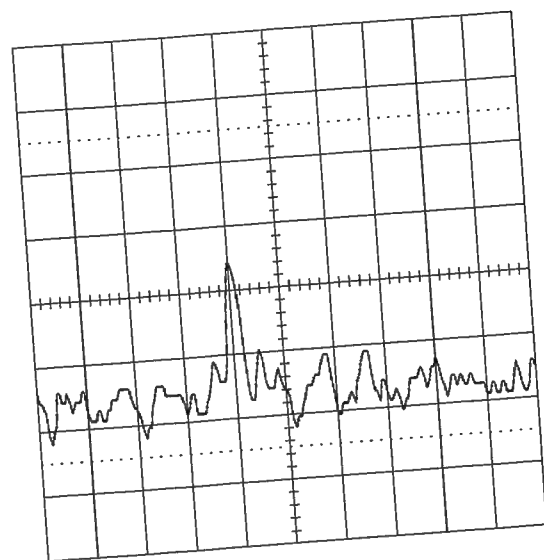


Abb. 5-17: zeitlich aufgelöstes Diodensignal des H_2 -Lasers
(Abstand der Hauptlinien: horizontal = 2 ns, vertikal = 10 mV)

Es ergibt sich sowohl aus Abb. 5-16 als auch aus Abb. 5-17 für die volle Halbwertsbreite des Meßsignals eine Zeitdauer der Laseremission von 600 ps. Diese Zeitdauer entspricht der realen Dauer des H_2 -Lasers, da sie über der minimalen Auflösung der Röntgendioden-Oszilloskop-Kombination von 390 ps liegt und somit nicht durch die Meßeinrichtungen verfälscht wurde. Die Verringerung der Signalthöhe entspricht den Transmissionsverlusten, die durch den Einbau des Transmissionsfilters erzeugt wurden. Dies bedeutet, daß das Plasmaleuchten, dessen Diodensignal in Abb. 5-16 dargestellt wurde, vom H_2 -Laserlicht stark dominiert wird.

Mit dem Modell aus Kapitel 2.2 konnte auch die zu erwartende Pulsdauer abgeschätzt werden. Aus Abb. 2-9 ergab sich für den H_2 -Laser eine Pulsdauer von ~650 ps. Der aus dem Modell resultierende Wert stimmt mit dem experimentell ermittelten Wert von 600 ps sehr gut überein. Somit ist die Pulsdauer des H_2 -Lasers in dieser Arbeit um rund einen Faktor 2...3 kleiner als die in der Literatur [Hodg70, Wayn70] angegebenen Pulsdauern von 1...2 ns.

Aus den in diesem Kapitel vorgestellten Messungen ergibt sich für den H_2 -VUV-Laser unter Berücksichtigung seiner Energie von 1 μ J und seiner Emissionsdauer von 600 ps eine

maximale Leistung von 1,7 kW pro ATLAS-Schuß. Im Vergleich dazu hatte der in der Literatur [Hodg70, Wayn70] vorgestellte molekulare Wasserstofflaser bei Pulsdauern von 1...2 ns Maximalleistungen von 1,5 kW.

Es ist jedoch noch ein gravierender Unterschied festzustellen: Der in dieser Arbeit vorgestellte H_2 -Laser wurde bei einer Repetitionsrate von 10 Hz mit einer Pumpenergie von nur 250 mJ erzeugt. In der Literatur war im Gegensatz dazu eine Erzeugung des entsprechenden Lasers lediglich im Einzelschußverfahren und mit einer Pumpenergie von rund 150 J möglich.

Der für den H_2 -VUV-Laser bei 160 nm in dieser Arbeit ermittelte Verstärkungskoeffizient kann mit Literaturwerten nicht verglichen werden, da bisher noch keine entsprechenden Daten veröffentlicht wurden.

6 Zusammenfassung

In dieser Arbeit gelang es erstmals, durch transiente Wanderwellenanregung erzeugte stimulierte Emission von vakuum-ultravioletter Strahlung mit einer Repetitionsrate von 10 Hz zu beobachten. Dieses Laserlicht entstammte mit 160 nm dem Lyman-Band von molekularem Wasserstoff. Zur Anregung wurde der Pumplaser ATLAS mit einer Pumpenergie von nur 250 mJ eingesetzt.

Die Ergebnisse, die bei der Erzeugung des VUV-Lasers in molekularem Wasserstoff bei 160 nm gewonnen wurden, werden nachfolgend nochmals kurz zusammengefaßt:

- Für einen maximalen Verstärkungskoeffizienten ist ein Gasdruck von 60...70 mbar optimal.
- Die Laseremission ist prinzipiell unabhängig von der Pulsdauer des Pumplasers ATLAS.
- Die Anwesenheit eines durch einen Vorpuls erzeugten Vorplasmas zur Erzeugung von stimulierter Emission ist zwingend notwendig.
- Der H_2 -Laser hat eine Strahldivergenz von $0,34^\circ$ oder 5,9 mrad. Diese ist nur abhängig von der Geometrie der Erzeugungs- und Verstärkungsregion.
- Die in jedem H_2 -Photonenstrahl enthaltene Energie beträgt $1 \mu J$ pro Puls. Wegen der ATLAS-Pulsenergie von 250 mJ ergibt sich daraus eine Energieumsetzung von $4 \cdot 10^{-6}$.
- Der H_2 -Laser läuft mit einer Repetitionsrate von 10 Hz.
- Die volle Halbwertsbreite der H_2 -Laser-Pulsdauer beträgt 600 ps.
- Der H_2 -Laser hat eine maximale Leistung von 1,7 kW pro ATLAS-Schuß.
- Der Verstärkungskoeffizient g erreicht einen Wert von rund $0,9 \text{ cm}^{-1}$. Damit ergibt sich bei einem Linienfokus der Länge $L = 9 \text{ cm}$ ein Gain-Längen-Produkt gL von 8. Die H_2 -Laseremission ging noch nicht in Sättigung über.
- Die experimentell ermittelten und die im Modell berechneten Werte für die Pulsdauer und für den Verstärkungskoeffizienten stimmen sehr gut überein.

In dieser Arbeit wurde außerdem gezeigt, daß es trotz optimaler Pumpbedingungen nicht gelang, den Xenon-III-VUV-Laser bei 108,9 nm zu erzeugen. Die Ursache dafür sind wahrscheinlich photoionisierte, freie Elektronen. Diese reduzieren durch Elektronenstoß stark die Zahl der für Photoionisation zur Verfügung stehenden neutralen Xenon-Atome. Allerdings kann der Innerschalen-Augerlaser in Xenon, um den es sich bei einer Wellenlänge von 108,9 nm handeln würde, nur durch Photoionisation und nachfolgenden Auger-Effekt erzeugt werden.

In zukünftigen Experimenten sollte versucht werden, das genaue zeitliche Verhalten des H₂-VUV-Lasers bei 160 nm mit Hilfe einer Streak-Kamera zu detektieren. Außerdem sollte durch den Einsatz eines Transmissionsgitters mit kleinerer Gitterkonstanten oder auch durch Verwendung eines anderen Spektrometers der H₂-Laserpeak spektral besser aufgelöst detektiert werden. Dadurch wäre ein individueller Nachweis für alle beteiligten acht, nahe beieinander liegenden Laserübergänge möglich. Zusätzlich könnte es auf diese Weise gelingen, auch Laserübergänge im Werner-Band ($C^1\Pi_u \rightarrow X^1\Sigma_g^+$) von molekularem Wasserstoff bei 116 nm nachzuweisen.

Abschließend wäre es sicherlich interessant, herauszufinden, welche Ursachen tatsächlich dafür verantwortlich waren, daß der Xenon-III-VUV-Laser bei 108,9 nm noch nicht erzeugt werden konnte.

Literaturverzeichnis

- [Bene91] Benerofe S.J., Yin G.Y., Barty C.P.J., Young J.F., Harris S.E.:
116-nm H₂ Laser Pumped by a Travelling-Wave Photoionization Electron Source
Phys. Rev. Lett., Vol. 66, No. 24, p. 3136, 1991
- [Berk79] Berkowitz J.:
Photoabsorption, Photoionization, and Photoelectron Spectroscopy
Academic Press Inc., New York, 1979
- [Chiu93] Chiu P.H., Magana A., Yamakawa K., Kmetec J.D.:
1.5 TW, 10 Hz, Ti:Sapphire laser system: design and performance
SPIE Proc., Vol. 1861, p. 43, 1993
- [Eidm94] Eidmann K.:
Radiation Transport and atomic physics modeling in high-energy-density laser-produced plasmas
Laser Part. Beams, Vol. 12, No. 2, p. 223, 1994
- [Eidm97] Eidmann K.:
private Mitteilung
- [EidmXX] Eidmann K., Hüller S., Meyer-ter-Vehn J.:
Hydrocode Simulation of Sub-Picosecond Laser Interaction with Solid-Density Matter
to be published
- [Elto90] Elton R.C.:
X-Ray Lasers
Academic Press Inc., San Diego, 1990
- [Fill97] Fill E.E.:
Ray trajectories in line-focused laser plasmas
J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 14, No. 6, p. 1505, 1997

- [Gerh75] Gerhart D.E.:
Comprehensive optical and collision data for radiation action I, H₂
J. Chem. Phys., Vol. 62, No. 3, p. 821, 1975
- [Gul198] Gullikson E.:
The diffraction efficiency of a transmission grating
Center for X-Ray Optics, Lawrence Berkeley National Laboratory
Online im Internet, URL (Stand 30.11.1998):
http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants/
- [Harr71] Harris S.E., Miles R.B.:
Proposed third-harmonic generation in phase-matched metal vapors
Appl. Phys. Lett., Vol. 19, No. 10, p. 385, 1971
- [Hess66] Hesser J.E., Dressler K.:
Radiative Lifetimes of Ultraviolet Molecular Transitions
J. Chem. Phys., Vol. 45, p. 3149, 1966
- [Hess68] Hesser J.E.:
Absolute Transition Probabilities in Ultraviolet Molecular Spectra
J. Chem. Phys., Vol. 48, No. 6, p. 2518, 1968
- [Hodg70] Hodgson R.T.:
Vacuum-Ultraviolet Laser Action Observed in the Lyman Bands of Molecular Hydrogen
Phys. Rev. Lett., Vol. 25, No. 8, p. 494, 1970
- [Hodg72] Hodgson R.T., Dreyfus R.W.:
Vacuum-uv Laser Action Observed in H₂ Werner Bands: 1161-1240 Å
Phys. Rev. Lett., Vol. 28, No. 9, p. 536, 1972
- [Kapt86a] Kapteyn H.C., Murnane M.M., Falcone R.W., Kolbe G., Lee R.W.:
Measurements on a Proposed Short Wavelength Laser System in Xenon III
SPIE Proc., Vol. 688, p. 54, 1986
- [Kapt86b] Kapteyn H.C., Lee R.W., Falcone R.W.:
Observation of a Short-Wavelength Laser Pumped by Auger Decay
Phys. Rev. Lett., Vol. 57, No. 23, p. 2939, 1986

- [Kapt88] Kapteyn H.C., Falcone R.W.:
Auger-pumped short-wavelength lasers in xenon and krypton
Phys. Rev. A, Vol. 37, No. 6, p. 2033, 1988
- [Lan183] LANL Los Alamos National Laboratory, T4 Group:
SESAME Report on the Los Alamos Equation-of-State Library
Report No. LALP-83-4, Los Alamos, 1983
- [Lauf65] Laufer A.H., Pirog J.A., McNesby J.R.:
Effect of Temperature on the Vacuum Ultraviolet Transmittance of Lithium Fluoride, Calcium Fluoride, Barium Fluoride, and Sapphire
J. Opt. Soc. Am., Vol. 55, No. 1, p. 64, 1965
- [Lavi98] LaVision:
FlameStar 2 and 2F Camera System - Operation Manual
LaVision GmbH, Göttingen, 1998
- [Liy195] Li Y.L., Tsakiris G.D., Sigel R.:
Self-calibration of a thinned, backside illuminated charge coupled devices in the soft x-ray region
Rev. Sci. Instrum., Vol. 66, No. 1, p. 80, 1995
- [Linf74] Linford G.J., Peressini E.R., Sooy W.R., Spaeth M.L.:
Very Long Lasers
Appl. Opt., Vol. 13, No. 2, p. 379, 1974
- [Paxp90] Pax P., Weston J., White W.E.:
Single shot measurement of duration and contrast of high power picosecond pulses
SPIE Proc., Vol. 1229, p. 82, 1990
- [Pret97a] Pretzler G., Fill E.E.:
X-rays from optical-field ionized plasmas at low density
Opt. Lett., Vol. 22, No. 10, p. 733, 1997

- [Pret97b] Pretzler G., Fill E.E.:
Comparison of soft-x-ray spectra from optical-field-ionized plasmas generated with linearly and elliptically polarized femtosecond laser pulses
Phys. Rev. E, Vol. 56, No. 2, p. 2112, 1997
- [Rami88] Ramis R., Schmalz R., Meyer-ter-Vehn J.:
MULTI - A Computer Code for One-Dimensional Multigroup Radiation Hydrodynamics
Comput. Phys. Commun., Vol. 49, No. 3, p. 475, 1988
- [Saem98] Saemann A.:
Erzeugung eines heißen Plasmas bei Festkörperdichte durch Einstrahlung von 150 fs langen Laserpulsen
Dissertation, TU Darmstadt, 1998
- [Sams67] Samson A.R.:
Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy
John Wiley & Sons Inc., New York, 1967
- [Seli87] Selin F., Georges P., Roger G., Brun A.:
Single-shot measurement of a 52-fs pulse
Appl. Opt., Vol. 26, No. 21, p. 4528, 1987
- [Sher87] Sher M.H., Macklin J.J., Young J.E., Harris S.E.:
Saturation of the Xe III 109-nm laser using travelling-wave laser-produced-plasma excitation
Opt. Lett., Vol. 12, No. 11, p. 891, 1987
- [Sher91a] Sher M.H., Benerofe S.J., Young J.E., Harris S.E.:
2-Hz 109-nm mirrorless laser
J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 8, No. 1, p. 114, 1991
- [Sher91b] Sher M.H., Benerofe S.J.:
Prepulsing of laser-produced plasmas for more efficient pumping of extreme-ultraviolet lasers
J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 8, No. 12, p. 2437, 1991

- [Ship67] Shipman J.D. Jr.:
Traveling wave excitation of high power gas lasers
Appl. Phys. Lett., Vol. 10, No. 1, p. 3, 1967
- [Silf75] Silfvast W.T., Green J.M., Wood O.R.:
Population Inversion and the Measurement of Gain in Laser-Produced Plasmas
Phys. Rev. Lett., Vol. 35, No. 7, p. 435, 1975
- [Spin69a] Spindler R.J. Jr.:
Franck-Condon factors for band systems of molecular hydrogen I
J. Quant. Spectr. Rad. Transf., Vol. 9, No. 5, p. 597, 1969
- [Spin69b] Spindler R.J. Jr.:
Franck-Condon factors for band systems of molecular hydrogen II
J. Quant. Spectr. Rad. Transf., Vol. 9, No. 5, p. 627, 1969
- [Wagn96a] Wagner T., Eberl E., Hoffmann D.H.H.:
Evidence for Recombination XUV Lasing at 52.0 nm and 49.8 nm in a Fast, Compact Z-Pinch Discharge
Laser Part. Beams, Vol. 14, No. 4, p. 679, 1996
- [Wagn96b] Wagner T., Eberl E., Frank K., Hartmann W., Hoffmann D.H.H., Tkotz R.:
XUV Amplification in a Recombining Z-Pinch Plasma
Phys. Rev. Lett., Vol. 76, No. 17, p. 3124, 1996
- [Wayn70] Waynant R.W., Shipman J.D., Elton R.C., Ali A.W.:
Vacuum Ultraviolet Laser Emission from Molecular Hydrogen
Appl. Phys. Lett., Vol. 17, No. 9, p. 383, 1970
- [Wayn72] Waynant R.W.:
Observations of Gain by Stimulated Emission in the Werner Band of Molecular Hydrogen
Phys. Rev. Lett., Vol. 28, No. 9, p. 533, 1972
- [Wayn93] Waynant R.W., Ediger M.N.:
Selected Papers on UV, VUV, and X-Ray Lasers
SPIE Milestone Series, Vol. MS 71, Washington, 1993

- [Würt83] Würtemberger G.:
Fachkunde Metall
 Verlag Europa-Lehrmittel, Wuppertal, 1983
- [Yama94] Yamakawa K., Chiu P.H., Magana A., Kmetec J.D.:
*Generation of High Peak and Average Power Femtosecond Pulses at a
 10 Hz Repetition Rate in Ti:Sapphire Laser*
 IEEE J. Quantum Electron., Vol. 30, No. 11, p. 2698, 1994
- [Ying87] Yin G.Y., Barty C.P.J., King D.A., Walker D.J., Harris S.E., Young J.F.:
Low-energy pumping of a 108,9-nm xenon Auger laser
 Opt. Lett., Vol. 12, No. 5, p. 331, 1987

Danksagung

Die vorliegende Dissertation wurde von der Europäischen Union im Rahmen der Assoziation Euratom/Max-Planck-Institut für Plasmaphysik gefördert und in der Laser-Plasma-Gruppe am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching angefertigt. Ich möchte mich deshalb beim Leiter dieser Arbeitsgruppe, Herrn Prof. Dr. Klaus J. Witte, sowie beim Direktorium des Instituts dafür bedanken, daß es mir ermöglicht wurde, meine Arbeit in diesem Institut durchzuführen.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Dieter H.H. Hoffmann, für die Betreuung dieser Dissertation.

Danken möchte ich ferner:

- ☺ meinem unmittelbaren Betreuer, Herrn Dr. Ernst E. Fill, für viele hilfreiche Anregungen und Diskussionen,
- ☺ meinem Bürokollegen, Herrn Dr. Georg Pretzler, für viele gute Ratschläge, Informationen und die Einführung in die Experimentiertätigkeit mit Lasern,
- ☺ den Herren Ulrich Andiel, Christoph Gahn und Dr. Axel Kasper für ihre Unterstützung bei diffizilen Justierarbeiten,
- ☺ jedem einzelnen technischen Mitarbeiter der Laser-Plasma-Gruppe, ohne die solch ein erfolgreicher ATLAS- und Experimentierbetrieb nicht möglich gewesen wäre,
- ☺ allen nicht persönlich genannten Mitarbeitern in der Arbeitsgruppe für ihre große Hilfsbereitschaft sowie ein angenehmes Arbeitsklima,
- ☺ stellvertretend für die mechanische Werkstatt den Herren Ertl und Strobl für exzellente, oft aufwendige und stets schnelle Arbeit.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Eltern für jegliche Unterstützung während der Entstehung dieser Arbeit bedanken.



