

**Untersuchung optisch-feldionisierter  
Wasserstoff- und Deuterium-Plasmen  
mittels Thomson-gestreuten Laserlichtes**

*Dissertation der Fakultät für Physik  
der  
Ludwig-Maximilians-Universität München*

vorgelegt von  
**Claus Michael Jost**  
aus Wadern

München, den 15.10.2001

1. Gutachter: *Prof. Dr. Herbert Walther*
  2. Gutachter: *Prof. Dr. Dietrich Habs*
- Tag der mündlichen Prüfung: *19.12.2001*

# Zusammenfassung

Die Realisierung kohärenter Röntgenquellen mit Hilfe optisch-feldionisierter Gase macht eine Kontrolle der makroskopischen Parameter Elektronendichte, Elektronen- und Iontemperatur des erzeugten Plasmas erforderlich. So basiert das Konzept eines stoßgepumpten Röntgenlasers auf der Erzeugung möglichst hochenergetischer Elektronen, während das Schema des transienten Rekombinations-Röntgenlasers die Produktion von Elektronen- und Ionenverteilungen mit äußerst niedrigen Temperaturen voraussetzt. In diesem Kontext wird seit einigen Jahren die Polarisierung der ionisierenden Laserstrahlung als Parameter zur Einstellung der gewünschten Elektronentemperatur diskutiert. Eine experimentelle Verifikation dieses Effektes bei Elektronendichten oberhalb  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , wie sie für intensive Röntgenquellen notwendig sind, liegt jedoch bis heute nicht vor.

Im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit steht die Bestimmung der Elektronen- sowie der Iontemperatur in optisch-feldionisierten Wasserstoff- und Deuterium-Plasmen mit Elektronendichten um  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Der Fokus des Interesses liegt dabei auf der Abhängigkeit der Elektronentemperatur von der Polarisierung des eingestrahnten Laserlichtes. Weiterhin wurde untersucht, in welchem Ausmaß kollektive Mechanismen der Strahlungsabsorption (Inverse Bremsstrahlung) bzw. parametrische Plasmainstabilitäten (Stimulierte Raman oder Compton Streuung) das Plasma aufheizen. Aus den gemessenen Iontemperaturen kann die Zerfallsart der  $\text{H}_2^+$ - bzw.  $\text{D}_2^+$ -Molekülionen und der Beitrag der Coulomb-Explosion der Kerne zur Ionenenergie bestimmt werden. Zusammen mit den zugehörigen Elektronentemperaturen lassen sich bei Variation der Laserpolarisation Rückschlüsse auf eine mögliche Ausrichtung der linearen Moleküle bzw. Molekülionen im Feld eines hochintensiven, ultrakurzen Laserimpulses ziehen.

Die  $\text{H}_2$ - bzw.  $\text{D}_2$ -Plasmen wurden unter Verwendung des ATLAS-Lasersystems am Max-Planck-Institut für Quantenoptik, das Laserimpulse mit 130 fs Pulsdauer und bis zu 250 mJ Pulsenergie bei einer Wellenlänge von 790 nm liefert, erzeugt. Die applizierten Pulsspitzenintensitäten überspannen den Bereich von  $2 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  bis  $2 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ . Für die Polarisierung  $\xi$  der 790 nm-Pulse standen die beiden Elliptizitäten  $\xi = 0$  (linear) und  $\xi = 0.7$  (nahezu zirkular) zur Verfügung. Als Plasmediagnostik, die bei hohen Elektronendichten anwendbar und zudem sensitiv bezüglich geringer Elektronen- sowie Iontemperaturen ist, wurde die Streuung von Laserlicht an Elektronendichteschwankungen im Plasma (Thomson-Streuung) eingesetzt. Zu diesem Zweck wurde ein Teil des fundamentalen ATLAS-Pulses frequenzverdoppelt. Der entstehende kollinear propagierende 395 nm-Diagnosepuls trifft aufgrund seiner geringeren Gruppengeschwindigkeit in den durchlaufenen optischen Elementen etwa 1.2 ps nach dem ionisierenden 790 nm-Puls auf das Plas-

ma. Sowohl die Elektronen- als auch die Ionenverteilung sind unter den vorliegenden Bedingungen zu diesem Zeitpunkt bereits thermalisiert. Das Frequenzspektrum des unter  $90^\circ$  gegen die Laserpropagationsrichtung aufgenommenen 395 nm-Streulichtes enthält die Information über Elektronen- und Iontemperatur.

Als Ergebnis der Untersuchungen ergibt sich, daß die Elektronentemperaturen der Wasserstoff- und Deuterium-Plasmen im Rahmen der Meßgenauigkeit ( $\sim \pm 0.5$  eV) identisch sind. Sie liegen im vermessenen Gasdichte- und Intensitätsbereich zwischen 3 eV und 6 eV. Das wohl am meisten überraschende Resultat der Messungen besteht in der Beobachtung, daß bei linear und elliptisch polarisierten Laserpulsen *keine* signifikanten Unterschiede in der Elektronentemperatur auftreten. Die entsprechenden Thomson-Streuspektren sind nahezu identisch. Mit steigendem Gasdruck und steigender Laserintensität ist ein flacher Anstieg der Elektronentemperatur zu beobachten, der sehr gut mit Hilfe eines Modells der Energieabsorption durch Inverse Bremsstrahlung reproduziert werden kann. Die Anpassung dieser Simulation an die Meßdaten liefert – als einzigen freien Parameter – in allen Fällen eine Anfangs- bzw. ATI-Temperatur von 2.6 eV. Sie entspricht derjenigen Elektronentemperatur, die sich unmittelbar aus dem Ionisationsprozeß ergibt. Für lineare Polarisation stimmt sie hervorragend mit den Vorhersagen eines semiklassischen ATI-Modells überein. Dieses sagt jedoch bei  $\xi = 0.7$  eine etwa um den Faktor 3 höhere ATI-Temperatur voraus. Es zeigt sich, daß der Intensitätskontrast der ATLAS-Pulse ( $\sim 10^{-3}$  auf der Skala  $\pm 1$  ps um das Maximum) unter den vorliegenden Bedingungen einen starken Einfluß auf die resultierenden Elektronentemperaturen hat. Ein flacher zeitlicher Intensitätsanstieg führt tendenziell zu niedrigeren Elektronentemperaturen. Bei hohen Laserintensitäten und Gasdrücken sind „Fingerabdrücke“ von Stimulierter Raman und Compton Seitwärtsstreuung in den Thomson-Streuspektren zu erkennen. Primär bedingt durch die kurze Impulsdauer tragen sie jedoch nicht meßbar zur Aufheizung des Elektronengases bei. Die gemessenen Iontemperaturen von  $H_2$  ( $0.79 \pm 0.16$  eV) und  $D_2$  ( $0.37 \pm 0.19$  eV) stimmen gut mit theoretischen Berechnungen zur Coulomb-Explosion der  $H^+$ - bzw.  $D^+$ -Kerne im Anschluß an eine *enhanced ionization* der  $H_2^+$ - bzw.  $D_2^+$ -Molekülionen bei einem kritischen internuklearen Abstand in der Größenordnung von  $\sim 3.2$  Å überein. Bei beiden Isotopen hat eine Variation von Gasdruck oder Laserintensität keinen signifikanten Einfluß auf die Iontemperatur. Aus der Insensitivität der aufgenommenen Thomson-Streuspektren, d.h. der Unempfindlichkeit der Elektronen- und Iontemperatur sowohl von  $H_2$  als auch von  $D_2$  in bezug auf die Änderung der Laserpolarisation, läßt sich folgern, daß im zeitlichen Mittel *keine* Ausrichtung der linearen Moleküle bzw. Molekülionen im Laserfeld erfolgt. In dieser Arbeit konnte schließlich gezeigt werden, daß die für *einen* Streuwinkel im allgemeinen *doppelwertige* Iontemperatur durch den Vergleich der Streuspektren *zweier Isotope* auch bei nur einem Streuwinkel *eindeutig bestimmt werden kann*.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation . . . . .	1
1.2	Struktur der Arbeit . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Optische Feldionisation</b>	<b>5</b>
2.1	Atome in starken Laserfeldern . . . . .	5
2.1.1	Der Tunnelionisationsbereich . . . . .	7
2.2	Moleküle in starken Laserfeldern . . . . .	11
2.2.1	Molekülorientierung in polarisierten Laserfeldern . . . . .	15
2.3	Elektronen- und Ionenenergien . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Plasmaeffekte</b>	<b>25</b>
3.1	Relaxationsprozesse in Plasmen . . . . .	25
3.2	Plasmaheizung durch kollektive Effekte . . . . .	29
3.2.1	Inverse Bremsstrahlung . . . . .	29
3.2.2	Parametrische Instabilitäten . . . . .	32
3.3	Ionisationsinduzierte Effekte . . . . .	36
3.3.1	Räumliche Defokussierung . . . . .	37
3.3.2	Spektrale Blauverschiebung und Verbreiterung . . . . .	38

<b>4</b>	<b>Plasmadiagnostik durch Thomson-Streuung</b>	<b>41</b>
4.1	Grundlagen der Thomson-Streuung . . . . .	41
4.2	Spektraler Formfaktor . . . . .	45
4.3	Simulation Thomson-gestreuter Spektren . . . . .	47
<b>5</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>51</b>
5.1	Das Lasersystem ATLAS . . . . .	51
5.2	Experimenteller Aufbau . . . . .	54
5.3	Eichung von Gitterspektrograph und ICCD . . . . .	60
5.4	Bestimmung der Fokusgröße . . . . .	61
<b>6</b>	<b>Meßergebnisse und Diskussion</b>	<b>64</b>
6.1	Merkmale experimenteller Thomson-Spektren . . . . .	65
6.2	Eigenschaften der untersuchten OFI-Plasmen . . . . .	68
6.3	Variation des Gasdruckes . . . . .	70
6.4	Variation der Laserintensität . . . . .	80
6.5	Diskussion . . . . .	83
6.6	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	91
<b>7</b>	<b>Perspektiven</b>	<b>92</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>97</b>
A.1	Orientierung von $H_2$ und $H_2^+$ im Laserfeld . . . . .	108
A.2	Grundlegende Plasmaparameter . . . . .	114
A.3	Die Funktionen $\Phi(x)$ und $W(x)$ . . . . .	116
A.4	Relaxation bei Nicht-Maxwellverteilungen . . . . .	117

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Motivation

Mit der Entwicklung der Lasertechnologie hin zu immer höheren Energiedichten bei gleichzeitig immer kürzeren Impulsdauern sind ganz neue Bereiche der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie zugänglich geworden. Meilensteine wurden dabei durch den Einsatz des Titan-Saphir-Kristalls als breitbandiges, kompaktes Lasermedium zur Erzeugung ultrakurzer Laserimpulse (Moulton 1982) und die Entwicklung der *Chirped Pulse Amplification* zur Verstärkung dieser Pulse (Strickland, Mourou 1985 [1]) gesetzt. Heute kann man Laserimpulse mit extrem kurzer Dauer erzeugen, die nur wenige Schwingungszyklen enthalten und deren elektrische Feldstärke diejenige des inneratomaren Feldes deutlich übersteigt [2]. In der Folge dieser technologischen Neuerungen konnten – neben einer Vielzahl an Fortschritten auf dem weiten Feld der Atom- und Molekülphysik – gerade auch in der Physik der lasererzeugten Plasmen zukunftsweisende Erfolge erzielt werden. So ist es erstmalig 1998 in der Laser-Plasma-Gruppe des MPQ gelungen, ein heißes Plasma ( $T \sim 300$  eV) bei Festkörperdichte ( $n_e \sim 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ ) zu erzeugen [3]; ein Materiezustand, wie er sonst nur im Innern von Sternen existiert. Im Jahr 2000 wurde die laserinduzierte Erzeugung von Antimaterie (Positronen) am MPQ demonstriert, die erstmals unter Verwendung eines kompakten *Table-Top-Lasers* (ATLAS) gelang [4, 5].

Auch auf dem Gebiet der XUV- und Röntgenlaserforschung ergeben sich neue Möglichkeiten, die im Sinne technischer Anwendungen wegweisend sein könnten [6]. Anders als in der Atom- oder Molekülphysik, wo in der Regel mit Systemen einer „geringen“ Anzahl (typisch  $10^6 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ) nicht miteinander wechselwirkender Einzelatome oder -moleküle gearbeitet wird, sind für die Realisierung von *intensiven* kohärenten Röntgenquellen hohe Teilchendichten im Target von mindestens  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  erforderlich. Dadurch treten neben den isolierten atomaren Ef-

fekten auch Vielteilchenwechselwirkungen im entstehenden Plasma auf, die makroskopische Parameter wie Ionisationsgrad, Elektronendichte, Elektronentemperatur und Iontemperatur stark beeinflussen können. Für die Verwirklichung von XUV- bzw. Röntgen-*Rekombinationslasern* sind gerade diese Größen von erheblicher Bedeutung.

### Restenergie der Elektronen im optisch-feldionisierten Plasma

Das Konzept des Röntgenlasers in optisch-feldionisierten Gasen basiert auf der Erzeugung einer Besetzungsinversion in angeregten Niveaus durch schnelle Rekombination der Elektronen in unmittelbarem Anschluß an die Ionisation durch einen hochintensiven Kurzpuls laser [7, 8]. Ein durch optische Feldionisation (OFI) mit *linear* polarisierten Laserimpulsen erzeugtes Plasma sollte gemäß theoretischer Berechnungen [8, 9] gegenüber Entladungsplasmen den Vorteil bieten, daß die mittlere Energie der Elektronen sehr niedrig ist, und damit eine rasche Rekombination ohne Abkühlphase erlauben<sup>1</sup>. Während einer solch schnellen Rekombination sind – bei geeigneter Wahl des ionisierten Mediums – große Verstärkungskoeffizienten für die stimulierte XUV-/Röntgenemission zu erwarten; außerdem würden Laserübergänge hoher Energie bis hin zum Grundzustand zugänglich [11, 12]. Verwendet man statt des linear polarisierten *zirkular* polarisiertes Laserlicht bei sonst gleichen Parametern, so werden „*heissere*“ Plasmen mit vielfach höheren Elektronentemperaturen als im linear polarisierten Fall theoretisch vorhergesagt [13], und das vorausgehend beschriebene Schema wäre nicht mehr anwendbar. Hohe Elektronenenergien sind jedoch die Voraussetzung für die Umsetzung stoßgepumpter XUV-Laser-Schemata, wie das des von *Lemoff et al.* demonstrierten 41.8 nm-Xe-Lasers [14]. Die Wahl der Laserpolarisation könnte also ein adäquates Mittel zur Kontrolle der Plasmaparameter bei OFI-Röntgenlasern sein. Neben der Polarisation spielen auch die Pulsdauer und Wellenlänge des Lasers sowie dessen Intensität in Relation zu den Ionisationspotentialen der angestrebten Ionisationsstufen eine wichtige Rolle.

### Polarisationsabhängigkeit der Elektronentemperatur

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt auf der Untersuchung der Abhängigkeit der Elektronentemperatur in dichteren OFI-Plasmen von der Polarisation des eingestrahnten Laserlichtes. Dabei muß neben der aus dem Ionisationsprozeß selbst resultierenden Energieverteilung der Elektronen auch deren Aufheizung durch Strahlungsabsorption im Plasma (z.B. *Inverse Bremsstrahlung*, *Stimulierte Raman Streuung*) berücksichtigt werden. Diese *kollektiven* bzw. *parametrischen*

---

<sup>1</sup>Eine niedrige Elektronentemperatur  $T_e$  ermöglicht eine effiziente Dreikörper-Elektron-Ion-Rekombination, da die Rekombinationsrate gemäß  $T_e^{-9/2}$  von der Elektronentemperatur abhängt [10].



Absorptionsmechanismen könnten bei höheren Gas- bzw. Plasmadichten zu einer erheblich höheren mittleren Elektronenenergie führen als in [8, 9] angenommen [15, 16, 17, 18]. In diesem Teilchendichteregime ist deshalb fraglich, ob die Unterschiede in der Elektronentemperatur zwischen linearer und zirkularer Laserpolarisation, die auf dem wechselwirkungsfreien Modell [8] beruhen, nicht verwischt werden. Obwohl die Polarisationsabhängigkeit der Elektronentemperatur für den OFI-Röntgenlaser eine große Bedeutung besitzt, sind bisher diesbezüglich bis auf Corkum *et al.* (Xenon) [13] und Mohideen *et al.* (Helium) [19] keine weiteren *polarisationsvergleichenden* Experimente publiziert. Beide Autoren finden deutlich höhere Elektronenenergien für zirkulare Polarisation, in qualitativer Übereinstimmung mit dem Modell von [8]. Diese Ergebnisse sind jedoch in ihrer Aussagekraft bezüglich dichter OFI-Plasmen insofern zu relativieren, als beide Experimente bei sehr geringen Teilchendichten von etwa  $10^9 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  durchgeführt wurden. Die ausgeprägte Richtungsabhängigkeit der verwendeten *Flugzeitmassenspektrometrie* (TOF), die nur raumwinkelselektive Energiespektren liefern kann, stellt – zumindest für den Fall linearer Laserpolarisation – ein Hindernis für die Bestimmung einer (winkelintegrierten) Elektronentemperatur dar.

### Messung der Elektronentemperatur bei höheren Teilchendichten

Die in Atom- und Molekülphysik oft eingesetzte TOF-Spektrometrie zur Vermessung der Energien von Elektronen (oder Ionen) kann bei der Untersuchung von OFI-Plasmen höherer Teilchendichte nicht angewendet werden. Abgesehen von einer Vielzahl technischer Schwierigkeiten führt insbesondere das Auftreten von Raumladungseffekten im Plasma zu starken Verfälschungen der TOF-Energiespektren. Aus der Physik der thermischen Plasmen, wie sie beispielsweise beim magnetischen Einschluß in Fusionsreaktoren vorliegen, ist die *Streuung von Laserlicht an Plasmadichtefluktuationen* zur Bestimmung von Elektronendichte sowie Elektronen- und Iontemperatur bekannt<sup>2</sup>. Obwohl bei dünneren und kälteren Plasmen schwieriger zu realisieren und zu interpretieren, ist diese auch als *Thomson-Streuung* bezeichnete Methode – als wohl einzig praktikable – in den letzten Jahren auch zur Diagnostik von OFI-Plasmen verwendet worden. Allerdings bleibt diesbezüglich die Zahl der Untersuchungen sehr bescheiden: Offenberger *et al.* 1993 [20] und Blyth *et al.* 1995 [21] (Helium und Neon), Glover *et al.* 1994 [22] (Helium). Die Ergebnisse dieser Experimente, die alle bei ausschließlich linearer Laserpolarisation und mit verschiedenen Laserparametern durchgeführt wurden,

---

<sup>2</sup>Der Begriff der *Temperatur* setzt natürlich implizit das Vorliegen eines Gleichgewichtszustandes voraus. Aber auch bei von einer Maxwell-Verteilung abweichenden Verteilungsfunktionen ist die Methode anwendbar; allerdings ist die Interpretation der Streuspektren dann schwieriger. Ein Vorteil gegenüber der Flugzeitmassenspektroskopie besteht darin, daß prinzipiell eine hohe Zeitauflösung erreichbar ist, so daß die Prozeßdynamik untersucht werden kann.

sind nur bedingt mit denen von Mohideen *et al.* bei viel geringeren Helium-Dichten kompatibel. Die Frage nach einer zufriedenstellenden und umfassenden Theorie zur Berechnung der Elektronenrestenergie in OFI-Plasmen bleibt weiterhin offen.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Thomson-Streuung zur Untersuchung von optisch-feldionisierten *Wasserstoff*- und *Deuterium-Plasmen* eingesetzt. Diese beiden „Beispielsysteme“ wurden primär deswegen gewählt, weil sie lediglich *zwei* schon mit relativ niedrigen Laserintensitäten freisetzbare Elektronen besitzen, so daß Ionisationsgrad und Elektronendichte exakt bestimmt werden können. Ein weiterer Vorteil liegt darin, daß es bei  $H_2$  und  $D_2$  im Vergleich zu den meisten anderen Mehrelektronensystemen kaum störende Plasmaemissionslinien gibt, die das gestreute Wellenlängenspektrum komplizieren.

## 1.2 Struktur der Arbeit

- Im *2. Kapitel* werden Modelle zur Beschreibung der Ionisation von Atomen und zweiatomigen Molekülen in starken Laserfeldern vorgestellt. Daneben wird eine bei Molekülen denkbare Rotation oder eine Ausrichtung im Laserfeld, ebenso wie eine mögliche Coulomb-Explosion im konkreten Bezug auf  $H_2$  bzw.  $D_2$  diskutiert. Ein weiterer Abschnitt beschäftigt sich mit der Energie der Elektronen und Ionen, die sie im Ionisationsprozeß akquirieren.
- *Kap. 3* untersucht die *Wechselwirkung* der geladenen Teilchen in einem Plasma, die einerseits zur Thermalisierung und andererseits zur kollektiven Absorption von Energie aus dem Strahlungsfeld führt. Auswirkungen, die das entstehende Plasma auf das Spektrum und die Propagation des ionisierenden Laserstrahls hat, werden qualitativ und quantitativ beschrieben.
- Die Diagnostik von OFI-Plasmen anhand von Thomson-gestreutem Laserlicht ist Gegenstand des *4. Kapitels*. Neben der Darstellung der Theorie der Thomson-Streuung zeigen Simulationen, wie sich durch Vergleich der Streuspektren von  $H_2$  und  $D_2$  der dominante Streumechanismus im Plasma und damit die Iontemperatur bestimmen läßt.
- *Kap. 5* beschreibt den experimentellen Aufbau und das ATLAS-Lasersystem.
- Die experimentellen Thomson-Spektren, die bei Variation des Gasdruckes bzw. der Laserintensität jeweils für zwei verschiedene Laserpolarisationen gemessen wurden, werden in *Kap. 6* dargestellt und im Kontext der in Kap. 2-4 beschriebenen theoretischen Modelle diskutiert.
- Abschließend zeigt *Kap. 7* einige Perspektiven auf, wie Röntgen- bzw. XUV-Rekombinationslaser durch Mischung verschiedener Gassorten mit  $H_2$  oder  $D_2$  realisiert werden können.

# Kapitel 2

## Optische Feldionisation von Materie in der Gasphase

Dieses Kapitel gibt einen groben Überblick über die Wechselwirkung zwischen Licht und Atomen bzw. Molekülen bei hohen Laserintensitäten und kurzen Pulsdauern. Der erste Abschnitt beschäftigt sich mit der Ionisation von Atomen in intensiven Laserfeldern. Bei linearen Molekülen wie  $\text{H}_2$  und  $\text{D}_2$  stellt sich die Situation aufgrund der räumlichen Asymmetrie sowie der Möglichkeit zur Dissoziation komplexer als bei Atomen dar. Unter diesem Aspekt werden im zweiten Abschnitt Effekte wie eine mögliche feldinduzierte Molekülausrichtung oder Coulomb-Explosion diskutiert. Abschließend wird ein theoretisches Modell vorgestellt, das die „Restenergie“ der Elektronen nach Durchlaufen des Laserimpulses *in Abhängigkeit von der Polarisation des Laserfeldes* beschreibt. Entsprechend der in Atom- und Molekülphysik etablierten Praxis wird in den Abschnitten 2.1 und 2.2 das Atomare Einheitensystem verwendet.

### 2.1 Atome in starken Laserfeldern

Die Ionisation von Atomen in intensiven Laserfeldern kann in zwei Wechselwirkungsbereiche, den Bereich der Multiphotonenionisation (MPI) und den Tunnelionisationsbereich, unterteilt werden<sup>1</sup>. Im MPI-Bereich muß für die Beschreibung der

---

<sup>1</sup>Allgemeinere Zugänge bestehen z.B. in der numerischen Lösung der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung oder auch in zeitabhängigen Hartree-Fock-Rechnungen. Für das grundlegende Verständnis der physikalischen Zusammenhänge ist es jedoch ausreichend, die hier eingeführten Modelle mit eingeschränktem Gültigkeitsbereich heranzuziehen.

Laser-Atom-Wechselwirkung das *Niveauschema des Atoms* berücksichtigt werden. Die Ionisation findet durch *Absorption mehrerer Photonen* über den Weg laser-induzierter virtueller (*nichtresonante MPI*) oder realer (*resonanzverstärkte MPI*) Zwischenzustände statt. Im Unterschied zur Multiphotonenionisation stellen im Bereich der Tunnelionisation das *elektrische Feld* des Lasers und das *Potential*, durch das ein Elektron an den Atomkern gebunden ist, die adäquaten Kenngrößen zur Beschreibung des Ionisationsprozesses dar. Das Potential des Atoms wird durch das Laserfeld so deformiert, daß ein oder mehrere Elektronen durch Tunneln aus dem Potentialtopf entkommen können bzw. daß die deformierte Potentialbarriere energetisch unter den elektronischen Grundzustand eines Elektrons absinkt und dieses schlagartig das Atom verläßt. Die Energieverteilung der tunnelnden Elektronen ist deutlich breiter als diejenige des MPI-Prozesses [23, 24].

Zur Abgrenzung der Gültigkeitsbereiche von Multiphotonen- und Tunnelionisationsmodell kann der *adiabatische* oder *Keldysh-Parameter* [25]

$$\gamma = \frac{\omega_0}{\omega_T} = \sqrt{\frac{\mathbb{P}}{2\Phi_{\text{pond}}}} \quad (2.1)$$

herangezogen werden. Dabei bezeichnet  $\omega_0$  die Laserfrequenz,  $\omega_T$  die Tunnelfrequenz durch die Potentialbarriere<sup>2</sup>,  $\mathbb{P}$  das Ionisationspotential des gebundenen Elektrons und  $\Phi_{\text{pond}}$  das ponderomotive Potential, d.h. die Oszillationsenergie, die ein freies Elektron im alternierenden elektrischen Laserfeld mit Amplitude  $E_0$  im zeitlichen Mittel besitzt (vgl. Anhang).

Im Bereich  $\gamma < 1$ , d.h. bei langwelliger Laserstrahlung und/oder hohen Intensitäten, wird die Ionisation durch das Tunnelionisationsmodell zutreffend beschrieben, während für  $\gamma > 1$  die Multiphotonenionisation dominiert. Anschaulich ausgedrückt ändert sich bei kurzwelliger Laserstrahlung mit  $\omega_0 \gg \omega_T$  das elektrische Feld so schnell, daß das Elektron keine Zeit zum Tunneln hat (*reiner MPI-Prozeß*). Der Keldysh-Parameter gibt also einen Anhaltspunkt, ob der Ionisationsprozeß primär *diabatisch* oder *adiabatisch* ist.

Die Spitzenintensität der 790 nm-Laserimpulse, die in der vorliegenden Arbeit zur Ionisation von Wasserstoff und Deuterium verwendet wurden, überspannt den Bereich von etwa  $2 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  bis zu  $2 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  mit zugehörigen Oszillationsenergien  $\Phi_{\text{pond}} = 0.12 - 1.2 \text{ keV}$ . Das Ionisationspotential des Wasserstoffmoleküls beträgt  $\mathbb{P}(\text{H}_2) = 15.426 \text{ eV}$ . Das Potential für die Ionisation von  $\text{H}_2^+$  ist nicht exakt

---

<sup>2</sup>Nach Perelomov *et al.* [26], die den Ionisationsprozeß gemäß einer quasiklassischen Methode berechnen, ist die „Flugzeit“  $1/\omega_T$  eines Elektrons mit Impuls  $\sqrt{2\mathbb{P}}$  durch eine Potentialbarriere der Breite  $r = 2\mathbb{P}/E_0$  durch  $1/\omega_T = \sqrt{2\mathbb{P}}/E_0$  gegeben.

definiert, kann jedoch mit einer Obergrenze von etwa 30 eV abgeschätzt werden<sup>3</sup>. Setzt man die Gültigkeit der vorausgehend beschriebenen Ionisationsmodelle auch für *molekularen* Wasserstoff voraus [31], so ergibt sich für den Keldysh-Parameter ein oberer Grenzwert von  $\gamma < 0.38$ . Man befindet sich also über den gesamten Intensitätsbereich im Tunnel-Regime.

### 2.1.1 Der Tunnelionisationsbereich

Abhängig davon, wie weit die Potentialbarriere der im Atom gebundenen Elektronen durch ein externes elektrisches Feld abgesenkt wird (vgl. Abbildung 2.1), kann man im Bereich  $\gamma < 1$  die Ionisation am geeignetsten durch das von Augst *et al.* entwickelte *Barrier-Suppression-Modell* [32] bzw. durch das Modell von Perelomov, Popov und Terent'ev (PPT) beschreiben [26].

#### Barrier-Suppression Ionisation

Ein im Abstand  $z$  vom Atomkern mit Kernladungszahl  $Z$  im Coulombfeld gebundenes Elektron ist beim Anlegen eines zeitabhängigen elektrischen Feldes  $\mathcal{E}(t)$  einem effektiven Potential der Form

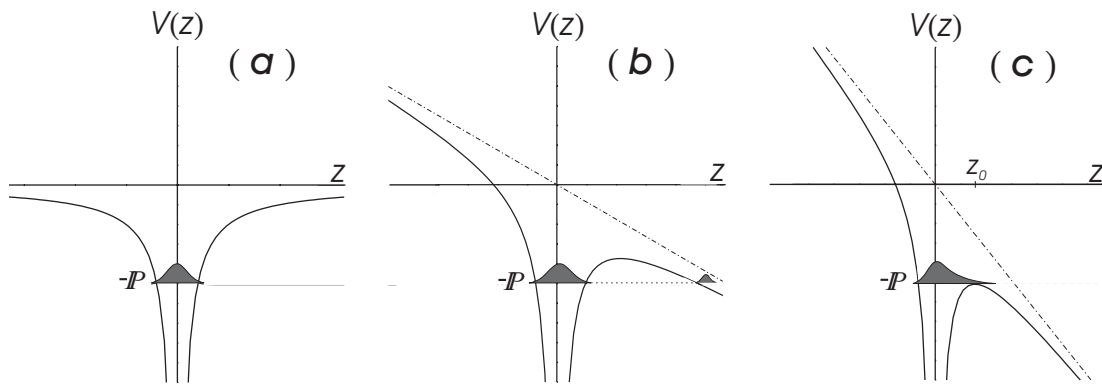
$$V(z, t) = -\frac{Z}{|z|} - z \mathcal{E}(t) \quad (2.2)$$

ausgesetzt ( $\vec{e}_z \parallel \vec{\mathcal{E}}$ ). Ist die Amplitude  $E_0$  des elektrischen Feldes groß genug, so kann, wie in Abbildung 2.1(c) gezeigt, das Maximum der Potentialbarriere bei  $z_0 = \sqrt{Z/\mathcal{E}(t)}$  zeitweilig unter das Bindungspotential  $\mathbb{P}$  eines Elektrons absinken und das Elektron kann klassisch aus dem Kernpotential entweichen. Die zugehörige *Erscheinungsfeldstärke*  $\mathcal{E}_{\text{BSI}}$  errechnet sich gemäß Gleichung 2.2 aus der Bedingung  $V(z_0) \leq -\mathbb{P}$

$$\mathcal{E}_{\text{BSI}} \geq \frac{\mathbb{P}^2}{4Z}. \quad (2.3)$$

---

<sup>3</sup>Eine grobe Abschätzung für die Obergrenze der Energie, die zur Ionisation des  $\text{H}_2^+$ -Molekülions notwendig ist, kann aus den Potentialkurven gewonnen werden. Die potentielle Energie des Grundzustandes  $(\text{H}_2^+)X^2\Sigma_g^+ 1s\sigma_g$  hat ihr Minimum von 15.426 eV [0 eV  $\Leftrightarrow$   $(\text{H}_2)X^1\Sigma_g^+ 1s\sigma_g$ -Grundzustand] beim Gleichgewichtsabstand  $R_{\text{eq}} = 1.056 \text{ \AA}$  [27, 28]. Als Approximation für den Ionisationsprozeß kann man nun den *vertikalen* Übergang in einen Zustand heranziehen, der durch zwei, dem repulsiven Coulomb-Potential unterworfenen Protonen charakterisiert ist, deren potentielle Energie im Abstand  $R_{\text{eq}}$  sich in der Born-Oppenheimer-Näherung zu 45.3 eV errechnet [27]. Die Obergrenze der Ionisationsenergie ergibt sich damit zu  $\mathbb{P}(\text{H}_2^+) = 45.3 \text{ eV} - 15.4 \text{ eV} = 29.9 \text{ eV}$ . Vergleiche auch [29, 30].



**Abbildung 2.1:** Momentaufnahmen des Potentialverlaufs für ein Elektron im Atom unter dem Einfluß eines Laserfeldes (schematisch). Das elektrische Feld des Lasers ist strichpunktiiert dargestellt. (a) Nulldurchgang des oszillierenden elektrischen Feldes bzw. Abwesenheit eines externen Feldes. Das Elektron mit dem Ionisationspotential  $\mathbb{P}$  ist im Potentialtopf des Atoms gebunden. (b) Moderate Laserfeldstärke. Das Elektron kann die durch das Laserfeld deformierte Potentialbarriere durchtunneln. (c) Hohe Laserfeldstärke. Die Potentialbarriere (Maximum bei  $z_0$ ) wird durch das Laserfeld unter das Ionisationspotential des Elektrons abgesenkt, so daß das Elektron nicht mehr an den Kern gebunden ist.

Setzt man diese statische Feldstärke gleich der Amplitude  $E_0$  der Laserfeldstärke, so erhält man die zugehörige *Erscheinungsintensität*

$$I_{\text{BSI}} = \frac{\mathbb{P}^4}{16 Z^2}, \quad (2.4)$$

$$I_{\text{BSI}}[\text{W}/\text{cm}^2] = 4 \cdot 10^9 (\mathbb{P}[\text{eV}])^4 / Z^2.$$

Für die Ionisation des Wasserstoffmoleküls mit einem Ionisationspotential von 15.426 eV findet man die Erscheinungsintensität  $I_{\text{BSI}} = 2.25 \cdot 10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$ . Die höchsten im vorliegenden Experiment angewendeten Laserintensitäten liegen um den Faktor 90 über dieser Erscheinungsintensität. Eine grundlegende Annahme im BSI-Modell ist, daß die Ionisation praktisch instantan erfolgt, so daß man die elektrische Feldstärke für den Ionisationsprozeß als konstant betrachten kann. Eine experimentelle Überprüfung des Modells ist durch Messung der *relativen* Erscheinungsintensitäten für verschiedene Ionensorten möglich. Trotz der vereinfachten, eindimensionalen Betrachtung des Atoms in der Barrier-Suppression-Theorie fin-

det man eine gute Übereinstimmung zwischen vorhergesagten und gemessenen relativen Erscheinungsfeldstärken [32, 33].

## PPT-Modell

Während die BSI-Theorie einen einfachen *klassischen* Ansatz zur *Bestimmung der Schwellenintensität* für die Ionisation darstellt<sup>4</sup>, liefert das *quasiklassische* PPT-Modell<sup>5</sup> auch im klassisch verbotenen Bereich  $I < I_{\text{BSI}}$  von Null verschiedene *Ionisationswahrscheinlichkeiten*. Grundlegende Annahme ist dabei, daß die Ionisationsrate zu jedem Zeitpunkt mit der Tunnelrate des Elektrons durch die vom äußeren Feld abgesenkte Coulomb-Barriere identisch ist.

In einem *statischen* elektrischen Feld  $\mathcal{E}$  ist die Ionisationsrate  $R_{\text{dc}}$  für Elektronen mit Ionisationspotential  $\mathbb{P}$  durch [26]

$$R_{\text{dc}}(\mathcal{E}) = |C_{n^*l^*}|^2 f(l, m) \mathbb{P} \left[ 2 \frac{(2\mathbb{P})^{3/2}}{\mathcal{E}} \right]^{2n^* - |m| - 1} \exp \left[ -\frac{2}{3} \frac{(2\mathbb{P})^{3/2}}{\mathcal{E}} \right] \quad (2.5)$$

mit den Koeffizienten

$$|C_{n^*l^*}|^2 = \frac{2^{2n^*}}{n^* \Gamma(n^* + l^* + 1) \Gamma(n^* - l^*)}, \quad f(l, m) = \frac{(2l + 1)(l + |m|)!}{2^{|m|} (|m|)! (l - |m|)!} \quad (2.6)$$

gegeben.  $l$  und  $m$  bezeichnen dabei die Bahn- und die magnetische Quantenzahl,  $n^* = Z/\sqrt{2\mathbb{P}}$  die effektive Hauptquantenzahl für ein Atom mit Kernladungszahl  $Z$  und  $\Gamma(x)$  die Gamma-Funktion. Die effektive Quantenzahl  $l^*$  errechnet sich näherungsweise aus  $l^* \approx n^* - 1$ .

Geht man zu alternierenden elektrischen Feldern über, so muß für die adäquate zeitliche Mittelung der Ionisationsrate die Polarisation des Laserfeldes beachtet werden. Im Falle eines linear polarisierten, nichtrelativistischen Laserfeldes mit Frequenz  $\omega_0$  ergibt sich im PPT-Modell

$$R_{\text{PPT}}^{\text{lin}}(\mathcal{E}, \omega_0) = |C_{n^*l^*}|^2 f(l, m) \mathbb{P} \sqrt{\frac{6}{\pi}} \left[ 2 \frac{(2\mathbb{P})^{3/2}}{\mathcal{E}} \right]^{2n^* - |m| - 3/2} \times A_{\text{m}}(\omega_0, \gamma) (1 + \gamma^2)^{|m|/2 + 3/4} \exp \left[ -\frac{2}{3} \frac{(2\mathbb{P})^{3/2}}{\mathcal{E}} g(\gamma) \right], \quad (2.7)$$

<sup>4</sup>Im Kontext des PPT-Modells bilden die Erscheinungsintensitäten der BSI-Theorie eine Art „Obergrenze“, oberhalb derer die Wahrscheinlichkeit für die Ionisation gegen eins geht.

<sup>5</sup>Das PPT-Modell ist eine Verallgemeinerung der bereits von Landau und Lifschitz [34] für ein statisches elektrisches Feld berechneten Tunnelraten auf alternierende Felder und komplexere Atome.

mit dem Keldysh-Parameter  $\gamma$  und den Größen

$$A_m(\omega_0, \gamma) = \frac{4}{\sqrt{3\pi}} \frac{1}{|m|!} \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2} \sum_{k \geq \kappa}^{\infty} w_m \left( \sqrt{\frac{2\gamma(k - \kappa)}{(1 + \gamma^2)^{1/2}}} \right) e^{(k - \kappa)\alpha(\gamma)},$$

$$\alpha(\gamma) = 2 \left[ \text{Arsinh}(\gamma) - \frac{\gamma}{\sqrt{1 + \gamma^2}} \right], \quad w_m(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{y^2} (x^2 - y^2)^{|m|} dy,$$

$$g(\gamma) = \frac{3}{2\gamma} \left[ \frac{\kappa\omega_0}{\mathbb{P}} \text{Arsinh}(\gamma) - \frac{\sqrt{1 + \gamma^2}}{2\gamma} \right], \quad \kappa = \frac{\mathbb{P}}{\omega_0} \left( 1 + \frac{1}{2\gamma^2} \right).$$

Der Gültigkeitsbereich von Gleichung 2.7 ist *nicht* auf das Tunnelregime  $\gamma < 1$  beschränkt. Der diskrete MPI-Charakter der Ionisation bei  $\gamma \gg 1$  wird im Koeffizienten  $A_m(\omega_0, \gamma)$  deutlich<sup>6</sup>.

Für  $\gamma \ll 1$  dagegen folgt  $A_m(\omega_0, \gamma) \rightarrow 1$  und  $g(\gamma) \rightarrow 1$  und Gleichung 2.7 geht in die *adiabatische Näherung* des ADK-Modells (Ammosov, Delone, Krainov [35]) über

$$R_{\text{ADK}}^{\text{lin}}(\mathcal{E}) = |C_{n^*l^*}|^2 f(l, m) \mathbb{P} \sqrt{\frac{6}{\pi}} \left[ 2 \frac{(2\mathbb{P})^{3/2}}{\mathcal{E}} \right]^{2n^* - |m| - 3/2} \exp \left[ -\frac{2}{3} \frac{(2\mathbb{P})^{3/2}}{\mathcal{E}} \right]. \quad (2.8)$$

In der adiabatischen Näherung  $\gamma \ll 1$  ergibt sich auch für den allgemeinen Fall eines alternierenden, elliptisch polarisierten Laserfeldes mit Elliptizität<sup>7</sup>  $\xi \neq 1$  eine einfache Darstellung

$$R_{\text{ac}}^{\text{ell}}(\mathcal{E}, \xi) = \left( \frac{3}{\pi} \frac{1}{1 - \xi^2} \frac{\mathcal{E}}{(2\mathbb{P})^{3/2}} \right)^{1/2} R_{\text{dc}}(\mathcal{E}) = \frac{1}{\sqrt{1 - \xi^2}} R_{\text{ADK}}^{\text{lin}}(\mathcal{E}) \quad (2.9)$$

für die Ionisationsrate [36, 35].

Bei zirkularer Laserpolarisation  $\xi = 1$  ist der Betrag des rotierenden Feldstärkevektors zeitlich konstant und für  $\gamma \ll 1$  kann somit die statische Rate  $R_{\text{dc}}$  herangezogen werden [26].

Für die Umrechnung zwischen SI-System und Atomarem Einheitensystem gelten folgende Beziehungen für Energie, elektrische Feldstärke und Frequenz:  $\mathbb{P}[\text{a.E.}] = \mathbb{P}[\text{eV}]/27.21$ ,  $\mathcal{E}[\text{a.E.}] = 5.14 \mathcal{E}[10^9 \text{ V/cm}]$  und  $t^{-1}[\text{a.E.}] = 41.67 t^{-1}[\text{fs}^{-1}]$ .

<sup>6</sup>Die Größe  $\kappa$  hat die Bedeutung eines Schwellenwertes für die Ionisation: die minimale Anzahl  $k$  absorbierter Quanten, die zur Ionisation notwendig sind, ist  $k \geq \kappa$ .

<sup>7</sup>Die Elliptizität  $\xi$  ist in Gleichung 2.17 in Abschnitt 2.3 definiert.



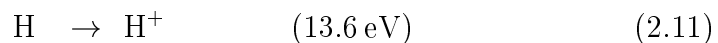
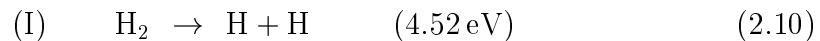
## 2.2 Moleküle in starken Laserfeldern

Über einen Zeitraum von mehr als 10 Jahren hat sich die Wechselwirkung zwischen linearen Molekülen und intensiven Laserfeldern im optischen und nah-infraroten Wellenlängenbereich als undurchsichtiges Puzzle schwer interpretierbarer und widersprüchlicher experimenteller Befunde dargestellt. Ein umfassendes und mit der Gesamtheit der Meßergebnisse konsistentes Verständnis der Wechselwirkungsmechanismen lag in weiter Ferne. Erst in den letzten Jahren scheint sich das Dickicht zu lichten und es entsteht ein klareres Bild der grundlegenden Prozesse.

Beim Zerfall linearer Moleküle und ihrer Ionen in intensiven, langwelligen Laserfeldern spielen neben der Tunnelionisation auch die molekulare Dynamik, d.h. der Vorgang der Dissoziation im Laserfeld, sowie die räumliche Asymmetrie der Moleküle – und damit ihre Orientierung – eine Rolle. Die Asymmetrie hat zur Folge, daß die Ionisations- bzw. Dissoziationswahrscheinlichkeit vom Winkel zwischen dem Vektor der elektrischen Feldstärke der Lichtwelle und der internuklearen Achse des Moleküls abhängt. Über die Kopplung an ein permanentes elektrisches Dipolmoment bzw. über die elektrische Polarisierbarkeit des Moleküls nimmt wiederum die Lichtwelle selbst Einfluß auf die Molekülorientierung. Die Möglichkeit des Moleküls bzw. Molekülions zur Dissoziation stellt gewissermaßen einen *konkurrierenden Prozeß* zur Ionisation dar, der – abhängig von der applizierten Laserintensität – das Ionisationsverhalten stark beeinflusst.

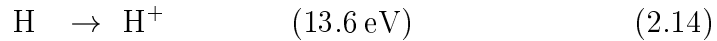
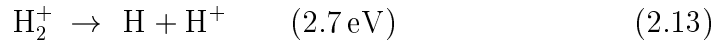
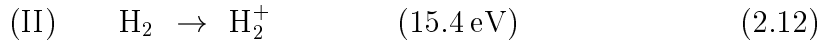
Berücksichtigt man, daß das Ionisationspotential generell die Dissoziationsenergie übersteigt, so stellt sich die Frage, ob ein Molekül in einem starken Laserfeld primär durch Dissoziation oder durch Ionisation zerfällt.

Einem H<sub>2</sub>-Molekül (D<sub>2</sub> analog) stehen prinzipiell die beiden in den Gleichungen 2.10 bis 2.14 dargestellten Zerfallskanäle (I) und (II) offen<sup>8</sup>. Die geklammerten Angaben bezeichnen die für die Reaktion minimal notwendige Energie, d.h. je nach Kanal die Dissoziationsenergie oder das Ionisationspotential, unter der Annahme, daß alle beteiligten Spezies in ihrem Grundzustand sind.




---

<sup>8</sup>Es existiert noch ein weiterer Zerfallskanal, der in der direkten Zwei-Elektronen-Ionisation des H<sub>2</sub>-Moleküls besteht. Aufgrund des hohen Ionisationspotentials für einen vertikalen Übergang vom H<sub>2</sub>-Grundzustand in den repulsiven (H<sup>+</sup> + H<sup>+</sup>)-Zustand von etwa 45 – 50 eV ist die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß bei Intensitäten  $\lesssim 10^{15} \text{ W/cm}^2$  aber sehr gering (vgl. auch [37, 38]).



In Zerfallskanal (I) dissoziiert das  $\text{H}_2$ -Molekül in zwei H-Atome, die anschließend ionisiert werden. Ist (II) dominant, so wird das  $\text{H}_2$ -Molekül zuerst ionisiert. Das entstehende  $\text{H}_2^+$ -Ion dissoziiert aufgrund der niedrigen Dissoziationsenergie durch Kanal 2.13 sofort in ein H-Atom und ein  $\text{H}^+$ . Das H-Atom – aus der Dissoziation von  $\text{H}_2^+$  stammend – ist einer Intensität ausgesetzt, die seine Erscheinungsintensität  $I_{\text{BSI}}[\text{H}, 13.6 \text{ eV}] \ll I_{\text{BSI}}[\text{H}_2, 15.4 \text{ eV}]$  deutlich übersteigt, und wird nahezu instantan ionisiert.

### Zerfall des neutralen Moleküls

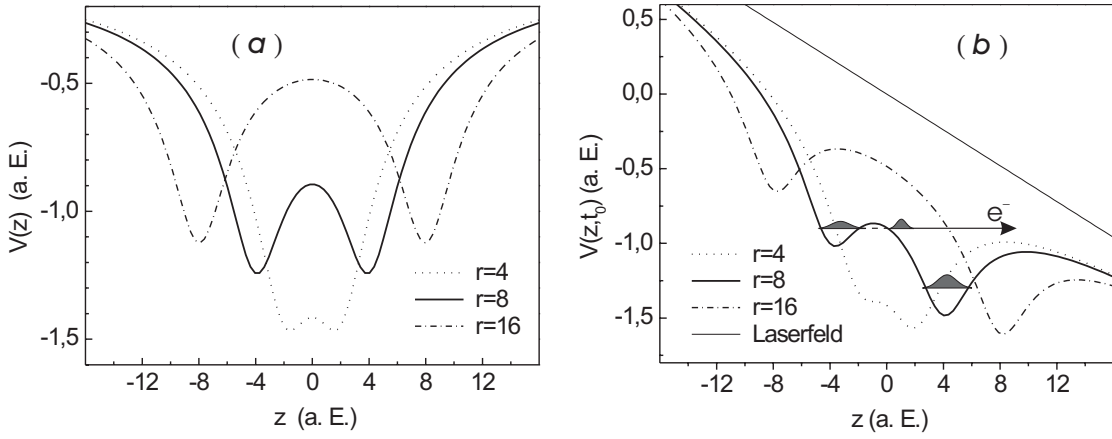
Von Ilkov *et al.* [37, 38] konnte experimentell nachgewiesen werden, daß bei der nichtresonanten Wechselwirkung ( $\gamma \ll 1$ ) von  $\text{H}_2$  und  $\text{D}_2$  mit intensiven Laserfeldern der Zerfallskanal (II) dominiert. Dies scheint ganz allgemein für lineare, homonukleare Moleküle zu gelten (für  $\text{Hg}_2$ ,  $\text{N}_2$  und  $\text{H}_2$  vgl. auch Chin *et al.* [39]). Trotz der im Vergleich zum Ionisationspotential viel niedrigeren Dissoziationsenergien werden die *neutralen* Moleküle *nicht* primär dissoziiert, sondern zerfallen durch Tunnelionisation. Die intensitätsabhängigen Ionisationsraten stimmen gut mit den im atomaren PPT/ADK-Modell berechneten überein. Diese experimentellen Ergebnisse bestätigen theoretische Berechnungen von Bandrauk und Sink [40] bzw. Goggin und Milonni [41] zur nichtresonanten Dissoziation zweiatomiger Moleküle in starken Feldern, die zeigen, daß Intensitäten von etwa  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  zur Dissoziation notwendig sind. Diese Intensitäten sind viel höher, als diejenigen, die zur Tunnelionisation benötigt werden. *Somit verhalten sich die neutralen  $\text{H}_2/\text{D}_2$ -Moleküle ganz analog einem Atom mit gleichem Ionisationspotential ( $\text{H}_2/\text{D}_2 \leftrightarrow \text{Ar}$ ), vgl. auch [42, 30].*

### Zerfall des Molekülions

Der Zerfall des aus der  $\text{H}_2$ -Ionisation entstandenen  $\text{H}_2^+$ -Ions<sup>9</sup> ist durch ein Ineingreifen von Dissoziation und Ionisation gekennzeichnet. Der in den Gleichungen

---

<sup>9</sup>Aufgrund der Disparität der Gleichgewichtsabstände von  $\text{H}_2$  (0.746 Å) und  $\text{H}_2^+$  (1.056 Å) kann man annehmen, daß das  $\text{H}_2^+$  nach seiner Entstehung in einem angeregten Vibrationszustand ist. Die Franck-Condon-Faktoren für Übergänge aus dem  $\text{H}_2$ -Zustand  $^1\Sigma_g^+$  ( $\nu = 0$ ) in die  $\text{H}_2^+$ -Zustände  $^2\Sigma_g^+$  ( $\nu'$ ) sind für  $\nu' = 2, 3$  maximal.



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung des Potentialverlaufs  $V(z, t)$  (in atomaren Einheiten a.E.) aus Gleichung 2.15 für die internuklearen Abstände  $r = 4$  a.E. (punktiert),  $r = 8$  a.E. (durchgezogen) und  $r = 16$  a.E. (strichliert) mit  $Q = a = 2$ . Abbildung (a) zeigt den feldfreien Fall. In Abbildung (b) wurde ein Laserfeld superponiert, das zum Zeitpunkt  $t_0$  die Stärke  $\mathcal{E}(t_0) = 0.06$  a.E. besitzt.

2.13 und 2.14 dargestellte, zweistufige  $\text{H}_2^+$ -Zerfallsprozeß geht bei hohen Laserintensitäten in einen völlig neuartigen, als *dissociative ionization* bezeichneten, einstufigen Prozeß  $\text{H}_2^+ \rightarrow \text{H}^+ + \text{H}^+$  über. In diesem Wechselwirkungsregime hängt die Ionisationsrate sensitiv vom internuklearen Abstand  $r$  der dissoziativ auseinanderlaufenden Kerne ab. Betrachtet man ein zweiatomiges Molekülion mit Kernladung  $Q$  und internuklearem Abstand  $r$ , das parallel zum elektrischen Feldvektor  $\mathcal{E}(t) = E_0 \mathcal{F}(t) \cos(\omega_0 t)$  [ $\mathcal{F}(t)$  entspricht der Einhüllenden] einer linear polarisierten Lichtwelle mit Frequenz  $\omega_0$  ausgerichtet ist, so bewegt sich in der *single active electron*-Näherung das gebundene Elektron in einem Coulomb-Potential der Form

$$V(z, t) = -\frac{Q}{\sqrt{(z - \frac{r}{2})^2 + a^2}} - \frac{Q}{\sqrt{(z + \frac{r}{2})^2 + a^2}} - z \mathcal{E}(t). \quad (2.15)$$

Dabei stellt  $a$  einen in der Ionisationstheorie häufig gebrauchten *smoothing*-Parameter dar, der dazu dient, die Polstellen bei  $\pm r/2$  zu verhindern. Die Beschränkung auf eine eindimensionale Elektronenbewegung ist ausreichend, um die wesentlichen Eigenschaften der dissoziativen Ionisation in starken Feldern zu erfassen [43, 44]. In Abbildung 2.2 ist dieser Potentialverlauf (a) bei Abwesenheit eines äußeren Feldes und (b) bei superponiertem Feld zu einem festen Zeitpunkt  $t = t_0$  in Abhängigkeit der Koordinate  $z || \vec{\mathcal{E}}$  für verschiedene internukleare Abstände gezeigt. Im Falle kleiner internuklearer Abstände nahe dem Gleichgewichtsabstand (punktiert gezeichnet) ist die Energie des lokalen Maximums viel niedriger als die des elektronischen Grundzustandes. Die Ionisation ist also der eines atomaren Ions

bzw. – wie vorangehend dargelegt – des neutralen Moleküls ähnlich. Bei großen Kernabständen wird die innere Barriere zwischen den beiden Potentialtöpfen sehr breit (strichlierte Kurven), so daß die Wahrscheinlichkeit für ein Tunneln des Elektrons durch die innere Barriere sehr gering ist und in Konsequenz das Ionisationsverhalten ebenfalls atomähnlich ist.

Die Ionisationsdynamik ändert sich drastisch, wenn man sich im Bereich mittlerer Kernabstände befindet (durchgezogene Kurven), in dem sich ein Doppelmuldenpotential ausbildet. Ist die Wellenfunktion des Elektrons nun mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit in der oberen Mulde lokalisiert, so kann das Elektron durch die vom Laserfeld abgesenkte, schmale *innere* Barriere direkt ins Kontinuum tunneln. Die Ionisationsrate ist unter diesen Bedingungen um Größenordnungen gegenüber dem atomaren Fall erhöht und man spricht dementsprechend von *enhanced ionisation* gefolgt von einer *Coulomb-Explosion* der entstehenden Fragmentionen<sup>10</sup>. Theoretische Untersuchungen, unter anderem von Seideman, Ivanov und Corkum [45, 44, 46], kommen zu dem Ergebnis, daß es in starken Laserfeldern in einem definierten Bereich internuklearer Abstände tatsächlich zu einer *nichtadiabatischen* Elektron-Lokalisierung im oberen Potentialtopf kommt und daß der Abstandsbereich, in dem die Ionisationsrate sprunghaft ansteigt, nahezu unabhängig von den expliziten Laserparametern (Pulsdauer, Wellenlänge, Intensität) ist. Der sogenannte *kritische Abstand*  $R_c$  ist näherungsweise durch  $R_c \approx 3/IP_A$  (in atomaren Einheiten) gegeben, wobei  $IP_A$  das *atomare* Ionisationspotential des Kerns, bei dem die Elektron-Wellenfunktion lokalisiert ist, bezeichnet<sup>11</sup>. Für Wasserstoff bzw. Deuterium findet man mit  $IP_H = 13.6$  eV, daß die *enhanced ionisation* bei einem Abstand von  $R_c \approx 3.2$  Å, also etwa beim dreifachen Gleichgewichtsabstand des Molekülions, einsetzt.

Die Ionisationsrate in diesem kritischen Abstandsbereich kann für  $\gamma \ll 1$  in erster Näherung auf der Basis des PPT- bzw. ADK-Modells berechnet werden, indem man in den Gleichungen 2.5 bis 2.9 das Laserfeld  $\mathcal{E}$  und in gleicher Weise das Ionisationspotential  $IP$  durch entsprechende *effektive* Größen

---

<sup>10</sup>Das *Gleichgewichts-Ionisationspotential* verliert im kritischen Abstandsbereich seine Bedeutung als Kenngröße zur Beschreibung der Ionisationsdynamik, da Systeme mit hohem  $IP(R_{eq})$  in diesem Regime effizienter ionisieren können, als solche mit viel niedrigerem Ionisationspotential. Unter diesem Aspekt muß auch das im vorangehenden Abschnitt 2.1 berechnete  $H_2^+$ -Ionisationspotential von 30 eV betrachtet werden.

<sup>11</sup>Bemerkenswert ist dabei die Unabhängigkeit der Größe  $R_c$  von der Ladung  $Q$  des betrachteten Fragments. Alle Fragmentionen werden bei demselben Abstand ionisiert und damit löst sich das experimentelle „Rätsel“, daß alle gemessenen Fragmentenergien einen konstanten Teil  $[R_{eq}/R_c]$  der Coulomb-Energie beim Gleichgewichtsabstand  $R_{eq}$  ausmachen.

$$\mathcal{E}_{\text{eff}}(r) = \mathcal{E} + \frac{Q}{|r - r_0|^2}, \quad \mathbb{P}_{\text{eff}}(r, \mathcal{E}) \approx \mathbb{P}_A + \frac{Q}{|r - r_0|} \quad (2.16)$$

ersetzt [45, 47], die den Einfluß des benachbarten, „nackten“ Kerns berücksichtigen, bei dem das Elektron *nicht* lokalisiert ist. Der Parameter  $r_0 = r_0(r, \mathcal{E})$  bezeichnet den Abstand des Maximums der inneren Barriere vom Kern (untere Potentialmulde),  $Q$  ist dessen Ladung.

### PPT-Ionisationsrate bei räumlich isotroper Molekülorientierung

Bei der Berechnung der Ionisationsrate wurde bisher implizit angenommen, daß die internukleare Achse des Moleküls bzw. Ions entlang des elektrischen Feldvektors der Lichtwelle orientiert ist. Eine solche laserinduzierte Ausrichtung bezüglich eines polarisierten Laserfeldes ist jedoch unter realistischen experimentellen Bedingungen nicht sehr wahrscheinlich, wie im nächsten Abschnitt 2.2.1 bzw. im Anhang dargelegt ist. Vielmehr kann man im allgemeinen von einer statistischen – d.h. im zeitlichen Mittel räumlich isotropen – Verteilung der Molekülachsen in bezug auf den Feldvektor ausgehen. Untersuchungen zur Tunnelionisation von molekularem Deuterium haben ergeben, daß unter diesen Umständen die Ionisationsrate *geringer* als diejenige eines Atoms mit gleichem Ionisationspotential (Ar) ist. Im Intensitätsbereich zwischen  $5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$  und  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  ( $\lambda_0 = 0.79 \mu\text{m}$ ,  $0.5 > \gamma > 0.3$ ) betrug die Abweichung etwa einen Faktor 4.

Eine Approximation der molekularen Ionisationsrate unter Berücksichtigung der statistischen Molekülorientierung kann auf einfache Weise erfolgen, indem man im PPT/ADK-Modell (Gleichung 2.5 bis 2.9) die Kernladung  $Z = 1$  durch eine *effektive Kernladung*  $Z_{\text{eff}} = 0.72$  ersetzt. Für Details siehe Talebpour *et al.* [42, 48].

#### 2.2.1 Molekülorientierung in polarisierten Laserfeldern

Die Frage, in welcher Weise ein polarisiertes, hochintensives Laserfeld die Orientierung von zweiatomigen Molekülen und deren Ionen in der Gasphase beeinflusst, wird seit einiger Zeit kontrovers diskutiert. Im Falle nichtrelativistischer Laserintensitäten besteht der dominante Wechselwirkungsmechanismus in der Kopplung des elektrischen Laserfeldes an ein permanentes oder induziertes elektrisches Dipolmoment im Molekül bzw. Molekülion. Ist die Kopplung stark genug und das elektrische Feld linear polarisiert sowie zeitlich nur langsam veränderlich, so wird sich ein *permanentes molekulares Dipolmoment* nach einer gewissen Zeitspanne

parallel zum elektrischen Feldvektor ausrichten. Für schnell oszillierende, zeitlich begrenzte Laserfelder und bei Beschränkung auf ein *induziertes Dipolmoment* ist die Situation jedoch wesentlich komplexer und ein Ausrichtungseffekt umstritten. Verschiedene experimentelle Untersuchungen der letzten Jahre kommen zu dem Schluß, daß sich kleinere zweiatomige Moleküle in der Gasphase sehr schnell parallel zur Polarisationssebene eines linear polarisierten Laserfeldes ausrichten; je nach Molekülart und Laserparametern innerhalb von wenigen zehn Femtosekunden bis hin zu einigen Nanosekunden (vgl. [49] bzgl. Cl<sub>2</sub>, [50] bzgl. CO, [51] bzgl. H<sub>2</sub>, [52, 53, 54] bzgl. N<sub>2</sub> und [55, 56, 57] bzgl. I<sub>2</sub>). Als Begründung für die Schlußfolgerung einer Molekülausrichtung wird in allen genannten Experimenten die starke Winkelabhängigkeit in der Verteilung der detektierten Fragmentionen angeführt. Neuere Untersuchungen nähren jedoch Zweifel daran, daß diese Winkelabhängigkeit durch Ausrichtungseffekte verursacht ist. Die Fragmentverteilung kann ohne die Annahme einer Molekülausrichtung durch die vorausgehend im Modell der *enhanced ionization* beschriebene Steigerung der Ionisationsrate (→ Coulomb-Explosion) in einem kritischen Bereich des internuklearen Abstandes erklärt werden [58, 42]. Dieser Effekt hängt sehr sensitiv vom Winkel zwischen Molekülachse und elektrischem Feldvektor ab, so daß bei linearer Polarisation durch die Laserpolarisationsebene *per se* eine räumliche Anisotropie induziert wird. Die Interpretation der Meßergebnisse als Beleg eines *alignments* steht auch im Widerspruch zu den Berechnungen von Sukharev und Krainov [59], die die klassischen Bewegungsgleichungen eines zweiatomigen Moleküls im linear polarisierten elektrischen Laserfeld lösen und zeigen, daß eine Ausrichtung selbst leichter Moleküle unwahrscheinlich ist.

Zur Abschätzung des Einflusses, den das Laserfeld auf die Orientierung der H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub>-Moleküle und der H<sub>2</sub><sup>+</sup>/D<sub>2</sub><sup>+</sup>-Molekülionen im vorliegenden Experiment hat, wurde deren Bewegungsgleichung für den Fall linearer und zirkularer Polarisation numerisch gelöst. Es zeigt sich, daß es bei der verwendeten Laserwellenlänge von 790 nm und den „maximal applizierbaren“ Intensitäten, die physikalisch durch die Erscheinungintensitäten für die Ionisation von H<sub>2</sub> bzw. H<sub>2</sub><sup>+</sup> begrenzt sind, *nicht* zu einer Molekülausrichtung kommt. Im Falle linearer Laserpolarisation oszilliert die internukleare Achse sowohl bei H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub> als auch bei H<sub>2</sub><sup>+</sup>/D<sub>2</sub><sup>+</sup> mit einer Frequenz  $\omega \ll \omega_0$  um den Vektor  $\vec{\mathcal{E}}(t)$  der elektrischen Feldstärke. Die Oszillationsamplitude ist dabei mit dem anfänglichen Winkel zwischen Molekülachse und Feldvektor  $\vec{\mathcal{E}}(t)$  identisch. Bei zirkularer Polarisation führen die H<sub>2</sub><sup>+</sup>- bzw. D<sub>2</sub><sup>+</sup>-Molekülionen eine langsame Rotation im raumfesten Koordinatensystem aus, können der schnellen Rotation des Feldvektors  $\vec{\mathcal{E}}(t)$  jedoch nicht folgen. Die H<sub>2</sub>- und D<sub>2</sub>-Moleküle, die im Gegensatz zu den Molekülionen kein permanentes Dipolmoment besitzen,

bleiben von dem schnell seine Richtung wechselnden Feld nahezu unbeeinflusst. Eine detaillierte Darstellung der Untersuchungen zur Molekülbewegung im polarisierten Laserfeld findet sich im Anhang.

## 2.3 Elektronen- und Ionenenergien aus der optischen Feldionisation

Die kinetische Restenergie (*residual energy*) der Elektronen und Ionen nach dem Abklingen des Laserfeldes setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Zum einen kann unmittelbar im Ionisations- bzw. Dissoziationsprozeß selbst kinetische Energie auf das Elektron bzw. Ion übertragen werden. In der quantenmechanischen Beschreibung des Zerfallsprozesses resultiert die Überschußenergie daraus, daß das Atom oder Molekül mehr Photonen absorbiert, als zur Ionisation bzw. Dissoziation notwendig sind (*above-threshold ionization* [ATI] bzw. *dissociation* [ATD]). Die überschüssige Photonenenergie wird als kinetische Energie auf das freigesetzte Elektron und/oder die Fragmentionen übertragen<sup>12</sup>. Nach der Freisetzung kann dann das geladene Teilchen in der Wechselwirkung mit dem elektrischen Feld des Lasers (bzw. den unabgeschirmten Feldern benachbarter Ladungsträger) weitere Energie akquirieren. Beschränkt man sich auf nicht zu hohe Teilchendichten ( $\rightarrow$  Mikrofelder vernachlässigbar) und Laserintensitäten ( $\rightarrow$  Magnetfeld vernachlässigbar), so läßt sich die Teilchenbewegung im Laserfeld klassisch beschreiben.

Im Bereich der Tunnelionisation, wenn das ponderomotive Potential das Ionisationspotential deutlich übersteigt und geringe Photonenenergien vorliegen ( $\Phi_{\text{pond}} \gg I \gg \hbar\omega_0$ ), kann das in quantenmechanische und klassische Betrachtungsweise zweigeteilte Bild der Energieakquisition in einem einfachen semiklassischen Modell vereinheitlicht werden [8]. Die ATI-Energie ist darin auf die Phasenverstimmung in Bezug auf das Maximum der elektrischen Feldstärke zum Zeitpunkt der Ionisation zurückzuführen.

### ATI-Energien in semiklassischer Näherung

Der Vektor der elektrischen Feldstärke eines polarisierten Laserimpulses mit Kreisfrequenz  $\omega_0$ , Amplitude  $E_0$  und Einhüllender  $\mathcal{F}(\tau)$  kann in einer raumfesten, kartesischen Basis in der Form

---

<sup>12</sup>Die überschüssige Photonenenergie kann bei nicht vollständig ionisierten Fragmentionen auch zur elektronischen, vibratorischen oder rotatorischen Anregung führen.

$$\vec{\mathcal{E}}(\tau) = E_0 \mathcal{F}(\tau) \left( \cos \tau \vec{e}_x + \xi \sin \tau \vec{e}_y \right) \quad (2.17)$$

dargestellt werden. Zur Vereinfachung wurde mit der Größe  $\tau = \omega_0 t$  eine dimensionslose Zeitvariable eingeführt. Die Polarisations-eigenschaften sind durch den Parameter  $\xi$  festgelegt, der in den Extremfällen linearer bzw. zirkularer Polarisation die Werte  $\xi=0$  bzw.  $|\xi|=1$  annimmt.

Betrachtet man ein Elektron, das zum Zeitpunkt  $\tau'$  aus einem ruhenden Atom oder Molekül in ein Laserfeld mit konstanter Amplitude  $E_0$  und Einhüllender  $\mathcal{F}(\tau) \equiv 1$ , sowie Polarisation  $\xi$  freigesetzt wird, so erfährt dieses eine Kraft, die im nichtrelativistischen Fall dem elektrischen Laserfeld  $\vec{\mathcal{E}}(\tau)$  proportional ist. Unter Verwendung der Bewegungsgleichung<sup>13</sup>  $m_e d\vec{v}/dt = e \vec{\mathcal{E}}(\tau)$  ergibt sich für die Teilchengeschwindigkeit in der kartesischen Basis

$$v_x(\tau) = v_{\text{os}} \sin \tau + v_{0x}, \quad (2.18)$$

$$v_y(\tau) = -\xi v_{\text{os}} \cos \tau + v_{0y}, \quad (2.19)$$

mit den aus den Anfangsbedingungen  $v_x(\tau') = v_y(\tau') = 0$  resultierenden Größen  $v_{0x} = -v_{\text{os}} \sin \tau'$  und  $v_{0y} = \xi v_{\text{os}} \cos \tau'$ . Die Kenngröße  $v_{\text{os}} = eE_0/m_e\omega_0$  ist mit der maximalen Oszillationsgeschwindigkeit eines Elektrons im alternierenden (linear polarisierten) elektrischen Feld der Amplitude  $E_0$  identisch<sup>14</sup>.

Das über eine Lichtperiode gemittelte Geschwindigkeitsquadrat

$$\langle v^2 \rangle = \langle v_x^2 + v_y^2 \rangle = v_{\text{os}}^2 \left( \underbrace{[\xi^2 + 1]/2}_{\text{Oszillationsbewegung}} + \underbrace{\sin^2 \tau' + \xi^2 \cos^2 \tau'}_{\text{Driftbewegung}} \right) \quad (2.20)$$

des Elektrons setzt sich aus einer konstanten Komponente aufgrund der Oszillationsbewegung im alternierenden Feld und einer mit der Phase  $\tau'$  verknüpften Driftkomponente

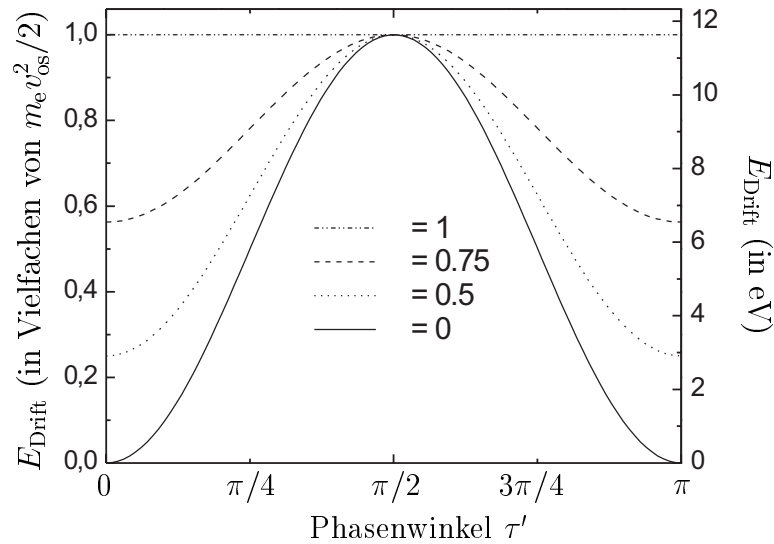
$$v_{\text{Drift}}^2(\xi, \tau') = v_{\text{os}}^2 \left( \sin^2 \tau' + \xi^2 \cos^2 \tau' \right) \quad (2.21)$$

$$= \begin{cases} v_{\text{os}}^2 \sin^2 \tau' & \text{bei linearer Polarisation} \\ v_{\text{os}}^2 & \text{bei zirkularer Polarisation} \end{cases} \quad (2.22)$$

<sup>13</sup>Die Elektronenladung wird hier nur betragsmäßig verwendet, da ihr Vorzeichen für die nachfolgenden energetischen Betrachtungen keine Rolle spielt.

<sup>14</sup>Die korrespondierende Oszillationsgeschwindigkeit  $v_{\text{os}}(\text{H}^+)$  der  $\text{H}^+$ -Ionen ist aufgrund der  $1/m$ -Massenabhängigkeit um etwa den Faktor 2000 geringer als die der Elektronen. Infolgedessen ist auch ihre im Feld gewonnene kinetische Energie vernachlässigbar (vgl. Gleichung 2.23).





**Abbildung 2.3:** Abhängigkeit der Driftenergie  $E_{\text{Drift}}$  von der Phase  $\tau'$ , mit der das Elektron aus dem Atom bzw. Molekül ins Laserfeld freigesetzt wurde, für verschiedene Laserpolarisationen  $\xi$ . Auf der rechten Ordinate ist für eine Feldstärkenamplitude von  $E_0 = 2.75 \cdot 10^8 \text{ V/cm}$  ( $\hat{=} I = 10^{14} \text{ W/cm}^2$  bei  $\xi = 0$ ) zum Zeitpunkt der Ionisation die Driftenergie in Elektronvolt angegeben.

zusammen. Bei zirkularer Polarisation  $|\xi| = 1$  verläuft die Driftbewegung des Elektrons senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldes zum Zeitpunkt  $\tau'$  der Ionisation. Aus Gleichung 2.20 folgt, daß man auch bei der zeitlich gemittelten kinetischen Energie des Elektrons

$$\langle E_{\text{kin}} \rangle = \frac{1}{2} m_e \langle v \rangle^2 = \frac{1}{4} m_e v_{\text{os}}^2 \left[ \underbrace{\xi^2 + 1}_{\text{ponderomotive Energie}} + \underbrace{2(\sin^2 \tau' + \xi^2 \cos^2 \tau')}_{\text{Driftenergie}} \right] \quad (2.23)$$

zwischen der ponderomotiven Energie  $\Phi_{\text{pond}} = \frac{1}{4} m_e v_{\text{os}}^2 (\xi^2 + 1)$  im Feld und der phasenabhängigen Driftenergie

$$E_{\text{Drift}}(\xi, \tau') = \frac{1}{2} m_e v_{\text{os}}^2 (\sin^2 \tau' + \xi^2 \cos^2 \tau') \quad (2.24)$$

$$= \frac{1}{2} m_e v_{\text{os}}^2 \cdot \begin{cases} \sin^2 \tau' & \text{bei linearer Polarisation} \\ 1 & \text{bei zirkularer Polarisation} \end{cases} \quad (2.25)$$

unterscheiden kann. Die Sensitivität der Driftgeschwindigkeit in bezug auf die Phase  $\tau'$  ist bei linearer Polarisation am stärksten ausgeprägt und nimmt mit

zunehmender Elliptizität  $\xi$  ab<sup>15</sup>, vgl. Abbildung 2.3. Für zirkular polarisierte Laserstrahlung ist  $E_{\text{Drift}} = m_e v_{\text{os}}^2 / 2$  – so wie auch die Oszillationsenergie – maximal und nicht mehr von der Phase  $\tau'$  zum Zeitpunkt der Ionisation abhängig. Anschaulich läßt sich dieses Verhalten durch die Zylindersymmetrie der zirkular polarisierten Welle erklären, aufgrund derer man das kartesische Koordinatensystem bei  $|\xi| = 1$  immer so ausrichten kann, daß  $\tau' = 0$ .

Bei Verwendung *ultrakurzer Laserimpulse* zur Ionisation des Targetgases liefert die Oszillations- bzw. *ponderomotive* Energie *keinen signifikanten Beitrag zur Restenergie*, die den Elektronen nach dem Abklingen des Laserfeldes verbleibt (vgl. [60, 7, 61, 62, 63, 64]). Die ponderomotive Energie wird unter diesen Umständen nahezu vollständig an das Feld zurückgegeben und die Elektronen behalten nach Abklingen des Laserfeldes nur ihre Driftenergie  $E_{\text{Drift}}$  parallel bzw. im Falle zirkularer Polarisation senkrecht zur Feldrichtung zum Zeitpunkt der Ionisation (vgl. detailliertere Ausführungen im nachfolgenden Absatz). Diese Driftenergie des semiklassischen Modells kann – ohne Einschränkung bzgl. der Laserpolarisation – mit der quantenmechanischen ATI-Energie identifiziert werden [13]. Verwendet man nämlich die Phasenverteilung  $\{\tau'\}$ , die sich aufgrund der Abhängigkeit der Ionisationswahrscheinlichkeit von der elektrischen Feldstärke im Tunnelmodell ergibt (Gleichungen 2.5 bis 2.9), so findet man, daß sich die berechnete Verteilung der Driftenergie der Elektronen nicht vom ATI-Energiespektrum im Keldysh-Modell [25] unterscheidet und demjenigen des Reiss-Modells [65] sehr ähnlich ist. Die Halbwertsbreite der Driftenergieverteilung ist im Falle von linear polarisiertem Licht durch die Phasenverteilung bestimmt, mit der die Elektronen geboren werden. Bei zirkularer Polarisation ist sie charakteristisch für die zeitliche Einhüllende des Laserpulses.

Die *mittlere ATI-Energie* der ionisierten Elektronen ist im semiklassischen Modell durch den Ausdruck

$$\langle E_{\text{Drift}}(\xi) \rangle_{\tau'} = \frac{\int_0^{\pi/2} R(\mathcal{E}(\tau')) E_{\text{Drift}}(\xi, \tau') d\tau'}{\int_0^{\pi/2} R(\mathcal{E}(\tau')) d\tau'} \quad (2.26)$$

gegeben, wobei  $R(\mathcal{E}(\tau'))$  die Tunnelionisationsrate bezeichnet.

Berücksichtigt man das transversale Intensitätsprofil des Laserfokus und die Laserpulsdauer, so kann es bei vergleichsweise *kleinen Fokusdurchmessern* und *langen Laserpulsen* auch Beiträge der ponderomotiven Energie zur Restenergie der Elektronen geben. Deren Größe hängt vom ponderomotiven Potentialunterschied ab,

<sup>15</sup>Die phasengemittelte Driftenergie steigt proportional mit  $\xi^2$  an.

den ein driftendes Elektron während der Dauer des Laserpulses im Fokusbereich durchläuft, und ist somit wiederum mit der Driftbewegung des Elektrons korreliert. Betrachtet man die zeitliche Entwicklung der Ortskoordinaten  $x, y$  des ionisierten Elektrons, so findet man unter den Anfangsbedingungen  $x(\tau') = y(\tau') = 0$

$$x(\tau) = \frac{1}{\omega_0} (-v_{\text{os}} \cos \tau + v_{0x} \tau) \quad (2.27)$$

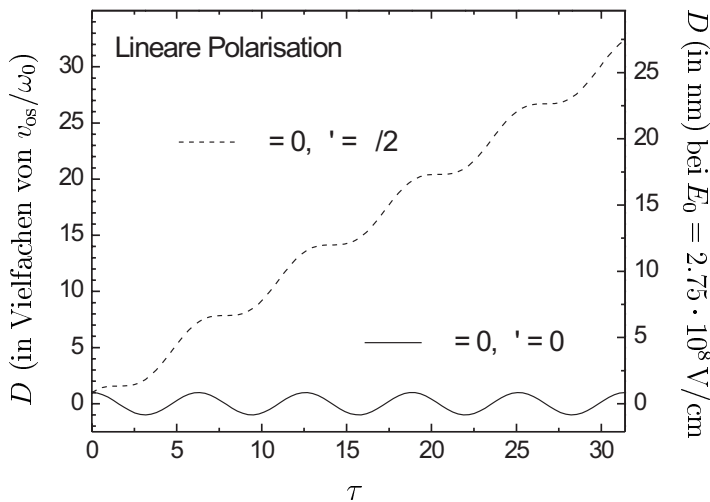
$$y(\tau) = \frac{1}{\omega_0} (-\xi v_{\text{os}} \sin \tau + v_{0y} \tau). \quad (2.28)$$

Damit ergibt sich für den zeitabhängigen Abstand  $D(\tau) = \sqrt{x^2(\tau) + y^2(\tau)}$  des Elektrons vom Ort seiner Ionisation der Ausdruck

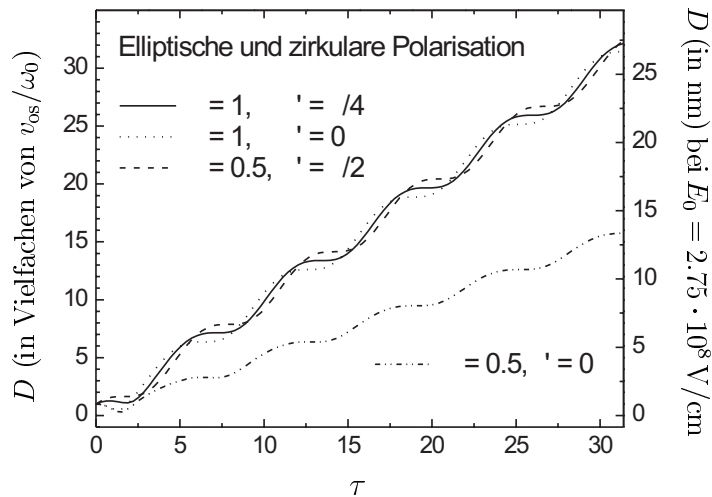
$$D(\tau) = \frac{v_{\text{os}}}{\omega_0} \sqrt{(\cos \tau + \tau \sin \tau')^2 + \xi^2 (\sin \tau - \tau \cos \tau')^2} \quad (2.29)$$

$$= \frac{v_{\text{os}}}{\omega_0} \cdot \begin{cases} \cos \tau + \tau \sin \tau' & \text{bei linearer Polarisation} \\ \sqrt{1 - 2\tau \sin(\tau - \tau') + \tau^2} & \text{bei zirkularer Polarisation.} \end{cases} \quad (2.30)$$

In den Abbildungen 2.4 und 2.5 ist bei linearer und elliptischer bzw. zirkularer Polarisation die Bewegung des Elektrons über 5 Laserperioden dargestellt. Die charakteristische Oszillation im Laserfeld ist von einer Driftbewegung überlagert, deren Geschwindigkeit  $\Delta D/\Delta \tau$  bei linearer und elliptischer Polarisation von der Phase  $\tau'$  abhängt. Nur im Falle zirkularer Polarisation ist die Driftgeschwindigkeit phasenunabhängig (vgl. auch Gleichung 2.22). Die maximale Driftgeschwindigkeit  $\Delta D/\Delta \tau = v_{\text{os}}/\omega_0$ , die bei gleicher Feldstärke für alle Polarisationen identisch ist, wird von denjenigen Elektronen erreicht, die bei einer Phase von  $\tau' = \pi/2$  ionisiert werden, während die minimale Driftgeschwindigkeit mit  $\tau' = 0$  verknüpft ist.



**Abbildung 2.4:** Zeitliche Entwicklung des Abstandes  $D$  des Elektrons vom Ort seiner Ionisation bei linearer Laserpolarisation für zwei verschiedene Ionisationsphasen  $\tau'$ . Auf der rechten Ordinate ist der Abstand in nm bei einer Feldstärke von  $E_0 = 2.75 \cdot 10^8 \text{ V/cm}$  angegeben ( $\lambda_0 = 790 \text{ nm}$ ).



**Abbildung 2.5:** Zeitliche Entwicklung des Abstandes  $D$  des Elektrons vom Ort seiner Ionisation bei elliptischer bzw. zirkularer Laserpolarisation für jeweils zwei verschiedene Phasen  $\tau'$ . Auf der rechten Ordinate ist der Abstand in nm bei einer Feldstärke von  $E_0 = 2.75 \cdot 10^8$  V/cm angegeben ( $\lambda_0 = 790$  nm).

Greift man sich nun die *schnellsten* Elektronen (mit  $\Delta D/\Delta \tau = v_{os}/\omega_0$ ) heraus und nimmt an, daß diese im Bereich der Erscheinungsfeldstärke des  $H_2$ -Moleküls ionisiert wurden, so findet man bei  $\lambda_0 = 790$  nm eine Driftgeschwindigkeit von etwa 6 nm pro Laserperiode ( $E_0 = 2.75 \cdot 10^8$  V/cm zugrunde gelegt). Innerhalb von 200 Schwingungszyklen, d.h. etwa der 4-fachen Halbwertsdauer der ATLAS-Laserpulse (vgl. Kapitel 5), kann ein solches Elektron also bestenfalls eine Distanz von  $1.2 \mu\text{m}$  überbrücken<sup>16</sup>. Im Vergleich zum  $1/e^2$ -Fokusbereich des vorliegenden Experimentes von  $35 \mu\text{m}$  (siehe Abbildung 5.11 in Kapitel 5) wird klar, daß der auf dieser Strecke durchlaufene ponderomotive Potentialunterschied so gering ist, daß der damit verbundene Energiegewinn des Elektrons vernachlässigbar ist. *Die Elektronentemperatur, die sich nach der Thermalisierung einstellt, resultiert also ausschließlich aus der Driftenergie(verteilung) der Elektronen.*

Nimmt man an, daß sich (a) die Elektronen über den Zeitraum einiger Pikosekunden als konservatives System beschreiben lassen und daß sich (b) ihre Energieverteilung zum Zeitpunkt der Messung zu einer Maxwell-Verteilung thermalisiert hat<sup>17</sup>, so kann man das Elektronengas als ideales Gas betrachten und ihm *zu diesem Zeitpunkt* gemäß

<sup>16</sup> Auch bei Berücksichtigung des Pulspedestals aus Abbildung 5.2 in Kapitel 5 ist die Zahl von 200 Laserperioden eine gute Approximation der Zeitspanne, die dem Elektron für einen ponderomotiven Energiegewinn zur Verfügung steht. Der maximale Bewegungsradius der Elektronen wird zusätzlich durch die hohe Teilchendichte im Plasma eingeschränkt. Durch Stöße der Elektronen untereinander bzw. zwischen Elektronen und Ionen ist eine  $90^\circ$ -Ablenkung der Elektronenbahn schon nach wenigen zehn Laserperioden wahrscheinlich (vgl. Abschnitt 3.1).

<sup>17</sup> Beide Voraussetzungen sind im vorliegenden Experiment durch die Wahl des Meßzeitpunktes erfüllt. Wie in Abschnitt 3.1 gezeigt ist, thermalisieren die Elektronen untereinander innerhalb von einigen hundert Femtosekunden. Der Energietransfer zwischen Elektronen und Ionen findet jedoch auf der Skala von einigen hundert Pikosekunden statt.

$$\frac{3}{2} k_B T_e = \frac{1}{n_e} \int_0^\infty n(E) E dE \quad (2.31)$$

eine makroskopische Temperatur  $T_e$  zuordnen.  $n(E)$  bezeichnet dabei die Verteilungsfunktion der Elektronenenergien (Anzahldichte der Elektronen mit Energie  $E$  im Energieintervall  $[E, E + dE]$ ) im Anschluß an den Ionisationsprozeß und  $n_e$  die Gesamtanzahldichte (Normierung  $\int_0^\infty n(E) dE = n_e$ ).

### Coulomb-Explosion

Die kinetische Energie der Ionen, die im Zerfallsprozeß entstehen, stammt unter den gegebenen Bedingungen primär aus der Coulomb-Explosion der beiden Atomkerne im Anschluß an die dissoziative Ionisation des  $H_2^+$ -Moleküls. Mechanismen, wie die ponderomotive Beschleunigung der Ionen im Laserfeld, können aufgrund der im Vergleich zu den Elektronen großen Ionenmasse, der kurzen Pulsdauer und des großen Fokussdurchmessers vernachlässigt werden.

Die Coulomb-Energie zweier Kerne/Fragmentionen mit den dimensionslosen Kernladungen  $Q_1$  und  $Q_2$ , die sich im Abstand  $r$  voneinander befinden, ist durch

$$E_{\text{Coul}}[\text{eV}] = \frac{14.4 Q_1 Q_2}{r[\text{\AA}]} \quad (2.32)$$

gegeben. Für den gemäß der einfachen Faustregel in Abschnitt 2.2 ermittelten kritischen Abstand  $R_c \approx 3.2 \text{\AA}$  bei  $H_2^+$  und  $D_2^+$  ergibt sich damit eine Coulomb-Energie von  $E_{\text{Coul}} \approx 4.5 \text{ eV}$ . In dem Sinne, daß  $R_c$  die *Untergrenze* des Abstandsbereiches abschätzt, in dem *enhanced ionization* stattfinden kann, markiert diese Energie die ungefähre *Energieobergrenze* für die aus der Coulomb-Explosion resultierende Verteilung der Ionenenergien.

Detailliertere Berechnungen von Dietrich *et al.* [47] zur dissoziativen Ionisation von Wasserstoff und Deuterium in einem 2.5 ps (FWHM)-langen Gaußpuls mit 10  $\mu\text{m}$ -Wellenlänge und einer Intensität zwischen  $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$  und  $3 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$  liefern eine *mittlere Ionenenergie* im Bereich von 0.2 – 1.2 eV. Auch wenn die Parameter der Simulation um einiges von den Laserparametern im Thomson-Streuexperiment abweichen<sup>18</sup>, kann aus der Simulation dennoch eine Tendenz für die Iontemperaturen im vorliegenden Experiment abgeleitet werden. Im Bereich

<sup>18</sup>Bezieht man das Pedestal des ATLAS-Pulses mit ein, so kommt die in der Simulation angenommene Pulslänge sogar in die Nähe der im Experiment vorliegenden Pulsdauer. Ein Bezug zwischen Simulation und Experiment im Hinblick auf die verwendeten Wellenlängen ist insofern gegeben, als sowohl für  $\lambda = 10 \mu\text{m}$ , als auch für  $\lambda = 790 \text{ nm}$  bei den zugehörigen Intensitäten von dominanter Tunnelionisation ausgegangen werden kann.

$I \gtrsim 2.5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$  zeigt sich nämlich eine Sättigung im Anstieg der Ionenenergien beider Isotope. Die zugehörige *mittlere* Ionenenergie liegt bei 1.2 eV bzw. 0.85 eV im Falle von  $\text{H}_2$  bzw.  $\text{D}_2$ . Es erscheint einleuchtend, daß eine weitere Steigerung der Spitzenintensität keine Auswirkung auf die Coulomb-Energien haben sollte, da der Prozeß der *enhanced ionization* bei Erreichen des Intensitätsmaximums bereits abgeschlossen ist und die Ionen aufgrund ihrer Masse im Laserfeld nicht nachbeschleunigt werden.

Die in [47] berechneten Ionenenergien stimmen gut mit den von Ilkov *et al.* [37, 38] in einem Experiment mit  $10 \mu\text{m}$ -Nanosekundenpulsen gemessenen Ionentemperaturen von 0.7 eV für Wasserstoff und 0.6 eV für Deuterium überein.

# Kapitel 3

## Plasmaeffekte in optisch-feldionisierten Gasen

Bei der optischen Feldionisation von Gasen im Teilchendichtebereich  $> 10^{17} \text{cm}^{-3}$  müssen neben der Wechselwirkung des Laserfeldes mit den Einzelatomen oder -molekülen auch die kollektiven dynamischen Effekte im entstehenden Plasma in die Interpretation der Meßergebnisse einbezogen werden. In diesem Kapitel werden die wichtigsten Prozesse dargestellt, die unter den vorliegenden experimentellen Gegebenheiten einen Einfluß auf die Laser-Plasma-Wechselwirkung haben können. Der erste Abschnitt beschreibt die Relaxation der anfänglichen Geschwindigkeitsverteilungen von Elektronen und Ionen. Die Relaxationsprozesse legen den Zustand des Plasmas zum Diagnose-Zeitpunkt fest und sind grundlegend für die Plasmaheizung. Daran anschließend werden einige Mechanismen der Strahlungsabsorption in einem Plasma dargestellt. Der dritte Abschnitt beschäftigt sich mit den räumlichen und spektralen Modifikationen, die ein Laserpuls bei der Propagation durch ein ionisierbares Gasvolumen erfährt und die insbesondere für die Auswertung der Thomson-Streuspektren von Bedeutung sind.

### 3.1 Relaxationsprozesse in Plasmen

#### Klassifizierung der OFI-Plasmen

Um das physikalische Verhalten eines Plasmas zu beschreiben, wird häufig der dimensionslose Kopplungsparameter  $\Gamma$  herangezogen, der als Verhältnis der charakteristischen Coulomb-Energie zur kinetischen Energie  $k_{\text{B}}T$  definiert ist.  $\Gamma$  kann z.B. für die Elektron-Elektron- oder Ion-Ion-Wechselwirkung in der Form

$$\Gamma_{aa} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_a^2 e^2}{n_a^{-1/3} k_B T_a} \quad (3.1)$$

dargestellt werden, wobei  $Z_a$  den Ladungszustand und  $T_a$  die Temperatur der Teilchensorte  $a = e, i$  bezeichnen. Die Größe  $n_a^{-1/3}$  stellt den charakteristischen Abstand zwischen einem Teilchen der Sorte  $a$  und seinem nächsten Nachbarn dar. Bei Kopplungsparametern  $\Gamma_{ee}, \Gamma_{ii} \ll 1$  wechselwirken die Teilchen im Plasma nur schwach miteinander.

Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Wasserstoff- und Deuterium-Plasmen mit Teilchendichten  $N = 6 \cdot 10^{17} - 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , Elektronentemperaturen  $T_e < 10 \text{ eV}$  und Iontemperaturen  $T_i$  in der Größenordnung von  $1 \text{ eV}$ , liegen die Kopplungsparameter zwischen  $0.01 < \Gamma_{ee} < 0.26$  bzw.  $0.1 < \Gamma_{ii} < 0.4$ .

Im  $n - T$ -Zustandsdiagramm entspricht dies dem Bereich *idealer*<sup>1</sup> Elektronenplasmen bzw. *schwach gekoppelter* Ionenplasmen.

### Geschwindigkeitsrelaxation

Bei der Thermalisierung der Geschwindigkeitsverteilungen und der Absorption von Laserenergie im Plasma spielen Coulomb-Kollisionen zwischen den Ladungsträgern eine entscheidende Rolle. Wegen des langreichweitigen  $1/r$ -Potentials<sup>2</sup> ( $r < \lambda_D$ ) handelt es sich dabei nicht um Einteilchenstöße, sondern um korrelierte Mehrteilchenwechselwirkungen zwischen vielen Elektronen und Ionen.

Die Stoßzeit  $\langle \tau_{90^\circ} \rangle$ , die ein geladenes Teilchen im Mittel benötigt, um durch Coulomb-Stöße eine kumulative Ablenkung um  $90$  Grad zu erfahren, stellt ein Maß für die Dauer der Geschwindigkeitsrelaxation dar.

Für eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung ist die mittlere Elektron-Ion-Stoßfrequenz  $\langle \tau_{ei} \rangle^{-1}$ , d.h. die Rate, mit der sich die Geschwindigkeitsverteilung der *Elektronen* durch Stöße mit dem Ionenhintergrund thermalisiert bzw. isotropisiert, durch

$$\langle \tau_{ei} \rangle^{-1} = \frac{1}{3 (2\pi)^{3/2} \epsilon_0^2} \frac{n_i Z^2 e^4 \ln \Lambda}{m_e^{1/2} (k_B T_e)^{3/2}} = \frac{1}{3 (2\pi)^{3/2} \epsilon_0^2} \frac{n_e Z e^4 \ln \Lambda_e}{m_e^{1/2} (k_B T_e)^{3/2}} \quad (3.2)$$

<sup>1</sup>Der Begriff „ideal“ wird analog zur Thermodynamik der Gase verwendet und beinhaltet hier, daß sich viele Teilchen im Debye-Volumen befinden.

<sup>2</sup>Für Abstände  $r$  größer als die Debyelänge  $\lambda_D$  wird das Coulomb-Potential durch den Faktor  $e^{-r/\lambda_D}$  abgeschirmt.



gegeben [66, 67]. Dabei bezeichnet  $Z$  den Ionisationsgrad des Plasmas<sup>3</sup> und  $\ln \Lambda_e$  den im Anhang näher erläuterten Coulomb-Logarithmus in bezug auf die Elektronen<sup>4</sup>. Die Elektron-Ion-Stoßfrequenz ist insbesondere für die Dämpfung von Plasmawellen und die Absorption elektromagnetischer Strahlung im Plasma von entscheidender Bedeutung.

Aufgrund der sehr unterschiedlichen Massen von Elektronen und Ionen relaxieren beide Teilchenarten primär durch Coulomb-Kollisionen *innerhalb der eigenen Teilchengruppe*. Für die entsprechenden Stoßraten  $\langle \tau_{ee} \rangle^{-1}$  und  $\langle \tau_{ii} \rangle^{-1}$  findet man in Anlehnung an Gleichung 3.2

$$\langle \tau_{aa} \rangle^{-1} = \frac{1}{3 (2\pi)^{3/2} \epsilon_0^2} \frac{n_a Z_a^4 e^4 \ln \Lambda_a}{m_a^{1/2} (k_B T_a)^{3/2}}, \quad a = e, i \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} \text{d.h. } \langle \tau_{ee} \rangle^{-1} [\text{s}^{-1}] &= 2.9 \cdot 10^{-6} \ln \Lambda_e n_e [\text{cm}^{-3}] / (T_e [\text{eV}])^{3/2}, \\ \langle \tau_{ii} \rangle^{-1} [\text{s}^{-1}] &= 6.8 \cdot 10^{-8} A^{-1/2} Z^4 \ln \Lambda_i n_i [\text{cm}^{-3}] / (T_i [\text{eV}])^{3/2} \end{aligned}$$

mit  $\ln \Lambda_a = \ln (1.55 \cdot 10^{10} (T_a [\text{eV}])^{3/2} / (Z^4 n_a [\text{cm}^{-3}])^{1/2})$ ,  $A$ =Massenzahl des Ions.

Ein Vergleich von  $\langle \tau_{ii} \rangle$  und  $\langle \tau_{ee} \rangle$  zeigt, daß in einem niedrig- $Z$ -Plasma die Ionen ihre Gleichgewichtsverteilung viel später als Elektronen *gleicher Temperatur* erreichen

$$\langle \tau_{ii} \rangle \approx \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \left( \frac{T_i}{T_e} \right)^{3/2} Z^{-4} \langle \tau_{ee} \rangle. \quad (3.4)$$

Bei optisch-feldionisierten Plasmen ist jedoch in der Regel die Elektronentemperatur unmittelbar nach der Ionisation deutlich höher als die Ionentemperatur. Dies führt dazu, daß die Geschwindigkeitsrelaxation von Elektronen und Ionen in der Anfangsphase des Plasmas auf einer vergleichbaren Zeitskala stattfindet.

Im Hinblick auf eine möglichst hohe Aussagekraft der Thomson-Streuspektren ist der Diagnostik-Zeitpunkt des OFI-Plasmas so zu wählen, daß die Geschwindigkeitsverteilungen von Elektronen und Ionen weitgehend der Maxwellverteilung entsprechen. Die in Gleichung 3.3 eingeführte Relaxationszeit  $\langle \tau_{aa} \rangle$  ist dabei ein Maß für die Übergangszeit einer beliebigen isotropen Anfangsverteilung zu einer Maxwellverteilung [67]. Dies gilt eingeschränkt auch für räumlich-anisotrope Anfangsverteilungen (siehe Anhang).

<sup>3</sup>Für ein quasineutrales Plasma gilt  $n_e = n_i Z$ .

<sup>4</sup>Die häufig in der Fachliteratur zu findende Nomenklatur  $\ln \Lambda$  setzt implizit den Bezug auf die Plasmaelektronen voraus. Wegen der nur logarithmischen Abhängigkeit von  $Z$ ,  $T_a$  und  $n_a$  wird oftmals generell nur der Coulomb-Logarithmus der Elektronen verwendet.

Für die vorangehend beschriebenen experimentellen Parameter dieser Arbeit und ein Verhältnis von Elektronen- zu Iontemperatur von  $T_e/T_i \approx 5 - 10$  ergeben sich gemäß Gleichung 3.3 e-e-Relaxationszeiten in der Größenordnung von etwa 200 – 1200 fs. Die i-i-Relaxationszeiten sind jeweils um den Faktor 2 - 3 länger.

### Energierelaxation

Die *Energieäquipartition* zwischen Elektronen und Ionen und damit die *Temperaturrelaxation* zwischen beiden Teilchengruppen kann in der Form

$$\left(\frac{\delta E}{\delta t}\right)_{ei} = \frac{3}{2} n_e k_B \left(\frac{\delta T}{\delta t}\right)_{ei} = \frac{3}{2} n_e k_B \frac{T_i - T_e}{t_{ei}} \quad (3.5)$$

dargestellt werden [66, 67], wobei  $(\delta E/\delta t)_{ei}$  den mittleren Leistungsfluß von den Elektronen auf die Ionen (bei  $T_e > T_i$ ) und  $t_{ei}^{-1}$  die mittlere Rate bezeichnet, mit der die Temperaturangleichung erreicht wird. Für die Energieäquipartitionszeit  $t_{ei}$  findet man

$$t_{ei} = \frac{m_i}{2 m_e} \langle \tau_{ei} \rangle. \quad (3.6)$$

Die Zeitskala, auf der die Elektronen und Ionen Energie austauschen, ist also um den Faktor  $m_i/(2 m_e)$  *länger* als die mittlere Elektron-Ion-Stoßzeit<sup>5</sup> und liegt unter den vorliegenden experimentellen Bedingungen ( $m_i/m_e \sim 2 \cdot 10^3$ ) im Bereich einiger hundert Pikosekunden bis zu einigen Nanosekunden.

Bei Stößen *innerhalb der eigenen Teilchengruppe* ist die Energierelaxationszeit dagegen annähernd gleich der Geschwindigkeitsrelaxationszeit,  $t_{ee} \sim \langle \tau_{ee} \rangle$  und  $t_{ii} \sim \langle \tau_{ii} \rangle$ , d.h. die Elektronen und Ionen kommen untereinander sehr schnell ins thermische Gleichgewicht.

Als Ordnungshierarchie ergibt sich:

$$\begin{aligned} t_{ee} &\sim \langle \tau_{ee} \rangle \sim \langle \tau_{ei} \rangle, \\ t_{ii} &\sim \langle \tau_{ii} \rangle, \\ t_{ei} &\sim \frac{m_i}{2 m_e} \langle \tau_{ei} \rangle. \end{aligned}$$

---

<sup>5</sup>Eine anschauliche Erklärung liefert der Energietransfer  $\Delta E/E \sim 2m_e/(m_e + m_i)$  bei einem elastischen Elektron-Ion-90°-Stoß, wohingegen für e-e bzw. i-i-Stöße gemäß dieser Beziehung  $\Delta E/E \sim 1$  gilt.

## 3.2 Plasmaheizung durch kollektive Effekte

Im Hinblick auf die Realisierung von Rekombinations-Röntgenlasern, die auf der optischen Feldionisation durch kurze Laserimpulse basieren, werden neben der in Abschnitt 2.3 beschriebenen ATI-Temperatur der Elektronen auch eine Reihe von Plasmaeffekten diskutiert, die – trotz kurzer Pulsdauer – zu einer unerwünschten Heizung der Elektronen oder auch zu einer signifikanten Reduktion der fokalen Laserintensität durch Streuprozesse führen können [11, 12].

Bei niedrigen Elektronendichten  $n_e \ll n_{\text{cr}}$  stellt die *Inverse Bremsstrahlung* den im Vergleich effizientesten Mechanismus der Energieabsorption aus dem Laserfeld dar. Darüber hinaus kann hochintensives Laserlicht durch sogenannte *Plasmainstabilitäten*, wie *Stimulierte Raman und Compton Streuung*, auch Plasmawellen großer Amplitude anregen, die bei ihrer Dämpfung das Plasma aufheizen. Da es sich bei den Plasmainstabilitäten um Schwellenphänomene handelt, hängt es sensitiv von den experimentellen Parametern – insbesondere von Elektronendichte, Plasmaskalenlänge<sup>6</sup>, Laserintensität und -pulsdauer – ab, ob und in welchem Maße sie zur Heizung des Plasmas beitragen. Zudem sind die genannten Prozesse der Energieabsorption dahingehend miteinander *korreliert*, daß sie in starker *Konkurrenz* zueinander stehen und sich somit gegenseitig stabilisieren, d.h. in ihrer Entstehung und Effizienz begrenzen, können.

### 3.2.1 Inverse Bremsstrahlung

Der auch als *Frei-Frei-Absorption* oder *Stoßabsorption* bekannte Prozeß der *Inversen Bremsstrahlung* beruht darauf, daß die kohärente Oszillationsbewegung der Elektronen im elektrischen Feld eines Lasers durch statistische Kollisionen zwischen Elektronen und Ionen gestört wird. Auf diese Weise wird ein Teil der kohärenten Oszillationsenergie  $E_{\text{os}}$  der Elektronen in thermische Energie umgewandelt. Die über eine Laserperiode gemittelte Heizrate  $P_{\text{IB}}$  ist als Produkt von Oszillationsenergie und *effektiver* Elektron-Ion-Stoßfrequenz gegeben [68, 69]:

$$P_{\text{IB}} = \frac{3}{2} \frac{d}{dt} (k_{\text{B}} T_{\text{e}})_{\text{IB}} = E_{\text{os}} \nu_{\text{ei}} = \frac{e^2 E_0^2}{2 m_e \omega_0^2} \nu_{\text{ei}} = \frac{e^2 I_0 \nu_{\text{ei}}}{m_e \epsilon_0 c \omega_0^2}. \quad (3.7)$$

---

<sup>6</sup>Die Plasmaskalenlänge  $L \equiv n_e (dn_e/dx)^{-1}$  ist die charakteristische Längenskala, auf der eine signifikante Änderung in der Elektronendichte im Plasma auftritt. Bei unterdichten Plasmen ( $n_e \ll n_{\text{cr}}$ ) spricht man bei  $L < 10^2 \lambda_0$  oft von einer „kurzen“ Skalenlänge, bei  $L > 10^3 \lambda_0$  von einer „langen“.

Die in Gleichung 3.7 enthaltene effektive Stoßfrequenz  $\nu_{ei}$  ist im Falle hoher Laserintensitäten und damit großer Oszillationsgeschwindigkeiten  $v_{os}$  der Elektronen nicht mit der in Gleichung 3.2 eingeführten Elektron-Ion-Stoßfrequenz  $\langle\tau_{ei}\rangle^{-1}$  identisch. Aufgrund des modifizierten Wirkungsquerschnittes für die Bremsstrahlungsabsorption bzw. -emission eines Elektrons in einem starken externen Feld, muß der Korrekturfaktor

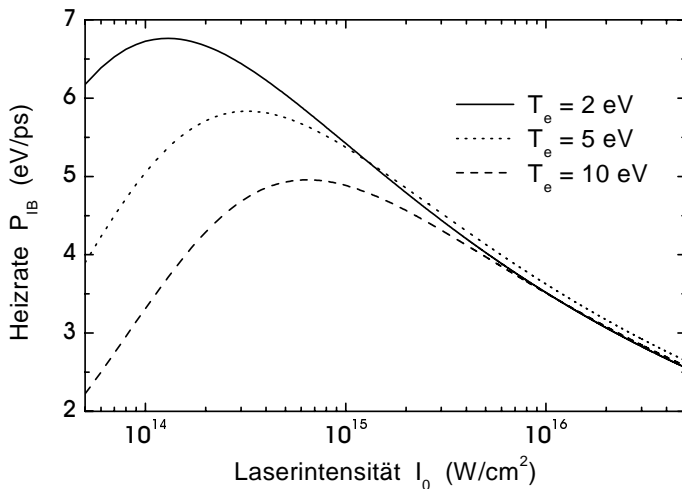
$$F_{os} = \left(1 + \frac{2v_{os}^2}{3v_{the}^2}\right)^{-3/2} \quad (3.8)$$

berücksichtigt werden [70]. Dabei bezeichnet  $v_{the}$  die charakteristische thermische Geschwindigkeit der Elektronen<sup>7</sup>. Die effektive Stoßfrequenz ist dann unter der Annahme  $\omega_0 \gg \nu_{ei}$  näherungsweise durch

$$\nu_{ei} = F_{os} \langle\tau_{ei}\rangle^{-1} \quad (3.9)$$

gegeben [15].

Bei niedrigen Laserintensitäten, wenn  $v_{os}/v_{the} < 1$  und damit  $F_{os} \approx 1$ , steigt die Heizrate gemäß Gleichung 3.7 linear mit der Intensität an und ist bedingt durch  $\nu_{ei}$  eine sensitive Funktion der Elektronentemperatur. Für höhere Laserintensitäten, wenn  $v_{os} \gg v_{the}$ , führt der rasch kleiner werdende Korrekturterm jedoch dazu, daß die Energieabsorption mit weiter zunehmender Intensität abnimmt. In diesem Intensitätsregime ist die Heizrate nahezu unabhängig von der Elektronentemperatur. Abbildung 3.1 zeigt für die im Experiment vorliegenden Plasma- und Laserparameter die Heizrate  $P_{IB}$  als Funktion der Laserintensität bei drei verschiedenen Elektronentemperaturen.

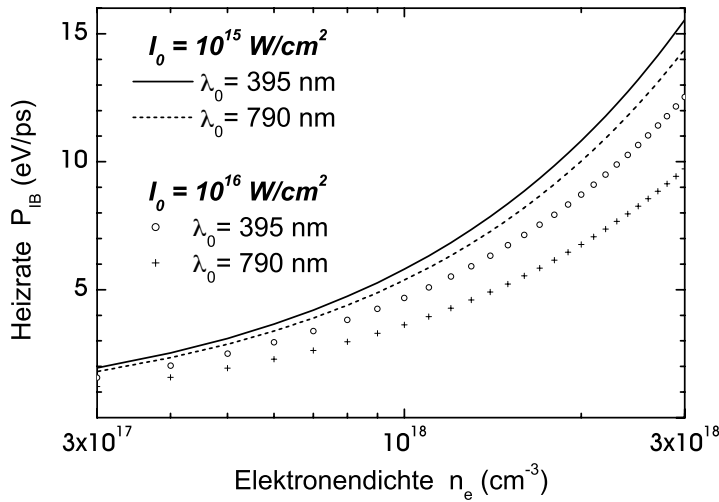


**Abbildung 3.1:** Abhängigkeit der Heizrate  $P_{IB}$  von der Laserintensität bei  $\lambda_0 = 790$  nm für verschiedene Elektronentemperaturen  $T_e$  in einem Wasserstoff- bzw. Deuterium-Plasma mit Elektronendichte  $n_e = 10^{18}$  cm<sup>-3</sup>.

<sup>7</sup>Für intensives Laserlicht ist  $v_{os} \gg v_{the}$ . Die Größen  $v_{os}$ ,  $E_{os}$  und  $v_{the}$  sind im Anhang definiert.

Bedingt durch den Korrekturfaktor  $F_{\text{os}}$  existiert ein Maximum der Heizrate im Intensitätsbereich zwischen  $5 \cdot 10^{14} - 5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ , dessen Position sich mit steigender Elektronentemperatur zu höheren Laserintensitäten verschiebt<sup>8</sup>. Absolut gesehen ist die Energieabsorption des Plasmas durch Inverse Bremsstrahlung unter den vorliegenden Umständen eher gering im Vergleich zur erwarteten ATI-Temperatur, wenn man berücksichtigt, daß die Zeitskala der Absorption aufgrund der kurzen Impulsdauer in der Größenordnung von nur einigen hundert Femtosekunden liegt.

In Abbildung 3.2 ist dargestellt, wie die Heizrate mit steigender Elektronendichte des Plasmas anwächst.



**Abbildung 3.2:** Abhängigkeit der Heizrate  $P_{\text{IB}}$  in einem Wasserstoff- bzw. Deuterium-Plasma mit Elektronentemperatur  $T_e = 5 \text{ eV}$  von der Elektronendichte  $n_e$  für zwei verschiedene Laserintensitäten  $I_0$  und Laserwellenlängen  $\lambda_0$ .

Während bei geringer Elektronendichte nur eine schwache Abhängigkeit von Intensität und Wellenlänge der ionisierenden Laserstrahlung besteht, ist im Bereich hoher Dichte die Stoßabsorption für längere Wellenlängen und hohe Intensitäten deutlich ineffektiver, als für kurzwelliges Laserlicht moderater Intensität. Im Experiment könnte also prinzipiell der frequenzverdoppelte 395 nm-Diagnosepuls bei einer (Pump-)Laserintensität von bis zu  $2.1 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  und einer Konversionseffizienz von etwa 25% zur Heizung des Plasmas beitragen. Der bzgl. der Intensität stark nichtlineare Verdopplungsprozeß erzeugt jedoch ein sehr hohes Pulscontrastverhältnis  $I/I_0(395 \text{ nm}) \approx 10^{-7}$  (während 1 ps), so daß die effektive Wechselwirkungsdauer auf die Halbwertsbreite des Pulses von 130 fs begrenzt ist. Auf dieser Skala findet keine signifikante Energieabsorption statt. Im Gegensatz dazu liegt der Pulscontrast des Pumpimpulses nur bei etwa  $I/I_0(790 \text{ nm}) \approx 10^{-3}$ .

<sup>8</sup>Der Intensitätsbereich, in dem das Maximum der Heizrate liegt, hängt auch von der Elektronendichte des Plasmas ab.

### 3.2.2 Parametrische Instabilitäten

In der Wechselwirkung intensiver Laserstrahlung mit einem Plasma können elektrostatische Eigenschwingungen im Plasma angeregt werden, wenn die Laserintensität einen gewissen Schwellenwert erreicht, bei dem die Pumpenergie die Energiedissipation im Plasma (Landau-Dämpfung, stoßinduzierte Dämpfung, Inhomogenitäten) übersteigt. Die aus dem Rauschen heraus anwachsenden Plasmaeigenmoden koppeln über eine gestreute Lichtwelle oder die Anregung einer weiteren Plasmamode wieder auf die erregende Lichtwelle zurück<sup>9</sup>. Dieser Rückkopplungsmechanismus führt zur Erzeugung der parametrischen Instabilität, die formal als *resonanter* Zerfall der einfallenden elektromagnetischen Welle mit Frequenz  $\omega_0$  und Wellenvektor  $\mathbf{k}_0$  in zwei Tochterwellen mit  $(\omega_1, \mathbf{k}_1)$  und  $(\omega_2, \mathbf{k}_2)$  unter Erfüllung der Resonanzbedingungen

$$\begin{aligned}\omega_0 &= \omega_1 + \omega_2, \\ \mathbf{k}_0 &= \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2\end{aligned}$$

beschrieben werden kann. Unter den gegebenen experimentellen Bedingungen sind die im folgenden betrachtete Raman- und Compton-Instabilität von potentieller Bedeutung für die Plasmaheizung.

#### Stimulierte Raman-Streuung (SRS)

Bei der Raman-Instabilität handelt es sich um den Zerfall eines Laserphotons  $(\omega_0, \mathbf{k}_0)$  in ein gestreutes Photon  $(\omega_s, \mathbf{k}_s)$  und eine Elektron-Plasmawelle ( $\equiv$  *Plasmon*)  $(\omega_{\text{epw}}, \mathbf{k}_{\text{epw}})$  gemäß

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_{\text{epw}}, \quad (3.10)$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_{\text{epw}}. \quad (3.11)$$

Da die Elektronplasmafrequenz  $\omega_{\text{pe}}$  die untere Grenzfrequenz für die Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung in einem Plasma darstellt, gilt  $\omega_s \geq \omega_{\text{pe}}$ . Bei Vernachlässigung der thermischen Korrektur<sup>10</sup> zur Frequenz der Elektronplasmawelle,

---

<sup>9</sup>Der Rückkopplungsmechanismus kann sehr anschaulich durch das mechanische Analogon zweier gekoppelter Oszillatoren dargestellt werden, die durch einen dritten „Pumposzillator“ zur Schwingung angeregt werden (vgl. [71]).

<sup>10</sup>Die Frequenz der Elektronplasmawelle in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur ist durch die Gross-Bohm-Dispersionsrelation (Gleichung 4.5 in Abschnitt 4.1) gegeben.

d.h.  $\omega_{\text{epw}} \simeq \omega_{\text{pe}}$ , ergibt sich  $\omega_0 \gtrsim 2\omega_{\text{pe}}$  und es folgt mit  $\omega_{\text{pe}}^2/\omega_0^2 = n_e/n_{\text{cr}}$ , daß Stimulierte Ramanstreuung nur bei Dichten  $n_e \lesssim n_{\text{cr}}/4$  auftreten kann. Die Dispersionsrelation für die Raman-Instabilität zeigt, daß bei Rückwärts- oder Seitwärtsstreuung der Prozeß nur für den zu kleineren Frequenzen verschobenen Zweig ( $\omega_s = \omega_0 - \omega_{\text{epw}}$ ) resonant ist. Als experimentelle Signatur der Raman-Instabilität im Streulichtspektrum würde man dementsprechend ein Signal erwarten, das in bezug zur Laserfrequenz etwa um die Elektronplasmafrequenz rotverschoben ist.

Unter der Annahme  $n_e \ll n_{\text{cr}}$  bzw.  $\omega_{\text{pe}} \ll \omega_0$  findet man für die maximale *homogene* Wachstumsrate  $\gamma_{\text{SRRS}}$  bei Rückwärtsstreuung [68]

$$\gamma_{\text{SRRS}} = \omega_0 \frac{v_{\text{os}}}{2c} \left( \frac{\omega_{\text{pe}}/\omega_0}{1 - \omega_{\text{pe}}/\omega_0} \right)^{1/2}. \quad (3.12)$$

Die maximale Wachstumsrate  $\gamma_{\text{SRRS}}$  für 90°-Streuung ist um den Faktor  $1/\sqrt{2}$  geringer.

In einem Plasma der Dichte  $1.7 \cdot 10^{-3} n_{\text{cr}}$ , wie es im Experiment bei einem H<sub>2</sub>-Druck von 50 mbar entsteht, das mit 790 nm-Laserlicht der Intensität  $5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  wechselwirkt, beträgt die Zeitspanne  $\gamma_{\text{SRRS}}^{-1}$  für das Anwachsen der Stimulierten Raman-Rückwärtsstreuung nur etwa 85 fs.

Aufgrund der Dämpfung der Tochterwellen ( $\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_{\text{epw}}$ ) im Plasma kann sich die Instabilität jedoch erst ab einer Laserintensität<sup>11</sup> entwickeln, die der Bedingung

$$\left( \frac{v_{\text{os}}}{c} \right)^2 \geq \left( \frac{\omega_{\text{pe}}}{\omega_0} \right)^2 \frac{\langle \tau_{\text{ei}} \rangle^{-2}}{\omega_0 \omega_{\text{pe}}} \quad (3.13)$$

genügt [72]. Dabei ist als Dämpfungsmechanismus nur die stoßinduzierte Dämpfung von Plasmawelle und gestreuter Lichtwelle angenommen.  $\langle \tau_{\text{ei}} \rangle^{-1}$  stellt die Elektron-Ion-Stoßfrequenz aus Gleichung 3.2 dar.

Eine Sättigung der SRS durch Elektron-Ion-Stöße kann dann erfolgen, wenn die Stoßfrequenz  $\langle \tau_{\text{ei}} \rangle^{-1}$  hoch genug ist, um der Bedingung  $\langle \tau_{\text{ei}} \rangle^{-1} \gtrsim 2\gamma_{\text{SRRS}}$  zu genügen. Bei den experimentellen Parametern  $n_e \lesssim 1.7 \cdot 10^{-3} n_{\text{cr}}$  und  $T_e < 10 \text{ eV}$  ist dies jedoch nicht erfüllt. Gerade im Bereich geringer Elektronendichten führt allerdings die *Landau-Dämpfung* im Plasma zu einer Begrenzung der SRS-Wachstumsrate [68].

Detaillierte Untersuchungen zur Stabilisierung der SRS durch Inverse Bremsstrahlung bzw. Stimulierte Brillouin-Streuung, sowie zum Einfluß von Landau-Dämpfung

<sup>11</sup>Zwischen der Laserintensität  $I_0$  und der Größe  $v_{\text{os}}^2/c^2$  besteht im nichtrelativistischen Fall der Zusammenhang  $v_{\text{os}}^2/c^2 = 0.0073 \cdot I_0 [10^{16} \text{ W/cm}^2] \cdot (\lambda_0 [\mu\text{m}])^2$ .

und Frequenzbandbreite des Laserlichtes<sup>12</sup> finden sich in den Referenzen [73, 74, 75, 76, 77].

Den vorausgehenden Abschätzungen von Wachstumsrate und Schwellenintensität der SRS liegt die Annahme eines *homogenen* Plasmas und eines *zeitlich infiniten* Pumpimpulses zugrunde. Berücksichtigt man die endliche Skalenlänge  $L$  eines konventionellen OFI-Plasmas, so erhöht sich die Schwellenintensität, da die resonante 3-Wellen-Wechselwirkung nur in einem begrenzten Bereich entlang der Richtung der Inhomogenität stattfinden kann, und die Propagation der Tochterwellen aus diesem *Resonanzbereich* heraus die Wachstumsrate begrenzt. In Anlehnung an Baldis *et al.* [68] ergibt sich im Falle  $n_e \ll n_{cr}/4$

$$I_{SRRS}[\text{W}/\text{cm}^2] \gtrsim \frac{4 \cdot 10^{17}}{L[\mu\text{m}] \lambda_0[\mu\text{m}]} \quad (3.14)$$

Bei Raman Seitwärtsstreuung ist die Schwellenintensität nach Liu *et al.* [78] um den Faktor  $3.5 \cdot 10^{-5} T_e[\text{eV}]$  reduziert, da die seitlich gestreute Lichtwelle weniger stark durch den Dichtegradienten beeinflusst wird.

Die Längenskala, auf der die Elektronendichte  $n_e$  sich nicht wesentlich ändert, ist durch die Rayleigh-Länge  $L_R \sim 1.2 \text{ mm}$  des Laserfokus gegeben. Innerhalb der Rayleigh-Länge kann der Wechselwirkungsbereich zwischen Laserpuls und Plasma jedoch maximal eine charakteristische Größe erreichen, die dem Produkt aus Vakuumlichtgeschwindigkeit und Pulsdauer entspricht. Nimmt man unter Berücksichtigung des *Pulspedestals* eine effektive Pulsdauer von etwa 2 ps an (vgl. Abschnitt 3.2.1 bzw. 5.1), so ergibt sich für die Skalenlänge der Interaktion die Größenordnung  $L \sim 600 \mu\text{m}$ . Mit  $\lambda_0 = 790 \text{ nm}$  findet man eine Schwellenintensität von  $I_{SRRS} \approx 8 \cdot 10^{14} \text{ W}/\text{cm}^2$  für die Anregung der Raman-Instabilität. Im Hinblick auf die im Experiment erreichten Spitzenintensitäten ist also davon auszugehen, daß Stimulierte Raman Rückwärts- und Seitwärtsstreuung auftreten.

Unter dem Aspekt der zeitlichen Begrenzung der Pumpimpulsdauer  $\tau_{\text{FWHM}}$  wird von Eder *et al.* [12] im Bereich  $n_e \ll n_{cr}/4$  das Kriterium

$$\tau_{\text{FWHM}} \leq \frac{3}{4} \gamma_{\text{SRRS}}^{-1} \ln \Phi \quad (3.15)$$

für einen signifikanten Beitrag der Stimulierten Raman-Rückstreuung zur Aufheizung des Plasmas gegeben. Die dimensionslose Größe  $\Phi$  stellt das Verhältnis aus der anfänglichen Gesamtenergiedichte  $U_{\text{tot}} = \frac{3}{2} n_e k_B T_e$  des Plasmas zur Energie-

<sup>12</sup>Eine große Frequenzbandbreite des einfallenden Laserlichtes führt zu einer Reduktion des Raman-Gains.



dichte  $U_{ki}$  der instabilsten anfänglich vorhandenen Plasmamode dar.  $\Phi$  liegt in der Größenordnung von  $10^6 - 10^8$ . Ist die Ungleichung 3.15 erfüllt, so sollte die SRRS das Plasma nicht signifikant heizen. Die Gültigkeit des obigen Kriteriums wird durch PIC-Simulationen für Sub-Pikosekunden Laserpulse gestützt [12, 11]. Mit der berechneten Zeitspanne  $\gamma_{\text{SRRS}}^{-1} \sim 85$  fs für das Anwachsen der Instabilität und  $\Phi = 10^7$  ergibt sich als Grenzwert der Pumpimpulsdauer  $\tau_{\text{FWHM}} \lesssim 1$  ps. Geht man von der Halbwertsdauer der ATLAS-Pulse von 130 fs aus, so sind Heizeffekte durch SRS vernachlässigbar. Unter Berücksichtigung des Pulspedestals befindet man sich jedoch in einem Grenzbereich, in dem SRS-Heizung möglich ist.

### Stimulierte Compton-Streuung (SCS)

Als Heizmechanismus, der die Pumpschemata für Röntgen-Rekombinationslaser in optisch-feldionisierten Plasmen beeinträchtigt, wird auch die Stimulierte Compton-Streuung diskutiert [11]. Es handelt sich dabei um einen eng mit der Stimulierten Raman-Streuung verknüpften, *komplementären* Prozeß. Man kann diese parametrische Instabilität beschreiben als Konversion eines Laserphotons in ein niederfrequenteres Photon unter nichtlinearer Landau-Dämpfung eines Elektrons, das sich mit der Phasengeschwindigkeit  $v_{\text{ph}}$  der resultierenden Interferenzwelle bewegt (d.h.  $v_{\text{ph}} \sim v_{\text{the}}$ ). Insofern basiert die Compton-Instabilität im Vergleich zur SRS auf der Streuung an Einzelektronen oder „Elektronenbündeln“ und nicht an kohärenten Elektronplasmawellen<sup>13</sup> [79]. Ein anschauliches Kriterium zur Charakterisierung von Raman- und Compton-Regime stellt das Verhältnis der Debye-Abschirmlänge  $\lambda_D$  zur räumlichen Periode  $k_0^{-1}$  der einfallenden Laserstrahlung dar [80]. Liegen beide in derselben Größenordnung, d.h. wenn  $k_0 \lambda_D \sim 1$  oder sogar  $k_0 \lambda_D \gg 1$ , so „sieht“ die elektromagnetische Welle die Einzelektronen innerhalb der Debye-Kugel. Im entgegengesetzten Fall  $k_0 \lambda_D \ll 1$ , bei dem die Raman-Instabilität bevorzugt angeregt wird, ist die mikroskopische Ladungsverteilung auf der Skala der Lichtwelle abgeschirmt und die Wechselwirkung erfolgt mit der makroskopischen Elektronplasmawelle. Aus dieser Betrachtung folgt, daß SCS bei *niedrigen Elektronendichten* und/oder *hohen Elektronentemperaturen* dominiert, wo Debye-Länge und Landau-Dämpfung groß sind. Der Übergang zwischen Raman- und Compton-Regime ist fließend und das vorgenannte Kriterium nicht *absolut* gültig<sup>14</sup>.

---

<sup>13</sup>Als *nichtresonanter* Prozeß wird SCS im Gegensatz zu SRS kaum durch Dichtegradienten oder durch die Frequenzbandbreite des einfallenden Laserpulses beeinflusst.

<sup>14</sup>Statt der Wellenzahl  $k_0$  der einfallenden Laserstrahlung wird z.B. von Drake *et al.* [81] die Wellenzahl  $k_l$  der Interferenzwelle verwendet, die bei Rückwärtsstreuung etwa den Wert  $2k_0$  erreichen kann.

Die maximale Wachstumsrate der Compton-Instabilität wird von Ott *et al.* [80] unter der Annahme  $k_l \lambda_D \sim 1$  und  $\omega_l / |\mathbf{k}_l| \sim v_{\text{the}}$  mit

$$\gamma_{\text{SCS}} \approx 0.1 \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\omega_0} \left( \frac{v_{\text{os}}}{v_{\text{the}}} \right)^2 \quad (3.16)$$

angegeben, wobei  $(\omega_l, k_l)$  Frequenz und Wellenzahl der Interferenzwelle bezeichnen. Demzufolge kann sich die Compton-Instabilität für  $\lambda_0 = 790 \text{ nm}$ ,  $n_e = 1.7 \cdot 10^{-3} n_{\text{cr}}$ ,  $I_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  und  $T_e = 5 \text{ eV}$  innerhalb von nur  $\sim 20 \text{ fs}$  ausbilden, viel schneller als die Raman-Instabilität unter identischen Bedingungen. Die Schwellenintensität für Stimulierte Compton-Seitwärtsstreuung, die durch den Ausdruck

$$2\gamma_{\text{SCS}} \frac{\omega_0}{\omega_{\text{pe}}} \frac{L}{c} > 1 \quad (3.17)$$

gegeben ist [80], ist mit  $I_{\text{SCSS}} \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$  zudem bedeutend niedriger als diejenige für Raman-Streuung. Dabei ist die transversale Skalenlänge  $L$  durch die  $1/e^2$ -Fokusgröße von  $\sim 35 \mu\text{m}$  abgeschätzt worden.

Eine realistische Abschätzung der Energieabsorption durch SCS ist für niedrige anfängliche Elektronentemperaturen derzeit nicht möglich. Die Gültigkeit der bisher entwickelten theoretischen Modelle beschränkt sich auf den Bereich *niedriger Dichten*  $n_e \lesssim 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  und *hoher Elektronentemperaturen* in der Größenordnung von einigen hundert Elektronvolt, vgl. Vinogradov und Pustovalov [82]<sup>15</sup>. Bei Elektronentemperaturen im Bereich  $< 10 \text{ eV}$  liefern sämtliche Modelle auch bei moderaten Laserintensitäten unrealistisch hohe Heizraten in der Größenordnung von  $\text{keV/ps}$  [86].

### 3.3 Ionisationsinduzierte Modifikationen des Laserpulses

Ein kurzer, hochintensiver Laserimpuls, der durch ein anfänglich neutrales Gas propagiert, kann schon vor dem Eintreffen des Intensitätsmaximums auf seiner zeitlichen Vorderflanke einen signifikanten Anteil der Atome bzw. Moleküle ionisieren. Die dabei sehr rasch anwachsende Dichte  $n_e$  an freien Elektronen erzeugt einen räumlich und zeitlich variierenden Brechungsindex  $\eta_{\text{rp}}$ , der sowohl die Propagation als auch die spektralen Eigenschaften der Laserstrahlung beeinflusst. Abhängig von

<sup>15</sup>Detailliertere Untersuchungen der Heizung durch Stimulierte Compton-Streuung finden sich auch bei Bunkin und Kazakov [83], Martineau und Pepin [84], sowie Zel'dovich *et al.* [85].

der räumlichen Struktur  $\eta_{\text{rp}}(r, z)$  kommt es *unter nichtrelativistischen Bedingungen*<sup>16</sup> in der Regel zu einer Zerstreungslinseneffekt, die den Laserstrahl defokussiert. Die zeitliche Änderung  $d\eta_{\text{rp}}/dt$  führt generell zu einer Blauverschiebung und Verbreiterung des Frequenzspektrums.

### 3.3.1 Räumliche Defokussierung

Eine direkte Messung, wie sich der Brechungsindex der Plasmaelektronen auf Größe und Homogenität des Laserfokus auswirkt, gestaltet sich im vorliegenden Experiment – unter anderem aufgrund der hohen Laserintensitäten in Fokusnähe – als äußerst schwierig (vgl. Abschnitt 5.4). Die bei gegebener Gasart, Laserleistung und Fokussierung im Brennpunkt maximal erreichbare Elektronendichte  $n_{\text{e,max}}$  kann jedoch im Falle eines Gaußschen Laserstrahls mit Wellenlänge  $\lambda_0$  und  $1/e^2$ -Tailenradius  $w_0$  theoretisch abgeschätzt werden<sup>17</sup>. Für Laserintensitäten  $I_0$ , die die gemäß dem Barrier-Suppression-Modell berechnete Erscheinungsintensität  $I_{\text{BSI}}$  (vgl. Gleichung 2.5) deutlich überschreiten, gilt [88, 89]:

$$n_{\text{e,max}} \lesssim \frac{\lambda_0}{2L_{\text{R}}} n_{\text{cr}}. \quad (3.18)$$

Dabei ist  $n_{\text{e,max}}$  auf die *kritische* Dichte  $n_{\text{cr}}$  normiert, die für  $\lambda_0 = 790$  nm den Wert  $n_{\text{cr}} = 1.79 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  besitzt. Die Eigenschaften der Fokussierung sind in der Rayleigh-Länge  $L_{\text{R}} = \pi w_0^2 / \lambda_0$  enthalten, und man erkennt leicht, daß die Auswirkungen der Defokussierung mit steigender  $f$ -Zahl, d.h. mit schwächerer Fokussierung bzw. steigendem  $w_0$ , zunehmen.

Detailliertere Ableitungen der limitierenden Plasmadichte  $n_{\text{e,max}}$  durch *E. E. Fill* [90] oder auch *Leemans et al.* [91], die Korrekturen in bezug auf das Verhältnis  $I_0/I_{\text{BSI}}$  enthalten, liefern zu Gleichung 3.18 weitgehend identische Ausdrücke. Die Abhängigkeit von  $I_0/I_{\text{BSI}}$  ist nur schwach. Für eine Wellenlänge von  $\lambda_0 = 790$  nm und  $f/9$ -Fokussierung liefert Gleichung 3.18 eine im Experiment maximal erreichbare Elektronendichte von  $n_{\text{exp}} = 2.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

Eine von *S. C. Rae* publizierte numerische 2-D-Simulation zeigt, daß die vorausgehend zitierten, einfachen analytischen Ansätze die erreichbaren Elektronendichten tendenziell deutlich unterbewerten [88]. Unter der Annahme eines Gaußschen Laserpulses mit  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\tau = 1$  ps, der mit  $f/10$  zu  $I_0 = 10^{15} \text{ W/cm}^2$  (nomi-

<sup>16</sup>Erreicht die Laserleistung die kritische Schwelle von  $P_{\text{th}}(\text{W}) = 17 n_{\text{cr}}/n_{\text{e}} \text{ GW}$  [4], so kommt es aufgrund der relativistischen Massenzunahme der Elektronen zum umgekehrten Effekt der *Selbstfokussierung* [87].

<sup>17</sup>Der Zusammenhang zwischen dem  $1/e^2$ -Radius  $w_0$  und der  $f$ -Zahl  $f/D$  der Fokussierung ist durch  $w_0 \geq 1.27 \lambda_0 f/D$  gegeben.  $D$  ist der Durchmesser des Laserstrahls auf der Pupille der Fokussieroptik (vgl. Abschnitt 5.4).

nal) in 10 mbar bis 1 bar atomarem Wasserstoff fokussiert wird, findet er ein etwa zweimal höheres  $n_{e,\max}$ , als anhand von Gleichung 3.18 berechnet.

Versucht man eine Synthese zwischen analytischem und numerischem Ansatz, so kann man – auch unter Berücksichtigung der höheren Intensitätsschwelle  $I_{\text{BSI}} = 2.25 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  von  $\text{H}_2$  im Vergleich zu  $\text{H}$  und in bezug auf die mehr als 90fach über der Schwelle liegende nominale Laserintensität von  $I_0 \approx 2 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  – die maximal erreichbare Elektronendichte im vorliegenden Experiment auf etwa  $n_{\text{exp}} \approx 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  konservativ abschätzen<sup>18</sup>. Dies bedeutet, daß bis zu einem  $\text{H}_2$ -Druck von etwa 60 mbar von *voller Ionisation* der  $\text{H}_2$ -Moleküle im Fokusbereich ausgegangen werden kann.

### 3.3.2 Spektrale Blauverschiebung und Verbreiterung

Die schnelle Zunahme der Elektronendichte in der *ansteigenden Flanke* des ionisierenden, hochintensiven Femtosekundenlaserpulses und die damit verbundene Brechungsindexänderung führen zu einer Selbstphasenmodulation (SPM) des einfallenden Pulses, die eine Verbreiterung und Verschiebung seines Frequenzspektrums bewirkt [92, 93, 94]. Die spektralen Effekte unterscheiden sich grundlegend von denjenigen, die durch SPM bei niedrigeren Intensitäten entstehen<sup>19</sup> [95, 96], indem die beobachtete Frequenzverschiebung und spektrale Verbreiterung ausgeprägt *asymmetrisch* ist [97, 98], d.h. die Frequenzkomponenten des Laserspektrums werden ausschließlich zu *höheren* Frequenzen „*blauverschoben*“. Die Richtung der Verschiebung ist durch das positive Vorzeichen der zeitlichen Änderung  $dn_e/dt$  der Elektronendichte auf der ansteigenden Pulsflanke vorgegeben [99]. Die Verbreiterung des resultierenden Spektrums entsteht primär durch Überlagerung verschobener (Puls Vorderflanke) und unverschobener (Puls Hinterflanke) Intensitätsanteile. Sowohl die absolute Größe der Blauverschiebung  $\Delta\lambda$  als auch das Ausmaß der spektralen Verbreiterung nehmen mit wachsendem Gasdruck und steigendem Verhältnis  $I_0/I_{\text{BSI}}$  zu.

Unter der Annahme, daß bei einer entlang der Propagationsrichtung  $x$  variierenden Elektronendichte  $n_e(x)$  die spektrale Gesamtverschiebung  $\Delta\lambda$  aus der Summe der unabhängigen Einzelverschiebungen zu jedem Propagationsintervall  $dx$  gege-

---

<sup>18</sup>Die Tatsache, daß die Fokusgröße im Experiment zweifach beugungsbegrenzt ist, d.h.  $w_{0,\text{exp}} \approx 2w_0$ , beeinträchtigt *nicht* die Gültigkeit dieser Abschätzung. Die entscheidende Größe bei der Herleitung von Gleichung 3.18 ist der mit  $w_0$  verknüpfte *Konvergenzwinkel* ( $\rightarrow f$ -Zahl) der Fokussierung.

<sup>19</sup>Die für die Phasenverschiebung verantwortliche Polarisierbarkeit freier Elektronen ist im Vergleich zu der gebundener Elektronen sehr hoch und die OFI-Ionisationsrate hängt hochgradig nichtlinear von der Intensität ab (vgl. Gleichung 2.5).

ben ist, kann die Blauverschiebung gemäß

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{c} \int_0^l \frac{\partial}{\partial t} \eta_{\text{rp}}(x) dx \stackrel{n_e \ll n_{\text{cr}}}{\approx} \frac{-\lambda_0}{2c n_{\text{cr}}} \int_0^l \frac{\partial}{\partial t} n_e(x) dx \quad (3.19)$$

berechnet werden, wobei  $\lambda_0$  die ursprüngliche Wellenlänge,  $l$  die Wechselwirkungslänge,  $n_{\text{cr}}$  die kritische Dichte und  $\eta_{\text{rp}}(x)$  den Plasmabrechungsindex an der Stelle  $x$  bezeichnen<sup>20</sup>. Bei Beschränkung auf sequentielle Ionisationsprozesse und unter Vernachlässigung von Stoßionisation und Rekombination erhält man die zeitabhängigen Populationen der einzelnen Ionisationsstufen  $k$  aus einem Satz gekoppelter Differentialgleichungen 1. Ordnung der Form

$$\frac{dN_k}{dt} = -R_k N_k + R_{k-1} N_{k-1} \quad , \quad n_e(x, t) = \sum_k k \cdot N_k(x, t) \quad , \quad (3.20)$$

mit der gemäß der PPT/ADK-Theorie aus Abschnitt 2.1 berechneten Ionisationsrate  $R_k$  und der Population  $N_k$  der  $k$ -ten Ionisationsstufe.

Prinzipiell ist es möglich, anhand der Gleichungen 3.19 und 3.20 die Blauverschiebung an jeder Stelle  $x$  der Propagation zu berechnen, wenn man den Strahlverlauf (inkl. Defokussierung) – und damit den Intensitätsverlauf – geeignet modelliert. Für längere Laserpulse liefert diese Methode eine gute Approximation. Beim Übergang zu immer kürzeren Pulsen treten zunehmend Unwägbarkeiten auf, die primär darin begründet liegen, daß das in Gleichung 3.19 beschriebene Modell, das für den Fall nahezu monochromatischen Lichtes oder bandbreite-begrenzter Pulse mit nur langsam veränderlicher Einhüllender entwickelt wurde, annimmt, daß es nur einen einzigen, definierten Wert für die Verschiebung gibt [100]. Bei ultrakurz en Laserimpulsen in der Größenordnung von etwa 100 fs, deren Frequenzbandbreite im Bereich von  $\Delta\omega/\omega_0 \approx 10^{-2}$  liegt, ist die Lage jedoch wesentlich komplizierter, da auch Effekte wie die Entstehung eines Frequenz-*Chirps* über die Pulsdauer<sup>21</sup> oder ionisationsinduzierte Änderungen der ansteigenden Pulsflanke (d.h. der zeitlichen Einhüllenden) einen Einfluß auf das resultierende Pulsspektrum haben. Eine Simulation des resultierenden Spektrums mit Hilfe der Gleichung 3.19 stellt somit nur eine grobe Näherung des realen Spektrums dar. Zuverlässigere bzw. detailtreuere Simulationen erfordern die numerische Lösung der Wellengleichung für die

---

<sup>20</sup>Die transversale Elektronendichteverteilung wird in diesem einfachen Modell als konstant vorausgesetzt.

<sup>21</sup>Das zeitintegrierte Spektrum enthält die Intensitäten aller über die Pulsdauer variierenden spektralen Anteile, die jeweils unterschiedlichen Werten von  $dn_e/dt$  ausgesetzt waren. In diesem Kontext wirkt sich natürlich eine transversal inhomogene Elektronendichteverteilung noch gravierender aus.

Laserpropagation durch das Gas unter separater Berechnung der Ionisationsrate an jedem Punkt  $(x, t)$  [100].

Ein Beispiel für das Ausmaß und die Charakteristik der ionisationsinduzierten spektralen Modifikationen ist in Abbildung 6.2 in Kapitel 6 gezeigt. Bei der Darstellung der experimentellen Ergebnisse wird diese Problematik noch einmal erörtert.

# Kapitel 4

## Plasmadiagnostik durch Thomson-Streuung

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Streuung elektromagnetischer Strahlung an den Elektronen eines Plasmas dargestellt. Anhand von Computersimulationen wird im zweiten Abschnitt der Einfluß von Elektronendichte, Elektronentemperatur und Ionentemperatur auf die Streuspektren veranschaulicht. Im allgemeinen ist wegen der Doppelwertigkeit der Thomson-Spektren in bezug auf das Verhältnis  $T_e/T_i$  eine Messung bei *zwei* verschiedenen Streuwinkeln notwendig. In dieser Arbeit wird jedoch gezeigt, wie durch den Vergleich der Spektren von Wasserstoff und Deuterium trotz Beschränkung auf *nur einen* Streuwinkel das dominierende *Regime* der Streuung ( $T_e \gg T_i$  bzw.  $T_e \gtrsim T_i$ ) bestimmt werden kann.

### 4.1 Grundlagen der Thomson-Streuung

Eine Theorie der Streuung elektromagnetischer Strahlung an freien Elektronen wurde erstmalig 1907 von J. J. Thomson aufgestellt.

Der grundlegende Streumechanismus besteht darin, daß ein freies Elektron im Feld einer elektromagnetischen Welle mit deren Frequenz oszilliert und als beschleunigte Ladung dabei Dipolstrahlung emittiert. Ist der mittlere Abstand  $n_e^{-1/3}$  der Elektronen im Vergleich zur Wellenlänge der einfallenden Strahlung nicht zu gering, so resultiert aus der inkohärenten Überlagerung der Streufelder der Einzelelektronen auch makroskopisch ein Feld mit Dipolcharakteristik. Natürlich regt das Laserfeld auch die Ionen zur Schwingung an. Aufgrund ihrer größeren Masse erfahren sie jedoch viel geringere Beschleunigungen, so daß die von ihnen gestreute Leistung gegenüber dem Beitrag der Elektronen vernachlässigt werden kann<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Das von einem freien Ladungsträger mit Masse  $m$  und Ladung  $q$  gestreute Strahlungsfeld skaliert mit  $q^2/m$  [101].

### Totaler Streuquerschnitt

Der Thomson-Streuquerschnitt für ein *freies* Elektron ist im *nichtrelativistischen, klassischen* Fall durch

$$\sigma_t = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6.6 \times 10^{-25} \text{ cm}^2 = 0.66 \text{ barn} \quad (4.1)$$

gegeben [102], wobei  $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_0 c^2 \simeq 2.8 \text{ fm}$  den klassischen Elektronenradius darstellt.  $\sigma_t$  ist von der Frequenz des einfallenden Lichtes *unabhängig*<sup>2</sup>.

Der aus experimenteller Sicht sehr kleine Streuquerschnitt ist die Ursache dafür, daß es erst nach Erfindung des Lasers in den 60er Jahren gelang, die Thomson-Streuung erfolgreich als Diagnostik im Labor einzusetzen [103, 104, 105].

Im Vergleich zum Wirkungsquerschnitt für die Streuung an *gebundenen* Elektronen (Rayleigh-Streuung), z.B. in Molekülen [106],

$$\sigma_r(\lambda) \approx \frac{8\pi}{3} \left( \frac{\pi\alpha(\lambda)}{\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{\lambda^4} \stackrel{\text{H}_2 \text{ bei } 400 \text{ nm}}{=} 7 \times 10^{-3} \text{ barn} \quad (4.2)$$

stellt  $\sigma_t$  jedoch ein „Scheunentor“ (engl. *barn door*) dar. Dieser Umstand ist für das im nachfolgenden Kapitel 5 beschriebene Experiment insofern wichtig, als Beiträge durch Rayleigh-Streuung aus unvollständig oder überhaupt nicht ionisierten Gasvolumina aufgrund von  $\sigma_r/\sigma_t \ll 1$  und der Geometrie des Aufbaus gegenüber dem Thomson-Signal vernachlässigbar sind.

### Bereiche der Streuung

Das Frequenzspektrum des gestreuten Lichtes ist nicht nur, wie von J. J. Thomson angenommen, durch die Dopplerverbreiterung infolge der thermischen Bewegung der *einzelnen* Elektronen bestimmt, sondern auch eng mit den *kollektiven* Elektronendichte-Fluktuationen (EDF) in einem Plasma verknüpft. Ein Maß dafür, ob das Streuspektrum durch die thermische Elektronenbewegung oder durch kollektive Prozesse dominiert wird, liefert der von *E. E. Salpeter* [107] eingeführte Parameter

$$\alpha_s = \frac{1}{k_f \lambda_D}, \quad (4.3)$$

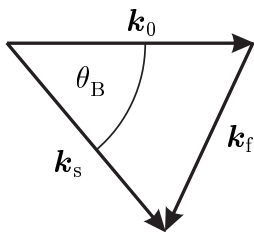
der die Wellenzahl  $k_f$  der streuenden Plasmafluktuation zur Debye-Länge  $\lambda_D$  des Plasmas in Beziehung setzt.

---

<sup>2</sup>Für  $\hbar\omega_0 \approx m_e c^2$  müssen quantenmechanische Korrekturterme berücksichtigt werden und der Wirkungsquerschnitt wird frequenzabhängig (Klein-Nishina). Im Falle relativistischer Elektronengeschwindigkeiten, wie sie in höchstintensiven Laserfeldern auftreten können, wird Gleichung 4.1 durch einen intensitäts- und frequenzabhängigen Term modifiziert [101].



Die experimentell diagnostizierte Wellenzahl  $k_f$  der EDF ist durch den Beobachtungswinkel  $\theta_B$  relativ zur Laserpropagationsrichtung ( $\mathbf{k}_0$ ) und die Laserwellenlänge  $\lambda_0$  festgelegt. Für kleine Frequenzverschiebungen des Streulichtes ( $\mathbf{k}_s$ ), d.h.  $k_s \approx k_0$ , ergibt sich



$$\begin{aligned} \mathbf{k}_f &= \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0, \\ k_f &\approx 2k_0 \sin \frac{\theta_B}{2} = \frac{4\pi}{\lambda_0} \sin \frac{\theta_B}{2}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

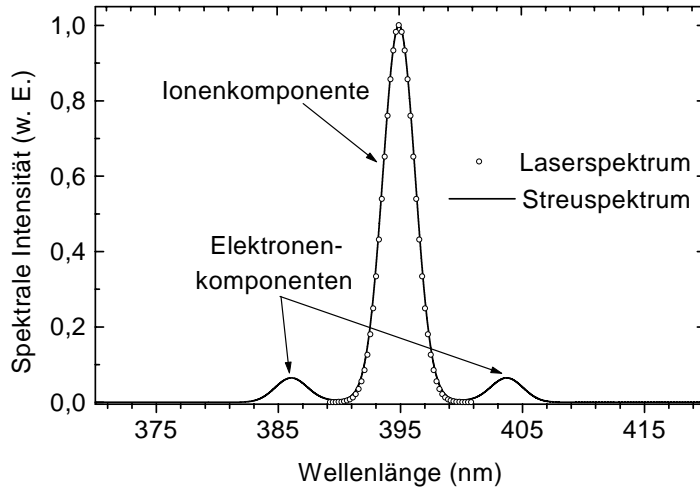
Das im Experiment gemessene Streuspektrum wird in bezug auf seine spektrale Form durch den sogenannten *dynamischen Formfaktor*  $S(\mathbf{k}_f, \omega)$  beschrieben, wobei  $\omega$  den Frequenzabstand des Streulichtes zur Laserfrequenz  $\omega_0$  darstellt.  $S(\mathbf{k}_f, \omega)$  hängt entscheidend vom Spektrum der streuenden Elektronendichte-Fluktuationen ab<sup>3</sup>. Die *absolute* spektrale Streuleistung  $I(\mathbf{k}_f, \omega) \propto n_e S(\mathbf{k}_f, \omega)$  ist proportional zur Anzahl der Streuzentren, d.h. zur Elektronendichte  $n_e$ <sup>4</sup>.

Für den Fall  $\alpha_S \ll 1$  ist die Skala der streuenden Fluktuationen klein gegenüber der Debye-Länge und die einzelnen Streuzentren sind unkorreliert ( $\rightarrow$  *inkohärente* Streuung), da keine langreichweitigen elektrischen Felder die Elektronen zu Wellen ordnen. Man spricht in diesem Zusammenhang von *reiner Thomson-Streuung* und das Streuspektrum gibt die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen in Richtung von  $\mathbf{k}_f$  wieder. Unter der Annahme einer Maxwellverteilung mit Elektronentemperatur  $T_e$  findet man für den Formfaktor  $S(\mathbf{k}_f, \omega)$  ein Gaußprofil, dessen Halbwertsbreite  $\Delta\omega = k_f \sqrt{2k_B T_e / m_e}$  durch die Elektronentemperatur bestimmt ist.

Im entgegengesetzten Fall  $\alpha_S > 1$  sind die Streuspektren primär durch die kollektiven Wechselwirkungen zwischen den Plasmakonstituenten bestimmt, weshalb diese Art der Streuung als *kollektive Streuung* bezeichnet wird. Das gemessene Streuspektrum  $S(\mathbf{k}_f, \omega)$  besteht unter diesen Bedingungen aus drei charakteristischen Strukturen (siehe Abbildung 4.1). Ein Teil der EDF ist mit der Bewegung der Ionen im Plasma korreliert. Diese im Streuspektrum als niederfrequente – sogenannte *Ionenkomponente* – auftretende Struktur hat eine Halbwertsbreite  $\Delta\omega_i \approx k_f \sqrt{2k_B T_i / m_i}$ , die näherungsweise durch die thermische Geschwindigkeit

<sup>3</sup>Das Spektrum der EDF kann als Superposition ebener Wellen mit verschiedenen  $\mathbf{k}$ -Vektoren beschrieben werden. Mathematisch exakt stellt  $S(\mathbf{k}_f, \omega)$  die zeitliche Fouriertransformierte der Autokorrelationsfunktion der räumlichen Fourierkomponenten der EDF mit Wellenzahl  $k_f$  dar.

<sup>4</sup>Die Proportionalität der gestreuten Intensität zur Elektronendichte stellt einen entscheidenden Vorteil gegenüber anderen Methoden der Plasmadiagnostik, z.B. der Messung der Starkverbreiterung von Resonanzlinien, dar. Die Streubeiträge aus Plasmarandbereichen mit niedriger Elektronendichte sind gegenüber denen aus dem Zentralbereich vernachlässigbar.



**Abbildung 4.1:** Streuspektrum (durchgezogene Linie) eines Laserpulses (offene Kreise) mit Zentralwellenlänge  $\lambda_0 = 395$  nm und gaußförmigem Spektrum (fwhm = 3 nm).

der Ionen bestimmt ist. Die Ermittlung der Iontemperatur *aus dieser Breite* ist aber nur bei Verwendung sehr schmalbandigen Laserlichtes möglich, wenn  $\Delta\omega_i$  gegenüber der Halbwertsbreite  $\Delta\omega_0$  des Laserspektrums aufgelöst werden kann. Andernfalls – wie auch im vorliegenden Experiment – ist die Halbwertsbreite des zentralen Ionen-Peaks ausschließlich durch die Frequenzbreite des Diagnostikpulses bestimmt. Symmetrisch zur Ionenkomponente findet man die beiden hochfrequenten *Elektronen-Peaks*, die Elektronplasmawellen repräsentieren. Ihr Frequenzabstand vom Zentrum der Ionenkomponente (d.h. von der Laserfrequenz  $\omega_0$ ) ist näherungsweise durch die *Gross-Bohm-Dispersionsrelation*

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \frac{3 k_B T_e k_f^2}{m_e} = \omega_{pe}^2 + \frac{3}{2}(k_f v_{the})^2 \quad (4.5)$$

für longitudinale elektrostatische Plasmaoszillationen gegeben, wobei  $\omega_{pe}$  die Elektronplasmafrequenz und  $v_{the}$  die thermische Geschwindigkeit der Elektronen bezeichnet. Ist die Elektronendichte bekannt, so kann man daraus direkt die Elektronentemperatur ermitteln. Im Hinblick auf die experimentelle Realisierung der Thomson-Streuung ist allerdings zu beachten, daß bei sehr niedrigen Elektronentemperaturen die Frequenzverschiebung im allgemeinen durch die Elektronplasmafrequenz und damit durch die Elektronendichte dominiert ist. Um dennoch auch bei höheren Elektronendichten geringe Elektronentemperaturen messen zu können, muß man möglichst kurzwellige Laserstrahlung zur Plasmadiagnose einsetzen, wie aus der umgeformten Gross-Bohm-Relation

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = 3.42 \cdot 10^{-3} \left( 2.3 Z \cdot p[\text{mbar}] \cdot (\lambda_0[\mu\text{m}])^2 + T_e[\text{eV}] \right)^{1/2} \quad (4.6)$$

für einen Beobachtungswinkel von  $\theta_B = 90^\circ$  ersichtlich ist.  $\Delta\lambda$  bezeichnet dabei die Wellenlängenverschiebung der Elektronen-Peaks,  $Z$  den Ionisationsgrad des Gases ( $Z = 2$  für vollionisiertes  $\text{H}_2$  bzw.  $\text{D}_2$ ) und  $p$  den Gasdruck in mbar.

Der absolute Wert des Parameters  $\alpha_s$  ist bestimmend für die Form von Ionen- und Elektronenkomponente.

Die Diagnose-Wellenlänge von 395 nm und der Beobachtungswinkel  $\theta_B = 90^\circ$  legen im vorliegenden Experiment die abgefragte Wellenlänge  $2\pi/k_f$  der EDF auf etwa 280 nm fest. Bei Elektronendichten  $n_e \approx 5 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  und niedrigen Elektronentemperaturen in der Größenordnung von 10 eV ergeben sich Debye-Längen von 10 – 30 nm, so daß die gemessenen Streuspektren im Bereich  $1.5 < \alpha_s < 4.5$  liegen. Es handelt sich also um *kollektive* Thomson-Streuung.

## 4.2 Spektraler Formfaktor

Das gestreute Leistungsspektrum wurde von verschiedenen Autoren für den Fall Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilungen von Elektronen und Ionen mit nicht notwendig identischer Temperatur berechnet. Der nachfolgende kurze Abriß lehnt sich an eine von *D. E. Evans* und *J. Katzenstein* [108] gegebene Darstellung, sowie an die bereits vorangehend zitierte Arbeit von *E. E. Salpeter* [107] an.

Für den spektralen Formfaktor  $S(\mathbf{k}_f, \omega)$  in seiner allgemeinen Form, der sowohl für die reine Thomson-Streuung, als auch im Regime der kollektiven Streuung Gültigkeit besitzt, ergibt sich<sup>5</sup>

$$S(\mathbf{k}_f, \omega) d\omega = \left| \frac{1 + Z\alpha_s^2 \eta W(x_i)}{1 + \alpha_s^2 W(x_e) + Z\alpha_s^2 \eta W(x_i)} \right|^2 \frac{\exp(-x_e^2)}{\pi^{1/2}} dx_e + \left| \frac{-Z^{1/2} \alpha_s^2 W(x_e)}{1 + \alpha_s^2 W(x_e) + Z\alpha_s^2 \eta W(x_i)} \right|^2 \frac{\exp(-x_i^2)}{\pi^{1/2}} dx_i, \quad (4.7)$$

mit  $\eta = T_e/T_i$ , der Ionenladung  $Z$  und den auf die charakteristischen Dopplerver-

<sup>5</sup>Abriß der Herleitung von Gl. 4.7: Die übliche Darstellung eines Streuprozesses erfolgt mittels eines differentiellen Streuquerschnittes  $\sigma(\mathbf{k}_f, \omega)$ . Für das gestreute Leistungsspektrum  $I(\mathbf{k}_f, \omega)$  gilt der Zusammenhang  $I(\mathbf{k}_f, \omega) d\omega d\Omega = N I_0 \sigma(\mathbf{k}_f, \omega) d\omega d\Omega$ , mit dem Raumwinkelement  $d\Omega$ , der Gesamtanzahl  $N$  der Streuzentren und der einfallenden Intensität  $I_0 = (c/4\pi)E_0^2$ . Berechnet man mit den Methoden der klassischen Elektrodynamik die Streuung einer monochromatischen Welle an einem Ensemble freier Elektronen, so ergibt sich  $\sigma(\mathbf{k}_f, \omega)$  als Produkt aus Thomson-Querschnitt  $\sigma_t$  und spektralem Formfaktor  $S(\mathbf{k}_f, \omega)$ . Letzterer stellt die zeitliche Fouriertransformierte der Autokorrelationsfunktion (AKF) der räumlichen Fourierkomponenten der Elektronendichtefluktuation mit Wellenzahl  $\mathbf{k}_f$  dar. Man nimmt also eine Analyse des Spektrums der Elektronendichtefluktuationen bezüglich ihrer Wellenzahlen vor und greift sich die zum Beobachtungswinkel  $\theta_B$  gehörende Fourierkomponente  $\mathbf{k}_f$  heraus. Deren AKF, die im wesentlichen die Information über die (Streu-)Phasen der miteinander wechselwirkenden Streuzentren enthält, beschreibt die Kohärenz der sich überlagernden Einzelstreuereprozesse. Aus der zeitlichen Fouriertransformation der AKF ergibt sich dann das gestreute Leistungsspektrum im Frequenzraum.  $S(\mathbf{k}_f, \omega)$  beinhaltet sowohl die Frequenzverschiebungen durch die Elektronenbewegung als auch die Effekte aufgrund der Korrelationen zwischen den Elektronen. Diese Größen hängen implizit sowohl von der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, als auch von der der Ionen ab.

schiebungen  $k_f v_{\text{the}}$  bzw.  $k_f v_{\text{thi}}$  der Elektronen und Ionen normierten, dimensionslosen Frequenzvariablen  $x_e = \omega/k_f v_{\text{the}}$  und  $x_i = \omega/k_f v_{\text{thi}}$ .

Die analytischen Eigenschaften der komplexen Funktion

$$W(x) = 1 - \pi^{1/2} x e^{-x^2} \Phi(x) - i \pi^{1/2} x e^{-x^2}, \quad (4.8)$$

die das im Anhang erläuterte Fehlerintegral  $\Phi(x)$  enthält, definieren die Lage der spektralen Resonanzen, d.h. die Positionen von Ionen- und Elektronen-Peaks im Streuspektrum.

### Salpeter-Näherung

Aufgrund der um Größenordnungen dispergierenden Dopplerverschiebungen der Ionen und Elektronen gehen auch die in Gleichung 4.7 *kombiniert* enthaltenen Frequenzskalen  $x_i$  und  $x_e$  weit auseinander. Diese Verflechtung führt zu einigen numerischen Komplikation. Unter der Voraussetzung  $x_i/x_e \gg 1$ , bzw. *nicht zu großer Werte von  $\eta = T_e/T_i$* , lassen sich beide Skalen entkoppeln und  $S(\mathbf{k}_f, \omega)$  kann näherungsweise als Summe eines „Elektronen-“ und eines „Ionenterms“ dargestellt werden (*Salpeter-Approximation*):

$$S(\mathbf{k}_f, \omega) d\omega = \Gamma_{\alpha_s}(x_e) dx_e + Z \left( \frac{\alpha_s^2}{1 + \alpha_s^2} \right)^2 \Gamma_{\beta_s}(x_i) dx_i, \quad (4.9)$$

$$\text{wobei } \Gamma_{\psi=\alpha_s, \beta_s}(x) = \frac{\exp(-x^2)}{|1 + \psi^2 W(x)|^2} \quad \text{und} \quad \beta_s^2 = \eta Z \left( \frac{\alpha_s^2}{1 + \alpha_s^2} \right). \quad (4.10)$$

Die Elektronenkomponente hängt nur von  $\alpha_s$  und  $T_e$  ab, während die Ionenkomponente auch durch das Verhältnis  $T_e/T_i$  und die Ionenladung  $Z$  bestimmt ist.

Wie man an  $\Gamma_{\alpha_s}(x_e)$  und  $\beta_s$  sieht, geht  $S(\mathbf{k}_f, \omega)$  im Spezialfall  $\alpha_s \rightarrow 0$ , wie im vorausgehenden Abschnitt 4.1 beschrieben, in eine Gaußfunktion über, deren Halbwertsbreite durch die charakteristische Dopplerverschiebung der mittleren thermischen Elektronengeschwindigkeit gegeben ist. Für große  $\alpha_s$  ergibt sich die Lage der Resonanzen von  $\Gamma_{\alpha_s}(x_e)$  aus der transzendenten Gleichung  $\text{Re } W(x_e) = -1/\alpha_s^2$ , deren Lösung<sup>6</sup>  $x_{\text{res}}^2 = \frac{1}{2}(\alpha_s^2 + 3)$  exakt der Gross-Bohm-Relation von Gleichung 4.5 entspricht. Die Funktion  $\Gamma_{\beta_s}(x_i)$  besitzt unter der Voraussetzung kleiner Werte von  $T_e/T_i$  keine Resonanzen und stellt *im wesentlichen* wiederum eine Gaußkurve dar.

<sup>6</sup>Dabei ist die im Anhang angegebene asymptotische Näherung von  $\text{Re } W(x)$  für  $x \gg 1$  verwendet worden.

Die *totalen* Streuquerschnitte  $S_e(\mathbf{k}_f)$  und  $S_i(\mathbf{k}_f)$  des „Elektronen-“ und „Ionenspektrums“

$$S_e(\mathbf{k}_f) = \frac{1}{1 + \alpha_s^2}, \quad S_i(\mathbf{k}_f) = \frac{Z\alpha_s^4}{(1 + \alpha_s^2)\{1 + \alpha_s^2(1 + \eta Z)\}} \quad (4.11)$$

zeigen, daß die in der Elektronen-Komponente enthaltene Intensität mit wachsendem  $\alpha_s$  abnimmt, während die der Ionen-Komponente zunimmt.

### **Streuung an ionenakustischen Wellen**

Übersteigt die Elektronentemperatur die der Ionen deutlich, so geht die Dielektrizitätskonstante des Plasmas in der Umgebung der *ionenakustischen Resonanzfrequenz*

$$\omega_{ac} = k_f \sqrt{\frac{Z k_B T_e}{m_i}} \quad (4.12)$$

gegen Null und gibt Anlaß zu zwei im Abstand  $\omega = \pm \omega_{ac}$  symmetrisch zur Laserfrequenz  $\omega_0$  gelegenen Resonanzüberhöhungen im Streuspektrum.

Legt man die Parameter des vorliegenden Experimentes zugrunde ( $k_f^{-1} = 45 \text{ nm}$ ), so erhält man für ein Wasserstoff-Plasma mit einer Elektronentemperatur im Bereich von 10 eV ein Verhältnis von  $\omega_{ac}/\omega_0 \approx 2 \times 10^{-4}$ . Diese Struktur kann aufgrund der Frequenzbreite des Laserspektrums ( $\Delta\omega_0/\omega_0 \approx 7.5 \times 10^{-3}$ ) jedoch nicht aufgelöst werden.

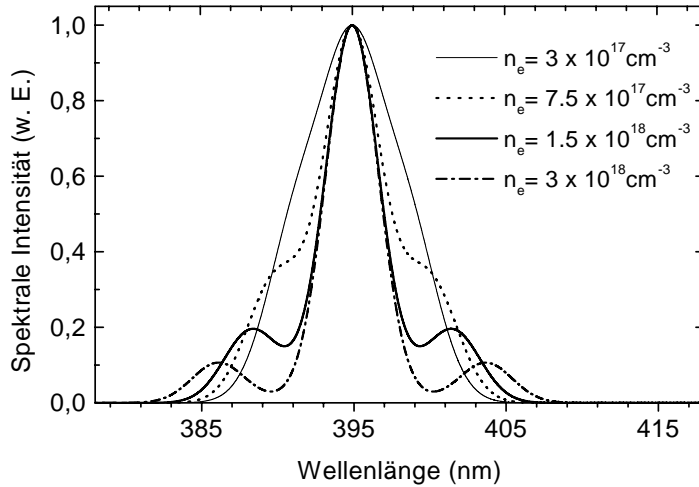
## **4.3 Simulation Thomson-gestreuter Spektren**

Um die gemessenen Thomson-Spektren mit theoretisch berechneten zu vergleichen, wurde ein Simulationsprogramm geschrieben, mit dem es möglich ist, das unter einem Winkel  $\theta_B$  gestreute Intensitätsspektrum für *beliebige* Eingangsspektren und Plasmaparameter zu berechnen. Das gemäß Gleichung 4.7 für jede im Laserspektrum enthaltene Frequenz errechnete Streuspektrum  $S(\mathbf{k}_f, \omega)$  wird dabei mit dem Frequenzspektrum des Laserpulses gefaltet<sup>7</sup>.

Im Hinblick auf die Auswertung der experimentell gemessenen Thomson-Spektren in Kapitel 6, ist es hilfreich *a priori* zu untersuchen, in welcher Weise sich eine Änderung der experimentellen Parameter auf das Streuspektrum auswirkt. Den

---

<sup>7</sup>Die Diskretisierungsschrittweite  $d\omega$  muß abhängig von  $\alpha_s$  und dem Verhältnis  $T_e/T_i$  so angepaßt werden, daß numerisch bedingte Verfälschungen aufgrund der Disparität von  $x_e$  und  $x_i$  vermieden werden, ohne den Rechenaufwand unvertretbar auszuweiten.



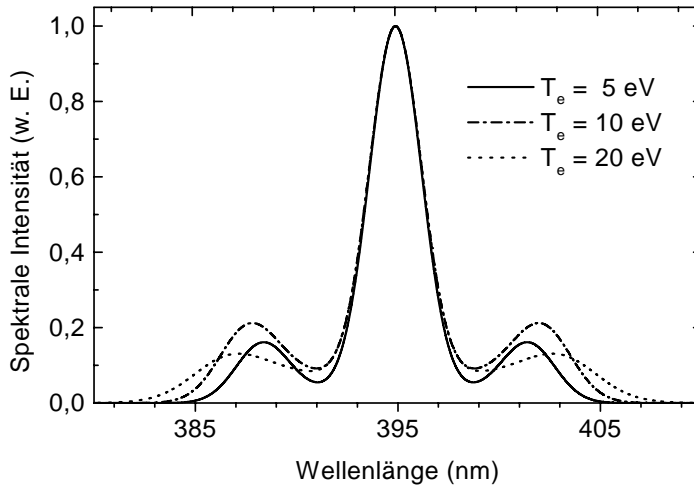
**Abbildung 4.2:** Einfluß der Elektronendichte  $n_e$  auf die Form des Streuspektrums. Die maximale Intensität der dargestellten Spektren ist auf 1 normiert. Parameter:  $\theta_B = 90^\circ$ ,  $H_2$ ,  $T_e = 6 \text{ eV}$ ,  $T_i = 1 \text{ eV}$ ,  $\alpha_s = 1.3 - 4.2$ .

nachfolgenden simulierten Thomson-Spektren für  $H_2$  bzw.  $D_2$  liegt ein gaußförmiges Laserspektrum mit Halbwertsbreite 3 nm zugrunde, das das Spektrum des Diagnosepulses im Experiment gut approximiert.

### Einfluß von Elektronendichte und -temperatur

Die Form des Streuspektrums ist stark vom Verhältnis der Halbwertsbreite  $\Delta\omega_0$  des Diagnostikpulses zur Elektronenplasmafrequenz  $\omega_{pe}$  – und damit zur Elektronendichte  $n_e$  – abhängig. Wie in Abbildung 4.2 gezeigt, besteht das Streuspektrum bei geringen Elektronendichten ( $\Delta\omega_0/\omega_{pe} \gtrsim 1$ ) und niedriger Elektronentemperatur  $T_e$  nur aus einer einzigen, breiten und strukturarmen Komponente. Die Elektronenpeaks sind nicht gegenüber dem Ionen-Peak abgesetzt, so daß eine Auswertung mit Hilfe der Gross-Bohm-Relation nicht möglich ist. Die Anpassung einer Simulation ist sensitiv vom Verhältnis der Elektronentemperatur  $T_e$  zur Iontemperatur  $T_i$  abhängig. Bei steigender Elektronendichte setzen sich die Elektronen-Peaks immer weiter von der Zentralstruktur ab. Steigt bei unverändertem  $n_e$  und  $T_i$  die Elektronentemperatur (vgl. Abbildung 4.3), so bleibt die zentrale Ionenkomponente, die im wesentlichen das Eingangslaserspektrum reproduziert, *in ihrer Form* nahezu identisch, während die Elektronen-Peaks einen immer größeren Abstand zur Zentralwellenlänge gewinnen<sup>8</sup>. Ihre Halbwertsbreite nimmt aufgrund der höheren thermischen Geschwindigkeit der Elektronen mit der Temperatur zu.

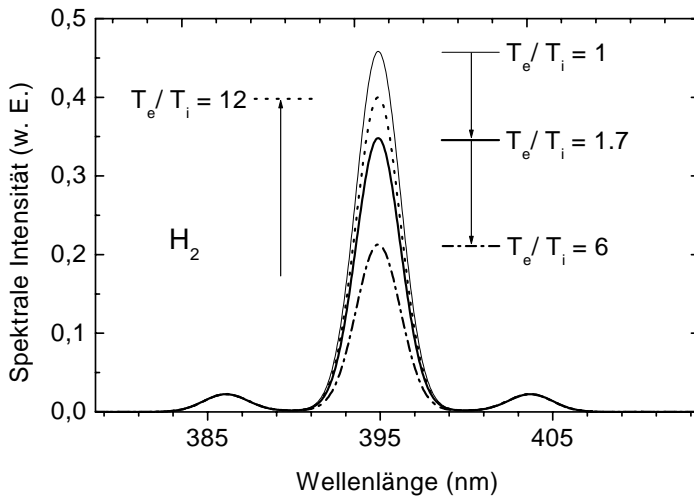
<sup>8</sup>Durch die Normierung entsteht in Abbildung 4.3 der Eindruck kleiner werdender Elektronenkomponenten. Tatsächlich jedoch bleibt die Maximalintensität der Elektronenkomponenten nahezu unverändert, während der Ionen-Peak stark anwächst.



**Abbildung 4.3:** Einfluß der Elektronentemperatur  $T_e$  auf die Form des Streuspektrums. Die maximale Intensität der dargestellten Spektren ist auf 1 normiert. Parameter:  $\theta_B = 90^\circ$ ,  $H_2$ ,  $n_e = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_i = 1 \text{ eV}$ ,  $\alpha_s = 3.3 - 1.6$ .

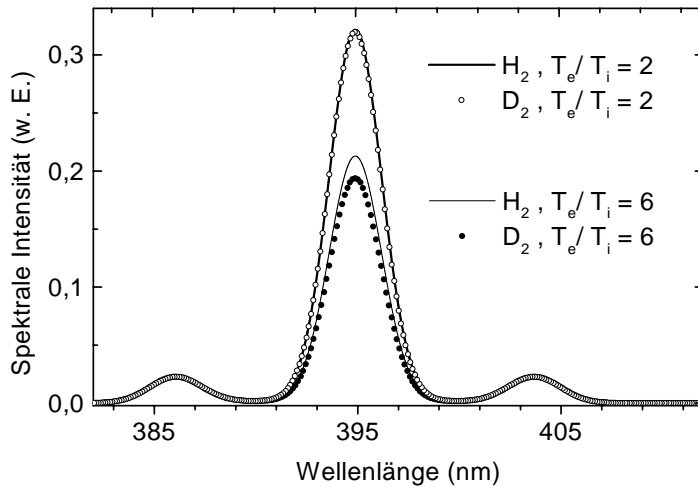
### Verhältnis von Elektronen- zu Iontentemperatur und Isotopeneffekt

Da die geringen Dopplerverschiebungen  $k_f v_{\text{th}i}$  der Ionen aufgrund der großen Halbwertsbreite des Diagnosepulses im Streuspektrum nicht aufgelöst werden können, kann die Iontentemperatur nicht aus der Breite des Ionen-Peaks, sondern nur aus dessen Höhe bestimmt werden. Wie in Abbildung 4.4 dargestellt, ist die Höhe des Ionen-Peaks vom Temperaturverhältnis  $T_e/T_i$  abhängig. Bei konstantem  $\alpha_s$ , d.h. konstanter Elektronendichte und -temperatur, wird die Ionenkomponente zunächst mit sinkender Iontentemperatur immer kleiner, während die Elektronenkomponenten unverändert bleiben<sup>9</sup>. Überschreitet das Temperaturverhältnis jedoch einen bestimmten Grenzwert  $T_e/T_i \approx 7$ , so verläßt man den Gültigkeitsbereich der Salpeter-Näherung und geht in den Bereich der ionenakustischen Streuung über. Der Ionen-Peak wächst ab diesem Punkt mit sinkendem  $T_i$  wieder stark an. Jedes



**Abbildung 4.4:** Einfluß des Verhältnisses  $T_e/T_i$  der Elektronen- und Iontentemperatur auf die Ionenkomponente. Parameter:  $\theta_B = 90^\circ$ ,  $T_e = 6 \text{ eV}$ ,  $n_e = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\alpha_s = 4.23$ .

<sup>9</sup>Dieses Verhalten wird durch die totalen Streuquerschnitte  $S_i(\mathbf{k}_f)$  und  $S_e(\mathbf{k}_f)$  (Gleichung 4.11) in der Salpeter-Näherung beschrieben.



**Abbildung 4.5:** Vergleich der Thomson-Spektren von Wasserstoff und Deuterium bei gleicher Ionentemperatur  $T_i = 3$  eV bzw.  $T_i = 1$  eV. Parameter:  $\theta_B = 90^\circ$ ,  $T_e = 6$  eV,  $n_e = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\alpha_s = 4.23$ .

Streuspektrum kann also durch genau zwei verschiedene Verhältnisse  $T_e/T_i$  erzeugt werden. Die Ionentemperatur ist somit aus einem einzigen Thomson-Spektrum nicht eindeutig bestimmbar.

Eine Möglichkeit, die beiden Streuregime zu unterscheiden und damit die Ionentemperatur festzulegen, besteht darin, die Thomson-Spektren unter zwei verschiedenen Streuwinkeln  $\theta_B$  aufzunehmen. Auf diese Weise kann man die Streuung an Elektrondichtefluktuationen mit verschiedener Wellenzahl  $k_f$ , d.h. mit unterschiedlichem  $\alpha_s$  vergleichen. Aus experimenteller Sicht ist diese Methode jedoch mit erheblichem Aufwand verbunden. Eine einfachere Möglichkeit zur Unterscheidung von „Salpeter-Regime“ und ionenakustischem Regime bietet die Verwendung *zweier Isotope mit größtmöglichem Massenunterschied*. Bei gleicher Ionentemperatur der beiden Isotope sind die Streuspektren in beiden Streuregimen identisch bzw. nur leicht voneinander verschieden (vgl. Abbildung 4.5 für Wasserstoff und Deuterium). *In keinem Fall jedoch kann der Ionen-Peak des schwereren Isotops bei gleichem  $T_i$  größer als der des leichteren werden*. Macht man nun die physikalisch gerechtfertigte Annahme, daß sich unter identischen experimentellen Bedingungen beim massereicheren Isotop eine *deutlich geringere* Ionentemperatur als beim leichteren einstellt<sup>10</sup>, so folgt daraus, daß im „Salpeter-Regime“ der Ionen-Peak des schwereren Isotops *deutlich niedriger* und im ionenakustischen Regime *deutlich höher* als der des leichteren Isotops sein muß. Explizit bedeutet dies:

$$\begin{aligned} \text{„Salpeter-Regime“ } (T_e \gtrsim T_i) &: \quad \text{Ionen-Peak(H)} \gg \text{Ionen-Peak(D)} \\ \text{ionenakustisches Regime } (T_e \gg T_i) &: \quad \text{Ionen-Peak(H)} \ll \text{Ionen-Peak(D)}. \end{aligned}$$

Damit kann die Ionentemperatur beider Isotope *eindeutig* aus der Elektronentemperatur bestimmt werden.

<sup>10</sup>Vergleiche Abschnitt 2.3.



# Kapitel 5

## Das Experiment

In diesem Kapitel werden die technischen Voraussetzungen und experimentellen Gegebenheiten für die Messung der Thomson-Spektren dargelegt. Der Beschreibung des verwendeten Lasersystems folgt eine Darstellung des experimentellen Aufbaus. Zwei weitere Abschnitte gehen auf die Eichung der spektralen Diagnostik und die Bestimmung der Fokusgröße ein.

### 5.1 Das Lasersystem ATLAS

Die vorliegenden Experimente wurden mit dem Lasersystem ATLAS-2 (Advanced Titanium:Sapphire Laser System) in der Laser-Plasma-Gruppe des Max-Planck-Instituts für Quantenoptik durchgeführt. Die Ziffer 2 bezeichnet dabei die primäre 2-Terawatt-Stufe des Lasersystems<sup>1</sup>. ATLAS-2 ist eine Weiterentwicklung des von Chiu *et. al.* [109, 110] beschriebenen Festkörperlaser systems. Die Erzeugung ultrakurzer Laserpulse mit höchsten Energien bei hohen Repetitionsraten ist ein diffiziler Prozeß, der mehrere Verfahrensstufen erfordert. Die einzelnen Stufen von Pulserzeugung und -verstärkung bei ATLAS-2 sind in Abb. 5.1 schematisch dargestellt.

Der durch einen 8 Watt-Argonionenlaser gepumpte Titan:Saphir-Oszillator (*Coherent* MIRA 900) liefert Pulse von 100 fs Dauer mit einer spektralen Halbwertsbreite von etwa 10 nm und einer Zentralwellenlänge von 790 nm. Die Repetitionsrate ist mit 76 MHz sehr hoch, die Pulsenergie von 10 nJ für die Erzeugung von dichten Laserplasmen jedoch um einige Größenordnungen zu gering. Zur nachfolgenden Verstärkung gemäß dem CPA-Prinzip (Chirped Pulse Amplification) [1, 111]

---

<sup>1</sup>Auf die 10-Terawatt-Ausbaustufe soll an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden.

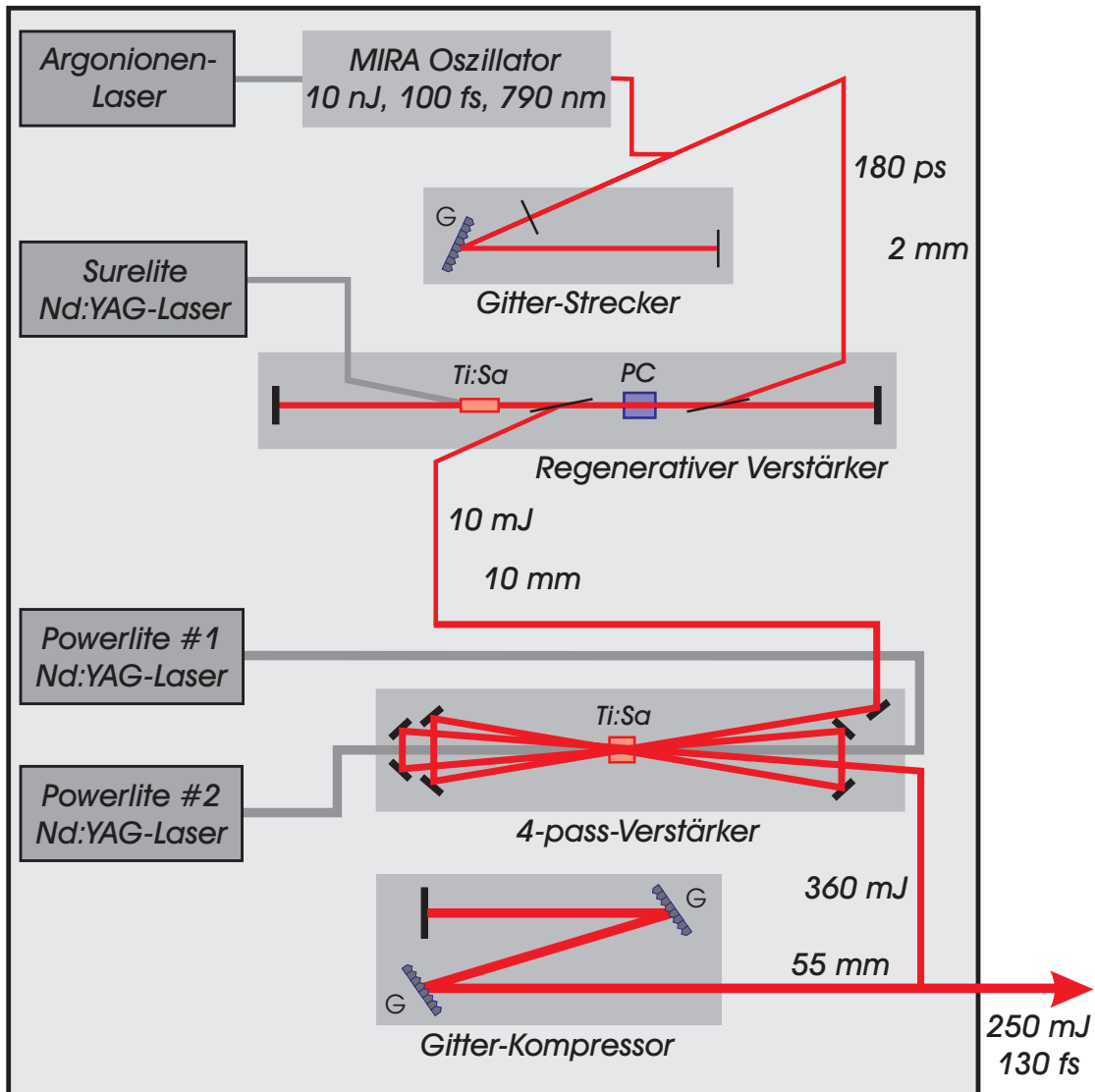
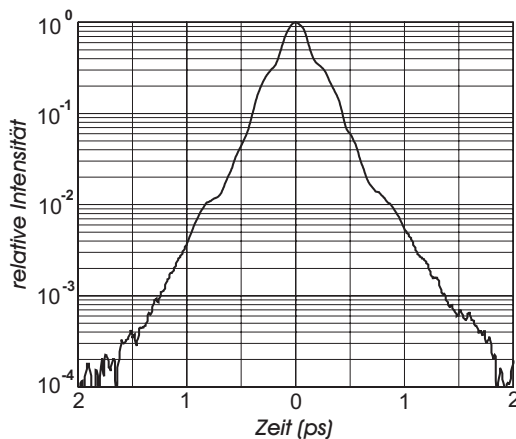


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Lasersystems ATLAS-2

werden die Oszillatorpulse in einem Gitter-Strecker auf die Dauer von 180 Piko-sekunden verlängert. Diese Streckung ist eine essentielle Maßnahme um die bei der Verstärkung auftretende Pulsspitzenleistung um mehrere Zehnerpotenzen zu reduzieren und somit nichtlineare Effekte (Selbstphasenmodulation, Selbstfokussierung) und Zerstörungen an optischen Komponenten zu verhindern. Die Wirkungsweise des Gitter-Streckers beruht auf der Aufspaltung eines Laserpulses in seine spektralen Anteile, die beim Durchlaufen der Streckeranordnung jeweils unterschiedlich lange optische Wege zurücklegen und dabei gegeneinander verzögert werden. Der resultierende, zeitlich verlängerte Puls weist einen sogenannten *Chirp* auf, d.h. seine Zentralwellenlänge variiert über die Dauer des Pulses.

Aus dem hochrepetitiven Zug der gestreckten Laserpulse werden nun mit einer

Rate von 10 Hz Pulse durch eine Pockelszelle (PZ) herausgeschnitten und in die 1. Verstärkerstufe, den *Regenerativen Verstärker*, eingekoppelt. Beim etwa 12-fachen Durchlauf durch den *Surelite*<sup>2</sup>-gepumpten Titan:Saphir-Kristall wird eine Verstärkung auf 10 mJ erreicht, bevor der Puls durch die Pockelszelle wieder aus dem Resonator ausgekoppelt wird. Eine weitere Verstärkung beim 4-fachen Durchgang durch die nachgeschaltete 2. Verstärkerstufe, den *Multipass-Verstärker*<sup>3</sup>, macht eine Querschnittsvergrößerung des Strahls von bisher 2 mm auf 10 mm erforderlich. Die Laserpulse verlassen den Multipass-Verstärker mit einer Pulsenergie von 360 mJ. Anschließend wird die anfänglich vorgenommene Streckung beim zweifachen Durchgang durch den evakuierten Gitter-Kompressor wieder rückgängig gemacht. Dabei muß der Strahldurchmesser aufgrund der niedrigen Zerstörschwelle der Gold-Beschichtungen der Gitter und zur Vermeidung nichtlinearer Effekte im nachfolgenden Fenster auf 55 mm vergrößert werden. Eine Rekomprimierung auf die ursprüngliche Pulsdauer von 100 fs kann nicht ganz erreicht werden, da die resultierende spektrale Halbwertsbreite im Verstärkungsprozeß durch das sogenannte *Gain-narrowing*<sup>4</sup> auf etwa 8 nm geschrumpft ist. Die Transmission des Gitter-Kompressors beträgt etwa 70%, so daß schließlich Laserpulse mit einer Energie von typischerweise 250 mJ und einer Pulsdauer von 130 fs im 10 Hz-Takt für den Experimentator zur Verfügung stehen. Diese werden durch ein evakuiertes Rohrsystem an die verschiedenen Experimentierkammern verteilt. Der Aufbau des gesamten ATLAS-2-Systems findet auf zwei optischen Tischen mit einer Fläche von jeweils 5 m<sup>2</sup> Platz, was die Bezeichnung als *Table-Top-Laser*



**Abbildung 5.2:** Zeitliche Einhüllende der ATLAS-2-Pulse, gemessen in Einzelschuß-Autokorrelation 2. Ordnung. Der *Gaußförmige* Zentralteil hat eine Halbwertsbreite von 130 fs. Die Pulsintensität steigt innerhalb einer Pikosekunde vor bzw. nach dem Maximum um etwa drei Größenordnungen an (*Pulscontrast*).

<sup>2</sup>Surelite Nd:YAG: Pulsdauer 6 ns, Repetitionsrate 10 Hz, Pulsenergie ( $2\omega$ ) 100 mJ.

<sup>3</sup>Der Titan:Saphir-Kristall im Multipass-Verstärker wird von zwei Seiten durch jeweils einen frequenzverdoppelten Powerlite Nd:YAG-Laser mit Pulsdauer 6 ns, Repetitionsrate 10 Hz und Pulsenergie 800 mJ gepumpt.

<sup>4</sup>Die Verstärkung in Titan:Saphir besitzt spektral ein Maximum bei 790 nm, so daß die Zentralwellenlänge und benachbarte Wellenlängen bevorzugt verstärkt und entferntere relativ geschwächt werden.

rechtfertigt.

Als Pulsdiagnostik stehen ein Autokorrelator 2ter- und 3ter-Ordnung zur Verfügung, mit denen im Einzelschuß Pulsdauer und -kontrast bestimmt werden können [112, 113]. Typischerweise findet man, wie in Abbildung 5.2 dargestellt, einen Pulsanstieg von etwa drei Größenordnungen innerhalb einer Pikosekunde vor dem Maximum des Laserpulses. Dieser *Pulskontrast* spielt im vorliegenden Experiment eine Rolle in bezug auf die Aufheizung des OFI-Plasmas durch die ionisierende Laserstrahlung. Mit einer Autokorrelation 3ter-Ordnung ist es weiterhin möglich, Pulsvorder- und -rückflanke voneinander zu unterscheiden.

## 5.2 Experimenteller Aufbau

Die Messungen zur Thomson-Streuung an optisch-feldionisierten Gasen wurden in einer *Pump-Probe-Konfiguration* durchgeführt. An dem von einem ATLAS-2-Puls (Fundamentale) mit linearer oder elliptischer Polarisierung erzeugten Plasma wird ein zeitlich verzögerter, frequenzverdoppelter Laserpuls gestreut und das Wellenlängenspektrum des 90°-Thomson-Streulichtes in einem auf 2 ns eingeschränkten Zeitfenster aufgenommen. Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 5.3 schematisch dargestellt.

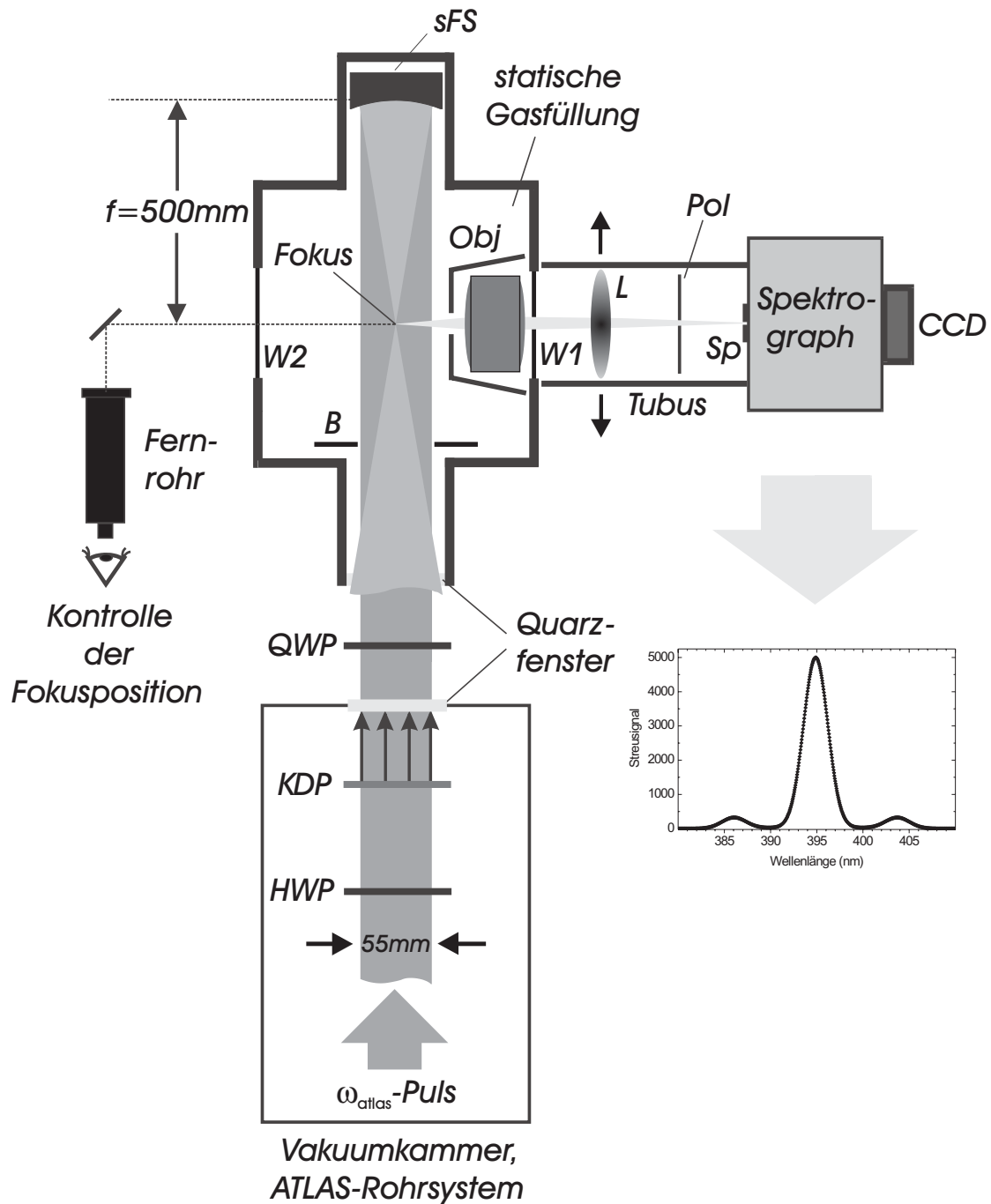
### Erzeugung der *Diagnose-Pulse*

Die aus dem ATLAS-Verteilersystem an der Experimentierkammer ankommenden Laserpulse sind senkrecht zur Streuebene (Zeichenebene) polarisiert. Beim Durchgang durch eine etwa 2 mm dicke, beidseitig entspiegelte 790 nm-Halbwellenplatte aus Quarz (HWP) wird die Polarisationssebene um 90° gedreht. Ein Teil der Energie der 790 nm-Pulse wird im nachfolgenden KDP-Kristall<sup>5</sup> frequenzverdoppelt. Die Kristalldicke von 2 mm verbindet dabei eine Konversionseffizienz von ca. 25% mit einer nur etwa 10-prozentigen Verlängerung des  $2\omega$ -Pulses [3]. Auf die Auswirkungen, die der Frequenzverdopplungsprozeß auf die Pulsform und das Spektrum der  $\omega$ - und  $2\omega$ -Pulse hat, wird am Ende des Abschnitts 5.2 näher eingegangen.

Nach dem Verlassen des KDP-Kristalls eilt der fundamentale 790 nm-Pumpimpuls dem 395 nm-Diagnoseimpuls um etwa 160 fs voraus [3]. Beide propagieren kollinear und sind senkrecht zueinander polarisiert. Die Polarisationssebene des Diagnose-

---

<sup>5</sup>Kaliumdihydrogenphosphat ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ) ist ein negativ einachsiger Kristall, der im vorliegenden Zuschnitt mit Typ-I Phasen Anpassung verwendet wird. Der Brechungsindex des als ordentlicher Strahl propagierenden  $\omega$ -Pulses ist größer als der des als außerordentlicher Strahl propagierenden frequenzverdoppelten Anteils. Die lineare Polarisation des  $\omega$ -Lichtes bleibt erhalten und das entstehende  $2\omega$ -Licht ist ebenfalls linear polarisiert, jedoch senkrecht zum  $\omega$ -Licht.

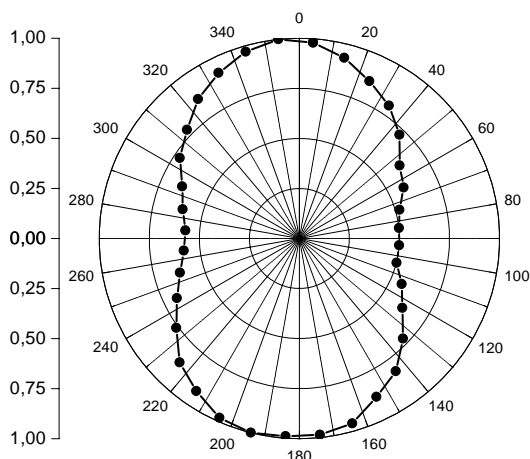


**Abbildung 5.3:** Versuchsaufbau zur Thomson-Streuung an optisch-feldionisierten Plasmen. HWP: Halbwellenplatte (für 790 nm), KDP: Kaliumdihydrogenphosphat-Kristall zur Frequenzverdopplung, QWP: Viertelwellenplatte (für 790 nm), B: Irisblende, W1,W2: BK7-Fenster, Obj: Kameraobjektiv (Brennweite 50 mm), sFS: sphärischer Fokussierspiegel (Brennweite 500 mm), L: Linse aus BK7 (Brennweite 100 mm), Pol: Polarisator, Sp: variabler Spalt.

pulses steht dabei senkrecht auf der Zeichenebene, so daß das Maximum der Dipolabstrahlung der in seinem elektrischen Feld oszillierenden Plasmaelektronen in der Zeichenebene und damit in der Detektionsebene liegt. Beim Austritt aus dem evakuierten Rohrsystem und anschließenden Eintritt in die Experimentierkammer passiert der Pump-Probe-Strahl jeweils ein 3 mm dickes, beidseitig für 790 nm und 395 nm entspiegeltes Quarzglasfenster. Der unterschiedliche *Gruppen*-Brechungsindex<sup>6</sup> von  $n_g(790 \text{ nm}) = 1.4675$  und  $n_g(395 \text{ nm}) = 1.5155$  bewirkt dabei eine weitere Verzögerung des  $2\omega$ -Diagnosepulses von etwa 960 fs.

### Einstellung der Polarisierung der *Pump*-Pulse

Um die Ionisation bei linearer und zirkularer Polarisierung des  $\omega$ -Pumpimpulses vergleichen zu können, wurde vor der Experimentierkammer eine 790 nm-Viertelwellenplatte (QWP) eingebracht. Die Polarisationsanalyse nach Durchgang durch



**Abbildung 5.4:** Elliptizität der 790 nm-Pumpimpulse bei optimaler Stellung der Viertelwellenplatte. Dargestellt ist die gemessene Intensität (normiert) als Funktion der Analysatorstellung  $\theta$ . Der Elliptizitätsparameter  $\xi$  ergibt sich als Wurzel aus dem Verhältnis von kleiner und großer Halbachse:  $I(\theta) \propto \cos^2 \theta + \xi^2 \sin^2 \theta$ .

die Viertelwellenplatte zeigt, daß die resultierende Polarisierung des  $\omega$ -Pumplichtes nicht ganz zirkular ist, sondern bei optimaler Drehstellung der Platte eine Elliptizität von  $\xi = 0.7$  bzgl. der elektrischen Feldstärke aufweist<sup>7</sup> (siehe Abbildung 5.4). Für das  $2\omega$ -Licht wirkt die QWP in dieser Stellung fast wie eine Halbwellenplatte, so daß die  $2\omega$ -Pulse auch in diesem Falle nahezu linear polarisiert bleiben ( $\xi < 0.15$ ). Die Drehung der  $2\omega$ -Polarisationsebene um  $90^\circ$  wird durch Entfernen der im evakuierten Rohrsystem befindlichen Halbwellenplatte (HWP) kompensiert. Somit sind die Bedingungen für die Messung mit linearem und elliptischem

<sup>6</sup>Der *Gruppen*-Brechungsindex  $n_g$  bzw. die Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  sind gegeben durch  $n_g = c/v_g = (1 - \lambda \frac{\partial}{\partial \lambda}) n(\lambda)$ , wobei  $n(\lambda)$  den *Phasen*-Brechungsindex und  $c$  die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit darstellt.  $n(\lambda)$  kann aus der entsprechenden Sellmeiergleichung berechnet werden.

<sup>7</sup>Die Herstellung einer *idealen* Viertelwellenplatte wird mit zunehmender freier Apertur (f.A. = 70 mm in diesem Fall) immer aufwendiger und schwieriger. Das sub- $\mu\text{m}$ -genaue Polieren dünner Kristallplatten ( $d < 1 \text{ mm}$ ) eines solchen Durchmessers, ohne nennenswerten Keilfehler und mit einer Ebenheit bzw. Dickenschwankung von nur wenigen Wellenlängenbruchteilen über die gesamte Apertur ist immer noch eine technologische Herausforderung.

Pumpricht weitestgehend identisch. Die Viertelwellenplatte erhöht die Verzögerung zwischen  $\omega$  und  $2\omega$  um weitere 120 fs. Der Diagnosepuls wird letztendlich etwa 1.2 Pikosekunden nach Eintreffen des Pumpulses am Plasma gestreut. In dieser Zeitspanne sind die Geschwindigkeitsverteilungen der Elektronen und der Ionen zu einer Maxwellverteilung ( $T_e \neq T_i$ ) relaxiert (siehe Ausführungen in Abschnitt 3.1).

### Plasmaerzeugung und Diagnostiksystem

In der Experimentierkammer, die mit Wasserstoff oder Deuterium unter statischem Druck (10 – 100 mbar) gefüllt ist<sup>8</sup>, werden Pump- und Probestrahl durch einen aluminiumbeschichteten, sphärischen Fokussierspiegel (sFS,  $f=500$  mm) mit einer  $f$ -Zahl von  $f/9$  unter  $0^\circ$  in die Mitte der Kammer fokussiert. Der Fokus der  $2\omega$ -Probe-Pulse hat dabei in Querschnitt und longitudinaler Fokusposition maximalen Überlapp mit dem  $\omega$ -Pump-Fokus (siehe Abschnitt 5.4). Eine Abbildungsoptik bestehend aus einem in der Experimentierkammer befindlichen Kameraobjektiv<sup>9</sup> (Obj.) mit Brennweite 50 mm und einer externen bikonvexen BK7-Linse (L) der Brennweite 100 mm bildet das  $90^\circ$ -Thomson-gestreute Diagnoselicht aus dem Fokus im Maßstab 1:1 auf den Spalt (Sp) am Eingang des Spektrometers ab<sup>10</sup>. Mit einem Fernrohr kann die Abbildung des Laserfokus auf den Spalt kontrolliert werden. Durch seitliches Verschieben der Linse L ist es möglich, verschiedene Fokalregionen abzubilden. Nach Passieren des Spaltes wird das Thomson-gestreute  $2\omega$ -Laserslicht in einem Gitterspektrographen (600 Linien pro mm) spektral aufgespalten und mit einer ICCD-Kamera (LaVision FlameStar II), die durch ein Triggersignal des ATLAS-Lasers synchronisiert ist, ausgelesen. Bei dieser *Intensified* CCD handelt es sich um einen im Wellenlängenbereich von 190 – 800 nm empfindlichen, gekühlten CCD-Chip, der durch einen vorgeschalteten Bildverstärker eine hohe Nachweisempfindlichkeit für Photonen besitzt. Die Sensitivität des Bildverstärkers läßt sich durch Anlegen eines Hochspannungsimpulses mit einer minimalen Dauer von 5 ns schalten. Verschiebt man die öffnende Flanke des Spannungsimpulses bis vor den Zeitpunkt, zu dem der Probe-Puls das streuende Plasmavolumen erreicht, so kann die *effektive Torbreite* auf 2 ns gesenkt werden. Ein möglichst kurzes Messintervall ist grundlegende Voraussetzung, um Verfälschungen durch das verzögert eintretende Plasma-Eigenleuchten zu minimieren.

---

<sup>8</sup>Im vorliegenden Experiment ist eine genaue Kenntnis der Teilchendichte wichtig. Dies ist bei einer statischen Gasfüllung gewährleistet, während die Dichteverteilung in einem Gas-Jet eine hohe Sensitivität bzgl. der alltäglichen Justage der Fokusposition mit sich bringt und außerdem im betrachteten Druckbereich mit großen Unsicherheiten behaftet ist.

<sup>9</sup>Der Laserfokus bzw. das entstehende Plasma liegen in der Brennebene des Objektivs.

<sup>10</sup>Eine Spaltöffnung von  $100 \mu\text{m}$  stellt einen guten Kompromiß zwischen der für ein vernünftiges Signal-Rausch-Verhältnis notwendigen Photonenzahl und einem möglichst kleinen abgebildeten Fokalbereich (entlang der Laserpropagationsrichtung) dar.

## Unterdrückung von Streulicht

Da das Thomson-gestreute Signal aufgrund des kleinen Streuquerschnittes, der geringen Plasmaelektronendichte und niedrigen Intensität des Diagnosepulses nur sehr schwach ist, ist eine effektive Unterdrückung von unerwünschtem Streulicht essentiell. Um zu vermeiden, daß an den optischen Komponenten und Kammerwänden gestreutes oder *direktes* Laser- und *Umgebungslicht* den Detektor erreicht, wurden umfangreiche Abschirmungen in den Versuchsaufbau integriert: 790 nm- und 395 nm-Entspiegelung aller optischen Komponenten und Fenster im Laserstrahlengang, Irisblende (B), Einkapselung des Objektivs (Obj), Streulichtabsorption durch Spezialfarbe in der Kammer, Kapselung des gesamten Diagnostikstrahlengangs. Der Untergrund durch diffus gestreutes 395 nm-Laserlicht wurde hierdurch auf weniger als 5% der Signalhöhe der Ionenkomponente im Thomson-Streuspektrum gesenkt. Zur selektiven Schwächung des unpolarisierten Plasmaleuchtens gegenüber dem nahezu linear polarisierten Thomson-Streulicht ist vor dem Spalt ein Polarisator (Pol) in den Strahlengang eingebracht.

Mit der Einkapselung des Objektivs (Obj) wird der Akzeptanzwinkel des abbildenden Strahlenganges für (Thomson-)Streulicht aus dem fokalen Volumen auf etwa  $15^\circ$  eingeschränkt. Diese Maßnahme stellt sicher, daß nur Elektronendichtefluktuationen aus einem engen Wellenlängenbereich zum gemessenen Streusignal beitragen, so daß die diagnostizierte Wellenzahl  $k_f$  gut definiert ist.

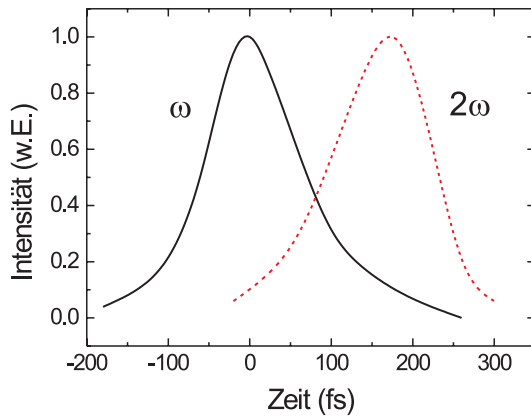
## Auswirkungen der Frequenzverdopplung auf den $\omega$ - und den $2\omega$ -Puls

Bei der Frequenzverdopplung kommt es aufgrund der unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten des  $\omega$ - und  $2\omega$ -Lichtes im KDP-Kristall (group velocity mismatch = GVM) mit wachsender Kristalldicke zu einer signifikanten Verlängerung und zeitlichen Asymmetrie des  $2\omega$ - als auch des  $\omega$ -Pulses [114, 115]. Die Konversionseffizienz steigt bis zu einer Dicke von 5 mm stetig an. Für die ATLAS-2-Parameter ergibt sich bei einer Kristalldicke von 2 mm eine berechnete Pulsverlängerung von lediglich 10% bei einer Konversion von etwa 25% [3]. Dies stellt einen guten Kompromiß zwischen kurzer Pulsdauer und nicht zu geringer Konversionseffizienz dar. Abbildung 5.2 zeigt die für diesen Fall berechneten Pulsformen. Schaut man sich das Wellenlängenspektrum des frequenzverdoppelten Pulses in Abbildung 5.2 an, so findet man auf der langwelligen Seite eine „Nase“. Diese ist mit der zeitlichen Vorderflanke des Pulses korreliert<sup>11</sup> und resultiert wahrscheinlich

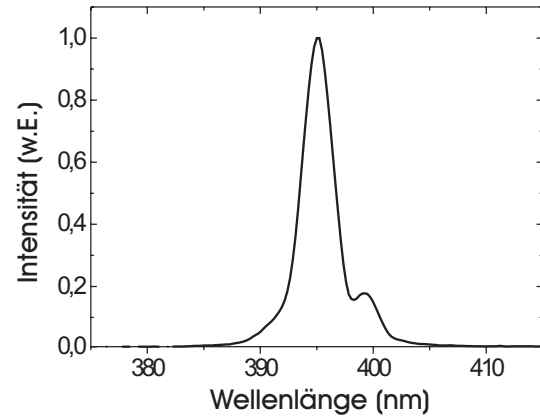
---

<sup>11</sup>Führt man das Thomson-Streuexperiment unter ausschließlicher Benutzung des  $2\omega$ -Pulses durch (Vordeflanke ionisiert, Rückflanke wird am Plasma gestreut), so verschwindet die „Nase“ im gestreuten Spektrum. Dies deutet darauf hin, daß es sich bei diesem spektralen Anteil um einen schwachen Vorpuls oder die flach ansteigende Pulsvorderflanke handelt.





**Abbildung 5.5:** Pulsform und zeitliche Verzögerung von fundamentalem und frequenzverdoppeltem ATLAS-2-Puls nach Durchlaufen eines 2 mm dicken KDP-Kristalls [116]. Grafik aus [3] entnommen.



**Abbildung 5.6:** Wellenlängenspektrum des  $2\omega$ -Diagnostikpulses. Die auf der langwelligeren Seite bei etwa 399 nm sichtbare Struktur („Nase“) ist mit der zeitlichen Vorderflanke des  $2\omega$ -Pulses korreliert.

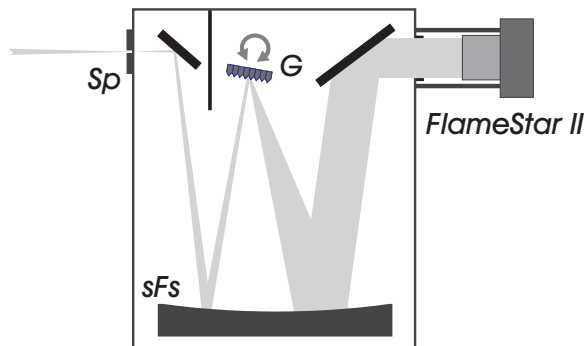
ebenfalls aus dem *group velocity mismatch* bzw. aus einer geringen Selbstphasenmodulation, die das Frequenzspektrum des  $\omega$ -Pumpimpulses auf der vorausgehenden Propagationsstrecke erlitten hat. Durch Justage des Verdopplungskristalls kann die Form dieser Struktur etwas verändert werden, eine völlige Unterdrückung ist jedoch nicht möglich. Für die Auswertung der Streuspektren stellt die „Nase“ keine Komplikation dar, da sie bei der Simulation der Streuspektren berücksichtigt werden kann.

Zum Abschluß des Abschnittes „Experimenteller Aufbau“ sind nachfolgend noch einmal die wichtigsten experimentellen Voraussetzungen und ihre Realisierung im Versuchsaufbau stichpunktartig zusammengefasst.

- Statische Gasfüllung statt Gasjet  $\Rightarrow$  Bekannte und reproduzierbare Teilchendichte im Wechselwirkungsvolumen
- Frequenzverdopplung zur Diagnosepulserzeugung  $\Rightarrow$  Maximaler räumlicher Überlapp von Diagnosepuls und untersuchtem Plasmavolumen, höhere Sensitivität in bezug auf  $T_e$
- Optische Abbildung + Gating  $\Rightarrow$  Plasmaparameter während Abtastdauer weitgehend konstant und homogen im streuenden Volumen
- Gating + Polarisationsfilter  $\Rightarrow$  Unterdrückung des Plasma-Eigenleuchtens
- Effiziente Streulichtabschirmung  $\Rightarrow$  Gutes Signal-Rauschverhältnis, insbesondere unverfälschte *Ion-Feature*

### 5.3 Eichung von Gitterspektrograph und ICCD

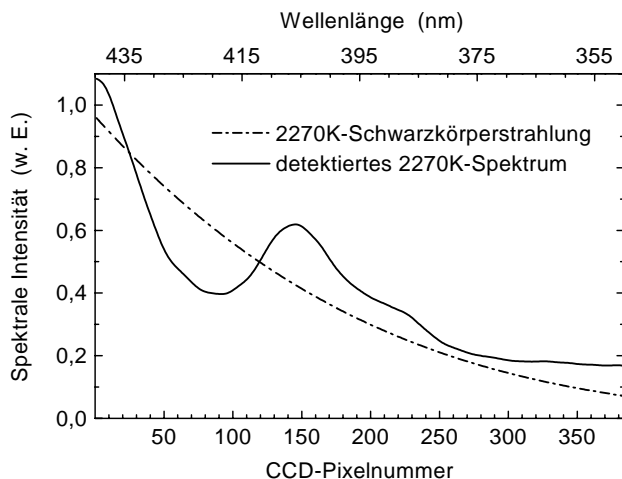
Die spektrale Eichung des aus Gitterspektrograph und ICCD bestehenden diagnostischen Systems (vgl. Abbildung 5.7) wurde mit Hilfe einer Edelgas-Spektrallampe und einer Wolframbandlampe durchgeführt. Anhand des bekannten Linienspek-



**Abbildung 5.7:** Schematische Darstellung des Strahlengangs im Gitterspektrographen. Durch Drehen des Gitters (G) kann der auf den Detektor abgebildete Spektralbereich variiert werden. Sp: Eintrittsspalt, sFs: sphärischer Fokussierspiegel.

trums einer Argon-Eichlampe findet man für das verwendete Gitter (600 Linien pro Millimeter) im kurzwelligen Bereich (ca. 300 – 500 nm) eine spektrale Dispersion von 0.236 nm pro Pixel. Der auf der ICCD-Zeile mit 384 Pixeln abgebildete Wellenlängenbereich, der durch Verdrehen der Gitterstellung verschoben werden kann, umfaßt also 90 nm. Unterstellt man ein vollionisiertes Wasserstoff-Plasma mit einer Obergrenze von 100 mbar Druck ( $\Leftrightarrow n_e = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), so ergibt sich gemäß der *Gross-Bohm-Dispersionsrelation* (Gleichung 4.5) eine maximal detektierbare Elektronentemperatur von etwa 1 keV, wenn man die Zentralwellenlänge des Diagnostikpulses auf die Mitte des spektralen Fensters justiert.

Zusätzlich zur Wellenlängeneichung wurde die spektrale Antwortfunktion des diagnostischen Aufbaus im Bereich zwischen 350 nm und 440 nm vermessen. Dazu wurde eine Wolframbandlampe (Osram Wi 17/G) am Ort des Laserfokus posi-



**Abbildung 5.8:** Spektrale Antwort des diagnostischen Systems. Das *gemessene* Schwarzkörperspektrum (durchgezogene Linie) weicht vom *berechneten* (strichliert) ab.

tioniert und über den *gesamten* Diagnostikstrahlengang auf den ICCD-Chip abgebildet. Im Temperaturbereich  $\leq 2600$  K entspricht das Emissionsspektrum der Osram Wi 17/G laut Herstellerangabe weitgehend dem eines Schwarzen Strahlers. Unter Verwendung eines Pyrometers wurde die Temperatur des Glühbandes auf  $2000 \pm 40^\circ\text{C}$  eingestellt. Abbildung 5.8 zeigt das gemessene Schwarzkörperspektrum im Vergleich zum theoretisch berechneten. Die Abweichungen vom berechneten spektralen Verlauf sind wahrscheinlich größtenteils auf Reflektivitätsschwankungen des goldbeschichteten 600 l/mm-Gitters im Spektrographen zurückzuführen. Sowohl die Transmission aller optischen Elemente im Strahlengang, als auch die Quanteneffizienz der ICCD sind in diesem Bereich spektral flach. Sämtliche Thomson-Spektren im folgenden Kapitel 6 wurden auf die spektrale Antwort der Diagnostik korrigiert.

## 5.4 Bestimmung der Fokusgröße

Zur Vermessung der Vakuum-Fokusgröße wurde der in Abbildung 5.9 dargestellte Aufbau verwendet. An der Frontseite eines schräggestellten Quarzfensters hoher optischer Güte, das sich etwa 2 cm hinter der Fokusposition befindet, werden 4% des Laserlichtes ausgespiegelt und durch ein Objektiv (Leitz,  $f=20$  cm) auf eine CCD-Kamera (Cohu 4820) abgebildet. Durch axiale Verschiebung des Objektivs können verschiedene Ebenen im Bereich des Laserfokus abgebildet werden. Mit Hilfe des Schattenbildes eines  $50\ \mu\text{m}$ -dicken Kupferdrahtes in Position des Laserfokus,

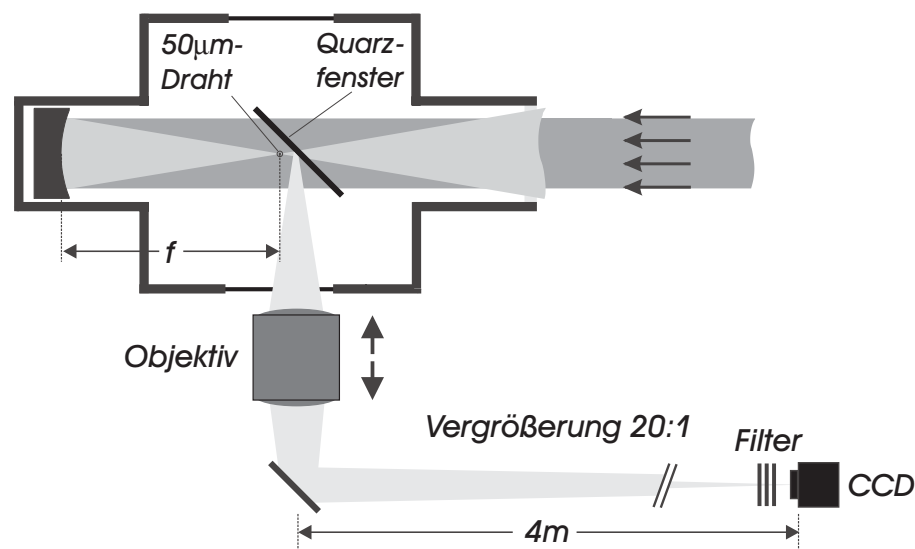
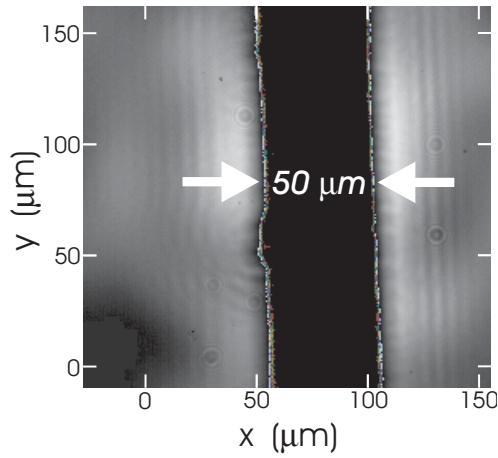
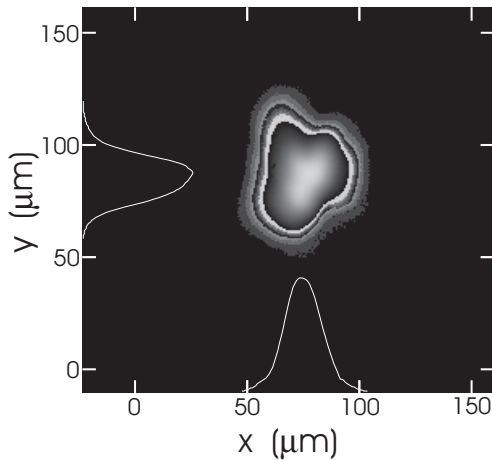


Abbildung 5.9: Aufbau zur Messung der Vakuum-Fokusgröße.

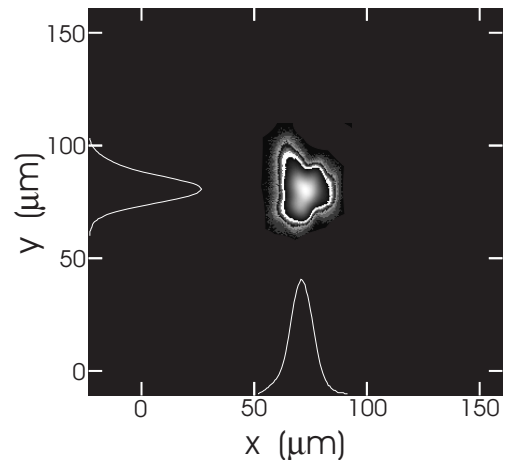


**Abbildung 5.10:** Eichung des Abbildungsmaßstabes mit Hilfe des Schattenbildes eines  $50\ \mu\text{m}$ -dicken Kupferdrahtes.

wurde die Vergrößerung des Systems auf 20:1 eingestellt (vgl. Abbildung 5.10). Zur getrennten Bestimmung der Fokusgrößen der  $790\ \text{nm}$ -Pumpulse und der  $395\ \text{nm}$ -Diagnosepulse werden wellenlängenselektive dielektrische Spiegel und Filter in den abbildenden Strahlengang eingebracht. Die Abbildungen 5.11 und 5.12 zeigen die gemessenen  $790\ \text{nm}$ - und  $395\ \text{nm}$ -Foki. In beiden Fällen ist die Intensitätsverteilung räumlich leicht asymmetrisch. Aus den Intensitätsprofilen findet man einen achsgemittelten  $1/e^2$ -Fokusbereich von  $2w_0 = 35\ \mu\text{m}$  bzw.  $2w_0 = 23\ \mu\text{m}$  für Pump- und Diagnosestrahl. Unter Berücksichtigung der Abweichung vom idealen, symmetrischen Gaußprofil läßt sich abschätzen, daß  $> 90\%$  der Strahlenergie in einem Radius von etwa  $r = 30\ \mu\text{m}$  für  $790\ \text{nm}$  bzw.  $r = 20\ \mu\text{m}$  für  $395\ \text{nm}$  enthalten



**Abbildung 5.11:** Fokus des  $790\ \text{nm}$ -Pumplichtes. Die Intensitätsprofile entsprechen dem horizontalen bzw. vertikalen Querschnitt durch das Strahlzentrum. Der achsgemittelte  $1/e^2$ -Fokusbereich beträgt  $2w_0 = 35\ \mu\text{m}$ .



**Abbildung 5.12:** Fokus des  $395\ \text{nm}$ -Diagnosestrahls. Die Intensitätsprofile entsprechen dem horizontalen bzw. vertikalen Querschnitt durch das Strahlzentrum. Der achsgemittelte  $1/e^2$ -Fokusbereich beträgt  $2w_0 = 23\ \mu\text{m}$ .

sind. Der Fokus des Diagnosestrahls besitzt einen sehr guten räumlichen Überlapp mit dem Fokus des Pumplichtes.

Der beugungsbegrenzte  $1/e^2$ -Fokusdurchmesser eines idealen Gaußstrahls ist durch die Beziehung  $2w_0 \geq \frac{8}{\pi} \lambda_0 f/D$  gegeben [117]. Dabei bezeichnet  $f$  die Brennweite der Fokussieroptik und  $D=4w$  den zweifachen  $1/e^2$ -Durchmesser des einfallenden Laserstrahls, in dem 99.9% der Strahlenergie enthalten sind und der etwa dem optisch wahrgenommenen Strahldurchmesser entspricht<sup>12</sup>. Die Intensitätsverteilung des einfallenden ATLAS-Laserstrahls entspricht jedoch eher einem (modulierten) Flat-Top-Profil mit Durchmesser  $D=55$  mm. Der mit obiger Definition des Strahldurchmessers errechnete Fokusdurchmesser eines Gaußstrahls ist nahezu identisch mit dem entsprechenden Durchmesser  $D_{\text{Airy}} = 2.44 \lambda_0 f/D$  des Airy-Scheibchens bei analoger Fokussierung einer *ebenen* Wellenfront mit Durchmesser  $D$  [118].

Der beugungsbegrenzte Fokusdurchmesser bei der  $f$ -Zahl  $f/9$  ergibt sich zu  $18 \mu\text{m}$  für  $790$  nm bzw.  $9 \mu\text{m}$  für  $395$  nm. Der reale Fokus ist also etwa 2-fach bzw. 2.5-fach beugungsbegrenzt.

Als Rayleigh-Länge  $L_R = \pi w_0^2/\lambda_0$  des Pumpstrahls findet man  $L_R \approx 1.2$  mm. Dieser Wert – bzw. der Konfokale Parameter  $b = 2L_R$  – gibt ein Maß für die Sensitivität der Justage der Fokusposition. Im Verhältnis zur Öffnung des Spektrometerspaltes ( $d = 100 \mu\text{m}$ ) kann damit die Homogenität des diagnostizierten Plasmas abgeschätzt werden. Die Fokusposition in bezug auf den Spektrometerspalt läßt sich im dargestellten Versuchsaufbau zur Thomson-Streuung mit einer Genauigkeit von etwa  $0.5$  mm einstellen.

Aufgrund der Limitierung der Laserintensität in bezug auf die Zerstörschwelle der verwendeten optischen Komponenten ( $\sim 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>) ist die obige Meßmethode auf die Bestimmung der *nominalen* Vakuum-Fokusgröße beschränkt. Abhängig von Gasart, -druck und Laserintensität im Experiment führt ionisationsinduzierte Defokussierung zu einer Vergrößerung des Fokus (vgl. Abschnitt 3.3.1).

---

<sup>12</sup>Die in dieser Arbeit durchgängig verwendete  $f$ -Zahl  $f/D$  entspricht dieser Definition.

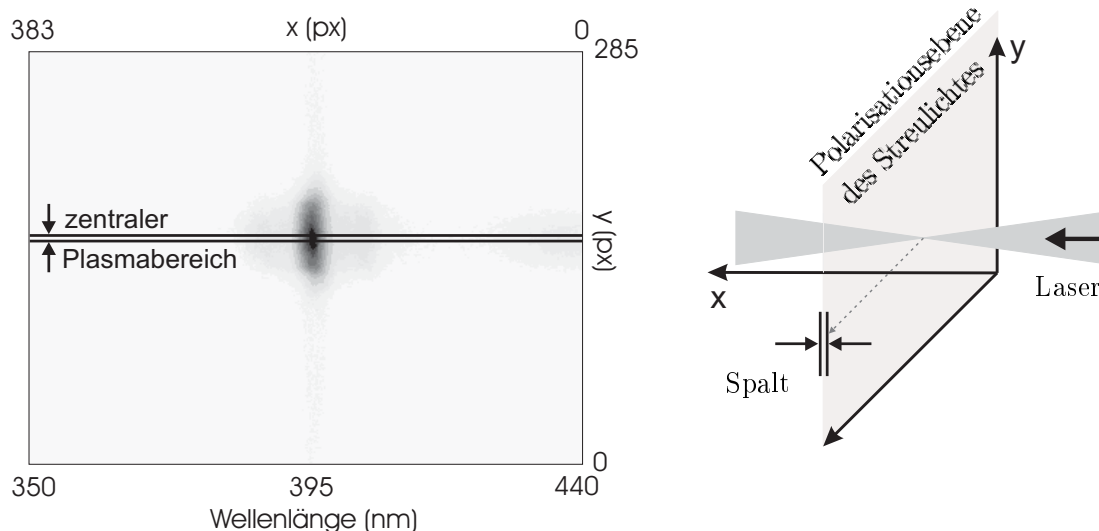
# Kapitel 6

## Meßergebnisse und Diskussion

Die Elektronen- und Ionentemperatur der durch linear oder elliptisch polarisierte Laserpulse optisch-feldionisierten H<sub>2</sub>- und D<sub>2</sub>-Plasmen wurde für Gasdrücke zwischen 10 und 100 mbar und Laserintensitäten im Bereich von  $1.9 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  bis  $2.1 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  untersucht. Das in jeder einzelnen Messung aufgenommene Thomson-Spektrum stellt eine Akkumulation von 100 aufeinanderfolgenden Laserschüssen dar. Auf diese Weise kann das Signal/Rausch-Verhältnis des schwachen Thomson-Streulichtes im Vergleich zum elektronischen Rauschen von Bildverstärker und CCD signifikant verbessert werden. In Abbildung 6.1 ist die Aufnahme eines typischen Thomson-Streuspektrums gezeigt. Die y-Achse des CCD-Chips ist parallel zur Längsachse des  $100 \mu\text{m}$ -Eintrittsspalt des Gitterspektrographen sowie zur Polarisationssebene des gestreuten Lichtes ausgerichtet. In dieser nicht-dispergierten Dimension ist das CCD-Bild mit der Topologie des streuenden Volumens korreliert. Während das schmetterlingsförmige Thomson-Signal als Streusignal aus dem fokalen Plasmavolumen in y-Richtung eng begrenzt ist, kann man den vertikalen Streifen bei 395 nm mit dem schwachen Streulichtanteil identifizieren, der aus Reflexionen des einfallenden Diagnostiklichtes an den Kammerelementen resultiert. Der Beitrag dieses Streulichtes zur Intensität der Ionenkomponente im Thomson-Spektrum beträgt jedoch weniger als 5%, wie schon in Abschnitt 5.2 ausgeführt. Das zu jeder Meßserie bei evakuiertem Kammervolumen aufgenommene Streulicht liefert das unverfälschte Wellenlängenspektrum des Diagnosepulses, das als Ausgangsspektrum für die Simulation der Thomson-Spektren herangezogen wird<sup>1</sup>. Bei der Erstellung der eindimensionalen Intensitätsprofile des Thomson-Streulichtes (vgl. Abbildung 6.2) wird nur der in Abbildung 6.1 markierte Zentral-

---

<sup>1</sup>Die explizite Halbwertsbreite des frequenzverdoppelten Laserspektrums und die Form der spektralen „Nase“ werden durch geringe Tag-zu-Tag-Schwankungen der ATLAS-Fundamentalen, sowie durch die Justage des Verdopplungskristalls beeinflusst. Zur Kontrolle solcher Fluktuationen wurde mehrmals während einer Meßreihe das Kammerstreulicht aufgenommen. Es zeigt sich, daß über den Meßzeitraum nur marginale Schwankungen im Spektrum des Diagnosepulses auftreten.

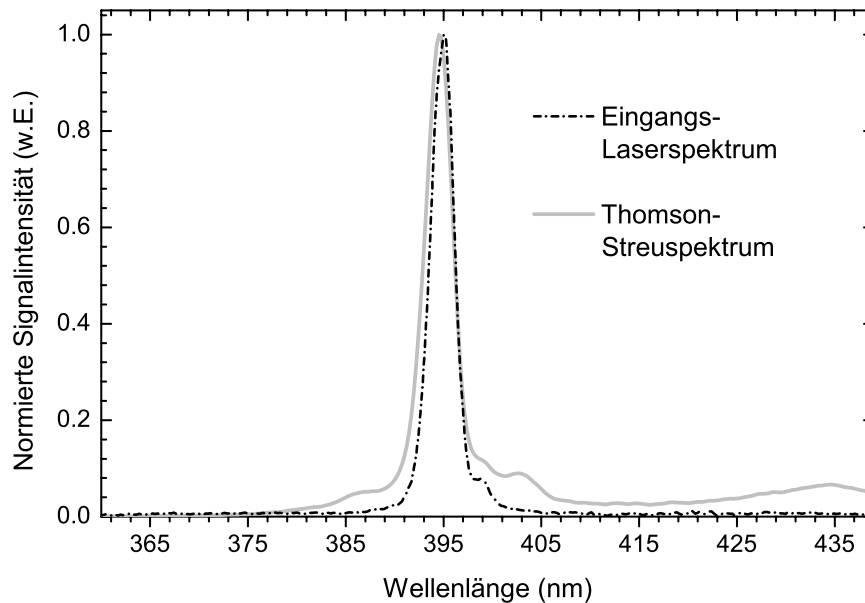


**Abbildung 6.1:** CCD-Bild ( $384 \times 286$  Pixel) eines typischen Thomson-Streuspektrums. Neben dem schmetterlingsförmigen Thomson-Signal in der Chip-Mitte, ist am rechten Bildrand die  $H_\gamma$ -Emissionslinie (434 nm) zu erkennen. Der schwache, vertikale Streifen bei 395 nm ist auf Kammerstreulicht des Diagnosepulses zurückzuführen. Die Lage von x- und y-Achse in bezug auf die Polarisationsebene des  $2\omega$ -Thomson-Streulichtes bzw. der Richtung der Laserpropagation ist in der nebenstehenden Skizze erläutert.

bereich des OFI-Plasmas berücksichtigt (vertikale Breite ca. 10 Pixel). Auf diese Weise kann – vergleichbar der Spaltwirkung in x-Richtung ( $\equiv$  Laserpropagationsrichtung) – der Beitrag von peripheren Plasmabereichen geringerer Elektronendichte und/oder -temperatur zum Thomson-Signal minimiert werden. In der x-y-Ebene ist das Streuvolumen also geometrisch gut definiert. Das Streuvolumen wird in der dazu senkrechten y-z-Ebene ( $\equiv$  Fokusquerschnitt) aufgrund der Proportionalität der Thomson-gestreuten Intensität zur radial abfallenden Elektronendichte  $n_e(r)$  und zur Intensität  $I(r)$  des Diagnosepulses auf den Plasmazentralbereich eingeschränkt. Geht man davon aus, daß der vollständig ionisierte Plasmabereich aufgrund der hohen Intensität des Pumpimpulses eine größere radiale Ausdehnung hat, als der  $1/e^2$ -Fokusbereich des Diagnosepulses, so kann das Thomson-Streulicht aus den Plasmarandbereichen praktisch vernachlässigt werden.

## 6.1 Charakteristische Merkmale der experimentellen Thomson-Spektren

Abbildung 6.2 zeigt ein typisches, gemessenes Thomson-Streuspektrum im Vergleich zum Eingangsspektrum des Diagnosepulses. Es weist einige signifikante Merkmale auf, die für sämtliche der experimentell aufgenommenen Thomson-Spektren charakteristisch sind.



**Abbildung 6.2:** Charakteristisches Thomson-Streuspektrum ( $\text{H}_2$ ,  $p = 50$  mbar,  $I = 6.9 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>, lineare Polarisation) und Eingangsspektrum des gestreuten Diagnosepulses. Zur besseren Vergleichbarkeit sind beide Spektren auf 1 normiert. Der Ionen-Peak des Streuspektrums ist gegenüber dem Laserspektrum blauverschoben und spektral verbreitert.

1.) Die Ionenkomponente des Thomson-Signals ist im Vergleich zum Eingangslaserspektrum verbreitert ( $\sim 30\%$ ). Während die langwellige Flanke des Ionenpeaks im Streuspektrum nahezu deckungsgleich mit derjenigen des Laserspektrums bleibt, ist die kurzwellige Flanke – und mit ihr die Peak-Position und der Intensitätsschwerpunkt – infolge der in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen spektralen Modifikation des Diagnosepulses blauverschoben ( $\sim 0.7$  nm). Das Ausmaß der **Blauverschiebung und spektralen Verbreiterung** nimmt mit wachsendem Gasdruck und steigender Intensität des Diagnosepulses zu. Bei der Anpassung von simulierten an die gemessenen Thomson-Spektren muß berücksichtigt werden, daß der Ionenpeak im Thomson-Spektrum bei kurzen Laserimpulsen *mit dem (tatsächlichen) Laserspektrum im Streuvolumen identisch ist*, vgl. Abbildung 4.1 in Abschnitt 4.1. Den ionisationsinduzierten Modifikationen kann folglich weitgehend Rechnung getragen werden, indem man als Input-Spektrum für die Simulationen das *analog der Ionenkomponente verbreiterte Eingangslaserspektrum* verwendet<sup>2</sup>.

2.) Bei etwa 387 nm und 403 nm sind deutlich die beiden charakteristischen Elektronen-Peaks im Thomson-Streuspektrum erkennbar. Die **Elektronenkomponenten sind symmetrisch zur Position des Schwerpunktes der Ionenkomponente** angeordnet, wie es die Theorie der Thomson-Streuung voraussagt.

<sup>2</sup>Zur Erzeugung des Input-Spektrums der Simulationen wurde jeweils die kurzwellige Flanke des gemessenen *Eingangslaserspektrums* deckungsgleich zu derjenigen des Ionenpeaks verschoben.



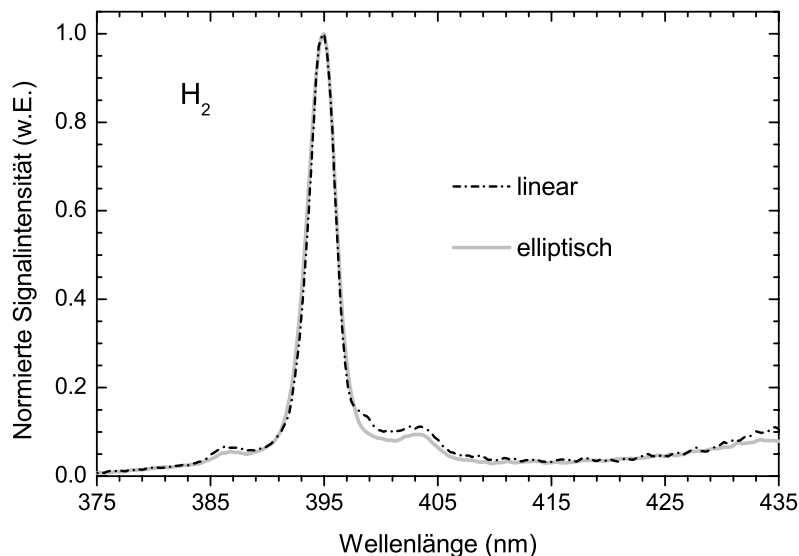
Der schwache Seitenpeak („Nase“) (vgl. Abbildung 5.2 in Abschnitt 5.2), der im Eingangslaserspektrum bei etwa 399 nm lokalisiert ist, ist auch im Streuspektrum eindeutig vom Elektronenpeak auf der langwelligen Seite unterscheidbar, führt jedoch zu einem „Auffüllen“ des Übergangsbereiches zwischen Ionen- und Elektronenkomponente. Dieser Effekt ist in den Simulationen in Form des Input-Spektrums implizit enthalten. Die Elektronenkomponenten werden auch durch die ionisationsinduzierten Modifikationen, die sich im Fuß des Eingangslaserspektrums in Form eines weit ausufernden Pedestals bemerkbar machen, etwas ausgeschmiert. Diese Verfälschung betrifft insbesondere den kurzwelligen Elektronen-Peak.

3.) Neben Thomson-gestreutem Licht erreicht auch ein Teil des im wesentlichen aus charakteristischer Linienstrahlung bestehenden Plasmaeigenleuchtens den Detektor. Dabei tritt im detektierten Wellenlängenfenster primär die **Balmer- $\gamma$ -Linie des Wasserstoffatoms** ( $n' = 5 \rightarrow n = 2$ ) bei 434,05 nm in Erscheinung (vgl. Abbildungen 6.1 und 6.2). Bedingt durch die hohe Elektronendichte in den emittierenden Plasmabereichen ist die  $H_\gamma$ -Linie im Vergleich zu ihrer natürlichen Linienbreite in hohem Maße Stark-verbreitert. Bei einer Elektronendichte von  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  liegt ihre Halbwertsbreite in der Größenordnung von 50 nm [119]<sup>3</sup>. Die Intensität der Linienstrahlung nimmt mit dem Gasdruck und zunächst mit wachsendem Zeitabstand zum Ionisationsereignis zu. Da die Rekombination und die nachfolgende Linienemission in geringem Maße schon vor dem Eintreffen des Diagnosepulses einsetzt, kann das Plasmaleuchten durch eine zeitliche Verschiebung des 5 ns-Hochspannungs-Gates des Bildverstärkers nur reduziert, aber nicht vollständig unterbunden werden. Wie man in Abbildung 6.2 erkennt, manifestiert sich der  $H_\gamma$ -Beitrag zum Thomson-Signal lediglich als eine Art „Sockel“, auf dem der Elektronenpeak auf der langwelligen Seite „aufsitzt“. Dieses Pedestal ist – bei Drücken  $< 70$  mbar und niedrigen Laserintensitäten – die Hauptursache der **Asymmetrie in der Signalhöhe der beiden Elektronenpeaks**. Bei der Auswertung der Thomson-Streuspektren wird der Einfluß der  $H_\gamma$ -Linie durch ein angefittetes Gaußprofil entsprechender Halbwertsbreite berücksichtigt<sup>4</sup>.

---

<sup>3</sup>Prinzipiell kann die Linienbreite der  $H_\gamma$ -Linie, die proportional zu  $n_e^{2/3}$  ansteigt, zur Bestimmung der Elektronendichte herangezogen werden. Unter den gegebenen experimentellen Bedingungen überlagern sich jedoch die aus verschiedenen Dichtebereichen mit unterschiedlichen Intensitäten emittierten Beiträge, so daß mit Hilfe der  $H_\gamma$ -Linie keine zuverlässige Aussage über die Elektronendichte im Zentralbereich des Plasmas gemacht werden kann. Erschwerend kommt hinzu, daß Opazitätseffekte die meßbare Linienbreite und Form verfälschen können.

<sup>4</sup>Ein verfälschender Beitrag weiterer Balmer-Linien ( $H_\delta$  [ $n' = 6$ ] bei 410.17 nm,  $H_\epsilon$  [ $n' = 7$ ] bei 397.01 nm, ...) zum Thomson-Spektrum wird mit wachsender Hauptquantenzahl  $n'$  des oberen angeregten Niveaus rasch schwächer, da die Druckverbreiterung bei konstanter Elektronendichte und -temperatur mit zunehmendem  $n'$  ansteigt [119]. Als grobes Maß für die relative Halbwertsbreite zweier Balmer-Linien mit Hauptquantenzahlen  $n'_a$  und  $n'_b$  der oberen Niveaus gilt

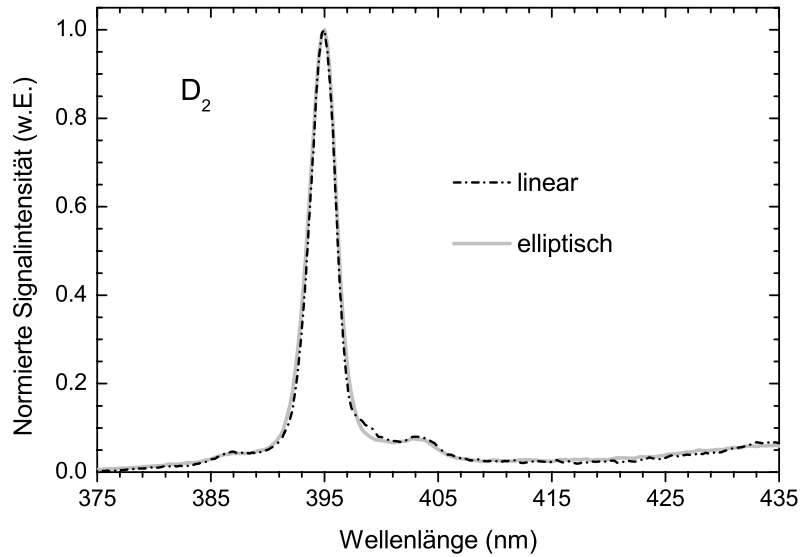


**Abbildung 6.3:** Vergleich der gemessenen Thomson-Spektren bei 50 mbar  $\text{H}_2$  für linear und elliptisch ( $\xi = 0.7$ ) polarisierte 790 nm-Laserpulse. Die entsprechenden Laserintensitäten (linear:  $I = 4.9 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ , elliptisch:  $I = 6.15 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ) sind so gewählt, daß sich in beiden Fällen etwa die gleiche Feldstärkeamplitude  $E_0$  ergibt. Die Blauverschiebung der Spektren um etwa 0.6 nm wurde korrigiert.

## 6.2 Allgemeine Eigenschaften der untersuchten OFI-Plasmen

*Unter allen untersuchten experimentellen Bedingungen, d.h. verschiedenen Laserintensitäten und Gasdrücken, sind die Thomson-Streuspektren bei vergleichbaren Parametern nahezu unabhängig davon, ob linear oder elliptisch polarisiertes Laserlicht zur Ionisation des Gases verwendet wurde. Wie in den Abbildungen 6.3 für 50 mbar  $\text{H}_2$  und 6.4 für 50 mbar  $\text{D}_2$  zu sehen, ist die Position der Elektronen-Peaks relativ zum Schwerpunkt der Ionenkomponente wie auch deren Form für den linearen und den elliptischen Fall sehr ähnlich. Der schwache Seitenpeak der Ionenkomponente bei 398/399 nm, der in Abbildung 6.3 und 6.4 das „lineare Spektrum“ vom „elliptischen“ unterscheidet, ist auf die schon mehrfach angesprochene „Nase“ im Input-Spektrum des Diagnosepulses zurückzuführen, die im „elliptischen Fall“ in der Frequenzverdopplung unterdrückt werden konnte. Unterstellt man jeweils*

[120]:  $\Delta\lambda(n'_a)/\Delta\lambda(n'_b) \approx (n'^2_a - 4)/(n'^2_b - 4)$ . Die integrierten Linienintensitäten, die neben den Halbwertsbreiten von den Niveaupopulationen und Einstein-Koeffizient für spontane Emission abhängen, sind stark zeitabhängig und lassen sich nur durch aufwendige atomare Codes berechnen. In den gemessenen Spektren sind jedoch bei den charakteristischen Wellenlängen ( $\text{H}_\delta, \text{H}_\epsilon$ ) keine entsprechenden Signaturen zu finden (vgl. Abbildungen 6.2, 6.3, 6.4), so daß davon auszugehen ist, daß höhere Balmerlinien im Untergrundrauschen verschwinden.



**Abbildung 6.4:** Vergleich der gemessenen Thomson-Spektren bei 50 mbar  $D_2$  für linear und elliptisch ( $\xi = 0.7$ ) polarisierte 790 nm-Laserpulse mit Intensitäten von  $I = 4.9 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  bzw.  $I = 6.15 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ . Die Blauverschiebung der Spektren um etwa 0.6 nm wurde korrigiert.

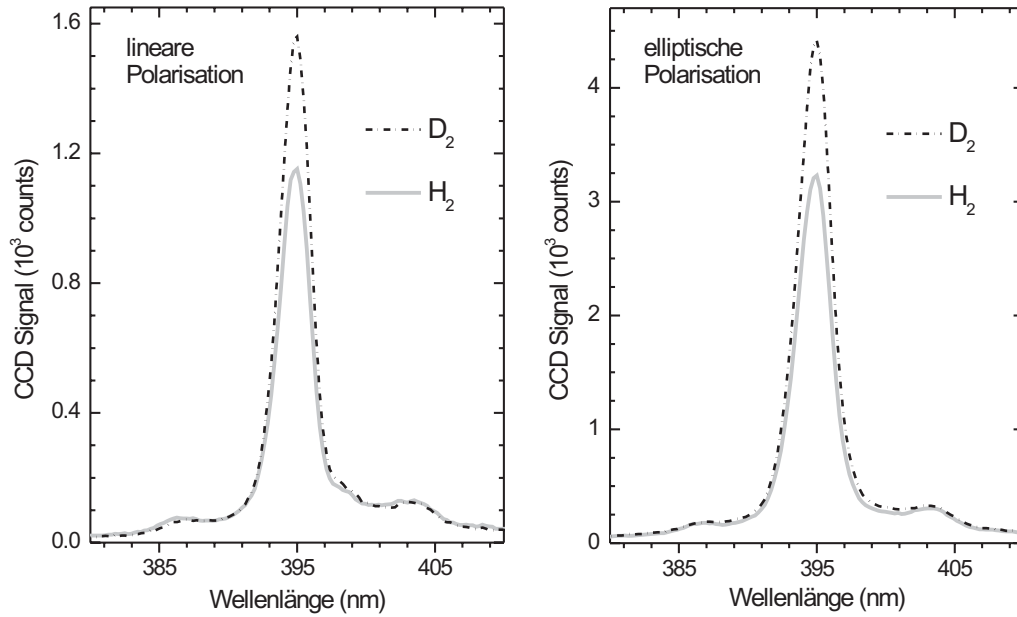
ein vollionisiertes Plasma ( $n_e = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), so folgt, daß die Elektronentemperaturen für beide Polarisationen nahezu identisch sind. Die Laserintensitäten in den verglichenen Thomson-Spektren sind dabei so gewählt, daß sich für beide Polarisationen etwa die gleiche Feldstärkenamplitude  $E_0$  ergibt und somit vergleichbare Ionisationsbedingungen vorliegen.

Während bei  $D_2$  die Signalhöhe der Elektronen-Peaks für lineare und elliptische Polarisation identisch ist (ebenso die  $H_7$ -Emissionslinie), unterscheidet sie sich – bedingt durch die Normierung<sup>5</sup> der Ionenkomponenten – im Falle von  $H_2$  für beide Polarisationen. Daraus kann abgeleitet werden, daß sich (unter diesen speziellen Bedingungen) für  $H_2$  die Ionentemperaturen bei linearer und elliptischer Laserpolarisation leicht unterscheiden.

*Im direkten Vergleich der unnormierten  $H_2$ - und  $D_2$ -Thomson-Spektren zum gleichen Parametersatz (Druck, Laserintensität und -polarisation) findet man in allen Messungen, daß die Ionenkomponente von Deuterium diejenige des Wasserstoffs um den Faktor 1.25 bis 1.4 überragt, während die Elektronenkomponenten beider Isotope sich kaum unterscheiden<sup>6</sup>. Abbildung 6.5 zeigt, daß das Verhältnis der*

<sup>5</sup>Aufgrund der unterschiedlichen Intensität der Diagnosepulse im linearen und elliptischen Fall und der daraus resultierenden Differenz in der Zahl der gestreuten Photonen können beide Streuspektren nur normiert verglichen werden.

<sup>6</sup>Die in Abbildung 6.5 geradezu perfekte Übereinstimmung der Elektronenkomponenten von  $H_2$  und  $D_2$  bei der jeweiligen Polarisation ist so nicht in allen Streuspektren zu finden.



**Abbildung 6.5:** Direkter Isotopenvergleich von  $\text{H}_2$  und  $\text{D}_2$ . Die gezeigten Thomson-Streuspektren sind mit denen der Abbildungen 6.3 und 6.4 identisch ( $p = 50$  mbar, lin. Pol.:  $I = 4.9 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>, ell. Pol.:  $I = 6.15 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>). Allerdings ist hier zum Vergleich der Ionenkomponenten das *unnormierte* CCD-Signal aufgetragen.

Signalhöhen der  $\text{H}_2$ - und  $\text{D}_2$ -Ionenkomponente dabei für lineare und elliptische Polarisation nahezu identisch ist. Gemäß den Ausführungen in Abschnitt 4.3 kann unter der Annahme, daß die Iontemperatur des  $\text{D}_2$ -Plasmas diejenige des vergleichbaren  $\text{H}_2$ -Plasmas nicht übersteigt, daraus abgeleitet werden, daß die Streubedingungen des ionenakustischen Regimes vorliegen. Das Elektronengas ist folglich viel heißer als der Ionenhintergrund und das Plasma befindet sich nicht im thermischen Gleichgewicht.

### 6.3 Variation des Gasdruckes

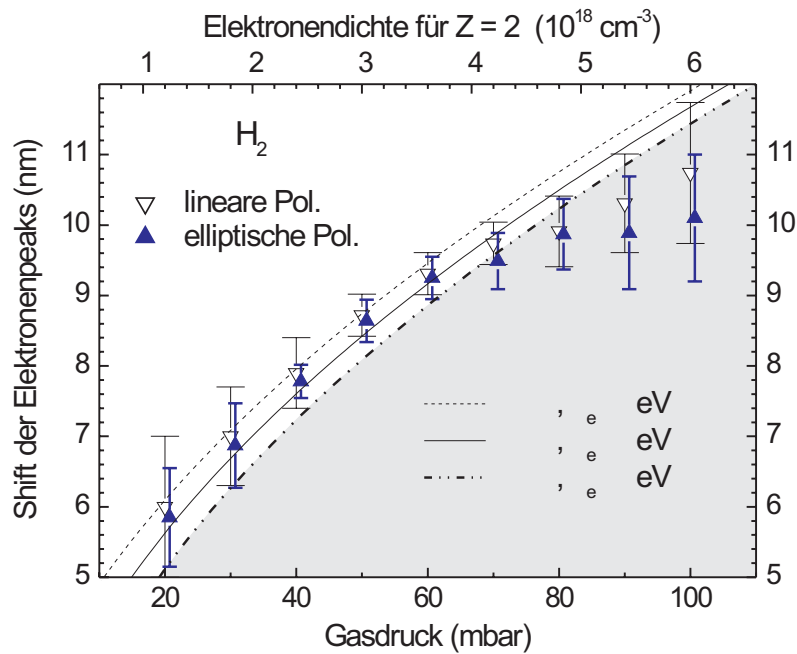
Zur Untersuchung des Einflusses, den die Teilchendichte im Plasma – und damit auch implizit die Debye-Länge und die mittlere freie Weglänge – auf die Temperatur des Elektronengases und des Ionenhintergrundes haben, wurde der Druck des Wasserstoff- bzw. Deuterium-Gases in 10 mbar-Schritten zwischen 10 und 100 mbar variiert. Die (nominale) Intensität des ionisierenden 790 nm-Laserpulses betrug  $I_{\text{lin}} = 2.1 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> bei linearer und  $I_{\text{ell}} = 1.9 \cdot 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> bei elliptischer Polarisation<sup>7</sup>. Die Verwendung einer möglichst hohen Laserintensität im Rahmen des

<sup>7</sup>  $I_{\text{lin}}$  und  $I_{\text{ell}}$  entsprechen den im Experiment maximal erreichbaren Laserintensitäten. Technisch bedingt kamen in der ATLAS-Strahlführung 5 Al-beschichtete Spiegel zum Einsatz, deren Reflexionsvermögen im VIS bei etwa 86% liegt. Berücksichtigt man weiter die Energiekonversion von 20 – 25% in den 395 nm-Diagnosepuls, so standen im Targetvolumen von der durchschnittlichen ATLAS-Pulsenergie ( $\sim 230$  mJ) nur etwa 80 mJ im 790 nm-Pumpimpuls zur Verfügung.

Druck-Scans ist insofern von Interesse, als damit ein möglicher Heizeffekt durch die in Abschnitt 3.2 dargestellten kollektiven Mechanismen der Inversen Bremsstrahlung, Raman- und Compton-Streuung in einem Intensitätsbereich untersucht werden kann, der dem für die Realisierung von XUV-Rekombinationslasern favorisierten nahekommt.

### Ionisationsdefokussierung

In Abbildung 6.6 ist der aus den  $H_2$ -Thomson-Spektren für lineare und elliptische Polarisation bestimmte Abstand der Elektronen-Peaks vom Schwerpunkt der Ionenkomponente dargestellt, aus dem sich bei bekannter Elektronendichte deren Temperatur ableiten läßt. Geht man von einer vollständigen Ionisation ( $Z=2$ ) des Wasserstoffgases über den gesamten Druckbereich aus, so geben die eingezeichneten Kurven den gemäß der Gross-Bohm-Relation Gleichung 4.5 bzw. 4.6

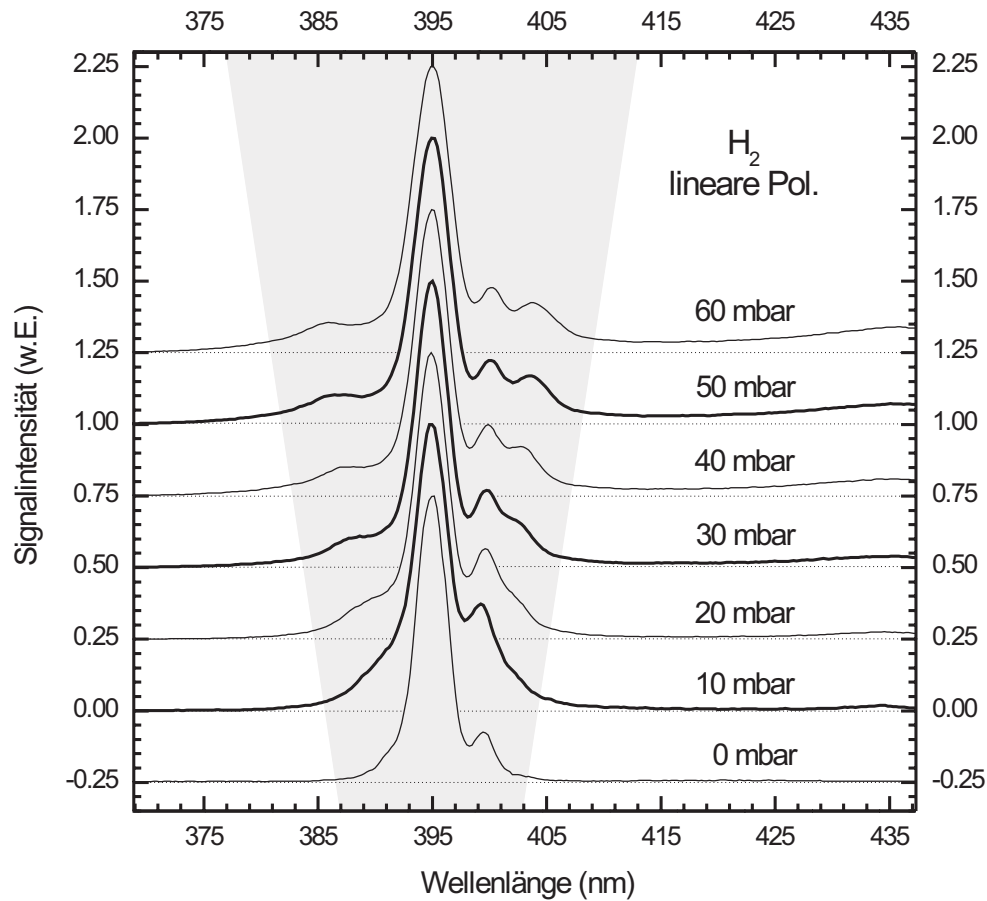


**Abbildung 6.6:** Anwachsen des Abstandes der Elektronenkomponenten (Peakposition) vom Schwerpunkt der Ionenkomponente mit zunehmendem  $H_2$ -Gasdruck für linear und elliptisch ( $\xi = 0.7$ ) polarisierte Laserstrahlung vergleichbarer Intensität ( $I_{\text{lin}} = 2.1 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ,  $I_{\text{ell}} = 1.9 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ). Auf der oberen Abszisse ist die zugehörige Elektronendichte eines vollständig ionisierten ( $Z=2$ ) Wasserstoffplasmas angegeben. Im Sinne einer besseren Übersichtlichkeit sind die zur elliptischen Polarisation gehörigen Meßpunkte leicht versetzt dargestellt. Die eingezeichneten Kurven stellen die nach der Gross-Bohm-Relation 4.5 bzw. 4.6 berechneten Abstände der Elektronen-Peaks für drei verschiedene Elektronentemperaturen unter der Annahme eines vollständig ionisierten Plasmas dar.

berechneten Peakabstand für drei verschiedene Elektronentemperaturen wieder. Die Bestimmung der Peakposition der Elektronenkomponenten ist in Relation zu den niedrigen zu messenden Temperaturen teilweise mit einer erheblichen Ungenauigkeit behaftet, die sich in der Größe der Fehlerbalken ausdrückt. Dennoch bietet diese einfache Auswertemethode einen sehr anschaulichen Zugang in bezug auf die Problematik der Ionisationsdefokussierung. Im Druckbereich zwischen 20 und 60 mbar liegen die gemessenen Abstände der Elektronen-Peaks in dem schmalen Streifen, der durch ein vollionisiertes Plasma und eine Elektronentemperatur zwischen 3 eV und 6 eV charakterisiert ist. Die Meßpunkte für lineare und elliptische Polarisation weichen nur wenig voneinander ab. Auch unter Berücksichtigung der Fehlerbalken wird die  $T_e = 0$  eV-Kurve, die nichts anderes als die Elektronenplasmafrequenz  $\omega_{pe}$  des vollionisierten Plasmas darstellt, und dementsprechend den allein durch die Elektronendichte verursachten Peakabstand beschreibt, nicht unterschritten. Ab einem Gasdruck  $> 70$  mbar liegen die Peakabstände jedoch unterhalb der  $T_e = 0$  eV-Kurve im grau unterlegten Bereich, in dem die Ionisation des Wasserstoff-Plasmas nicht mehr vollständig sein kann. Unter Einbeziehung der Fehlerbalken kann man bei Drücken ab 70 mbar zumindest nicht mehr *sicher* von einem vollionisierten Plasma ausgehen.

Als Schlußfolgerung läßt sich demgemäß die Elektronendichte nur im Druckbereich  $\leq 50$  mbar eindeutig festlegen. Im Übergangsbereich zwischen 60 mbar und 70 mbar muß mit leichten Abweichungen vom Ionisationsgrad  $Z=2$  gerechnet werden, die allerdings bei der Anpassung von simulierten Thomson-Spektren schon zu erheblichen Fehlern in der Bestimmung der Elektronentemperatur führen können, da die Elektronendichte bei niedrigen Elektronentemperaturen ein hohes Gewicht hat (vgl. Gross-Bohm-Relation Gleichung 4.6). Bei Drücken über 70 mbar liegt der Ionisationsgrad des Plasmas deutlich unter  $Z=2$ . Eine analoge Untersuchung der  $D_2$ -Thomson-Spektren kommt zum identischen Ergebnis.

Die Entwicklung der Thomson-Spektren mit steigender Elektronendichte ist in Abbildung 6.7 für den Druckbereich bis 60 mbar am Beispiel von Wasserstoff und linearer Laserpolarisation gezeigt. Das ursprüngliche Input-Laserspektrum mit seinem aus dem Frequenzverdopplungsprozeß herrührenden Seitenpeak bei 399.5 nm ist dabei mit „0 mbar“ bezeichnet. Die Maxima der Elektronenkomponenten, die mit zunehmendem Druck ihren Abstand von der Zentralwellenlänge vergrößern, beginnen erst bei 40 mbar sich klar von der Ionenkomponente zu separieren, deren Halbwertsbreite aufgrund der ionisationsinduzierten Verbreiterung des Eingangsspektrums stetig zunimmt. Die Position des vorangehend diskutierten Seitenpeaks ändert sich dagegen kaum. Das Maximum des Elektronenpeaks auf der kurzwelligen Seite ist – wahrscheinlich aufgrund der Asymmetrie in der Blauverschiebung – generell weniger gut definiert, als dasjenige auf der langwelligen Seite des Streu-



**Abbildung 6.7:** Entwicklung der Thomson-Spektren von Wasserstoff mit steigendem Gasdruck zwischen 0 und 60 mbar bei einer Laserintensität von  $I = 2.1 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  und linearer Polarisation. Die einzelnen Streuspektren sind auf 1 normiert und jeweils um 0.25 Einheiten vertikal versetzt. Die Basislinie jedes Spektrums ist punktiert eingezeichnet. Zur besseren Vergleichbarkeit der Streuspektren wurde die unterschiedliche spektrale Blauverschiebung korrigiert. Das mit „0 mbar“ bezeichnete Spektrum stellt das ursprüngliche Input-Laserspektrum dar. Der Seitenpeak bei 399.5 nm, der auch in den Thomson-Streuspektren wiederzufinden ist, ist ein Artefakt des Frequenzverdopplungsprozesses.

spektrums. Mit zunehmendem Druck ist auch ein Anwachsen der Intensität der  $H_\gamma$ -Emissionslinie zu beobachten.

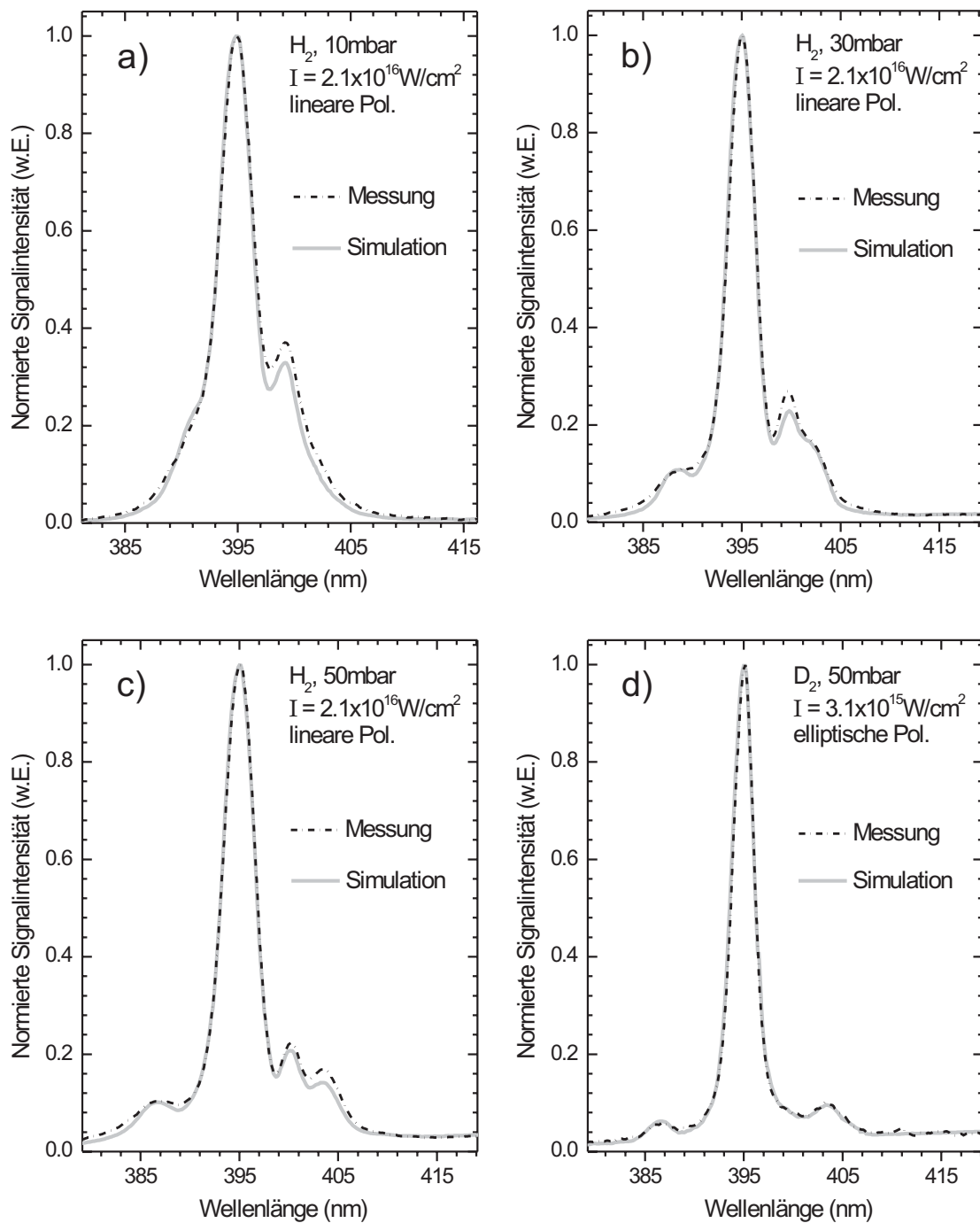
### Parameterbestimmung durch Simulationsanpassung

Da eine Auswertung der Thomson-Spektren allein anhand der Gross-Bohm-Relation, d.h. des Abstandes der Elektronenkomponenten, zu unpräzise ist und auch keine Informationen über die Iontemperatur liefert, wurde zur genaueren Bestimmung von  $T_e$  und  $T_i$  generell auf die Anpassung eines *simulierten* Thomson-Spektrums an das jeweils gemessene zurückgegriffen. Als Input-Spektrum für das in Abschnitt 4.3 erläuterte Simulationsprogramm wurde das entsprechende Eingangs-

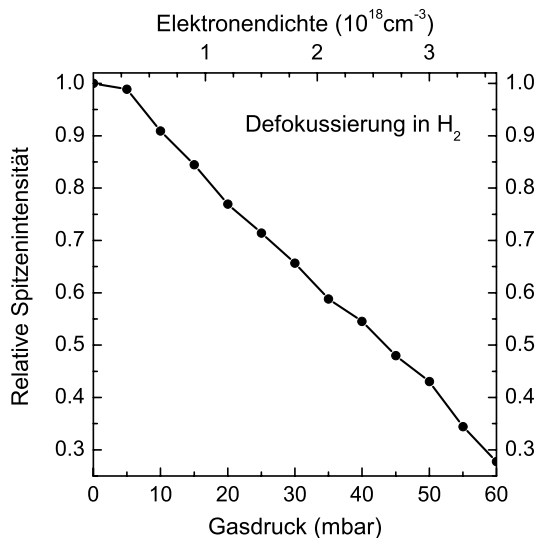
laserspektrum des Diagnosepulses herangezogen. Die ionisationsinduzierte spektrale Verbreiterung ist dabei in Übereinstimmung mit der Breite der Ionenkomponente im Streuspektrum korrektiv berücksichtigt worden (vgl. Ausführungen zu den Eigenschaften der Ionenkomponente in Abschnitt 4.3). Der Algorithmus zur Simulationsanpassung startet mit der Festlegung der Elektronendichte, deren notwendige präzise Kenntnis eine Beschränkung auf die Messungen im Druckbereich von 10 mbar bis 50 mbar erfordert. Durch Variation der Elektronentemperatur werden anschließend Position und Form der Elektronenkomponenten mit denjenigen des Meßspektrums zur Deckung gebracht. Schließlich wird die relative Höhe von Ionen- und Elektronenkomponenten durch Anpassung der Ionentemperatur eingestellt.

Exemplarisch sind in Abbildung 6.8 die optimierten Simulationsspektren zu vier gemessenen Thomson-Spektren gezeigt. Es besteht generell eine gute Übereinstimmung zwischen simulierten und gemessenen Spektren. Die durch die Simulationen bestimmten Parameter  $T_e$ ,  $T_i$ , ( $n_e$ ) sind in der Bildunterschrift aufgeführt. Bei niedriger Elektronendichte, wie in Fall (a), besitzt das Meßspektrum „wenig Struktur“, da die Elektronen-Peaks aufgrund ihrer geringen Verschiebung mit der breiten Ionenkomponente überlappen (der Peak bei 399 nm ist kein Elektronen-Peak, sondern wiederum die schon bekannte „spektrale Nase“). Bei der Anpassung der Simulation sind deshalb Elektronen- und Ionentemperatur nicht sequentiell optimierbar, sondern müssen *simultan* angepaßt werden. Die daraus bestimmte *Ionentemperatur* ist im allgemeinen mit einem größeren Fehlerintervall als im Falle höherer Drücke behaftet. Wie man in den Graphen (b), (c) und (d) sieht, kann die Asymmetrie in der Amplitude der kurz- und langwelligen Elektronenkomponente des Meßspektrums durch die Berücksichtigung des Untergrundes durch die Ausläufer der bei 434 nm lokalisierten  $H_\gamma$ -Emissionslinie im simulierten Spektrum teilweise reproduziert werden. Zur Simulation wurde dabei die Gaußförmig angenommene  $H_\gamma$ -Linie mit einer der Elektronendichte entsprechenden Halbwertsbreite und der dem Meßspektrum entnommenen Amplitude hinzuaddiert. Bei hohen Laserintensitäten, wie in (b) und (c) [Fall (a) analog], wird die Signalhöhe der langwelligen Elektronenkomponente bzw. der „spektralen Nase“ im Meßspektrum jedoch nicht vollständig reproduziert. Diese Diskrepanz ist in der *Anregung von stimulierter Raman- und Compton-Seitwärtsstreuung durch den Diagnosepuls* begründet. Bei hohen Energien des 790 nm-Pumpimpulses – bzw. des einfallenden ATLAS-Pulses – steigt auch die Konversion im Frequenzverdopplungsprozeß an, so daß der 395 nm-Diagnosepuls eine höhere Fokusintensität erreicht, die die Schwelle für SRS und SCS übersteigt. Während der Streubeitrag der SRS aufgrund der Resonanzbedingung ein um die Elektronplasmafrequenz rotverschobenes „Seitenband“ des Input-Spektrums erzeugt (vgl. Abschnitt 3.2.2), liefert die SCS einen





**Abbildung 6.8:** Vergleich einiger experimentell gemessener Thomson-Spektren mit dem jeweils bestmöglich angepassten, computersimulierten Streuspektrum. Als Eingangsspektrum für die Simulation wurde das entsprechende Eingangslaserspektrum des Diagnosepulses verwendet (spektrale Verbreiterung während Propagation berücksichtigt). Die Blauverschiebung der dargestellten Spektren wurde korrigiert. Parameter der angepassten Simulationen: (a)  $n_e = 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 3.3 \text{ eV}$ ,  $T_i = 0.7 \text{ eV}$  (b)  $n_e = 1.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 4.8 \text{ eV}$ ,  $T_i = 0.8 \text{ eV}$  (c)  $n_e = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 5.3 \text{ eV}$ ,  $T_i = 0.8 \text{ eV}$  (d)  $n_e = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 4 \text{ eV}$ ,  $T_i = 0.4 \text{ eV}$ .



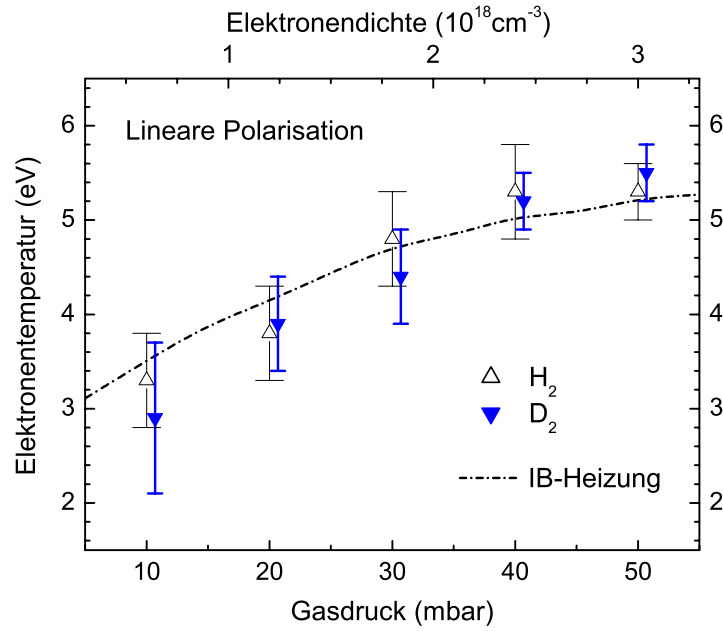
**Abbildung 6.9:** Abnahme der Spitzenintensität eines mit  $f/10$  in  $H_2$  fokussierten Laserpulses mit steigendem Gasdruck. Der Ordinatenwert 1.0 entspricht der Vakuum-Spitzenintensität. (Bei Drücken  $> 100$  mbar flacht der Kurvenverlauf deutlich ab.) Die Daten sind einer numerischen Simulation von S.C. Rae entnommen [88]. Es ist zu beachten, daß die Darstellung in [88] auf *atomaren* Wasserstoff skaliert ist.

etwas breiter verteilten Untergrund auf der langwelligen Seite des Eingangsspektrums. Reduziert man bei vergleichbar hohem Gasdruck die Intensität von Pump- bzw. Diagnosepuls, so verschwinden die SRS- und SCS-Streubeiträge und das gemessene Thomson-Spektrum kann (unter Einbeziehung des  $H_\gamma$ -Beitrags) bzgl. der Amplitude beider Elektronen-Peaks perfekt simuliert werden, wie in Graph (d) ersichtlich<sup>8</sup>.

### Elektronen- und Iontemperaturen in Abhängigkeit vom Gasdruck

Die Abbildungen 6.10 und 6.11 zeigen die Entwicklung der Elektronentemperatur in den untersuchten Wasserstoff- und Deuterium-Plasmen mit steigender Elektronendichte bei linearer bzw. elliptischer Polarisation des ionisierenden Laserpulses. Für beide Isotope ergeben sich bei gleichem Gasdruck weitgehend übereinstimmende Elektronentemperaturen - unabhängig von der verwendeten Laserpolarisation. Die von 30 mbar bis 50 mbar beobachtbaren Abweichungen zwischen linearer und elliptischer Polarisation von maximal etwa  $\Delta T_e = 0.5$  eV liegen in der Größenordnung der Ungenauigkeit bei der Auswertung der Thomson-Spektren. Insgesamt ist ein flacher Anstieg der Elektronentemperatur mit zunehmender Elektronendichte feststellbar. Der Temperaturverlauf läßt sich konsistent durch eine Simulation der Elektronenheizung aufgrund Inverser Bremsstrahlung (IB) reproduzieren (vgl. strichpunktierte Linie in beiden Graphen). Die IB-Simulation basiert auf der in Abschnitt 3.2.1 eingeführten Heizrate Gleichung 3.7 unter Verwendung der für hohe Laserfeldstärken korrigierten Elektron-Ion-Stoßfrequenz Gleichung 3.9. Der

<sup>8</sup>Bei niedrigeren Laserintensitäten sind außerdem die Elektronenpeaks definierter (weniger „verwaschen“), die spektrale Verbreiterung nimmt stark ab und die „Nase“ im Eingangsspektrum verschwindet.

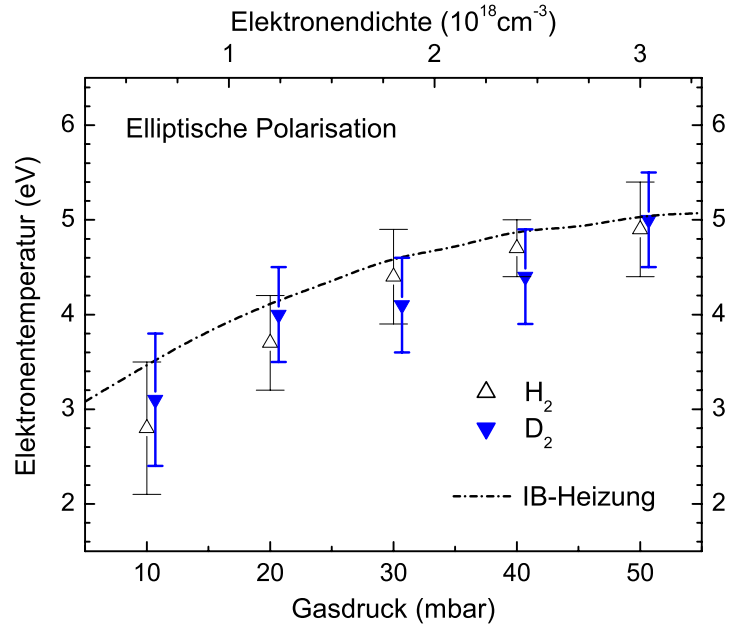


**Abbildung 6.10:** Entwicklung der Elektronentemperatur im  $\text{H}_2$ - bzw.  $\text{D}_2$ -Plasma mit steigendem Gasdruck. Die nominale Intensität des linear polarisierten Pumpimpulses betrug  $2.1 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ . Zur besseren Übersicht sind die  $\text{D}_2$ -Daten versetzt dargestellt. Die strichpunktierte Linie stellt den für die Heizung durch Inverse Bremsstrahlung berechneten Temperaturverlauf für  $T_{e,\text{ATI}} = 2.6 \text{ eV}$  dar (Details im Text erläutert).

zeitliche Verlauf der Laserintensität wurde unter Einbeziehung des PulspeDESTALS in Abbildung 5.2 modelliert. Die bei einem bestimmten Gasdruck im Experiment erreichte Pulsspitzenintensität kann mit Hilfe einer von S.C. Rae publizierten numerischen Simulation der Defokussierung in Wasserstoff evaluiert werden [88]. Abbildung 6.9 zeigt die in der IB-Simulation verwendeten Korrekturfaktoren für die nominale Laserintensität  $I_{\text{lin}}$  bzw.  $I_{\text{ell}}$  in Abhängigkeit vom  $\text{H}_2$ -Gasdruck. Der Ionisationsprozeß und die daraus folgende Entwicklung der Elektronendichte im entstehenden Plasma wurde im Rahmen des PPT/ADK-Modells (Ionisationsraten Gl. 2.8 und 2.9 in Abschnitt 2.1.1) unter Verwendung der Ratengleichungen 3.20 aus Abschnitt 3.3.2 implementiert<sup>9</sup>. Der einzige Freiheitsgrad der Simulation besteht in der Wahl der mittleren ATI-Energie der Elektronen, die in Form einer Temperatur  $T_{e,\text{ATI}}$  als Input für die Elektron-Ion-Stoßfrequenz benötigt wird<sup>10</sup>. Auf den

<sup>9</sup>Als Approximation für die beim  $\text{H}_2$ -Molekül vorliegende Kombination aus Tunnelionisation und *enhanced ionization* wurde neben dem Ionisationspotential von 15.4 eV für das  $\text{H}_2$ -Molekül ein fiktives „Ionisationspotential“ von ebenfalls 15.4 eV für  $\text{H}_2^+$  angenommen. Eine eventuelle Elektronen-Stoßionisation wurde vernachlässigt.

<sup>10</sup>Obwohl der Begriff der Temperatur streng genommen erst nach der Thermalisierung der Elektronenverteilung gerechtfertigt ist und die Gleichungen 3.7 bzw. 3.9 ebenfalls unter dieser Annahme erstellt wurden, wird in der IB-Simulation von vornherein eine Maxwellverteilung



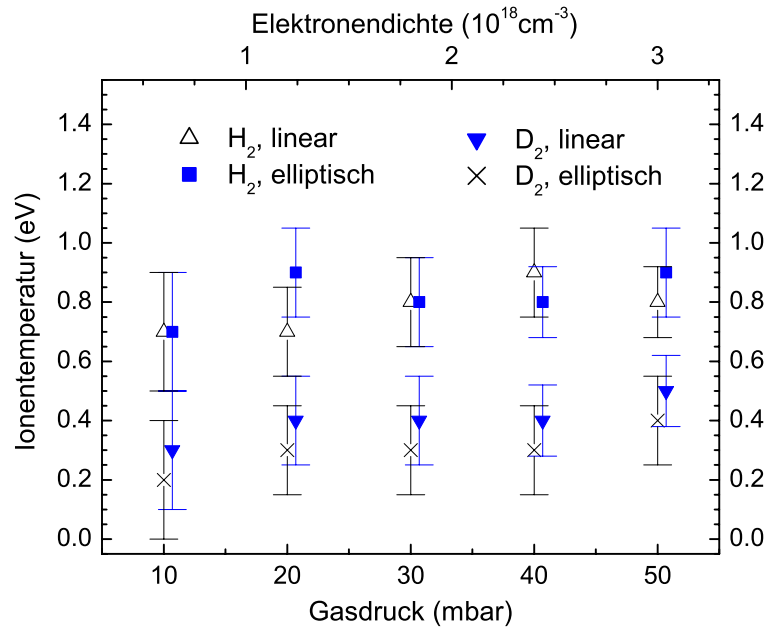
**Abbildung 6.11:** Abhängigkeit der Elektronentemperatur im  $\text{H}_2$ - bzw.  $\text{D}_2$ -Plasma vom Gasdruck bei elliptischer ( $\xi = 0.7$ ) Polarisation der ionisierenden ATLAS-Pulse. Die nominale Intensität betrug  $1.9 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ . Die  $\text{D}_2$ -Meßpunkte sind leicht versetzt dargestellt. Die strichpunktiert eingezeichnete Linie stellt den für die Heizung durch Inverse Bremsstrahlung berechneten Temperaturverlauf mit  $T_{e,\text{ATI}} = 2.6 \text{ eV}$  dar (siehe Erklärungen im Text).

Parameter  $T_{e,\text{ATI}}$  wird in der Diskussion der Meßergebnisse näher eingegangen. Die beste Anpassung der IB-Kurven an die Meßdaten in Abbildung 6.10 und 6.11 wurde in beiden Fällen für  $T_{e,\text{ATI}} = 2.6 \text{ eV}$  erreicht. Die leicht unterschiedliche nominale Laserintensität wirkt sich erst im Bereich höherer Gasdrücke  $> 20 \text{ mbar}$  in einem flacheren Kurvenanstieg bei elliptischer Polarisation aus<sup>11</sup>. Der mit steigender Elektronendichte *abflachende* Anstieg der Elektronentemperatur ist allein durch die Defokussierung des Pumpulses bedingt<sup>12</sup>.

Die zu den Elektronentemperaturen in Abbildung 6.10 und 6.11 gehörenden Ionentemperaturen sind in Abbildung 6.12 gezeigt. Da sich sowohl die Fehlerintervalle in der Bestimmung der Elektronentemperaturen als auch die durch SRS

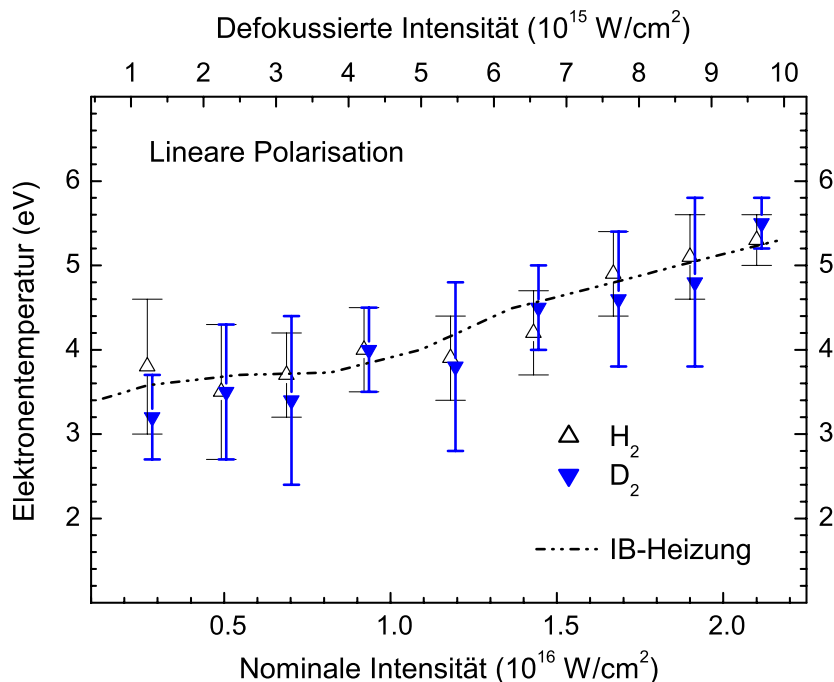
angenommen. Mit steigender Teilchendichte, d.h. abnehmenden Relaxationszeiten, sollte diese Approximation immer besser gerechtfertigt sein (vgl. Abschnitt 3.1).  
<sup>11</sup>Insofern sind die vorangehend diskutierten, im oberen Druckbereich etwas geringeren Elektronentemperaturen bei elliptischer Polarisation vollkommen konsistent mit dem Modell der IB-Heizung.

<sup>12</sup>In der Simulation der Inversen Bremsstrahlung zeigt sich, daß das Pedestal des Pumpulses zu einer stärkeren Aufheizung des Elektronengases führt, als dies für einen idealen Gaußpuls der Fall wäre.



**Abbildung 6.12:** Zugehörige H<sup>+</sup>- und D<sup>+</sup>-Ionentemperaturen zu den vorausgehend dargestellten, druckabhängigen Elektronentemperaturen bei linearer und elliptischer Laserpolarisation ( $I_{\text{lin}} = 2.1 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ,  $I_{\text{ell}} = 1.9 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ). Die Meßpunkte mit gefüllten Symbolen sind leicht versetzt dargestellt.

und SCS verursachte Unsicherheit in der Amplitude der Elektronen-Peaks auf ihre Auswertung auswirken, sind sie mit einem vergleichsweise hohen relativen Fehler behaftet. Trotz der beschränkten Meßgenauigkeit läßt sich zweifelsfrei evaluieren, daß die Temperatur der Deuteronen bei allen untersuchten Gasdrücken deutlich niedriger als die Protonentemperatur ist. Eine Abhängigkeit von der Laserpolarisation ist im Falle von H<sub>2</sub> nicht nachweisbar. Bei D<sub>2</sub> scheint die Lage der Meßpunkte auf eine stets um etwa 0.1 eV geringere Ionen temperatur für elliptische Polarisation hinzudeuten. Unter Berücksichtigung der für lineare und elliptische Polarisation überlappenden, großen Fehlerintervalle ist dieser Trend stochastisch jedoch nicht signifikant. In bezug auf die Entwicklung der Ionen temperatur mit steigendem Gasdruck sind die Daten für beide Isotope und Polarisationen im Rahmen der Fehlerintervalle mit einer konstanten Ionen temperatur konsistent. Als Mittelwerte ergeben sich  $T_i(\text{H}^+) = 0.8 \pm 0.16 \text{ eV}$  und  $T_i(\text{D}^+) = 0.35 \pm 0.16 \text{ eV}$ , wobei der Fehlerwert nicht die Standardabweichung darstellt, sondern als Mittelwert der Fehlerintervalle der einzelnen Datenpunkte errechnet wurde.

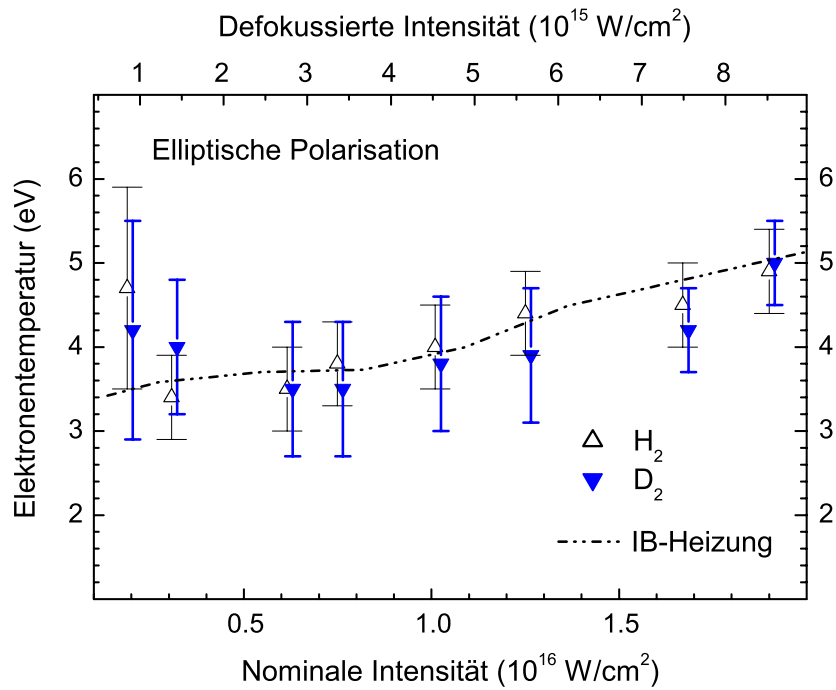


**Abbildung 6.13:** Entwicklung der Elektronentemperatur im  $\text{H}_2$ - bzw.  $\text{D}_2$ -Plasma mit steigender Intensität des linear polarisierten Pumpimpulses. Der Gasdruck betrug 50 mbar, was bei vollständiger Ionisation einer Elektronendichte von  $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  entspricht. Die auf der oberen Abszisse angegebenen defokussierten Intensitäten sind gemäß Abbildung 6.9 berechnet. Die  $\text{D}_2$ -Meßpunkte sind leicht versetzt dargestellt. Die strichpunktiierte Linie zeigt den für die Heizung durch Inverse Bremsstrahlung berechneten Temperaturverlauf unter Verwendung der defokussierten Intensitäten und einer ATI-Temperatur von  $T_{e, \text{ATI}} = 2.6 \text{ eV}$  (Details siehe Text).

## 6.4 Variation der Laserintensität

Ergänzend zur Druckabhängigkeit der Elektronen- und Iontemperatur in  $\text{H}_2$ - und  $\text{D}_2$ -OFI-Plasmen wurde auch deren Sensitivität in bezug auf eine Variation der Laserintensität im Bereich zwischen  $I_{\text{lin}} = 2.7 \cdot 10^{15} - 2.1 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  bzw.  $I_{\text{ell}} = 1.9 \cdot 10^{15} - 1.9 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  bei einem konstanten Gasdruck von 50 mbar untersucht<sup>13</sup>. Die Entwicklung der Elektronentemperatur mit steigender Intensität des 790 nm-Pumpimpulses ist in den Abbildungen 6.13 und 6.14 für lineare bzw. elliptische Polarisation und jeweils beide Isotope gezeigt. Die Berechnung der auf den oberen Abszissen angegebenen defokussierten Intensitäten folgt dem Korrekturfaktor für einen Gasdruck von 50 mbar aus Abbildung 6.9. Wie in Abschnitt

<sup>13</sup>Im vorangehenden Abschnitt 6.3 erwiesen sich die Thomson-Spektren bei 50 mbar als am besten und präzisesten auswertbar.



**Abbildung 6.14:** Abhängigkeit der Elektronentemperatur im  $\text{H}_2$ - bzw.  $\text{D}_2$ -Plasma von der Intensität des elliptisch ( $\xi = 0,7$ ) polarisierten Pumpulses bei einem Gasdruck von 50 mbar. Die auf der oberen Abszisse angegebenen defokussierten Intensitäten sind gemäß Abbildung 6.9 berechnet. Die  $\text{D}_2$ -Messpunkte sind leicht versetzt dargestellt. Die strichpunktierte Linie, die den für die Heizung durch Inverse Bremsstrahlung berechneten Temperaturverlauf zeigt, ist mit derjenigen aus Abbildung 6.13 identisch.

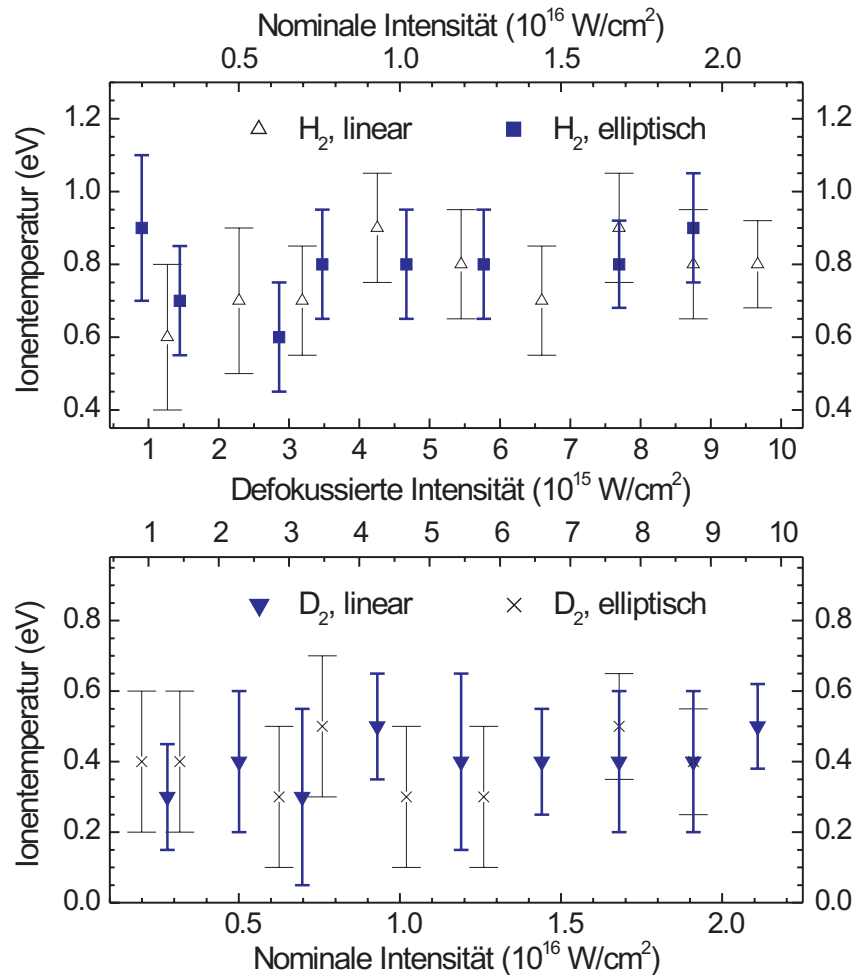
3.3.1 beschrieben, hängt die Defokussierung nur sehr schwach von der nominalen Laserintensität selbst ab (solange diese die Schwellenintensität  $I_{\text{BSI}}$  überschreitet), so daß die Verwendung eines konstanten Korrekturfaktors über den gesamten Intensitätsbereich gerechtfertigt ist.

Für beide Polarisationen läßt sich ein Anstieg der Elektronentemperatur mit zunehmender Laserintensität beobachten, wobei dieser im Falle linearer Polarisation im Trend etwas deutlicher hervortritt. Die Zunahme der Elektronentemperatur, die sich innerhalb einer Intensitätsdekade nicht einmal verdoppelt, erscheint jedoch moderat. Zwischen den beiden Isotopen treten – insbesondere bei linearer Polarisation – nur marginale Abweichungen bezüglich  $T_e$  auf. Wie im Falle des Druck-Scans sind auch beim Intensitäts-Scan zwischen den beiden Polarisationen nur geringe Unterschiede in der Elektronentemperatur zu beobachten, die in der Größenordnung von weniger als 0,4 eV und innerhalb der Fehlerintervalle liegen. Lediglich die Messpunkte zur niedrigsten Intensität  $I_{\text{ell}}$  fallen durch eine im Vergleich deutlich erhöhte Temperatur auf. Die zugehörigen Thomson-Signale sind jedoch aufgrund der niedrigen Anzahl gestreuter Photonen mit starkem Rauschen

behaftet, das die exakte Feststellung der Maxima der beiden Elektronen-Peaks erschwert. In Kombination mit der hohen Elektronendichte sinkt dementsprechend die Präzision der  $T_e$ -Bestimmung (siehe Fehlerbalken).

Die in den Abbildungen 6.13 und 6.14 gezeigte Simulation für die Heizung durch Inverse Bremsstrahlung gibt – insbesondere bei linearer Polarisation – den Verlauf der Meßpunkte hervorragend wieder. Die simulierten Kurven in beiden Graphen sind identisch. Ihre Berechnung erfolgte analog zu der im vorangehenden Abschnitt 6.3 geschilderten Vorgehensweise. Für die ATI-Temperatur ergibt sich – wie im Falle des Druck-Scans – ein Wert von  $T_{e,ATI} = 2.6$  eV.

Die zu den Elektronentemperaturen in Abbildung 6.13 und 6.14 gehörenden Ionentemperaturen sind in Abbildung 6.15 dargestellt. Analog zu den Meßergebnissen des Druck-Scans liegen auch hier die Ionentemperaturen von  $D^+$  durchge-



**Abbildung 6.15:** Zugehörige  $H^+$ - und  $D^+$ -Ionentemperaturen zu den vorausgehend dargestellten, intensitätsabhängigen Elektronentemperaturen bei linearer und elliptischer Laserpolarisation ( $p = 50$  mbar).

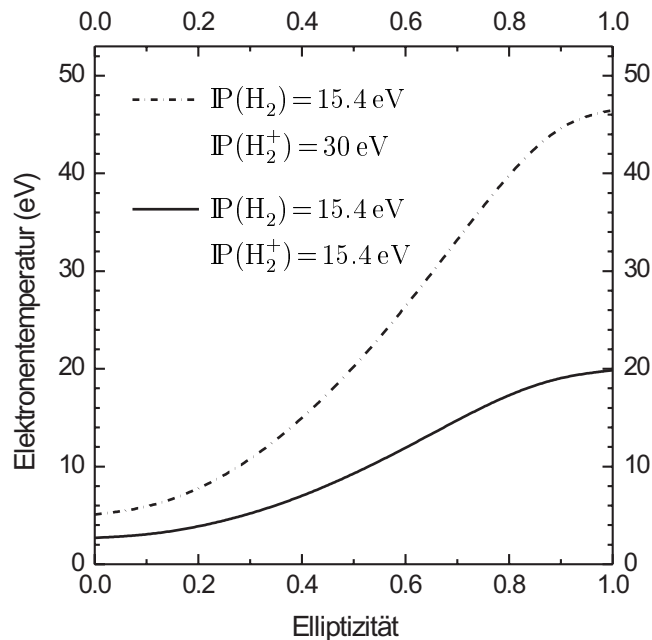


hend deutlich unter denen von  $H^+$ . Es läßt sich jedoch weder bei Wasserstoff noch bei Deuterium ein klarer Trend in der Entwicklung der Ionentemperaturen mit steigender Laserintensität erkennen. Unter Berücksichtigung der verhältnismäßig großen Fehlerintervalle sind – bezogen auf ein einzelnes Isotop – die Unterschiede in der Ionentemperatur bei linearer und elliptischer Polarisation nicht signifikant. Die Lage der Meßpunkte deutet vielmehr auf die statistische Schwankung um einen Mittelwert hin. Bei Wasserstoff ergibt sich für die mittlere Ionentemperatur ein Wert von  $T_i(H^+) = 0.78 \pm 0.15 \text{ eV}$ . Im Falle von Deuterium findet man  $T_i(D^+) = 0.39 \pm 0.19 \text{ eV}$  als Mittelwert. Die angegebenen Fehlerintervalle sind als Mittelwert der Fehlerintervalle der einzelnen Datenpunkte errechnet worden.

## 6.5 Diskussion der Messergebnisse

### Elektronentemperatur

Das interessanteste, weil in dieser Form und Klarheit unerwartete Ergebnis der vorausgehend beschriebenen Messungen stellt sicherlich die Insensitivität der Elektronentemperatur in bezug auf die Polarisation des ionisierenden Laserfeldes dar. Entsprechend dem in Abschnitt 2.3 beschriebenen semiklassischen Modell („Corkum-Modell“) hätte man für die stark elliptisch polarisierten Laserpulse mit  $\xi = 0.7$  eine deutlich höhere Elektronentemperatur als im Falle linearer Polarisation erwartet. Dennoch stehen die Meßergebnisse der Thomson-Streuexperimente mit  $H_2$  und  $D_2$  nicht unmittelbar im Widerspruch zur Aussage des „Corkum-Modells“.



**Abbildung 6.16:** Simulation der Elektronentemperatur gemäß dem semiklassischen ATI-Modell aus Abschnitt 2.3 in Abhängigkeit der Elliptizität  $\xi$  für zwei verschiedene (fiktive)  $H_2^+$ -Ionisationspotentiale von 30 eV bzw. 15.4(26) eV. Es wurde ein *idealer* Gaußscher Puls (d.h. ohne Pedestal) mit Halbwertsdauer 130 fs und einer Spitzenintensität von  $I_0 = 9 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  angenommen ( $\lambda_0 = 790 \text{ nm}$ ).

Beim Vergleich der Meßergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen müssen einige experimentelle Faktoren berücksichtigt werden, die signifikante Abweichungen von den allgemein hin angenommenen, idealisierten Bedingungen beinhalten. Neben den Eigenarten, die die Wahl der untersuchten Gasart im Hinblick auf die Beschreibung des Ionisationsprozesses mit sich bringt, spielen insbesondere das Pedestal des Laserpulses und die Auswirkungen der hohen Elektronendichte eine wichtige Rolle.

In Abbildung 6.16 ist eine auf dem „Corkum-Modell“ basierende Simulation der Elektronentemperatur in einem Wasserstoffplasma in Abhängigkeit der Elliptizität  $\xi$  gezeigt. Der ionisierende 790 nm-Laserpuls wurde als *idealer, d.h. pedestalfreier Gaußpuls* mit Halbwertsbreite 130 nm und einer Spitzenintensität von  $I_0 = 9 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ , wie sie der maximalen defokussierten Intensität im Experiment bei einem  $\text{H}_2$ -Druck von 50 mbar entspricht, angenommen. Die dargestellten Temperaturen sind aus den entsprechenden Verteilungen der in der Ionisation akquirierten *Driftenergie der Elektronen* berechnet (vgl. Abschnitt 2.3). Während der Ionisationsprozeß des  $\text{H}_2$ -Moleküls, wie in Abschnitt 2.2 ausgeführt, analog dem eines Atoms mit Ionisationspotential  $\mathbb{P} = 15.426 \text{ eV}$  im Rahmen der PPT/ADK-Theorie behandelt werden kann, sind für den durch *enhanced ionization* modifizierten Zerfall des  $\text{H}_2^+$ -Molekülions die PPT/ADK-Ionisationsraten nur grob approximativ anwendbar. Geht man diesbezüglich von einem fiktiven Ionisationspotential  $\mathbb{P}(\text{H}_2^+) = 30 \text{ eV}$  ( $\Rightarrow$  vertikaler Übergang  $(\text{H}_2^+)X^2\Sigma_g^+ 1s\sigma_g \rightarrow \text{H}^+ + \text{H}^+$  bei  $R_{\text{eq}} = 1.056 \text{ \AA}$ ) aus, so ergeben sich bei zirkularer bzw. stark elliptischer Polarisierung der Laserpulse sehr hohe Temperaturen von bis zu 46 eV nach der Thermalisierungsphase des Elektronengases (siehe Abbildung 6.16). Aus dem Vergleich mit den experimentell gemessenen Temperaturen für  $\xi = 0.7$ , die weit niedriger als die entsprechende Temperatur der Simulation liegen, kann man – wie zu vermuten war – einen signifikanten Beitrag solcher vertikaler Übergänge ausschließen.

Im Rahmen der Simulationen zur Inversen Bremsstrahlung wurde bereits erwähnt, daß die dissoziative Ionisation besser beschrieben werden kann, indem man für  $\text{H}_2$  und  $\text{H}_2^+$  in den PPT/ADK-Raten das gleiche Ionisationspotential von 15.426 eV annimmt<sup>14</sup>. Diese Situation entspricht einer *schnellen enhanced ionization* des  $\text{H}_2^+$ -Ions kurz nach seiner Entstehung. Die Elektronentemperaturen, die sich unter diesen Bedingungen aus der Simulation ergeben, überspannen den Bereich von

---

<sup>14</sup> Anders als im Falle der IB-Simulation kann bei der Berechnung der Elektronenenergien/-temperatur jedoch *nicht* die zeitlich gemittelte Ionisationsrate verwendet werden, da die Driftenergie sensitiv von der Phase der Laserwelle zum Zeitpunkt der Ionisation eines Elektrons abhängt. Jede Schwingungsperiode des elektrischen Feldes wird in Intervalle geeigneter Größe zerlegt, deren PPT/ADK-Rate sich gemäß Gleichung 2.5 für ein statisches Feld errechnet.

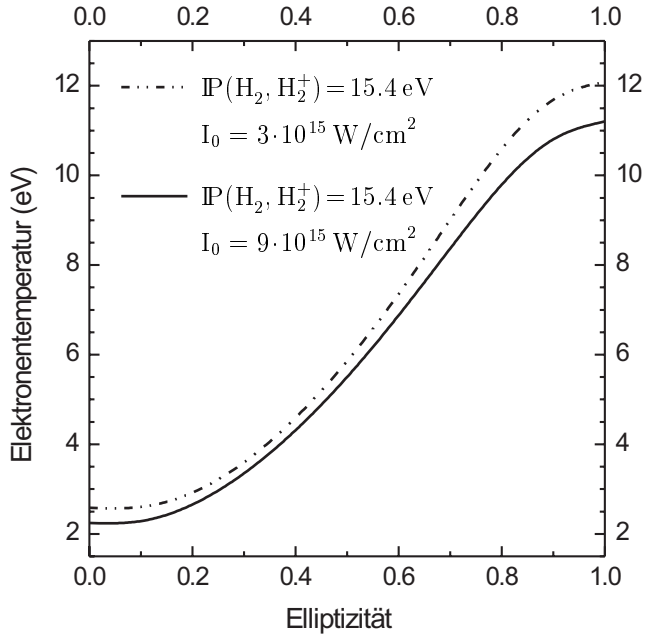
$T_e = 2.8$  eV bei linearer bis  $T_e = 19.9$  eV bei zirkularer Polarisation. Während die Temperatur für  $\xi = 0$  nun sehr gut mit der ATI-Temperatur  $T_{e,ATI} = 2.6$  eV korrespondiert, die sich übereinstimmend aus der Anpassung der IB-Simulationen an die Meßdaten ergibt, liegt der Wert von  $T_e = 14.5$  eV bei  $\xi = 0.7$  noch immer deutlich über den Meßwerten für die elliptisch polarisierten Laserpulse.

Vergleicht man die beiden Kurven in Abbildung 6.16, so stellt man fest, daß die Reduktion des Ionisationspotentials von  $H_2^+$  bei konstanter Pulsintensität fast keinen Einfluß auf das *Verhältnis* der Elektronentemperaturen bei verschiedenen Elliptizitäten hat. In beiden Fällen ist  $T_{e,\xi=1}/T_{e,\xi=0} \sim 8$ . Die Senkung des Ionisationspotentials bewirkt primär eine für alle Polarisationen nahezu gleiche Erniedrigung der Elektronentemperatur um etwa den Faktor 2. Es zeigt sich jedoch in den Simulationen, daß der Anstieg von  $T_e$  mit  $\xi$  bei hohen Feldstärken, die die Erscheinungsfeldstärke  $\mathcal{E}_{BSI}$  deutlich übersteigen, stark von der Pulsform der Einhüllenden des elektrischen Laserfeldes, bzw. speziell von der „Steilheit“ der *Puls Vorderflanke*, abhängt. Unter diesem Aspekt muß – analog der IB-Simulation – das in Abbildung 5.2 sichtbare Pedestal der ATLAS-Pulse mit in die Berechnungen einbezogen werden. Weiterhin ist zu berücksichtigen, daß die  $H_2$ - und  $H_2^+$ -Moleküle bei den Laserintensitäten und der Pulsdauer des vorliegenden Experimentes in bezug auf den Feldvektor *statistisch orientiert* sind (vgl. Abschnitt 2.2 bzw. Anhang). Während bei stark elliptischer oder zirkularer Polarisation der rotierende Feldvektor über die Pulldauer *jede* (transversale) Orientierung bei hoher Feldstärke einnimmt, ist er bei schwach elliptischer oder linearer Polarisation für den größten Teil der Moleküle *nie* (mit signifikanter Feldstärke) parallel zu ihrer internuklearen Achse ausgerichtet. Demzufolge muß für kleine Elliptizitäten in der PPT/ADK-Ionisationsrate die Anisotropie des Ionisationsprozesses bezüglich der relativen Ausrichtung von Molekülachse und Feldvektor berücksichtigt werden<sup>15</sup>. Gemäß den Untersuchungen von Talebpour *et al.* [42, 48] kann diese Situation durch die Einführung einer effektiven Kernladungszahl  $Z_{\text{eff}}$  approximiert werden.

In Abbildung 6.17 ist eine Simulation der Elektronentemperatur unter Berücksichtigung des Pulspedestals und der statistischen Molekülorientierung für zwei verschiedene Pulsspitzenintensitäten und  $\mathbb{P}(H_2, H_2^+) = 15.4$  eV gezeigt. Die effektive Kernladungszahl in der PPT/ADK-Rate ist dabei in Abhängigkeit der Elliptizität zwischen  $Z_{\text{eff},\xi=0} = 0.72$  und  $Z_{\text{eff},\xi=1} = 1$  variiert worden. Vergleicht man den Kurvenverlauf bei  $I_0 = 9 \cdot 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> (durchgezogene Linie) mit dem entsprechenden aus Abbildung 6.16 (durchgezogene Linie) für einen idealen Gaußpuls, so

---

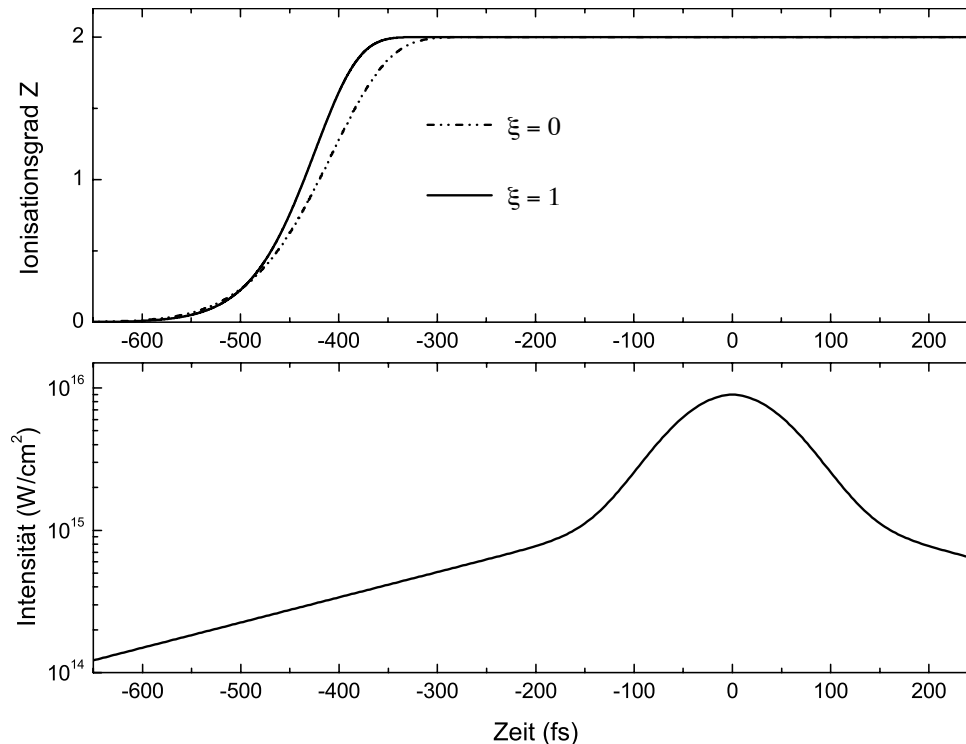
<sup>15</sup>Bei der Ionisation des  $H_2$ -Moleküls, die ja dem atomaren Fall sehr ähnlich ist und durch das PPT/ADK-Modell gut beschrieben wird, ist die Ionisationswahrscheinlichkeit am höchsten, wenn Molekülachse und elektrischer Feldvektor (anti-)parallel ausgerichtet sind.



**Abbildung 6.17:** Simulation der Elektronentemperatur unter Berücksichtigung des Pedestals der ATLAS-Pulse aus Abbildung 5.2 für zwei verschiedene Pulsspitzenintensitäten von  $I_0 = 3 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  und  $I_0 = 9 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ . Der statistischen Orientierung der  $\text{H}_2/\text{D}_2$ -Moleküle wird durch Verwendung einer effektiven Kernladungszahl  $Z_{\text{eff}}$  Rechnung getragen. (Details siehe Text)

findet man für geringe Elliptizitäten  $\xi \lesssim 0.3$  nahezu gleiche Elektronentemperaturen ( $T_{e, \xi=0} = 2.25 \text{ eV}$  gegenüber  $T_{e, \xi=0} = 2.8 \text{ eV}$  in Abbildung 6.16). Demgegenüber hat sich die Elektronentemperatur im Bereich  $\xi \gtrsim 0.6$  fast halbiert. Bei zirkularer Polarisation ergibt sich in Abbildung 6.17 ein Wert von  $T_e = 11.2 \text{ eV}$  im Vergleich zu  $T_e = 19.9 \text{ eV}$  aus Abbildung 6.16. Das Pedestal des Laserpulses wirkt sich demnach bei großen Elliptizitäten in einer starken Verringerung der Driftenergien der Elektronen aus, während dieser Effekt bei geringer Elliptizität des Laserlichtes durch die wegen  $Z_{\text{eff}} \sim 0.72$  *niedrigere* räumlich gemittelte Ionisationsrate kompensiert wird. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 6.18 anhand der zeitlichen Entwicklung der Elektronendichte anschaulich dargestellt ( $\leftrightarrow$  durchgezogene Kurve in Abbildung 6.17). Bei einer Pulsspitzenintensität von  $I_0 = 9 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  wird die volle Ionisation des Wasserstoffgases bereits weit vor dem Intensitätsmaximum *im Pedestal des Laserpulses* erreicht. Der flache zeitliche Anstieg des Pedestals ermöglicht dabei, daß der *gesamte* Ionisationsprozeß, der etwa 300 fs benötigt, schon bei verhältnismäßig geringer Intensität, d.h. geringem Ponderomotivem Potential, abgeschlossen ist, und somit keine Elektronen mit hoher Driftenergie freigesetzt werden. Das vollionisierte Plasma wird bei gleicher Pulsintensität für linear polarisierte Pulse ca. 50 fs später als bei zirkularer Polarisation erreicht. Diese „Inversion“ des Ionisationsverhaltens zwischen linearer und zirkularer Polarisation<sup>16</sup>,

<sup>16</sup>Vernachlässigt man die statistische Molekülorientierung und verwendet dementsprechend für alle Elliptizitäten  $\xi$  die gleiche Kernladungszahl  $Z = 1$  in der PPT/ADK-Ionisationsrate, so führt der Zusammenhang  $E_0 \propto \sqrt{I/(1 + \xi^2)}$  zwischen Intensität und zugehöriger Feldstärkeamplitude  $E_0$  dazu, daß die Ionisationsraten bei gleicher Intensität mit wachsendem  $\xi$  immer kleiner werden. Die Kurven der zeitlichen Entwicklung der Elektronendichte sind infolgedessen mit steigendem  $\xi$  gegenüber derjenigen für  $\xi = 0$  zu höheren Intensitäten bzw. späteren Zeitpunkten parallelverschoben.

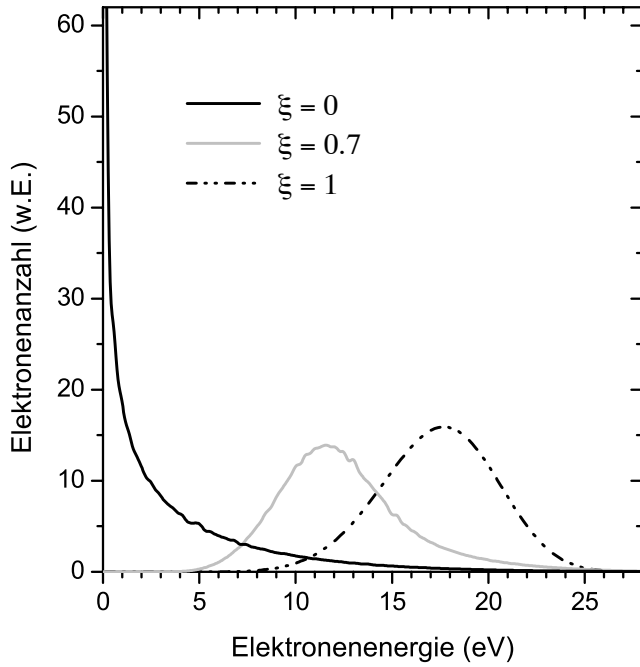


**Abbildung 6.18:** Simulierte Entwicklung der Elektronendichte des Wasserstoffplasmas mit steigender Intensität des ionisierenden 790 nm-Pulses bei linearer und zirkularer Polariation. Der Ionisationsgrad  $Z = 2$  entspricht dem vollständig ionisierten Plasma. Die Simulationsparameter stimmen mit denen der durchgezogenen Kurve in Abbildung 6.17 überein:  $I_0 = 9 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ,  $\text{IP}(\text{H}_2, \text{H}_2^+) = 15.4 \text{ eV}$ ,  $Z_{\text{eff}, \xi=0} = 0.72$  und  $Z_{\text{eff}, \xi=1} = 1$ . Der im unteren Graphen dargestellten Intensitätsverlauf des Pulses beinhaltet das PulspeDESTal aus Abbildung 5.2.

die ausschließlich durch die statistische Molekülorientierung bzw. die kleinere effektive Kernladungszahl  $Z_{\text{eff}} = 0.72$  bei  $\xi = 0$  bedingt ist, führt zu einer Verringerung des Verhältnisses  $T_{e, \xi=1}/T_{e, \xi=0} \sim 5$ , wie in Abbildung 6.17 zu sehen ist.

Aus Abbildung 6.18 ist ersichtlich, daß eine weitere Erhöhung der Pulsspitzenintensität – bei Beschränkung auf das „Corkum-Modell“ – keinen signifikanten Einfluß auf die resultierende Elektronentemperatur des Wasserstoffplasmas hat, solange der zeitliche Intensitätsanstieg im Pedestal sich nicht ändert<sup>17</sup>. Der vollionisierte Plasmazustand wird lediglich mit steigender Spitzenintensität immer früher vor dem Intensitätsmaximum erreicht (was natürlich die IB-Heizung begünstigt). Umgekehrt wirkt sich eine Verringerung der Intensität erst dann auf die Elektronentemperatur aus, wenn der Ionisationsprozeß so weit „verzögert“ ist, daß er im Be-

<sup>17</sup>Dabei wird implizit angenommen, daß das PulspeDESTal sich proportional zum hochintensiven, Gaußförmig verlaufenden Intensitätsanteil verhält.



**Abbildung 6.19:** Simulierte ATI-Energieverteilung der Elektronen für die Elliptizitäten  $\xi = 0, 0.7$  und  $1$  unter Annahme der Bedingungen in Abbildung 6.17. Für die Pulsspitzenintensität wurde der Mittelwert  $I_0 = 6 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  der Intensitäten in 6.17 gewählt.

reich des steil ansteigenden, zentralen Gauß-Peaks abgeschlossen wird. Unter den vorliegenden Bedingungen wird diese „Grenzintensität“ bei etwa  $I_0 = 3 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  erreicht (siehe strichpunktierte Kurve in Abbildung 6.17). Die Elektronentemperatur steigt in diesem Bereich – unabhängig von der Laserpolarisation – mit sinkender Pulsspitzenintensität wieder leicht an. Allerdings ist dieser Effekt in der Größenordnung  $\lesssim 0.5 \text{ eV}$  wegen der limitierten  $T_e$ -Sensitivität im Experiment kaum nachzuweisbar. Im beschriebenen Intensitätsbereich nimmt nämlich die Konversion in der Frequenzverdopplung stark ab und das Signal/Rausch-Verhältnis des  $2\omega$ -Thomson-Signals verschlechtert sich signifikant.

Die ATI-Temperaturen der Elektronen, die man im vorliegenden Experiment nach dem „Corkum-Modell“ erwartet, liegen – in Anlehnung an die Berechnungen in Abbildung 6.17 – zwischen  $2.25 \text{ eV}$  und  $2.6 \text{ eV}$  bei linear polarisierten Pulsen bzw. zwischen  $8.3 \text{ eV}$  und  $9 \text{ eV}$  für den Fall  $\xi = 0.7$ . Der Einfluß der applizierten Spitzenintensität auf die ATI-Temperatur ist nur marginal. Die zugehörigen simulierten Energieverteilungen der Elektronen sind für die Elliptizitäten  $\xi = 0, 0.7$  und  $1$  in Abbildung 6.19 gezeigt. Wie schon vorausgehend erwähnt, stimmt für lineare Polarisation das berechnete ATI-Temperaturintervall in Kombination mit der Simulation der Inversen Bremsstrahlung sehr gut mit den experimentellen Daten überein. Da die ATI-Energie im untersuchten Intensitätsbereich nahezu konstant bleibt, ist die resultierende Elektronentemperatur durch die Strahlungsabsorption infolge Inverser Bremsstrahlung dominiert.

Die gemessenen Elektronentemperaturen bei  $\xi = 0.7$  ( $3 - 5 \text{ eV}$ ), die ja im wesentlichen mit denen im Fall  $\xi = 0$  übereinstimmen, sind um etwa einen Faktor 2-3

niedriger, als es das zugrunde gelegte theoretische Modell vorhersagt. Dabei muß berücksichtigt werden, daß der Mechanismus der Inversen Bremsstrahlung tendenziell tatsächlich zur Angleichung von Unterschieden in der anfänglichen (ATI-) Energieverteilung bei linearer und elliptischer Polarisierung führt, da die Heizrate bei höherer Temperatur deutlich abnimmt und der Peak in der Heizrate sich dabei in den Bereich höherer Laserintensitäten verschiebt (vgl. Abbildung 3.1 in Abschnitt 3.2.1). Eine simulierte ATI-Temperatur bei  $\xi = 0.7$  von etwa  $3 - 4$  eV wäre also durchaus mit den Meßdaten vereinbar.

Trotz der bei elliptischer Polarisierung verbleibenden Diskrepanz zwischen den gemessenen und den gemäß dem „Corkum-Modell“ berechneten ATI-/Elektronentemperaturen kann nicht zweifelsfrei gefolgert werden, daß das semiklassische ATI-Modell bei hohen Elektronendichten seine Gültigkeit verliert. Zum einen ist eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment im Falle linearer Polarisierung gegeben, und zum anderen entzieht sich eine (theoretische) Randbedingung, die einen signifikanten Einfluß auf die Berechnung der Elektronenenergien hat, einer ausreichend exakten Determinierung:

- Wie gut approximieren die Annahme  $\mathbb{P}(\text{H}_2^+) = 15.4$  eV und das PPK/ADK-Modell die Ionisationsrate der *enhanced ionization*?

Unabhängig von der Frage nach der Polarisationsabhängigkeit der Elektronentemperatur lassen die durchgeführten Messungen den Schluß zu, daß bei der optischen Feldionisation von  $\text{H}_2$  und  $\text{D}_2$  mit Pulsintensitäten, die weit über der Erscheinungsintensität liegen, die Inverse Bremsstrahlung schon bei Elektronendichten von etwa  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  zu einer signifikanten Heizung der Elektronenverteilung führt. Das Ausmaß der Energieabsorption aus dem Laserfeld hängt wesentlich von der Form der Einhüllenden bzw. vom Pedestal der Laserpulse ab. Ein in der Intensität flach ansteigendes Pedestal wirkt sich in einer Senkung der ATI-Energien der Elektronen im Vergleich zu einem idealen Gaußpuls aus. Andererseits wird durch das Pedestal mit steigender Pulsspitzenintensität der Heizeffekt der Inversen Bremsstrahlung begünstigt. Mit zunehmender Elektronendichte  $n_e \gtrsim 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  und/oder wachsender Laserintensität dominiert die Inverse Bremsstrahlung die Elektronentemperatur im  $\text{H}_2/\text{D}_2$ -Plasma.

Im untersuchten Dichte- und Intensitätsbereich kann eine Aufheizung des Elektronengases in Verbindung mit der Entstehung parametrischer Instabilitäten ausgeschlossen werden. Die experimentell bestimmten Elektronentemperaturen liefern keinen Hinweis auf einen derartigen Beitrag zu den Elektronenenergien. In den aufgenommenen Thomson-Spektren sind jedoch bei hohen Laserintensitäten

und  $H_2/D_2$ -Drücken „Fingerabdrücke“ von Stimulierter Raman- und Compton-Seitwärtsstreuung (SRSS/SCSS) in Form einer charakteristischen Asymmetrie der Elektronen-Peaks nachweisbar. Da SRSS und SCSS bereits im vergleichsweise niederintensiven Diagnosepuls angeregt werden und die Wachstumsrate für Rückwärtsstreuung diejenige für Seitwärtsstreuung noch übersteigt (vgl. Gleichung 3.12, Abschnitt 3.2.2), ist davon auszugehen, daß in Korrelation mit dem hochintensiven Pumpuls deutlich stärkere Stimulierte Raman- bzw. Compton-Rückwärts- und Seitwärtsstreuung auftritt. Aufgrund der kurzen Dauer der ATLAS-Laserimpulse (FWHM 130 fs bzw.  $\lesssim 2$  ps inklusive Pedestal) kann diese allerdings keinen nennenswerten Beitrag zur Elektronentemperatur leisten (siehe Kriterium Gleichung 3.15, Abschnitt 3.2.2).

### **Ionentemperatur**

Die im Experiment gemessenen Ionentemperaturen für Wasserstoff und Deuterium korrespondieren gut mit den in Abschnitt 2.3 vorgestellten theoretischen Berechnungen zur *enhanced ionization*/Coulomb-Explosion des  $H_2^+$  bzw.  $D_2^+$ -Molekülions [47], sowie mit den Messungen von Ilkov *et al.* [37, 38]. Die im Druck- und Intensitäts-Scan bestimmten Mittelwerte der  $H^+$ -Ionentemperatur von  $T_i = 0.8 \pm 0.16$  bzw.  $0.78 \pm 0.15$  eV stimmen perfekt mit der Temperatur überein, die sich aus der *berechneten* mittleren Ionenenergie von 1.2 eV (bei hohen Laserintensitäten) ergibt. Demgegenüber liegen die Mittelwerte von  $T_i = 0.35 \pm 0.16$  bzw.  $0.39 \pm 0.19$  eV für Deuterium etwa 30% niedriger, als es der vorausgesagten mittleren Ionenenergie von 0.85 eV entspricht. Bei beiden Isotopen muß jedoch das große Fehlerintervall der Meßwerte berücksichtigt werden, das auch für Deuterium noch mit der vorausgerechneten Temperatur überlappt. Eine Änderung von Gasdruck oder Laserintensität im experimentell untersuchten Bereich hat keine signifikante Auswirkung auf die Ionentemperaturen. Diese Tatsache bestätigt die in [47] berechnete Sättigung im intensitätsabhängigen Anstieg der Ionentemperaturen bei etwa  $3 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ . Insgesamt findet man bei Vergleich der im vorliegenden Experiment bestimmten Ionentemperaturen mit [47] und den Messungen von Ilkov *et al.* [37, 38], daß das Modell der *enhanced ionization* über einen verblüffend großen Parameterbereich (von  $\lambda_0 = 10 \mu\text{m}$  bis  $\lambda_0 = 0.79 \mu\text{m}$ , von  $I_0 = 10^{13} \text{ W/cm}^2$  bis  $I_0 = 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , von Nanosekunden- bis Femtosekunden-Pulsdauer) Gültigkeit besitzt.



## 6.6 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die wichtigsten Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zur Thomson-Streuung an optisch-fusionierten Wasserstoff- und Deuterium-Plasmen werden nachfolgend noch einmal stichpunktartig zusammengefaßt.

- Die Elektronentemperaturen des Wasserstoff- und des Deuterium-Plasmas sind im Rahmen der Meßgenauigkeit identisch und liegen im untersuchten Parameterbereich zwischen 3 eV und 6 eV.
- Bei Verwendung von linear und elliptisch ( $\xi = 0.7$ ) polarisierten Laserpulsen treten keine signifikanten Unterschiede in der Elektronentemperatur auf.
- Die Entwicklung der Elektronentemperatur bei Variation von Gasdruck und Laserintensität kann sehr gut mit Hilfe eines Modells zur Energieabsorption durch Inverse Bremsstrahlung und einer Anfangs-(ATI-)Temperatur von 2.6 eV reproduziert werden. Mit steigendem Gasdruck und steigender Intensität ist ein flacher Anstieg der Elektronentemperatur zu beobachten.
- Die experimentell bestimmte ATI-Temperatur stimmt bei linearer Polarisation sehr gut mit den Vorhersagen des semiklassischen ATI-Modells überein. Für den Fall elliptischer Polarisation sagt das Modell eine um den Faktor 3 höhere ATI-Temperatur voraus.
- In den Thomson-Streuspektren sind bei hohen Laserintensitäten und Drücken „Fingerabdrücke“ von Stimulierter Raman- und Compton-Seitwärtsstreuung erkennbar. Unter den vorliegenden Bedingungen tragen diese jedoch nicht zur Aufheizung des Elektronengases bei.
- Die gemessenen Ionentemperaturen von  $H_2$  ( $0.79 \pm 0.16$  eV) und  $D_2$  ( $0.37 \pm 0.19$  eV) stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit gut mit theoretischen Berechnungen zur Coulomb-Explosion der  $H^+$ - bzw.  $D^+$ -Kerne im Anschluß an eine *enhanced ionization* der  $H_2^+$ - bzw.  $D_2^+$ -Molekülionen überein. Bei beiden Isotopen hat eine Variation von Gasdruck oder Laserintensität keinen signifikanten Einfluß auf die Ionentemperatur.
- Es konnte gezeigt werden, daß die Ionentemperatur im Vergleich der Streuspektren zweier Isotope *bei nur einem Streuwinkel eindeutig bestimmt werden kann*.

# Kapitel 7

## Perspektiven

### Weiterentwicklung der Thomson-Diagnostik

Der Einsatz von Thomson-Streuung unter Verwendung ultrakurzer Lichtimpulse optischer oder ultravioletter Wellenlänge stellt eine vielversprechende Methode zur zeitaufgelösten Diagnose lasererzeugter Plasmen mit relativ hohen Elektronendichten und moderaten Elektronentemperaturen dar. Gerade im Hinblick auf die Untersuchung weiterer Gasarten und die Suche nach optimalen experimentellen Parametern im Rahmen der Röntgenlaser-Forschung birgt die Thomson-Streuung noch erhebliches Potential. Prinzipiell ist bei Benutzung von Probe-Wellenlängen im XUV- bzw. Röntgenbereich auch die Diagnostik von lasererzeugten, dichten Plasmen von Festkörperoberflächen möglich<sup>1</sup>.

Geht man vom molekularen Wasserstoff mit zwei Elektronen zu beliebigen Viel-elektronensystemen über, so ergibt sich das Problem, daß die in der optischen Feldionisation entstehende Elektronendichte im allgemeinen nicht mit ausreichend hoher Genauigkeit fixiert werden kann. Das Thomson-Streusignal beinhaltet zwar auch die Information über die Elektronendichte, diese ist im Streusignal jedoch stark mit der Elektronentemperatur korreliert, so daß eine verlässliche Bestimmung von  $n_e$  und  $T_e$  gerade bei geringeren Gasdrücken und/oder niedrigen Elektronentemperaturen kaum möglich ist. Es ist daher notwendig, eine unabhängige Bestimmung der Elektronendichte parallel zur Thomson-Streuung vorzunehmen. In dieser Hinsicht stellt die Technik der *Interferometrie im Frequenzraum* (*frequency-domain*

---

<sup>1</sup>Die Thomson-Streuung im Röntgenbereich wird derzeit am MPQ in einer theoretischen Diplomarbeit untersucht (Patricia Pyrka, Prof. Meyer-ter-Vehn). Ziel der Untersuchungen ist ein Einsatz der Thomson-Streuung zur Diagnose der Elektronenbunches in einem *Freie-Elektronen-Laser*.

*interferometry* [FDI]) eine erfolgreich erprobte Meßmethode dar (vgl. [121],[122]). Man koppelt dazu einen Bruchteil der Energie des  $2\omega$ -Diagnosepulses aus und erzeugt daraus in einem Michelson-Interferometer zwei weitere, kollinear zueinander propagierende Probepulse mit einstellbarer zeitlicher Verzögerung. Diese passieren anschließend das Plasmavolumen (senkrecht zur Propagationsrichtung des ionisierenden Pumpulses), wobei die Verzögerung zwischen den Probepulsen so gewählt ist, daß einer der beiden das Volumen *vor* der Ionisation durchläuft, während es der zweite zu einem Zeitpunkt nach Entstehung des Plasmas passiert, so daß dessen Amplitude und Phase durch die Plasmaelektronen beeinflusst werden. Bildet man das durch den Doppelpuls beleuchtete Plasma nun auf den Eintrittsspalt eines Gitterspektrographen ab, so können die bisher zeitlich getrennten Probepulse aufgrund der Dispersion des Gitters, das wie ein Pulsstreckler wirkt, dennoch zeitlich überlappen und ein Interferenzmuster erzeugen. Aus diesem Interferenzmuster kann die Elektronendichte im Plasma 2D-räumlich und zeitlich aufgelöst bestimmt werden.

Eine separate Fixierung der Elektronendichte erlaubt bei Benutzung einer statisch gasgefüllten Experimentierkammer die Auswertung von Thomson-Spektren bei höheren Gasdrücken, da die Auswirkung der Defokussierung auf die Elektronendichte berücksichtigt werden kann. Darüberhinaus wäre alternativ die Benutzung einer Gasdüse möglich, wodurch die Defokussierung des Pumpulses und die lästigen spektralen Modifikationen des Diagnosepulses weitgehend vermieden werden können.

Ein weiteres Problem in bezug auf die Plasmadiagnose bei Vielelektronensystemen besteht in der Verfälschung der Thomson-Spektren durch das Plasmaeigenleuchten. Da die Zahl der beobachtbaren resonanten Übergänge mit der Kernladungszahl stark ansteigt, steigt mit ihr auch die Wahrscheinlichkeit, im Spektralbereich des Thomson-Signals störende Emissionslinien zu finden. Untersuchungen an Argon und Xenon, die mit der in Kapitel 5 beschriebenen 5 ns-geschalteten ICCD-Kamera durchgeführt wurden, haben gezeigt, daß diese Thomson-Spektren aufgrund der Überlagerung durch Emissionslinien nicht auswertbar sind. Zur Unterdrückung des Plasmaeigenleuchtens kann jedoch die ICCD-Kamera durch eine UV/VIS-empfindliche Streak-Kamera ersetzt werden. Solche Streak-Kameras sind mittlerweile mit einer Zeitauflösung besser 300 fs erhältlich. Wird die Streak-Kamera auf das Eintreffen des 130 fs-Diagnosepulses getriggert, kann dieser ohne Schwächung seiner Intensität detektiert werden, während das Zeitfenster, in dem das Plasmaeigenleuchten akkumuliert wird, von bisher etwa 1 – 5 ns auf 300 fs verkleinert und somit der Beitrag der Plasmaemission um den Faktor  $1/3000 - 1/16000$  reduziert wird.

Um bei der Diagnose von OFI-Plasmen mit Elektronendichten  $n_e \gtrsim 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  und Elektronentemperaturen im Bereich von  $T_e \approx 10 - 20 \text{ eV}$  eine ausreichende Sensitivität der Thomson-Spektren bezüglich der Elektronentemperatur sicherzustellen, ist die Verwendung eines möglichst kurzwelligen Diagnosepulses erforderlich (vgl. Gross-Bohm-Relation Gleichung 4.5 bzw. 4.6 in Abschnitt 4.1). Im Falle des ATLAS-Lasersystems wäre die Erzeugung der dritten Harmonischen bei 263 nm eine naheliegende Option.

Die Umsetzung der vorgenannten Verbesserungen in der Thomson-Diagnostik würde generell in Form einer simplen Variation des Probepuls-Delays die zeitaufgelöste Messung der Evolution von OFI-Plasmen anhand von Elektronendichte, Elektronen- und Ionentemperatur ermöglichen. In bezug auf die Realisierung eines OFI-Röntgenlasers sind insbesondere Untersuchungen an Plasmen, die mit kürzeren Laserpulsen, besserem Pulskontrast und höherer Intensität erzeugt wurden, von Interesse.

### Realisierung eines Rekombinations-XUV-Lasers

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit gewonnenen Meßergebnisse zur Ionisation von molekularem Wasserstoff bzw. Deuterium stellen einen vielversprechenden Ansatz zur Realisierung eines transienten Rekombinations-Röntgenlasers (TRRL) in Aussicht. Es handelt sich um eine Technik, die bereits 1990 von Burnett und Enright [123] vorgeschlagen wurde, bis in jüngste Zeit aber in Vergessenheit geraten zu sein schien (vgl. auch [124, 125]). Der Wasserstoff wird dabei nicht selbst als Lasermedium verwendet, sondern ihm wird ein entsprechender Prozentsatz des Gases, in dem der Laserübergang stattfindet, beigemischt (ca. 10-20%). Die Funktion des Wasserstoffs besteht darin, – bedingt durch sein niedriges Ionisationspotential – eine möglichst niederenergetische Elektronenverteilung bereitzustellen, die eine schnelle Rekombination erlaubt. Als grobe Faustregel für den  $T_e$ -Bereich, in dem eine effektive Rekombination und anschließender Laserübergang möglich sind, gilt die Approximation  $T_e[\text{eV}] \lesssim 0.1 \text{ IP}[\text{eV}]$  [10], wobei IP das Ionisationspotential der rekombinierenden Ionenspezies bezeichnet. Die Tatsache, daß bis heute noch keine überzeugende Realisierung eines *effizienten* OFI-TRRL gelungen ist, macht die Schwierigkeit deutlich, dieser herausfordernden Relation zu genügen. Will man nämlich hochenergetische Laserübergänge induzieren, so muß man vergleichsweise hohe Ionisationsgrade erzeugen, die mit steigendem Ionisationspotential IP auch wachsende Elektronentemperaturen nach sich ziehen.

Als potentielle Lasermedien für einen OFI-TRRL kommen eine ganze Reihe von Element-Ionen in Frage. Die diesbezüglich wohl aussichtsreichsten Laser-Schemata

gehen von Wasserstoff-artigen und Lithium-artigen Ionen aus [12, 11]. Im Bereich der mit ATLAS-2 oder ATLAS-10 *auch bei schwacher Fokussierung* ( $f/10 - f/20$ ) zugänglichen Laserintensitäten sind insbesondere Li-artiger Stickstoff ( $N^{4+}$ ,  $IP = 77 \text{ eV}$ ) und Li-artiges Neon ( $Ne^{7+}$ ,  $IP = 207 \text{ eV}$ ) mit einer Erscheinungsintensität von  $I_{BSI}(N^{4+}) \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  bzw.  $I_{BSI}(Ne^{7+}) \approx 7 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  von Interesse. Bei Li-artigen Ionen wird der Feinstruktur-Übergang  $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$  dominant verstärkt [6]. Die entsprechenden Laserwellenlängen liegen für Li-artiges N und Ne bei 24.7 nm bzw. 9.8 nm.

Eine *hohe Effizienz*  $\eta$  der erzeugten Röntgenlaserstrahlung, d.h. ein möglichst großes Verhältnis der Ausgangs-Röntgenenergie zur Eingangs-Laserenergie, ist jedoch neben dem Verstärkungskoeffizienten auch von anderen Parametern abhängig. Zur Optimierung der Effizienz ist eine schwache Fokussierung des Pumplaserstrahls von Vorteil, die einen großen Fokusbereich mit einem in Propagationsrichtung ausgedehnten Fokalebereich („Ionisationsschlauch“) verbindet, dessen Länge die Sättigungslänge der Röntgen-Verstärkung möglichst übersteigt. Natürlich müssen Intensität und Pulsenergie des Lasersystems groß genug sein, um die Gesamtzahl der Teilchen in diesem näherungsweise zylindrischen Volumen ausreichend zu ionisieren. Die Balance von Elektronendichte und -temperatur, Durchmesser und Länge des zylindrischen Lasermediums bestimmt letztlich die Effizienz des OFI-TRRL.

Geht man von einer Laserenergie von wenigen hundert Millijoule aus, so ist eine Effizienz von mindestens  $\eta = 10^{-6}$  als sinnvoll anzusehen. Auch bei niedrigen Elektronentemperaturen im Bereich von  $IP/5 - IP/10$  und  $1/e^2$ -Fokusbereichen von  $\sim 50 \mu\text{m}$  sowie Rayleigh-Längen im Millimeterbereich sind dazu  $N^{4+}$ - bzw.  $Ne^{7+}$ -Ionendichten in der Größenordnung von  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  und  $H_2$ -Drücke zwischen 800 – 1000 mbar erforderlich<sup>2</sup>. Diese Teilchendichten liegen außerhalb des in dieser Arbeit untersuchten  $H_2$ -Druckbereiches. Man kann jedoch die Temperatur der aus der Ionisation des Wasserstoffs stammenden Elektronen auch in diesem Dichtebereich durch eine Simulation der ATI-Temperatur und der Inversen Bremsstrahlung abschätzen. Legt man einen Pulscontrast von  $10^5$  auf einer Zeitskala von 1 ps vor dem Maximum eines 130 fs-Pulses zugrunde<sup>3</sup>, so findet man 100 fs nach dem Pulsmaximum für Li-artigen Stickstoff, 800 mbar  $H_2$  und  $I_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  eine Elektronentemperatur von  $T_e(H^+, N^+) \approx 20 \text{ eV}$ . Im Falle von Li-artigem Ne, 1000 mbar  $H_2$  und  $I_0 = 10^{17} \text{ W/cm}^2$  ergibt sich  $T_e(H^+) \approx 45 \text{ eV}$ . Diese Temperar-

---

<sup>2</sup>Der  $H_2$ -Druck kann bei Li-artigem Stickstoff etwas niedriger als bei Neon sein, da das äußere Elektron ein dem  $H_2$ -Molekül vergleichbares Ionisationspotential besitzt und demzufolge ebenfalls zu einer niederenergetischen Elektronenverteilung beiträgt.

<sup>3</sup>Ein solcher Kontrast läßt sich beispielsweise mit Hilfe eines sättigbaren Absorbers auf der Pulsvorderflanke realisieren.

turwerte erfüllen zwar nicht ganz die Anforderungen obiger Faustregel, aber nach den Untersuchungen in [12, 11, 6] sollte damit dennoch ein effizienter OFI-TRRL realisierbar sein<sup>4</sup>.

Unter technischen Aspekten betrachtet muß von der statisch mit Gas gefüllten Experimentierkammer zu einer 2 – 3 mm langen, schlitzförmigen Gasdüse bzw. zu einer Reihenanordnung mehrerer Düsen übergegangen werden. Die Defokussierung des Pumplaserstrahls ließe sich dadurch drastisch reduzieren. Die Mischung des Lasermediums mit dem leicht ionisierbaren Wasserstoff hat in bezug auf die Defokussierung den großen Vorteil, daß der maximalintensive Anteil des Pumpulses auf die volle, bereits im Pedestal ionisierte Elektronendichte des Wasserstoffs trifft. Die Elektronendichte ist – in Anbetracht des Mischungsverhältnisses – dann also nahezu konstant und homogen. Der hochintensive Anteil des Laserpulses, der die angestrebte Li-ähnliche Ionisationsstufe erzeugt, „sieht“ einen konstanten, homogenen Brechungsindex und wird folglich *nicht* defokussiert.

Unter Berücksichtigung aller vorausgehend angeführten Aspekte könnte am MPQ mit dem ATLAS-Lasersystem ein solcher Röntgenlaser Wirklichkeit werden.

---

<sup>4</sup>Es bleibt jedoch eine gewisse Unsicherheit, ob im höheren Druckbereich Stimulierte Raman- bzw. Compton-Streuung das Plasma heizen können.

# Literaturverzeichnis

- [1] D. Strickland und G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
- [2] M. Nisoli, S. Stagira, S. De Silvestri, O. Svelto, S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, Ch. Spielmann und F. Krausz, *A novel-high energy pulse compression system: generation of multigigawatt sub-5-fs pulses*, Appl. Phys. B **65**, 189 (1997).
- [3] A. Saemann, *Erzeugung eines heißen Plasmas bei Festkörperdichte durch Einstrahlung von 150 fs langen Laserpulsen*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt (1998).
- [4] C. Gahn, *Erzeugung relativistischer Elektronen durch Propagation hochintensiver Laserpulse in einem Plasma*, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (2000).
- [5] C. Gahn, G. D. Tsakiris, G. Pretzler, K. J. Witte, C. Delfin, C.-G. Wahlström und D. Habs, *Generating positrons with femtosecond-laser pulses*, Appl. Phys. Lett. **77**, 2662 (2000).
- [6] D. C. Eder, P. Amendt, L. B. DaSilva, R. A. London, B. J. MacGowan, D. L. Matthews, B. M. Penetrante, M. D. Rosen, S. C. Wilks, T. D. Donnelly, R. W. Falcone und G. L. Strobil, *Tabletop x-ray lasers*, Phys. Plasmas **1**, 1744 (1994).
- [7] R. R. Freeman, P. H. Bucksbaum, H. Milchberg, S. Darack, D. Schumacher und M. E. Geusic, *Above-threshold ionization with subpicosecond laser pulses*, Phys. Rev. Lett. **59**, 1092 (1987).
- [8] N. H. Burnett und P. B. Corkum, *Cold-plasma production for recombination extreme-ultraviolet lasers by optical-field-induced ionization*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 1195 (1989).

- [9] B. M. Penetrante und J. N. Bardsley, *Residual energy in plasmas produced by intense subpicosecond lasers*, Phys. Rev. A **43**, 3100 (1991).
- [10] K. A. Janulewicz, M. J. Grout und G. J. Pert, *Electron residual energy of optical-field-ionized plasmas driven by subpicosecond laser pulses*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **29**, 901 (1996).
- [11] P. Amendt, D. C. Eder und S. C. Wilks, *X-ray lasing by optical-field-induced ionization*, Phys. Rev. Lett. **66**, 2589 (1991).
- [12] D. C. Eder, P. Amendt und S. C. Wilks, *Optical-field-ionized plasma x-ray lasers*, Phys. Rev. A **45**, 6761 (1992).
- [13] P. B. Corkum, N. H. Burnett und F. Brunel, *Above-threshold ionization in the long-wavelength limit*, Phys. Rev. Lett. **62**, 1259 (1989).
- [14] B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III, C. P. J. Barty und S. E. Harris, *Demonstration of a 10-Hz femtosecond-pulse-driven XUV laser at 41.8 nm in Xe IX*, Phys. Rev. Lett. **74**, 1574 (1995).
- [15] S. C. Rae und K. Burnett, *Possible production of cold plasmas through optical-field-induced ionization*, Phys. Rev. A **46**, 2077 (1992).
- [16] G. J. Pert, *Inverse bremsstrahlung in strong radiation fields at low temperatures*, Phys. Rev. E **51**, 4778 (1995).
- [17] P. Pulsifer, J. P. Apruzese, J. Davis und P. Kepple, *Residual energy and its effect on gain in a Lyman- $\alpha$  laser*, Phys. Rev. A **49**, 3958 (1994).
- [18] A. Ya. Polishchuk und J. Meyer-Ter-Vehn, *Electron-ion relaxation in a plasma interacting with an intense laser field*, Phys. Rev. E **49**, 663 (1994).
- [19] U. Mohideen, M. H. Sher, H. W. K. Tom, G. D. Aumiller, O. R. Wood II, R. R. Freeman, J. Bokor und P. H. Bucksbaum, *High intensity above-threshold ionization of He*, Phys. Rev. Lett. **71**, 509 (1993).
- [20] A. A. Offenberger, W. Blyth, A. E. Dangor, A. Djaoui, M. H. Key, Z. Najmudin und J. S. Wark, *Electron temperature of optically ionized gases produced by high intensity 268 nm laser radiation*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3983 (1993).
- [21] W. J. Blyth, S. G. Preston, A. A. Offenberger, M. H. Key, J. S. Wark, Z. Najmudin, A. Modena, A. Djaoui und A. E. Dangor, *Plasma temperature in optical field ionization of gases by intense ultrashort pulses of ultraviolet radiation*, Phys. Rev. Lett. **74**, 554 (1995).



- [22] T. E. Glover, T. D. Donnelly, E. A. Lipman, A. Sullivan und R. W. Falcone, *Subpicosecond Thomson scattering measurements of optically ionized helium plasmas*, Phys. Rev. Lett. **73**, 78 (1994).
- [23] K. Burnett, V. Reed und P. Knight, *Atoms in ultra-intense laser fields*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **26**, 561 (1993).
- [24] E. Mevel, P. Breger, R. Trainham, G. Petite, P. Agostini, A. Migus, J. P. Chambaret und A. Antonetti, *Atoms in strong optical fields - evolution from multiphoton to tunnel ionization*, Phys. Rev. Lett. **70**, 406 (1993).
- [25] L. V. Keldysh, *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*, Sov. Phys. JETP **20**, 1307 (1965).
- [26] A. M. Perelomov, V. S. Popov und M. V. Terent'ev, *Ionization of atoms in an alternating electric field*, Sov. Phys. JETP **23**, 924 (1966).
- [27] T. E. Sharp, *Potential-energy curves for molecular hydrogen and its ions*, Atomic Data **2**, 119 (1971).
- [28] K. P. Huber und G. Herzberg, *Constants of Diatomic Molecules* (Van Nostrand Reinhold, New York, 1979).
- [29] T. Zuo, S. Chelkowski und A. D. Bandrauk, *Photon-emission spectra of the  $H_2^+$  molecular ion in an intense laser field*, Phys. Rev. A **49**, 3943 (1994).
- [30] T. Zuo und A. D. Bandrauk, *Charge-resonance-enhanced ionization of diatomic molecular ions by intense lasers*, Phys. Rev. A **52**, R2511 (1995).
- [31] P. Dietrich und P. B. Corkum, *Ionization and dissociation of diatomic molecules in intense infrared laser fields*, J. Chem. Phys. **97**, 3187 (1992).
- [32] S. Augst, D. D. Meyerhofer, D. Strickland und S. L. Chin, *Laser ionization of noble gases by Coulomb-barrier suppression*, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 858 (1991).
- [33] S. Augst, D. Strickland, D. D. Meyerhofer, S. L. Chin und J. H. Eberly, *Tunneling ionization of noble gases in a high-intensity laser field*, Phys. Rev. Lett. **63**, 2212 (1989).
- [34] L. D. Landau und E. M. Lifschitz, *Lehrbuch der theoretischen Physik, Band 3: Quantenmechanik* (Akademie Verlag, Berlin, 1979).

- [35] M. V. Ammosov, N. B. Delone und V. P. Krainov, *Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field*, Sov. Phys. JETP **64**, 1191 (1986).
- [36] A. M. Perelomov, V. S. Popov und M. V. Terent'ev, *Ionization of atoms in an alternating electric field: II*, Sov. Phys. JETP **24**, 207 (1967).
- [37] F. A. Ilkov, S. Turgeon, T. D. G. Walsh und S. L. Chin, *Behaviour of D<sub>2</sub> in an intense CO<sub>2</sub> laser field*, Chem. Phys. Lett. **247**, 1 (1995).
- [38] F. A. Ilkov, T. D. G. Walsh, S. Turgeon und S. L. Chin, *Dissociative tunnel ionization of H<sub>2</sub> in an intense mid-IR laser field*, Phys. Rev. A **51**, R2695 (1995).
- [39] S. L. Chin, Y. Liang, J. E. Decker, F. A. Ilkov und M. V. Ammosov, *Tunnel ionization of diatomic molecules by an intense CO<sub>2</sub> laser*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **25**, L249 (1992).
- [40] A. D. Bandrauk und M. L. Sink, *Photo-dissociation in intense laser fields - predissociation analogy*, J. Chem. Phys. **74**, 1110 (1981).
- [41] M. E. Goggin und P. W. Milonni, *Driven morse oscillator: Classical chaos, quantum theory, and photodissociation*, Phys. Rev. A **37**, 796 (1988).
- [42] A. Talebpour, S. Larochelle und S. L. Chin, *Suppressed tunneling ionization of the D<sub>2</sub> molecule in an intense Ti:sapphire laser pulse*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **31**, L49 (1998).
- [43] J. H. Eberly, R. Grobe, C. K. Law und Q. Su, *Numerical experiments in strong and super-strong fields*, in *Atoms in Intense Laser Fields*, edited by M. Gavrila (Academic Press, San Diego, 1992).
- [44] M. Ivanov, T. Seideman, P. Corkum, F. Ilkov und P. Dietrich, *Explosive ionization of molecules in intense laser fields*, Phys. Rev. A **54**, 1541 (1996).
- [45] T. Seideman, M. Yu. Ivanov und P. B. Corkum, *Role of electron localization in intense-field molecular ionization*, Phys. Rev. Lett. **75**, 2819 (1995).
- [46] T. Seideman, M. Y. Ivanov und P. B. Corkum, *The use of intense-field ionization in time-resolved measurements*, Chem. Phys. Lett. **252**, 181 (1996).
- [47] P. Dietrich, M. Yu. Ivanov, F. A. Ilkov und P. B. Corkum, *Two-electron dissociative ionization of H<sub>2</sub> and D<sub>2</sub> in infrared laser fields*, Phys. Rev. Lett. **77**, 4150 (1996).

- [48] T. Talebpour, *New advances in the interaction of a femtosecond Ti:sapphire laser with atoms and molecules*, PhD thesis, Universite Laval Quebec (1998).
- [49] M. Schmidt, S. Dobosz, P. Meynadier, P. D'Oliveira, D. Normand, E. Charon und A. Suzor-Weiner, *Fragment-emission patterns from the Coulomb explosion of diatomic molecules in intense laser fields*, Phys. Rev. A **60**, 4706 (1999).
- [50] D. Normand, L. A. Lompre und C. Cornaggia, *Laser-induced molecular alignment probed by a double-pulse experiment*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **25**, L497 (1992).
- [51] J. H. Posthumus, J. Plumridge, L. J. Frasinski, K. Codling, A. J. Langley und P. F. Taday, *Double-pulse measurements of laser-induced alignment of molecules*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **31**, L985 (1998).
- [52] L. J. Frasinski, K. Codling, P. Hatherly, J. Barr, I. N. Ross und W. T. Toner, *Femtosecond dynamics of multielectron dissociative ionization by use of picosecond lasers*, Phys. Rev. Lett. **58**, 2424 (1987).
- [53] K. Boyer, T. S. Luk, J. C. Solem und C. K. Rhodes, *Kinetic energy distributions of ionic fragments produced by subpicosecond multiphoton ionization of N<sub>2</sub>*, Phys. Rev. A **39**, 1186 (1989).
- [54] J. H. Posthumus, J. Plumridge, L. J. Frasinski, K. Codling, A. J. Langley und P. F. Taday, *Dynamic and geometric laser-induced alignment of molecules in intense laser fields*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **31**, L553 (1998).
- [55] D. T. Strickland, Y. Beaudoin, P. Dietrich und P. B. Corkum, *Optical studies of inertially confined molecular iodine ions*, Phys. Rev. Lett. **68**, 2755 (1992).
- [56] P. Dietrich, D. T. Strickland, M. Laberge und P. B. Corkum, *Molecular reorientation during dissociative multiphoton ionization*, Phys. Rev. A **47**, 2305 (1993).
- [57] H. Sakai, C. P. Safvan, J. J. Larsen, K. M. Hilligsøe, K. Hald und H. Stapelfeldt, *Controlling the alignment of neutral molecules by a strong laser field*, J. Chem. Phys. **110**, 10235 (1999).
- [58] Ch. Ellert und P. B. Corkum, *Disentangling molecular alignment and enhanced ionization in intense laser fields*, Phys. Rev. A **59**, R3170 (1999).
- [59] M. E. Sukharev und V. P. Krainov, *Rotation and alignment of diatomic molecules and their molecular ions in strong laser fields*, JETP **86**, 318 (1998).

- [60] M. J. Hollis, *Multiphoton ionization and EM field gradient forces*, Opt. Commun. **25**, 395 (1978).
- [61] P. H. Bucksbaum, R. R. Freeman, M. Bashkansky und T. J. McIlrath, *Role of the ponderomotive potential in above-threshold ionization*, J. Opt. Soc. Am. B **4**, 760 (1987).
- [62] T. J. McIlrath, P. H. Bucksbaum, R. R. Freeman und M. Bashkansky, *Above-threshold ionization processes in xenon and krypton*, Phys. Rev. A **35**, 4611 (1987).
- [63] M. H. Mittleman, *Intensity dependence of the ionization potential of an atom in a resonant laser field*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **17**, L351 (1984).
- [64] E. Fiordilino und M. H. Mittleman, *Kinematics of multiphoton ionization in a laser pulse*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **18**, 4425 (1985).
- [65] H. R. Reiss, *Effect of an intense electromagnetic field on a weakly bound system*, Phys. Rev. A **22**, 1786 (1980).
- [66] L. Spitzer, Jr., *Physics of Fully Ionized Gases, 2nd rev. ed.* (Interscience, New York, 1962).
- [67] I. P. Shkarofsky, T. W. Johnston und M. P. Bachynski, *The Particle Kinetics of Plasmas* (Addison-Wesley, Reading, 1966).
- [68] M. N. Rosenbluth, R. Z. Sagdeev, A. M. Rubenchik und S. Witkowski, *Handbook of Plasma Physics, Vol. 3: Physics of Laser Plasma* (North-Holland, Amsterdam, 1991).
- [69] T. P. Hughes, *Plasmas and Laser Light* (Adam Hilger, Bristol, 1975).
- [70] L. Schlessinger und J. Wright, *Inverse-bremsstrahlung absorption rate in an intense laser field*, Phys. Rev. A **20**, 1934 (1979).
- [71] F. F. Chen, *Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol. 1: Plasma Physics (2nd Ed.)* (Plenum Press, New York, 1984).
- [72] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley, Reading, 1988).
- [73] C. E. Max, *Physics of laser fusion, Vol.1. Theory of the coronal plasma in laser fusion targets*, 1981.

- [74] R. E. Turner, K. Estabrook, R. L. Kauffman, D. R. Bach, R. P. Drake, D. W. Phillion, B. F. Lasinski, E. M. Campbell, W. L. Kruer und E. A. Williams, *Evidence for collisional damping in high-energy Raman-scattering experiments at 0.26  $\mu\text{m}$* , Phys. Rev. Lett. **54**, 189 (1985).
- [75] R. P. Drake, E. A. Williams, P. E. Young, K. Estabrook, W. L. Kruer, H. A. Baldis und T. W. Johnston, *Reduction of emission in the stimulated Raman scattering frequency band to thermal noise levels by collisional damping in a laser-produced plasma*, Phys. Rev. A **39**, 3536 (1989).
- [76] K. Estabrook und W. L. Kruer, *Theory and simulation of one-dimensional Raman backward and forward scattering*, Phys. Fluids **26**, 1892 (1983).
- [77] B. La Fontaine, D. M. Villeneuve, H. A. Baldis, R. P. Drake und K. Estabrook, *Test of the Landau cutoff of stimulated Raman scattering spectra as an electron-temperature diagnostic in laser-produced plasmas*, Phys. Rev. Lett. **68**, 484 (1992).
- [78] C. S. Liu, M. N. Rosenbluth und R. B. White, *Parametric scattering instabilities in inhomogeneous plasmas*, Phys. Rev. Lett. **31**, 697 (1973).
- [79] A. T. Lin und J. M. Dawson, *Stimulated Compton scattering of electromagnetic waves in plasma*, Phys. Fluids **18**, 201 (1975).
- [80] E. Ott, W. M. Manheimer und H. H. Klein, *Stimulated Compton scattering and self-focusing in the outer regions of a laser-fusion plasma*, Phys. Fluids **17**, 1757 (1974).
- [81] R. P. Drake, H. A. Baldis, R. L. Berger, W. L. Kruer, E. A. Williams, K. Estabrook, T. W. Johnston und P. E. Young, *Observation of stimulated Compton scattering from resonant electrons in a laser-produced plasma*, Phys. Rev. Lett. **64**, 423 (1990).
- [82] A. V. Vinogradov und V. V. Pustovalov, *Heating of a plasma in stimulated scattering of laser radiation*, Sov. J. Quant. Electron. **2**, 91 (1972).
- [83] F. V. Bunkin und A. E. Kazakov, *Electron heating and incoherent hard radiation produced by interaction of ultrashort intense laser pulses with matter*, Sov. Phys. JETP **32**, 1208 (1971).
- [84] J. Martineau und H. Pepin, *CO<sub>2</sub> laser heating of a  $\theta$ -pinch plasma by inverse bremsstrahlung and induced Compton processes*, J. Appl. Phys. **43**, 917 (1972).

- [85] Ya. B. Zel'dovich, E. V. Levich und R. A. Syunyaev, *Stimulated Compton interaction between Maxwellian electrons and spectrally narrow radiation*, Sov. Phys. JETP **35**, 733 (1972).
- [86] A. V. Vinogradov und V. V. Pustovalov, *Electron temperature of a plasma scattering intense light beams*, Sov. Phys. JETP **35**, 517 (1972).
- [87] G.-Z. Sun, E. Ott, Y. C. Lee und P. Guzdar, *Self-focusing of short intense pulses in plasmas*, Phys. Fluids **30**, 526 (1987).
- [88] S. C. Rae, *Ionization-induced defocusing of intense laser pulses in high-pressure gases*, Opt. Commun. **97**, 25 (1993).
- [89] R. Rankin, C. E. Capjack, N. H. Burnett und P. B. Corkum, *Refraction effects associated with multiphoton ionization and ultrashort-pulse laser propagation in plasma waveguides*, Opt. Lett. **16**, 835 (1991).
- [90] E. E. Fill, *Focusing limits of ultrashort laser pulses: analytical theory*, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 2241 (1994).
- [91] W. P. Leemans, C. E. Clayton, W. B. Mori, K. A. Marsh, P. K. Kaw, A. Dyson, C. Joshi und J. M. Wallace, *Experiments and simulations of tunnel-ionized plasmas*, Phys. Rev. A **46**, 1091 (1992).
- [92] E. Yablonovitch, *Self-phase modulation and short-pulse generation from laser-breakdown plasmas*, Phys. Rev. A **10**, 1888 (1974).
- [93] M. C. Downer, W. M. Wood und J. I. Trisnadi, *Comment on "Energy conservation in the picosecond and subpicosecond photoelectric effect"*, Phys. Rev. Lett. **65**, 2832 (1990).
- [94] W. M. Wood, G. Focht und M. C. Downer, *Tight focusing and blue shifting of millijoule femtosecond pulses from a conical axicon amplifier*, Opt. Lett. **13**, 984 (1988).
- [95] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic Press, New York, 1989).
- [96] R. R. Alfano, *The Supercontinuum Laser Source* (Springer, Berlin, 1989).
- [97] P. B. Corkum, *Amplification of picosecond 10  $\mu\text{m}$  pulses in multiatmosphere CO<sub>2</sub> lasers*, IEEE. J. Quantum. Electron. **21**, 216 (1985).
- [98] Wm. M. Wood, C. W. Siders und M. C. Downer, *Measurement of femtosecond ionization dynamics of atmospheric density gases by spectral blueshifting*, Phys. Rev. Lett. **67**, 3523 (1991).

- [99] E. Yablonovitch, *Energy conservation in the picosecond and subpicosecond photoelectric effect*, Phys. Rev. Lett. **60**, 795 (1988).
- [100] S. C. Rae und K. Burnett, *Detailed simulations of plasma-induced spectral blueshifting*, Phys. Rev. A **46**, 1084 (1992).
- [101] W. Lochte-Holtgreven, *Plasma Diagnostics* (North-Holland, Amsterdam, 1968).
- [102] J. Sheffield, *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation* (Academic Press, New York, 1975).
- [103] A. W. DeSilva, *The evolution of light scattering as a plasma diagnostic*, Contrib. Plasma. Phys. **40**, 23 (2000).
- [104] G. Fiocco und E. Thompson, *Thomson scattering of optical radiation from an electron beam*, Phys. Rev. Lett. **10**, 89 (1963).
- [105] E. Fünfer, B. Kronast und H.-J. Kunze, *Experimental results on light scattering by a theta-pinch plasma using a ruby laser*, Phys. Lett. **5**, 125 (1963).
- [106] R. C. Weast, *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 70. Ed.* (CRC Press, Boca Raton, 1989).
- [107] E. E. Salpeter, *Electron density fluctuations in a plasma*, Phys. Rev. **120**, 1528 (1960).
- [108] D. E. Evans und J. Katzenstein, *Laser light scattering in laboratory plasmas*, Rep. Prog. Phys. **32**, 207 (1969).
- [109] P. H. Chiu, A. Magana, K. Yamakawa und J. D. Kmetec, *1.5TW, 10Hz, Ti:Sapphire laser system: design and performance*, Proc. SPIE **1861**, 49 (1993).
- [110] K. Yamakawa, P. H. Chiu, A. Magana und J. D. Kmetec, *Generation of high peak and average power femtosecond pulses at a 10Hz repetition rate in a Titanium-doped sapphire laser*, IEEE. J. Quantum. Electron. **30**, 2698 (1994).
- [111] M. D. Perry und G. Mourou, *Terawatt to petawatt subpicosecond lasers*, Science **264**, 917 (1994).
- [112] J. Etchepare, G. Grillon und A. Orzag, *Third order autocorrelation study of amplified subpicosecond laser pulses*, IEEE. J. Quantum. Electron. **19**, 775 (1983).

- [113] P. Pax, J. Weston und W. E. White, *Single shot measurement of duration and contrast of high power picosecond pulses*, Proc. SPIE **1229**, 82 (1990).
- [114] J. C. Diels und W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Academic Press, San Diego, 1996).
- [115] V. Krylov, A. Rebane, A. G. Kalintsev, H. Schwoerer und U. P. Wild, *Second harmonic generation of amplified femtosecond Ti:sapphire laser pulses*, Opt. Lett. **20**, 198 (1995).
- [116] E. Gaizauskas, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, A. Piskarskas, S. Kohlweyer und G. D. Tsakiris, *Influence of spatial distribution and pedestal of femtosecond terawatt pulses on frequency doubling efficiency*, Lithuanian J. Phys. **36**, 307 (1996).
- [117] H. Kogelnik und T. Li, *Laser beams and resonators*, Proc. IEEE **54**, 1312 (1966).
- [118] L. Bergmann, *Bergmann-Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3 Optik, 9. Aufl.* (de Gruyter, Berlin, 1993).
- [119] H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas* (Academic Press, New York, 1974).
- [120] I. I. Sobelman, L. A. Vainshtein und E. A. Yukov, *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines* (Springer, Heidelberg, 1981).
- [121] J. P. Geindre, P. Audebert, A. Rousse, F. Fallières, J. C. Gauthier, A. Mysyrowicz, A. Dos Santos und G. Hamoniaux und A. Antonetti, *Frequency-domain interferometer for measuring the phase and amplitude of a femtosecond pulse probing a laser-produced plasma*, Opt. Lett. **19**, 1997 (1994).
- [122] E. Tokunaga, A. Terasaki und T. Kobayashi, *Frequency-domain interferometer for femtosecond time-resolved phase spectroscopy*, Opt. Lett. **17**, 1131 (1992).
- [123] N. H. Burnett und G. D. Enright, *Population inversion in the recombination of optically-ionized plasmas*, IEEE. J. Quantum. Electron. **26**, 1797 (1990).
- [124] M. J. Grout, K. A. Janulewicz, S. B. Healy und G. J. Pert, *Optical-field induced gas mixture breakdown for recombination X-ray lasers*, Opt. Commun. **141**, 213 (1997).



- [125] K. Nagashima, T. Matoba und H. Takuma, *Cold-electron production for optical-field ionization x-ray lasers using mixed gases*, Phys. Rev. A **56**, 5183 (1997).
- [126] J. M. Taylor, A. Dalgarno und J. F. Babb, *Dipole polarizability of the hydrogen molecular ion*, Phys. Rev. A **60**, R2630 (1999).
- [127] D. R. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 74. Ed.* (CRC Press, Boca Raton, 1993).
- [128] A. Lichtenberg und M. Lieberman, *Regular and Stochastic Motion* (Springer, Heidelberg, 1982).
- [129] D. M. Villeneuve, S. A. Aseyev, P. Dietrich, M. Spanner, M. Yu. Ivanov und P. B. Corkum, *Forced molecular rotation in an optical centrifuge*, Phys. Rev. Lett. **85**, 542 (2000).

# Anhang

## A.1 Lösung der klassischen Bewegungsgleichungen von $\text{H}_2$ und $\text{H}_2^+$ im polarisierten Laserfeld

Der Vektor der elektrischen Feldstärke eines Laserimpulses mit Kreisfrequenz  $\omega_0$ , Amplitude  $E_0$ , Polarisation  $\xi$  und Einhüllender  $\mathcal{F}(t)$  wird – analog zur Darstellung in Abschnitt 2.3 – in einer raumfesten, kartesischen Basis durch

$$\vec{\mathcal{E}}(t) = E_0 \mathcal{F}(t) \left( \cos(\omega_0 t) \vec{e}_x + \xi \sin(\omega_0 t) \vec{e}_y \right) \quad (\text{A.1})$$

beschrieben. Unter Berücksichtigung des auf dem molekularen Trägheitsmoment<sup>5</sup>  $J$  beruhenden Drehmomentes  $\vec{M} = J d^2\vec{\theta}/dt^2 + dJ/dt d\vec{\theta}/dt$  und des Drehmomentes  $\vec{M} = \vec{P} \times \vec{\mathcal{E}}$ , das auf einen permanenten bzw. auf einen induzierten Dipol mit Dipolmoment  $\vec{P}$  im elektrischen Feld  $\vec{\mathcal{E}}$  wirkt, ergibt sich bei Reduktion auf eine 2-dimensionale Geometrie<sup>6</sup> die Bewegungsgleichung eines homonuklearen Moleküls bzw. Molekülions in der Form

$$\frac{d^2\theta}{d\tau^2} + \underbrace{\left( \frac{\Omega_{\text{os}}}{\omega_0} \right)^2 \mathcal{F}(\tau) H(\theta, \tau)}_{\text{permanentes Dipolmoment}} + \underbrace{\frac{1}{2} \left( \frac{\omega_{\text{os}}}{\omega_0} \right)^2 \mathcal{F}^2(\tau) G(\theta, \tau)}_{\text{induziertes Dipolmoment}} + \underbrace{\frac{2}{r} \frac{dr}{d\tau} \frac{d\theta}{d\tau}}_{\text{Änderung des Kernabstandes}} = 0, \quad (\text{A.2})$$

mit den Funktionen

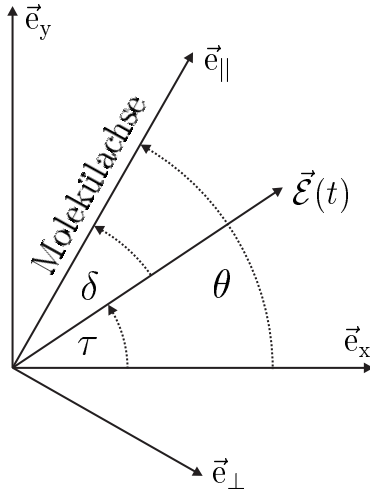
$$H(\theta, \tau) = \sin \theta \cos \tau - \xi \cos \theta \sin \tau, \quad (\text{A.3})$$

$$G(\theta, \tau) = \sin 2\theta \{1 - (\xi^2 + 1) \sin^2 \tau\} - \xi \sin 2\tau \cos 2\theta. \quad (\text{A.4})$$

Wie in Abbildung A.1 dargestellt, bezeichnet  $\theta$  den Drehwinkel der Molekülachse ( $\vec{e}_{\parallel}$ ) im raumfesten Koordinatensystem. Die dimensionslose Zeitvariable  $\tau = \omega_0 t$

<sup>5</sup>Das Trägheitsmoment eines homonuklearen, zweiatomigen Moleküls mit Kernmasse  $m_i$  bei Rotation um eine zum intermolekularen Abstandsvektor  $\vec{r}$  orthogonale Achse durch den Schwerpunkt ist durch  $J = m_i r^2 / 2$  gegeben.

<sup>6</sup>Die Projektion des anfänglichen Drehmomentes auf die Laserpropagationsrichtung kann bei hohen Laserintensitäten vernachlässigt werden.



**Abbildung A.1:** Darstellung des Polarisationszustandes der elektrischen Laserfeldstärke in einem raumfesten, kartesischen Basissystem  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$ . Bei linearer Polarisation ( $\xi = 0$ ) ist der elektrische Feldvektor  $\vec{\mathcal{E}}(t)$  entlang der x-Achse orientiert, bei elliptischer Polarisation ( $\xi \neq 0$ ) rotiert er in der x-y-Ebene. Die Orientierung der Molekülachse ( $\vec{e}_{\parallel}$ ) relativ zu x-Achse bzw. Feldvektor  $\vec{\mathcal{E}}(t)$  ist durch die Winkel  $\theta$  und  $\delta = \theta - \tau$  definiert, wobei  $\tau = \omega_0 t$ .

ist für  $\xi \neq 0$  mit dem Drehwinkel des elektrischen Feldvektors im raumfesten Koordinatensystem identisch. Der von  $dr/d\tau$  abhängige Term in Gleichung A.2 beschreibt das Drehmoment, das durch Änderung des internuklearen Abstandes  $r$ , z.B. aufgrund der Coulomb-Abstoßung der Kerne im Molekülion, entsteht. Die Größen  $\Omega_{os}$  und  $\omega_{os}$  stellen die natürlichen Kleinwinkel-Oszillationsfrequenzen eines permanenten bzw. induzierten Dipols in einem statischen elektrischen Feld dar. Sie sind für homonukleare Moleküle bzw. Molekülionen mit Kernmasse  $m_i$ , Kernabstand  $r$ , Dipolmoment  $P$  und Polarisierbarkeit  $\alpha$  durch

$$\Omega_{os}^2 = \frac{2PE_0}{m_i r^2}, \quad \omega_{os}^2 = \frac{2\alpha E_0^2}{m_i r^2} \quad (\text{A.5})$$

gegeben. Die Polarisierbarkeit  $\alpha$  eines Moleküls ist im allgemeinen anisotrop und stellt somit eine Tensorgröße dar. Das induzierte Dipolmoment  $\vec{P}_{pol}$  ergibt sich gemäß  $\vec{P}_{pol} = \vec{\alpha} \cdot \vec{\mathcal{E}}$ . In der obigen Gleichung A.5 bezeichnet  $\alpha = \alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}$  die Differenz der Polarisierbarkeiten parallel und senkrecht zur internuklearen Achse.

Das Verhältnis der Frequenzen  $\Omega_{os}$  und  $\omega_{os}$  bei einer vorgegebenen Feldstärkenamplitude  $E_0$  und insbesondere ihre Größe in Relation zur Laserfrequenz  $\omega_0$  sind die entscheidenden Kenngrößen, die das Verhalten des Moleküls/Molekülions im Laserfeld bestimmen. Um die Größenordnung der Kenngröße  $\omega_{os}$  aufzuzeigen, sind in Tabelle A.1 für einige Moleküle bzw. Molekülionen die Werte von  $\frac{1}{2} \omega_{os}^2 / \omega_0^2$  bei der Laserwellenlänge  $\lambda_0 = 790 \text{ nm}$  und bei zwei verschiedenen elektrischen Feldstärken aufgeführt.

Der wesentliche Unterschied zwischen dem  $H_2$ -Molekül und dem  $H_2^+$ -Ion besteht darin, daß  $H_2$  – wie alle homonuklearen, zweiatomigen Moleküle – *kein permanentes Dipolmoment* besitzt, da die Ladungsverteilung in bezug auf die beiden Kerne symmetrisch ist.

	IP (eV)	R <sub>eq</sub> (Å)	$\alpha$ ( $10^{-40}$ Asm <sup>2</sup> /V)	$\frac{1}{2} \omega_{\text{os}}^2 / \omega_0^2$ (bei 790 nm)	
				$4.1 \cdot 10^8 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$	$1.6 \cdot 10^9 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$
H <sub>2</sub>	15.426	0.746 [106]	0.893	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$4.6 \cdot 10^{-2}$
H <sub>2</sub> <sup>+</sup>	$\lesssim 30$ [t]	1.056 [28]	0.522 [126]	$8.5 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$
D <sub>2</sub>	15.426	0.742 [106]	0.883	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-2}$
D <sub>2</sub> <sup>+</sup>	$\lesssim 30$ [t]	1.058 [t]	0.506 [126]	$4.1 \cdot 10^{-4}$	$6.4 \cdot 10^{-3}$
N <sub>2</sub>	15.581	1.10	1.94	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$3.3 \cdot 10^{-3}$
I <sub>2</sub>	9.399	2.67	7.60 [58]	$1.6 \cdot 10^{-5}$	$2.4 \cdot 10^{-4}$

**Tabelle A.1:** Ionisationspotential IP, Gleichgewichtsabstand R<sub>eq</sub> und zugehörige statische Polarisierbarkeit  $\alpha$  einiger zweiatomiger Moleküle bzw. Molekülionen im Grundzustand. Die aufgeführten Zahlenwerte sind aus [127] bzw. den in eckigen Klammern angegebenen Quellen entnommen ([t]=theoretisch berechnet). Die daraus berechnete Kenngröße  $\frac{1}{2} \omega_{\text{os}}^2 / \omega_0^2$  bei der Wellenlänge 790 nm ist für die Erscheinungsfeldstärken  $\mathcal{E}_{\text{BSI}} = 4.1 \cdot 10^8$  V/cm bzw.  $1.6 \cdot 10^9$  V/cm für die Ionisation von H<sub>2</sub> bzw. H<sub>2</sub><sup>+</sup> angegeben. Einige dieser Werte sind insofern *fiktiv*, als das betrachtete Molekül bei der angegebenen Feldstärke schon ionisiert wäre. Ziel der Darstellung ist der Größenordnungsvergleich zwischen den verschiedenen Molekülen.

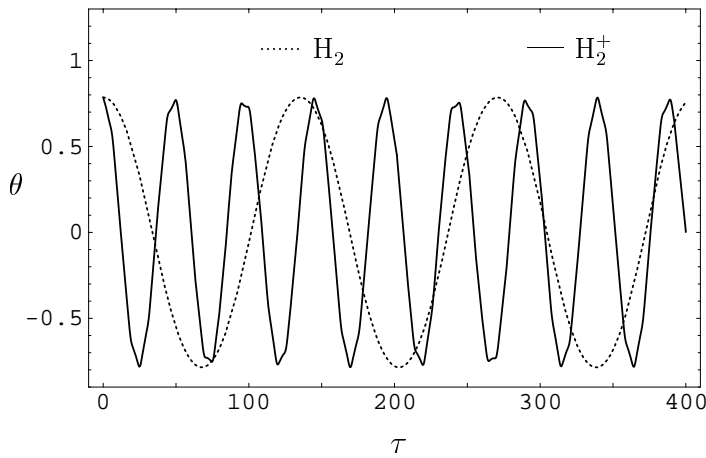
Nachfolgend wird die Bewegungsgleichung A.2 für H<sub>2</sub> und H<sub>2</sub><sup>+</sup> im linear bzw. zirkular polarisierten Laserfeld numerisch gelöst.

### Lineare Polarisation, $\xi = 0$

Bei linearer Polarisation,  $\mathcal{F} \equiv 1$  und Vernachlässigung der Änderung des Trägheitsmomentes  $J$  durch die Coulomb-Abstoßung der Kerne vereinfacht sich Gleichung A.2 zu

$$\frac{d^2\theta}{d\tau^2} + \left(\frac{\Omega_{\text{os}}}{\omega_0}\right)^2 \cos \tau \sin \theta + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_{\text{os}}}{\omega_0}\right)^2 \cos^2 \tau \sin 2\theta = 0. \quad (\text{A.6})$$

Der elektrische Feldvektor  $\vec{\mathcal{E}}(t)$  schwingt in diesem Fall entlang der x-Achse und der Drehwinkel  $\theta$  im raumfesten Basissystem ist mit dem Winkel zwischen Molekülachse und elektrischem Feldvektor identisch. In Abbildung A.2 ist die zeitliche Entwicklung von  $\theta$  für das H<sub>2</sub>-Molekül bei einer Laserintensität von  $2.25 \cdot 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> und einer Laserwellenlänge von 790 nm gezeigt ( $\rightarrow \frac{1}{2} \omega_{\text{os}}^2 / \omega_0^2 = 3 \cdot 10^{-3}$ , vgl. Tabelle A.1,  $\Omega_{\text{os}} = 0$ ). Diese Intensität entspricht der Erscheinungsfeldstärke im BSI-Modell, oberhalb derer das H<sub>2</sub>-Molekül nicht mehr existieren kann. Als Anfangsbedingung wurde ein H<sub>2</sub>-Molekül im Grundzustand angenom-



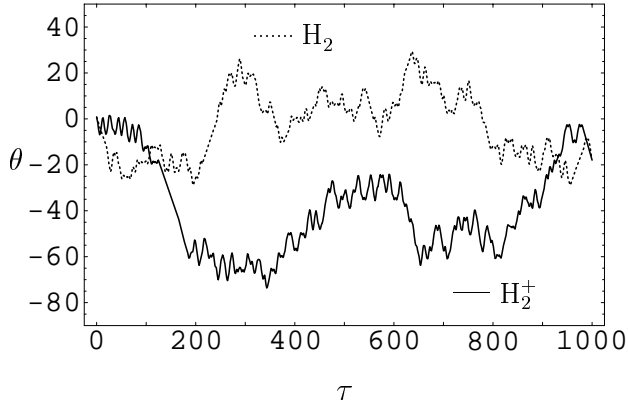
**Abbildung A.2:**  $\theta$  in Abhängigkeit von  $\tau = \omega_0 t$  für  $\text{H}_2$  und  $\text{H}_2^+$  bei  $\lambda_0 = 790 \text{ nm}$  und  $I_{\text{H}_2} = 2.25 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$  bzw.  $I_{\text{H}_2^+} = 3.2 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ . Die übrigen Parameter können aus dem Text entnommen werden.

men ( $\rightarrow \frac{d\theta}{d\tau}|_0 = 0$ ), dessen internukleare Achse den Winkel  $\theta_0 = \pi/4$  mit dem Vektor  $\vec{\mathcal{E}}$  einschließt. Das  $\text{H}_2$ -Molekül führt eine Oszillationsbewegung mit der Periode  $\tau/\omega_0 = 55 \text{ fs}$  um den Feldstärkevektor  $\vec{\mathcal{E}}$  aus <sup>7</sup>. Die Amplitude dieser Oszillation entspricht dem Anfangswinkel  $\theta_0$ . Das  $\text{H}_2^+$ -Molekülion verhält sich trotz seines zusätzlichen permanenten Dipolmomentes bei gleichen Anfangsbedingungen ganz analog (vgl. Abbildung A.2). Die kürzere Periodendauer ist durch die höhere zugrunde gelegte Feldstärke bedingt. Mit  $I_{\text{BSI}} = 3.2 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  wurde die BSI-Erscheinungsintensität für ein Ionisationspotential von  $\text{IP} = 30 \text{ eV}$  angenommen ( $\rightarrow \frac{1}{2} \omega_{\text{os}}^2/\omega_0^2 = 1.6 \cdot 10^{-2}$ , vgl. Tabelle A.1). Das permanente Dipolmoment beim Gleichgewichtsabstand  $R_{\text{eq}}$  kann mit  $P = \frac{1}{2} e R_{\text{eq}}$  abgeschätzt werden <sup>8</sup> [59], wobei  $e$  die Elementarladung bezeichnet ( $\rightarrow \Omega_{\text{os}}^2/\omega_0^2 = 5.8 \cdot 10^{-2}$ ).

Unter den Bedingungen  $\omega_{\text{os}}^2/2\omega_0^2 \lesssim 1$  und  $\Omega_{\text{os}}^2/\omega_0^2 \lesssim 1$ , d.h. für nicht allzu große Laserintensitäten und kurze Wellenlängen, hat die Lösung von Gleichung A.6 immer oszillatorischen Charakter. Berücksichtigt man die im thermischen Gleichgewicht isotrope Winkelverteilung  $0 \leq \theta_0 \leq 2\pi$  der internuklearen Achsen in der  $xy$ -Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lasers, so ist klar, daß im zeitlichen Mittel im linear polarisierten, schwachen und hochfrequenten Laserfeld keine ausgeprägte Vorzugsrichtung für die Achsenorientierung existiert. Aufgrund der von  $\theta_0$  abhängenden, unterschiedlichen Oszillationsperioden kann es lediglich kurzzeitig, *d.h. nicht-stationär*, zu einer anisotropen Verteilung der Molekülorientierungen in der  $xy$ -Ebene kommen. Geht man zu deutlich höheren Feldstärken bzw. – wie im Falle von  $\text{H}_2$  und  $\text{H}_2^+$  realistischer – zu längeren Wellenlängen über,

<sup>7</sup>Aus Übersichtlichkeitsgründen umfaßt der gezeigte Zeitausschnitt nur eine Spanne von etwa  $\tau/\omega_0 = 170 \text{ fs}$ . Das Oszillationsverhalten bleibt aber bei  $\tau/\omega_0 \rightarrow \infty$  unverändert.

<sup>8</sup>Streng genommen ist diese Abschätzung nur für internukleare Abstände  $R > R_{\text{eq}}$  exakt gültig, bei denen das verbliebene Elektron bei einem der beiden Kerne lokalisiert ist. Für die Lösung der Differentialgleichung A.6 hat jedoch eine Unsicherheit um den Faktor 2-3 bzgl. des Dipolmomentes keine charakterändernde Bedeutung.



**Abbildung A.3:** Chaotische Bewegung von  $\text{H}_2$  und  $\text{H}_2^+$  im linear polarisierten Laserfeld hoher Intensität bzw. niedriger Frequenz. Die zugrundegelegten Simulationsparameter können aus dem Text entnommen werden.

so daß  $\omega_{\text{os}}^2/2\omega_0^2$  und/oder  $\Omega_{\text{os}}^2/\omega_0^2$  in die Größenordnung von eins oder darüber kommen, wird die Bewegung im Laserfeld chaotisch, wie in Abbildung A.3 mit  $\Omega_{\text{os}}^2/\omega_0^2 = 0.4$ ,  $\frac{1}{2}\omega_{\text{os}}^2/\omega_0^2 = 2$  und den Anfangsbedingungen  $\frac{d\theta}{d\tau}|_0 = 0$ ,  $\theta_0 = \pi/4$  zu sehen ist. Der Übergang zum *dynamischen Chaos* (vgl. [59, 128]) ist von der Wahl der Anfangsbedingungen unabhängig.

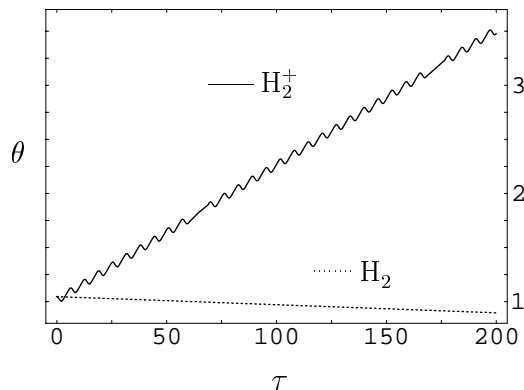
### Zirkulare Polarisation, $\xi = 1$

Bei zirkularer Polarisation,  $\mathcal{F} \equiv 1$  und  $dJ/dt = 0$  ergibt sich aus Gleichung A.2

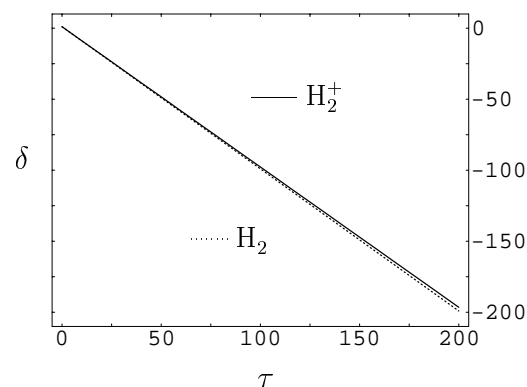
$$\frac{d^2\theta}{d\tau^2} + \left(\frac{\Omega_{\text{os}}}{\omega_0}\right)^2 \sin(\theta - \tau) + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_{\text{os}}}{\omega_0}\right)^2 \sin(2\theta - 2\tau) = 0. \quad (\text{A.7})$$

Während  $\theta$  die Bewegung im raumfesten System beschreibt, liefert die Variablentransformation  $\delta = \theta - \tau$  dieselbe im Relativsystem des rotierenden Vektors  $\vec{\mathcal{E}}(\tau)$ . Die Abbildungen A.4 und A.5 zeigen die Bewegung der  $\text{H}_2$ -Moleküle und  $\text{H}_2^+$ -Ionen im schwachen, kurzwelligen, zirkular polarisierten elektrischen Laserfeld in beiden Bezugssystemen. Bis auf die Anfangsbedingung  $\theta_0 = \pi/3$  sind alle Parameter mit denen der Abbildung A.2 bei linearer Polarisation identisch<sup>9</sup>. Während das  $\text{H}_2^+$ -Ion im raumfesten Koordinatensystem eine langsame, anharmonische Rotation ausführt, dem schnell rotierenden Feldvektor  $\vec{\mathcal{E}}(\tau)$  jedoch nicht folgen kann ( $\Delta\theta/\Delta\tau \ll 1 \Leftrightarrow \Delta\delta/\Delta\tau \approx -1$ ), bleibt das anfänglich in Ruhe befindliche  $\text{H}_2$ -Molekül durch das schnell die Richtung wechselnde Feld nahezu unbeeinflusst ( $d\theta/d\tau \approx 0 \Leftrightarrow d\delta/d\tau \approx -1$ ). Die Annahme einer geringen anfänglichen Rotationsgeschwindigkeit  $d\theta/d\tau \neq 0$  sowie eine Variation von  $\theta_0$  haben keine signifikante Auswirkung auf die Bewegung von  $\text{H}_2$  und  $\text{H}_2^+$ .

<sup>9</sup>Die Anfangsbedingung  $\theta_0 = \pi/4$  führt unter den vorliegenden Bedingungen zu dem Spezialfall eines im raumfesten Koordinatensystem "festgenagelten"  $\text{H}_2$ -Moleküls ( $d\theta/d\tau \equiv 0$ ).

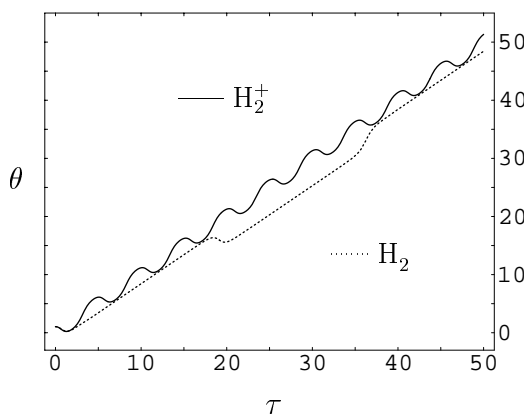


**Abbildung A.4:** Bewegung von  $\text{H}_2$  und  $\text{H}_2^+$  in einem schwachen, hochfrequenten zirkular polarisierten Laserfeld; dargestellt im raumfesten Koordinatensystem. Die Parameter und Anfangsbedingungen sind mit denen in Abb. A.2 identisch.

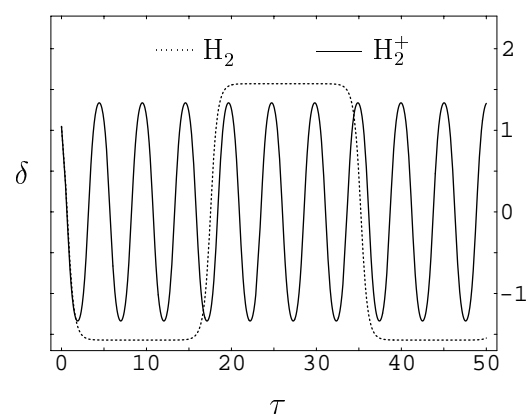


**Abbildung A.5:** Zeitverlauf der links gezeigten  $\text{H}_2$ - bzw.  $\text{H}_2^+$ -Bewegung im Bezugssystem des rotierenden elektrischen Feldvektors  $\vec{\mathcal{E}}(\tau)$ .

Beim Übergang zu sehr hohen Laserintensitäten bzw. niedrigeren Laserfrequenzen findet im Unterschied zum linear polarisierten Fall bei zirkularer Polarisation kein Abgleiten ins dynamische Chaos statt. Wie in den Abbildungen A.6 und A.7 zu sehen ist, rotieren unter diesen Bedingungen sowohl das  $\text{H}_2$ -Molekül als auch das  $\text{H}_2^+$ -Ion mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega_0$  des elektrischen Feldvektors  $\vec{\mathcal{E}}(\tau)$  im raumfesten Koordinatensystem<sup>10</sup> ( $\Delta\theta/\Delta\tau = 1$ ). Die internukleare Achse ist



**Abbildung A.6:**  $\text{H}_2$  und  $\text{H}_2^+$  im niederfrequenten zirkular polarisierten Laserfeld hoher Intensität; dargestellt im raumfesten Koordinatensystem. Bis auf die Anfangsbedingung  $\theta_0 = \pi/3$  sind alle Parameter mit denen in Abb. A.3 identisch.



**Abbildung A.7:** Zeitverlauf der links gezeigten  $\text{H}_2$ - bzw.  $\text{H}_2^+$ -Bewegung im Bezugssystem des rotierenden elektrischen Feldvektors  $\vec{\mathcal{E}}(\tau)$ .

<sup>10</sup>Diese Lösung kann ohne Einschränkung auch auf andere lineare Moleküle und Ionen mit ähnlichen Kenngrößen  $\omega_{\text{os}}^2/2\omega_0^2$  bzw.  $\Omega_{\text{os}}^2/\omega_0^2$  übertragen werden. Mit Hilfe von gechirptem, zirkular polarisiertem Laserlicht ist vor kurzem die Realisierung einer „optischen Zentrifuge“ für Chlor-Moleküle gelungen [129].

jedoch nicht statisch entlang  $\vec{\mathcal{E}}$  ausgerichtet, sondern oszilliert sehr rasch um den elektrischen Feldvektor, wie man in Abbildung A.7 erkennt. Oszillationsperiode und „Schwingungsform“ hängen bei fehlendem permanentem Dipolmoment ( $\text{H}_2$ ) von den Anfangsbedingungen ab. Geht man zu kleineren Anfangswinkeln  $\theta_0 < \pi/3$  über und/oder nimmt eine beliebige positive Anfangsgeschwindigkeit  $d\theta/d\tau < 1$  an, so nähert sich die  $\text{H}_2$ -Bewegung in Schwingungsperiode und -form immer mehr derjenigen von  $\text{H}_2^+$  an.

## A.2 Grundlegende Plasmaparameter

### Debye-Abschirmlänge

Die Debye-Länge  $\lambda_D$  ist die charakteristische Abschirmlänge elektrischer Ladungen in einem Plasma. Auf einer Längenskala  $L > \lambda_D$  erscheint das Plasma als quasineutral.

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{v_{\text{the}}}{\omega_{pe}}, \quad (\text{A.8})$$

$$\lambda_D[\text{nm}] = 7.4 \sqrt{T_e[\text{eV}]/n_e[10^{18} \text{cm}^{-3}]}$$

### Thermische Geschwindigkeit der Elektronen und Ionen

In einem Plasma mit Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen und Ionen ist die thermische Geschwindigkeit der jeweiligen Teilchensorte definiert als

$$v_{\text{the}} = \left( \frac{2k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2}, \quad v_{\text{the}}[\text{m/s}] = 5.9 \cdot 10^5 \sqrt{T_e[\text{eV}]}, \quad (\text{A.9})$$

$$v_{\text{thi}} = \left( \frac{2k_B T_i}{m_i} \right)^{1/2}, \quad \underbrace{v_{\text{thp}}[\text{m/s}] = 138 \sqrt{T_p[\text{eV}]}_{\text{Protonen}}. \quad (\text{A.10})$$

Sie stellt das Maximum der Verteilungsfunktion  $\hat{f}(v) = (\sqrt{\pi} v_{\text{th}})^{-3} \exp(-v^2/v_{\text{th}}^2)$  dar und entspricht damit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit. *Es ist zu beachten, daß einige Autoren eine um den Faktor  $1/\sqrt{2}$  abweichende Definition für die thermische Geschwindigkeit verwenden.*



### Elektronplasmafrequenz, kritische Dichte und Plasmabrechungsindex

In Abwesenheit starker Magnetfelder ist die Elektronplasmafrequenz  $\omega_{\text{pe}}$  die charakteristische Frequenz von Ladungsdichte-Oszillationen der Elektronen vor dem trägen Ionenhintergrund. Elektromagnetische Wellen mit einer Frequenz  $\omega_0 \leq \omega_{\text{pe}}$  können nicht ins Plasma eindringen.

$$\omega_{\text{pe}} = \left( \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} = \omega_0 \left( \frac{n_e}{n_{\text{cr}}} \right)^{1/2}, \quad (\text{A.11})$$

$$\omega_{\text{pe}}[\text{s}^{-1}] = 5.6 \cdot 10^{13} \sqrt{n_e[10^{18} \text{cm}^{-3}]}$$

Die zugehörige Dichte ist die sogenannte kritische Dichte  $n_{\text{cr}}$

$$n_{\text{cr}} = \frac{\epsilon_0 m_e \omega_0^2}{e^2}, \quad n_{\text{cr}}[\text{cm}^{-3}] = 1.1 \cdot 10^{21} / (\lambda_0[\mu\text{m}])^2. \quad (\text{A.12})$$

Der Plasmabrechungsindex  $\eta_{\text{rp}}$  für elektromagnetische Wellen mit Frequenz  $\omega_0$  ist durch

$$\eta_{\text{rp}} = \left( 1 - \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\omega_0^2} \right)^{1/2} = \left( 1 - \frac{n_e}{n_{\text{cr}}} \right)^{1/2} \quad (\text{A.13})$$

gegeben.

### Oszillationsgeschwindigkeit und -energie der Elektronen im Laserfeld

Die Maximalgeschwindigkeit  $v_{\text{os}}$ , die ein Elektron bei der Bewegung im elektrischen Feld eines Lasers mit Frequenz  $\omega_0$ , Feldstärkenamplitude  $E_0$  und Elliptizität  $\xi$  erreicht, ist durch

$$v_{\text{os}} = \frac{e E_0}{m_e \omega_0}, \quad (\text{A.14})$$

$$\begin{aligned} v_{\text{os}}[\text{m/s}] &= 9.3 \cdot 10^6 \lambda_0[\mu\text{m}] E_0[10^9 \text{V/cm}] \\ &= 2.56 \cdot 10^7 \lambda_0[\mu\text{m}] \sqrt{I_0[10^{16} \text{W/cm}^2]/(1 + \xi^2)} \end{aligned}$$

gegeben. Es besitzt dann die maximale kinetische Energie

$$E_{\text{os}} = \frac{1}{2} m_e v_{\text{os}}^2 = \frac{e^2 E_0^2}{2 m_e \omega_0^2}, \quad (\text{A.15})$$

$$E_{\text{os}}[\text{eV}] = 1864 (\lambda_0[\mu\text{m}])^2 I_0[10^{16} \text{W/cm}^2]/(1 + \xi^2).$$

Als ponderomotives Potential  $\Phi_{\text{pond}}$  bezeichnet man die kinetische Energie, die das oszillierende Elektron im zeitlichen Mittel besitzt,

$$\Phi_{\text{pond}} = \left\langle \frac{1}{2} m_e v^2 \right\rangle = \frac{e^2 \langle E_{(t)}^2 \rangle}{2 m_e \omega_0^2} = \frac{1}{2} (1 + \xi^2) E_{\text{os}}. \quad (\text{A.16})$$

### Coulomb-Logarithmus

Der Coulomb-Logarithmus beschreibt das Verhältnis der Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen der Sorte  $a$  eine kumulative Ablenkung um  $90^\circ$  durch viele Coulomb-Wechselwirkungen mit jeweils kleinem Streuwinkel erfährt, zur Wahrscheinlichkeit, daß es eine solche Ablenkung in der Wechselwirkung mit einem einzelnen anderen Teilchen erleidet,

$$\ln \Lambda = \ln \left( \frac{3 (4\pi\epsilon_0 k_B T_a)^{3/2}}{2 Z Z' e^3 (\pi n_a)^{1/2}} \right), \quad (\text{A.17})$$

$$\Lambda = 15.5 \sqrt{(T_e[\text{eV}])^3 / n_e [10^{18} \text{cm}^{-3}]} \quad \text{bei Elektronen.}$$

In der vorliegenden Darstellung ergibt sich  $\Lambda$  als Verhältnis von  $\lambda_D$  als maximalem Stoßparameter zum klassischen minimalen Stoßparameter  $b_0 = Z Z' e^2 / (4\pi\epsilon_0 m v^2)$ , mit  $m v^2 = 3 k_B T$ .  $T_a, n_a$  werden für Elektron-Elektron- sowie für Elektron-Ion-Stöße durch  $T_e, n_e$  ersetzt ( $Z' = 1$ ), für Ion-Ion-Stöße durch  $T_i, n_i$ .

## A.3 Die Funktionen $\Phi(x)$ und $W(x)$

Das in der komplexen Funktion  $W(x)$  aus Abschnitt 4.2 enthaltene Fehlerintegral  $\Phi(x)$  ist durch

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy \quad (\text{A.18})$$

definiert. Unter Berücksichtigung der Reihendarstellung

$$\Phi(x) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n x^{2n+1}}{n! (2n+1)} \quad (\text{A.19})$$

findet man für  $W(x)$  die asymptotischen Näherungsformeln

$$\text{Re } W(x) \approx 1 - 2x^2 \left( 1 - \frac{2x^2}{3} + \frac{4x^4}{15} + \dots \right), \quad x \ll 1, \quad (\text{A.20})$$

$$\text{Re } W(x) \approx \frac{-1}{2x^2} \left( 1 + \frac{3}{2x^2} + \frac{15}{4x^4} + \dots \right), \quad x \gg 1. \quad (\text{A.21})$$

Mit ihrer Hilfe können die Frequenzskalen  $x_e$  und  $x_i$  der Elektronen und Ionen entkoppelt werden.

## A.4 Relaxationszeiten bei Nicht-Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung

### Sphärisch-isotrope Geschwindigkeitsverteilungen

Die charakteristische Übergangszeit  $\langle \tau_{aa} \rangle^{\text{iso}}$  von einer beliebigen, sphärisch-isotropen Geschwindigkeitsverteilung zu einer Maxwellverteilung ist durch

$$\langle \tau_{aa} \rangle^{\text{iso}} = (24 \zeta^2 / \pi)^{1/2} \langle \tau_{aa} \rangle \quad a = e, i \quad (\text{A.22})$$

gegeben, wobei  $\zeta$  eine Konstante in der Größenordnung von 1 darstellt, die durch die jeweilige Verteilungsfunktion bestimmt ist [67].

### Räumlich anisotrope Geschwindigkeitsverteilungen

Ionisiert man ein Gas durch intensive Laserstrahlung, so ist die Freisetzung der Elektronen aufgrund der durch die Laserpolarisation gegebenen Vorzugsebene räumlich anisotrop. Infolgedessen ergibt sich auch eine anisotrope Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung im Elektronenplasma. Im Falle einer anisotropen, nur leicht von einer Maxwellverteilung verschiedenen Verteilungsfunktion

$$f = n_a \left( \frac{m_a}{2\pi k_B} \right)^{3/2} (T_{\parallel} T_{\perp}^2)^{1/2} \exp \left( -\frac{m_a v_{\parallel}^2}{2k_B T_{\parallel}} - \frac{m_a v_{\perp}^2}{2k_B T_{\perp}} \right) \quad (\text{A.23})$$

der Teilchensorte  $a = e, i$ , mit  $v^2 = v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2$ ,  $T = (2T_{\perp} + T_{\parallel})/3$ , findet man für die Relaxation hin zu einer isotropen Temperaturverteilung<sup>11</sup>

$$\frac{\delta}{\delta t} (T_{\perp} - T_{\parallel})_a = -\frac{(T_{\perp} - T_{\parallel})_a}{t_a^{\text{aniso}}}, \quad (\text{A.24})$$

mit den Relaxationsraten [67]

$$(t_e^{\text{aniso}})^{-1} = \frac{3\sqrt{2}}{5} \langle \tau_{ee} \rangle^{-1} + \frac{6}{5} \langle \tau_{ei} \rangle^{-1}, \quad (\text{A.25})$$

$$(t_i^{\text{aniso}})^{-1} = \frac{3\sqrt{2}}{5} \langle \tau_{ii} \rangle^{-1} + 2Z \frac{m_e}{m_i} \langle \tau_{ei} \rangle^{-1} \quad (\text{A.26})$$

für Elektronen bzw. Ionen.

<sup>11</sup> $T_{\parallel}$  und  $T_{\perp}$  bezeichnen dabei die Elektronentemperaturen parallel und orthogonal zur Vorzugsebene der Laserpolarisation.



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, ein herzliches Dankeschön aussprechen.

Ich danke Herrn Prof. Dr. Herbert Walther für die bereitwillige Übernahme der Doktorvaterschaft für ein in seiner Hinwendung zur Plasmaphysik etwas aus der Art geschlagenes Mündel.

Herrn Prof. Dr. Dieter Habs danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Klaus Witte, der mir die Anfertigung dieser Arbeit in der Laser-Plasma-Gruppe ermöglicht hat. Sein mir entgegengebrachtes Vertrauen ließ mir die – in meinen Augen sehr wichtigen – Freiräume für ein selbständiges wissenschaftliches Arbeiten. Dabei war er immer diskussions- und hilfsbereit und hat mich auch in schwierigen Phasen uneingeschränkt unterstützt.

Dr. Gerhard Paulus und Felix Grasbon aus der Abteilung Laserphysik bin ich für viele Diskussionen und Ratschläge in bezug auf technische und physikalische Aspekte meines Experimentes verbunden.

Meinem Bürogenossen Malte Kaluza gebührt höchste Anerkennung, daß er es so lange mit mir in einem Raum ausgehalten hat, ohne erkennbare Schäden davonzutragen. Trotz häufiger Versuche habe ich es bis heute nicht geschafft, seinen (vermutlich genetisch determinierten) Frohsinn auch nur leicht anzukratzen. Seine Computerkenntnisse waren mir eine unschätzbare Hilfe.

Den Kollegen Ulrich Andiel, Dr. Christoph Gahn, Dr. Stefan Insam, Dr. Jürgen Fließner und Matthias Dreher verdanke ich viele erhellende Gespräche über Themen sowohl fachlicher als auch privater Natur. Man kann es als glückliche „Fügung“ bezeichnen, wenn man seinen Arbeitsalltag mit Menschen teilen darf, mit denen man sich so gut versteht – und die neben dem Reden auch das Zuhören beherrschen.

Ganz herzlich danken möchte ich den Technikern der Laser-Plasma-Gruppe (inklu-

sive der „abgeworbenen“ und ehemaligen), ohne deren Hilfe meine experimentellen Aufbauten wohl heute noch nicht fertig wären. Der geniale technische Sachverstand von Helmuth Stehbeck hat mir oft aus der Klemme geholfen. Ein großes Dankeschön auch an Alois Böswald und Harald Haas, die für einen allzeit zuverlässigen ATLAS-Laserbetrieb Sorge trugen. Weiterhin gebührt Josef Bayerl, Manfred Fischer, Walter Fölsner, Günter Keller und „Rauhbein a.D.“ Peter Sachsenmeier mein Dank für ihre kompetente Unterstützung bei technischen Problemen. *Last* aber keinesfalls *least* ein Dankeschön an Horst Baumhacker für seine wertvolle Hilfe und ein immer offenes Ohr.

Allen Mitarbeitern der Laser-Plasma-Gruppe sei noch einmal für die angenehme Arbeitsatmosphäre gedankt!