

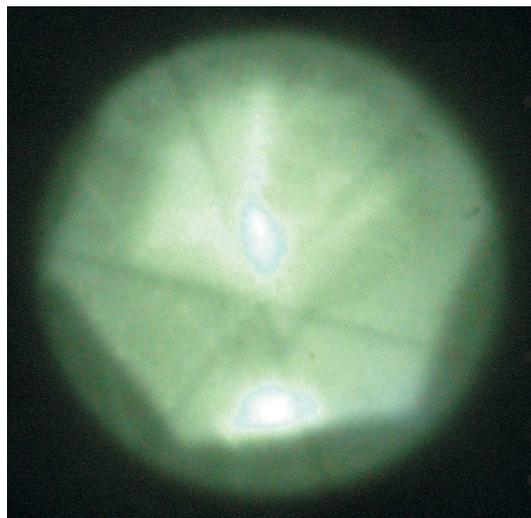
---

# **Aufbau und Test einer COLTRIMS Apparatur zur Untersuchung der Ionisation von metastabilem Helium**

**Ralf Nörenberg**

Diplomarbeit  
am Institut für Kernphysik  
der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität  
Frankfurt am Main

19. Februar 2007





Für meine Eltern und meine kleine Schwester



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalischer Hintergrund</b>	<b>5</b>
2.1	Atomphysikalische Grundlagen . . . . .	5
2.2	Atome in starken Laserfeldern . . . . .	11
2.2.1	Einelektronen-Prozesse . . . . .	12
2.2.1.1	Multiphotonenionisation . . . . .	13
2.2.1.2	Above Threshold Ionization . . . . .	14
2.2.1.3	Tunnelionisation . . . . .	17
2.2.1.4	Over The Barrier Ionization . . . . .	18
2.2.1.5	Keldysh-Parameter . . . . .	19
2.2.1.6	ADK-Theorie . . . . .	20
2.2.1.7	High Harmonic Generation . . . . .	20
2.2.2	Mehrelektronenprozesse . . . . .	21
2.2.2.1	Shake-Off Prozess . . . . .	23
2.2.2.2	Rescattering-Prozess . . . . .	24
2.2.3	e-He <sup>+</sup> -Stöße und die Abhängigkeit der Spinsymmetrie .	26
2.3	Plasmaphysik . . . . .	29
2.3.1	Quasineutralität und Debye-Abschirmung . . . . .	30
2.3.2	Thermodynamisches Gleichgewicht . . . . .	33
2.3.3	Ionisation und Anregung . . . . .	35
2.3.4	Erzeugung eines Plasmas . . . . .	38
2.3.5	Paschengesetz . . . . .	41
2.3.6	Mikrostrukturelektroden . . . . .	41

---

<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>45</b>
3.1	Die Vakuumkammer . . . . .	45
3.2	Das COLTRIMS-System . . . . .	48
3.3	Das Gastarget . . . . .	49
3.3.1	Der Überschallgasjet . . . . .	50
3.3.2	Die Plasmadüse . . . . .	54
3.3.3	Separationsmagnet . . . . .	57
3.3.4	Strahlverlauf des Targetjets . . . . .	60
3.4	Spektrometer . . . . .	61
3.4.1	Elektrisches Feld . . . . .	63
3.4.2	Das Magnetische Feld . . . . .	65
3.4.3	Zeit- und Ortsfokussierung . . . . .	67
3.4.4	Planung und Realisierung des Spektrometers . . . . .	70
3.5	Die Detektoren . . . . .	72
3.5.1	Microchannel-Plates . . . . .	73
3.5.2	Delay-line Anode . . . . .	74
3.5.3	Aufnahmesystem . . . . .	76
3.6	Laser . . . . .	76
3.6.1	Resonator . . . . .	76
3.6.1.1	Optisches aktives Medium . . . . .	77
3.6.2	Erzeugung kurzer Pulse . . . . .	78
3.6.3	Verstärker . . . . .	82
3.6.4	Laserfokus . . . . .	85
3.6.5	Dragon - der verwendete Laser . . . . .	92
<b>4</b>	<b>Erste Testmessungen</b>	<b>95</b>
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>101</b>
	<b>Literatur</b>	<b>103</b>

# 1. Einleitung

*Wir sind im 21. Jahrhundert: Die Erde ist eine Kugel und schon längst aus dem Zentrum unseres Sonnensystems gerückt. Auch unser Sonnensystem ist nur eines von vielen. Es scheint, als wären die großen Fragen der Weltentstehung und der Menschwerdung beantwortet. Doch hinter jeder Antwort tauchen weitere Fragen auf: Warum dehnt sich das Universum immer schneller aus? Was ist die dunkle Materie? Welches sind eigentlich die kleinsten Teilchen, aus denen sich alles zusammensetzt und wie baut sich alles darauf auf? [BMBF07]*

In der Grundlagenforschung wird versucht eine Antwort auf all diese Fragen zu finden. Diese Antworten liegen nicht unbedingt, wie so oft vermutet, in den Weiten unseres riesigen Universums, sondern befinden sich in greifbarer Nähe direkt vor unseren Augen: In den einzelnen Elementen der Periodentabelle: den Atomen. Genau mit diesen beschäftigt sich die Atomphysik. Die klassische Physik verliert in den mikroskopischen Dimensionen dieser Welt ihre Gültigkeit. Die im atomaren und subatomaren Bereich auftretenden Phänomene und Mechanismen lassen sich nur mit der Quantenmechanik, der Quantisierung der Energie und der Unschärferelation widerspruchsfrei beschreiben. Während sich die Kernphysik mit dem Atomkern an sich beschäftigt, widmet sich die Atomphysik der Struktur und dem Aufbau der Atomhülle sowie deren Eigenschaften und Wechselwirkungen mit externen Feldern und Teilchen.

Ein großer Durchbruch, welcher einen großen Schritt in der modernen Atomphysik markiert, gelang mit der Entwicklung des Lasers in den 60er Jahren. Die in der Folgezeit entwickelten abstimmbaren Laser besitzen die einzig-

artige Eigenschaft extrem monochromatisches, kohärentes Licht wählbarer Wellenlänge stark gebündelt zu erzeugen. Die daraus folgenden sehr hohen Lichtintensitäten bei ultrakurzen Pulsdauern ermöglichten neue, spektakuläre Anwendungen im Bereich der Spektroskopie sowie der Quantenoptik. Pulsdauern im Femtosekundenbereich ( $10^{-15}$  s) erlauben es schnelle atomphysikalische sowie chemische Vorgänge in „Schnappschüssen“ einzufangen. Diese Vorgänge können mittlerweile zum Teil so differenziert abgebildet werden, als wenn man sie durch eine Hochgeschwindigkeitskamera betrachten würde.

Mit Titan:Saphir Laser, deren emittiertes Licht eine mittlere Wellenlänge von 800 nm besitzt, lassen sich im Fokuspunkt des Strahls Lichtintensitäten von  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> erreichen. Das entspricht einer sehr hohen Dichte an kohärenten Photonen ( $\approx 10^{10}$ ) innerhalb eines winzigen Volumens ( $< 100 \mu\text{m}^3$ ). Bei dieser hohen Anzahl an Photonen empfiehlt es sich von dem Photonenbild zur Betrachtung der Photonen als ein elektromagnetisches Wechselfeld überzugehen. Mit dieser klassischen Sichtweise lässt sich das Feld durch die Größe seiner Feldstärke charakterisieren. Mit  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> bei 800 nm ergibt sich ein Feld von  $3 \cdot 10^{11}$  V/m. Man bewegt sich somit in den Dimensionen der inneratomar vorherrschenden Feldstärken.

Eine solch hohe Dichte an Photonen ermöglicht hoch nichtlineare Multiphotonenprozesse wie die Mehrfachionisation von Atomen. Typischerweise können bis zu über 50 Photonen aus dem Laserfeld absorbiert werden. Die Einelektron-Ionisationsprozesse in starken Feldern wurden bereits intensiv untersucht. Gängige Observablen sind dabei die Ionisationsrate in Abhängigkeit der Laserintensität und Wellenlänge, die Elektronenergie, die Winkelverteilung der Elektronenemission sowie die Emission höherer Harmonischer. Für Wasserstoff und Helium existieren hierfür theoretische sowie experimentelle Arbeiten [Bur93][DiMa95][Pro97]. Doppel- und Multiionisationsprozesse in starken Feldern stellen aufgrund der höheren Anzahl an Observablen und dem steigenden technischen sowie theoretischen Aufwand eine größere Herausforderung dar. Es gibt mehrere Theorien zu verschiedenen Mechanismen, die eine Doppelionisation beschreiben. Die von Walker et al. [WSD94] erzielten Ergebnisse der Doppelionisation von Helium verdeutlichen, dass mehrere dieser Mechanismen zur Beschreibung der gemessenen Ionisationsraten nötig sind. Die alleinige Annahme einer sequentiellen Doppelionisation unterschätzt die Ionisationsrate bei nicht zu hohen Lichtintensitäten um vie-

---

le Größenordnungen.

Das von Corkum et al. vorgeschlagene „Rescattering“-Modell beschreibt einen nicht-sequentiellen Ionisationsprozess. Das Modell lässt sich im Rahmen der klassischen Mechanik verstehen und kann nur in einem Laserfeld auftreten: Ein Elektron des Atoms wird durch eine Tunnelionisation freigesetzt und von dem elektrischen Wechselfeld des Lasers von dem Ion wegbeschleunigt. Abhängig von der Phase des Feldes zum Zeitpunkt der Emission kann das Elektron zu dem Ionenrumpf zurückbeschleunigt werden und ein zweites Elektron herauschlagen. Das „Rescattering“ gilt als bewiesener Mechanismus für einen gewissen Intensitätenbereich. Die genauen Details des Prozesses werden jedoch noch heftig diskutiert: Zu welchem Zeitpunkt wird die Energie des Feldes absorbiert? Wie groß ist der Impulsaustausch senkrecht zum Feld? Welche Rolle spielen angeregte Atomzustände?

Bisherige Versuche und theoretischen Ansätze haben sich primär auf die Ionisationsprozesse von Helium im Grundzustand beschränkt. In dem hier vorgestellten Experiment soll der Rescatteringprozess anhand von angeregten ( $\uparrow\uparrow$ )-Heliumzuständen untersucht werden, um eine Antwort auf die zuletzt gestellte Frage zu finden. Diese Arbeit basiert auf der COLTRIMS (COLD Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy)-Technik, mit der fundamentale Fragestellungen der atomaren und molekularen Welt durch Koinzidenz-Imaging-Techniken untersucht werden können. COLTRIMS erlaubt die Detektion aller in einer Reaktion entstehenden geladenen Fragmente und kann die Impulse dieser Ionen und Elektronen in einer koinzidenten Messung auflösen.

Ziel dieser Arbeit ist es, eine Apparatur aufzubauen, die die Untersuchung eines spinpolarisierten Heliumtargets durch COLTRIMS-Methoden ermöglicht. Dabei wird auf das bereits bewährte Prinzip zur Erzeugung eines solchen Targets zurückgegriffen, das in einer vorangegangenen Arbeit entwickelt wurde [Jah02]. Eine Weiterentwicklung des Systems soll die Stabilität des Targets so weit erhöhen, dass eine Untersuchung in einem starken Laserfeld möglich ist. Von besonderer Interesse ist hierbei die Vertiefung der Kenntnisse über den nicht-sequentiellen Rescatteringdoppelionisationsprozess. Aufgrund eines Totalausfalls des hauseigenen Lasersystems konnten jedoch keine Messungen in dieser Hinsicht durchgeführt werden. Somit werden hier hauptsächlich der Aufbau der Apparatur sowie erste Testmessungen diskutiert.

In **Kapitel 2** dieser Arbeit wird auf die Struktur und die Eigenschaften eines spinpolarisierten Heliumatoms eingegangen, sowie auf die verschiedenen Ionisationsmechanismen von Atomen in starken Laserfeldern erläutert. In Anlehnung an die aktuellen Forschungsergebnisse wird gezeigt, wieso dieses Experiment von besonderer Interesse für die Atomphysik ist. In der zweiten Hälfte wird auf die Natur des Plasmas eingegangen und dessen theoretische Grundlagen in Bezug auf das Brennenverhalten an einer Mikrostrukturelektrode erläutert. **Kapitel 3** beschäftigt sich mit den grundlegenden Eigenschaften der Rückstoßionenspektroskopie und dem Aufbau aller Teilkomponenten des Experiments sowie dem Aufbau des verwendeten Lasersystems. **Kapitel 4** beschreibt die ersten Testmessungen die gemacht wurden bevor der Laser aufgrund seines Defekts ausfiel. In Kapitel 5 wird der Aufbau und die Erkenntnisse des Experiments zusammengefasst dargestellt.

## 2. Physikalischer Hintergrund

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den theoretischen Grundlagen des Experiments. Eine quantenmechanische Betrachtung der atomphysikalischen Zusammenhänge ergibt Aufschluss über die speziellen Eigenschaften eines spinpolarisierten Zustandes. Das Kapitel der Plasmaphysik erläutert die Herstellung dieser spinpolarisierten Zustände durch Elektronenstoß mit einer Mikrostrukturelektrode (MSE) und deren Anwendbarkeit in einem Experiment. Das Kapitel „Atome in starken Laserfeldern“ diskutiert die verschiedenen Ionisationsmechanismen von Atomen in starken elektromagnetischen Feldern. Details zum Laser selbst werden in Kapitel 3 aufgeführt.

### 2.1 Atomphysikalische Grundlagen

Unter einem Atom versteht man den kleinsten chemisch nicht weiter teilbaren Baustein der Materie. Ein Atom besteht aus einem  $r \approx 10^{-15}$  m großen Kern, der sich aus positiv geladenen Protonen und elektrisch neutralen Neutronen zusammensetzt, und einer ca. hunderttausendfach größeren Atomhülle, welche die Elektronen beherbergt. Dabei besetzen die Elektronen durch die Coulombwechselwirkung mit dem Kern ein festes Energieniveau. Die alleinige Betrachtung der Coulombwechselwirkung, d.h. eine Unterscheidung zwischen Atomkern und Elektronen, reicht im Regelfall zur Beschreibung eines atomphysikalischen Problems aus.

Die Schrödingergleichung oder deren relativistische Verallgemeinerung, die Diracgleichung, ist für die Atomphysik die zentrale Bewegungsgleichung der Quantenmechanik. Ausgehend von dem Wellencharakter der Materie lassen sich zeitabhängige Zustände eines physikalischen Systems durch eine Wellenfunktion  $\Psi(r, t)$  beschreiben.

Aufgrund der häufig auftretenden Symmetrie der Systeme (Zentralpotential), wird die Schrödingergleichung

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_r + V(\vec{r})\right)\Psi(\vec{r}, t) = i\hbar\frac{\delta}{\delta t}\Psi(\vec{r}, t) \quad (2.1)$$

dem Problem entsprechend unter Verwendung der Kugelkoordinaten gelöst. Anhand des bekannten Coulombpotentials können die lösende Wellenfunktion  $\Psi(r, t)$  sowie die Eigenwerte des Systems errechnet werden.

Ein Separationsansatz teilt die Schrödingergleichung in einen Radialteil ( $r$ ) sowie einen Winkelanteil ( $\varphi, \theta$ ). Der Winkelanteil lässt sich weiterhin in zwei voneinander unabhängige Gleichungen separieren. Das Produkt der drei Einzellösungen ergibt die vollständige Lösung der Schrödingergleichung. Für das exakt berechenbare Wasserstoffatom ergibt sich aus der Separation von Raum- und Winkelkoordinaten die Bahndrehimpulsquantenzahl  $l$ , aus der Separation von Polar- und Azimutalanteil die magnetische Quantenzahl  $m$ . Die Berechnung der Energieeigenwerte der Gleichung ergibt die Hauptquantenzahl  $n$ .

Die Kugelflächenfunktionen  $Y_{lm}$  lösen den winkelabhängigen Teil der Schrödingergleichung und sind gegeben durch [Nol2]

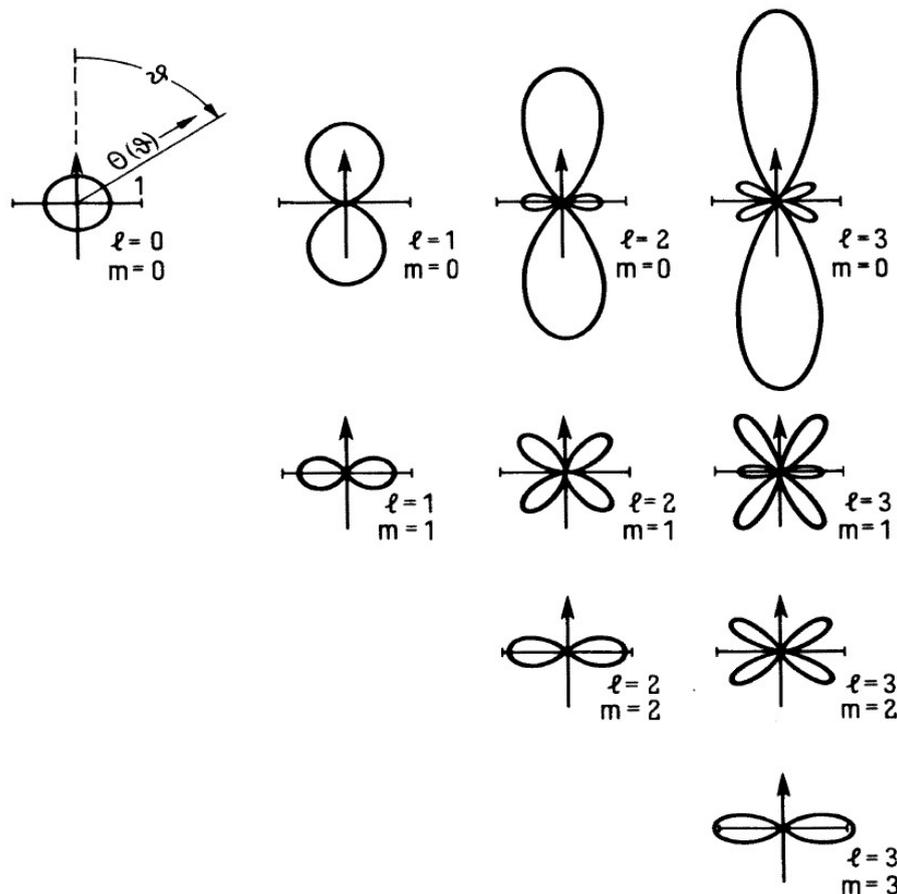
$$Y_{lm}(\vartheta, \varphi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos(\vartheta)) e^{im\varphi} \quad (2.2)$$

mit den Legendre-Polynomen

$$P_l^m = \frac{(-1)^m}{1^l l!} (1 - \cos^2\vartheta)^{m/2} \frac{d^{l+m}(\cos^2\vartheta - 1)}{(d\cos\vartheta)^{l+m}}. \quad (2.3)$$

Das Betragsquadrat der Kugelflächenfunktionen  $Y_{lm}$  liefert für gegebenes  $l$  und  $m$  die winkelabhängige Wahrscheinlichkeitsdichte eines Elektrons um den Atomkern. Diese Wahrscheinlichkeitsdichte lässt sich sehr gut anschaulich darstellen (Abb. 2.1). Die Hauptquantenzahl  $n \in \mathbb{N}$  beschreibt

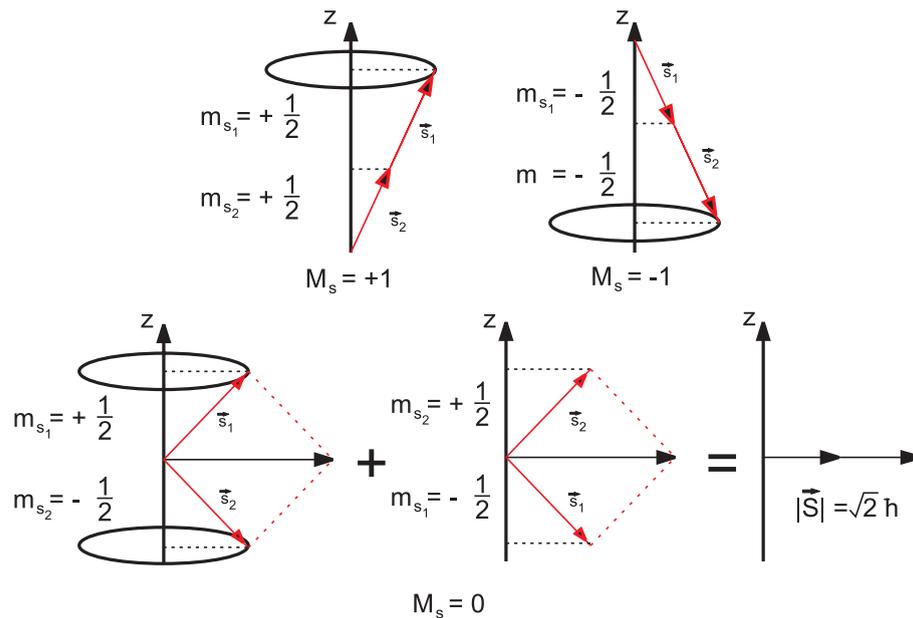
hierbei das grundlegende Energieniveau des Elektrons. Die Nebenquantenzahl  $l \in \{0, 1, 2, \dots, n - 1\}$ , auch Drehimpulsquantenzahl genannt, beschreibt die spezielle Form des Orbitals. Die magnetische Quantenzahl  $m$  gibt die räumliche Orientierung des Elektronen-Bahndrehimpulses an. Die Werte die  $l$  annehmen darf, müssen sich in der Menge  $m \in \{-l, -l+1, \dots, l-1, l\}$  befinden.



**Abbildung 2.1:** Winkelabhängigkeit der Wahrscheinlichkeitsdichte eines Elektrons in einem zentralpotential [MayKuc97].

Im Jahre 1921 beobachteten Stern und Gerlach in ihrem gleichnamigen Experiment in Frankfurt am Main erstmals eine Richtungsquantelung von Drehimpulsen bei Silberatomen. Dieses Phänomen lässt sich durch den Spin erklären. Der Spin ist eine quantenmechanische Eigenschaft von Elementarteilchen und beschreibt deren Eigendrehimpuls. Für ein Elektron ergeben sich die gequantelten Eigenwerte des Spins von  $+1/2$  und  $-1/2$ . Gleichbedeutend mit diesen Werten ist die Bezeichnung „spin up“ ( $\uparrow$ ) für  $+1/2$  und „spin down“ ( $\downarrow$ ) für  $-1/2$ .

In diesem Experiment sollen Heliumatome in einem spinpolarisierten Zustand präpariert werden. Beide Elektronen befinden sich demnach im glei-



**Abbildung 2.2:** Triplett Zustand des Heliumatoms:  $|\uparrow\rangle|\uparrow\rangle$  mit  $M_S = +1$ ,  $|\downarrow\rangle|\downarrow\rangle$  mit  $M_S = -1$ ,  $\frac{1}{\sqrt{2}}[|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle]$  mit  $M_S = 0$ , nach [Schro06].

chen Spinzustand  $(\uparrow, \uparrow)$  oder  $(\downarrow, \downarrow)$ . Es sollen im folgenden näher auf die Eigenschaften dieses speziellen Zustandes eingegangen werden.

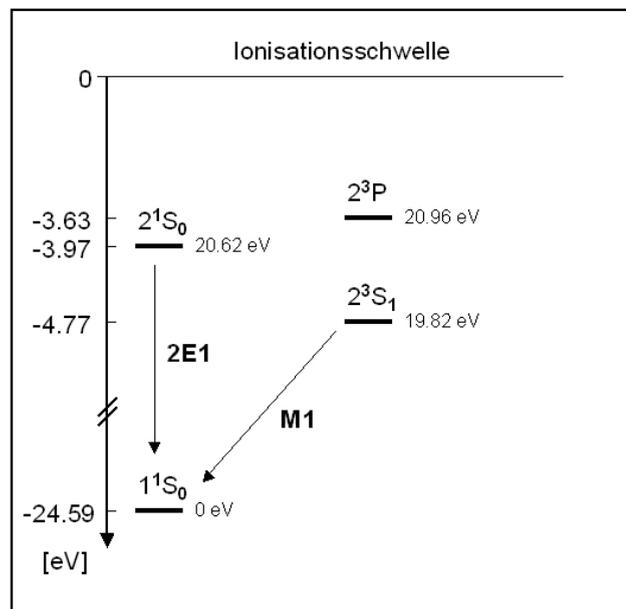
Jeder Atomzustand kann mit Hilfe der oben genannten Quantenzahlen in einem „Termschema“ dargestellt werden (Abb. 2.3). Die dafür verwendete Nomenklatur setzt sich aus

$$n^{2S+1}L_J \quad (2.4)$$

zusammen, wobei  $(2S+1) = 2 \sum m_s + 1$  die sogenannte „Multiplizität“,  $L$  die Drehimpulsquantenzahl in Form der Bezeichnung S,P,D,F,... für die Zahlen  $l = 0, 1, 2, 3, \dots$  und  $J$  den Gesamtdrehimpuls  $j = (L+S) = \sum m_l + \sum m_s$  beschreibt.

Das Heliumatom im Singulett-Zustand, auch Parahelium genannt, beschreibt den energetisch tiefsten Term und wird als  $1^1S$  dargestellt ( $n = 1$ ). Aus dem Fehlen der Feinstruktur schließt man, dass der Spin beider Elektronen antiparallel zueinander sein muss und sich vektoriell zu einem Gesamtspin  $S = 0$  addiert. Selbiges gilt somit für das magnetische Moment  $\mu_S = 0$ .

Ein Heliumatom mit einem Elektron in der s-Schale ( $n=1$ ) und einem weiteren, das sich in dem angehobenen Zustand mit  $n=2$  befindet, wird mit  $1s2s$



**Abbildung 2.3:** Das Termschema der niederenergetischen Zustände eines Heliumatoms. [Jah02].

beschrieben. Die Quantenzahlen betragen:  $n_1 = 1$ ,  $n_2 = 2$ ,  $l_1 = l_2 = 0$ . Daraus folgt entweder der Singulett-Zustand  $2^1S_0$  mit  $L = S = J = 0$  oder der Triplett-Zustand  $2^3S_1$  mit  $L = 0$ ,  $S = J = 1$  (Abb. 2.2). Der Triplettzustand von Helium, auch Orthohelium genannt, ist der für das Experiment relevante. In diesem System steht der Spin beider Elektronen parallel zueinander, das magnetische Moment  $\mu_S = \mu_{S_1} + \mu_{S_2}$  ist ungleich Null. Der resultierende Gesamtspin  $S$  hat somit drei verschiedene Einstellmöglichkeiten bezüglich der Quantisierungsachse (magnetische Quantenzahl  $m = -1, 0, +1$ ). Der  $2^3S_1$  Zustand von Helium ist mit einer Anregungsenergie von 19,82 eV der energetisch niedrigste Anregungszustand.

Ein Übergang von dem spinpolarisierten Triplett-Zustand in den Singulett-Zustand ist aufgrund von Symmetriegründen durch Strahlung nicht möglich. Ein solcher Zustand wird als „metastabil“ bezeichnet und dieser besitzt eine Lebensdauer von 7900s. Der entsprechende Singulett-Zustand kommt zum Vergleich nur auf eine kurze Lebensdauer von 19,7 ns. Die sehr lange Lebensdauer eines metastabilen Zustandes soll nun in Bezug auf das Heliumatom

diskutiert werden.

Elementarteilchen mit Spin  $\pm\frac{1}{2}$  sind Fermiteilchen, so auch die Elektronen. In einem System lassen sich mehrere Elektronen in einer Gesamtwellenfunktion

$$\Phi_{\alpha\beta}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}\{\phi_{\alpha}(\vec{r}_1)\phi_{\beta}(\vec{r}_2) - \phi_{\alpha}(\vec{r}_2)\phi_{\beta}(\vec{r}_1)\}. \quad (2.5)$$

darstellen, welche antisymmetrisch unter Vertauschung der einzelnen Teilchen ist.  $\Phi_{\alpha}$  und  $\Phi_{\beta}$  sind die Lösungen der Einteilchenprobleme mit den jeweiligen Ortsvektoren  $\vec{r}_1$  und  $\vec{r}_2$ .

Diese antisymmetrische Wellenfunktion bleibt bis auf ein wechselndes Vorzeichen gleich, wenn die Koordinaten von zwei Teilchen des Systems getauscht werden. Daraus folgt, dass auch die Wellenfunktionen der Elektronen antisymmetrisch sein müssen. Die Gesamtwellenfunktion beider Einteilchenwellenfunktionen kann aufgrund der vernachlässigbaren Spin-Bahn-Kopplung als Produkt aus Ortswellen- und Spinwellenfunktion beschrieben werden

$$\Psi(1, 2) = \psi_{Ort}(r_1, r_2)\chi_{Spin}(1, 2). \quad (2.6)$$

Unter Anwendung eines Austauschoperators  $\hat{P}_{12}$  auf Gleichung 2.7 ergibt sich

$$\hat{P}_{12}\Psi(1, 2) = \hat{P}_{12,r}\Psi_{Ort}(r_1, r_2)\hat{P}_{12,S}\chi_{Spin}(1, 2) \quad (2.7)$$

$$= -\Phi(1, 2) \quad (2.8)$$

$$= -\Psi_{Ort}(r_1, r_2)\chi_{Spin}(1, 2) \quad (2.9)$$

Die antisymmetrischen Zustände  $\Phi_{1,2}$  sind also entweder Produkt aus einer symmetrischen Ortsfunktion  $\psi_{Ort}$  und einer antisymmetrischen Spinfunktion  $\chi_{Spin}(1, 2)$  oder ein Produkt einer antisymmetrischen Ortsfunktion  $\psi_{Ort}(1, 2)$  und einer symmetrischen Spinfunktion  $\chi_{Spin}$ . Nach dem Pauliprinzip müssen also im Heliumgrundzustand die Ortswellenfunktionen symmetrisch sein, damit die Spinwellenfunktion antisymmetrisch sein kann. Für den Triplettzustand ( $2^3S_1$ ) mit parallelem Elektronenspins ergeben sich somit symmetrische Spinwellenfunktionen und antisymmetrische Ortswellenfunktionen. Die

Spinwellenfunktionen beschreiben die drei bereits oben erwähnten symmetrischen  $S = 1$  Zustände mit  $m_J = -1, 0, 1$

$$\chi_{S=1,m}(1, 2) = \left\{ \begin{array}{ll} \chi_{-1/2}(1)\chi_{-1/2}(2) & m = -1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\chi_{1/2}(1)\chi_{-1/2}(2) + \chi_{-1/2}(1)\chi_{1/2}(2) & m = 0 \\ \chi_{1/2}(1)\chi_{1/2}(2) & m = +1 \end{array} \right\} \quad (2.10)$$

Der elektrische Dipoloperator, der auch die Emission eines Photons beschreibt, wirkt nur auf die Ortswellenfunktion. Die Symmetrie der Spinwellenfunktion bleibt dabei erhalten. Ein strahlender Übergang von einem Triplett- in einen Singulettzustand ist somit nicht möglich.

Einer Abregung des Atoms in den Grundzustand durch Emission eines Photons widerspricht außerdem die Tatsache, dass es sich um zwei S-Zustände handelt. Ein Photon besitzt einen Drehimpuls von  $1\hbar$ , unter der Drehimpulserhaltung müsste sich infolge einer Emission der Bahndrehimpuls des Atoms auch um  $\pm 1\hbar$  verändern. Ein strahlender Übergang ist somit nur unter Emission zweier Photonen mit entgegengesetztem Drehimpuls möglich.

## 2.2 Atome in starken Laserfeldern

Der erste Laser, ein Rubin-Festkörperlaser, wurde im Jahr 1960 von Theodore Mainman erfolgreich in Betrieb genommen. Durch die stetige Weiterentwicklung der Lasersysteme und den dadurch erzielten technologischen Fortschritten in den letzten Jahrzehnten bildete sich ein ganzes Forschungsgebiet, das sich mit dem Thema „Atome in starken Laserfeldern“ beschäftigt. Heutzutage ist es mit sehr leistungsstarken Lasern möglich ein elektromagnetisches Feld zu erzeugen, welches in der gleichen Größenordnung liegt wie z.B. das Coulombfeld eines Heliumatoms, welches ein 1s Elektron bindet ( $5,1 \cdot 10^9 \frac{V}{m}$ ) [LHui02] oder sogar die inneratomaren Felder übersteigt [Wal01]. Momentan werden Intensitäten von bis zu  $10^{20} \frac{W}{cm^2}$  und Pulsdauern von 5 fs ( $5 \cdot 10^{-15} s$ ) erreicht. Die moderne Lasertechnik erlaubt somit die Untersuchung der Wechselwirkung von Atomen mit Strahlung unter Bedingungen wie sie sonst nur in extremen Umgebungen wie z.B. in Sternatmosphären existieren. Die erreichbare Pulsdauer ist gegenüber vielen molekularen Prozessen sehr klein, wodurch sich anhand der Anwendung von intensivem und

monochromatischem Laserlicht eine Vielzahl von Möglichkeiten zur Beobachtung von ultraschnellen mikroskopischen Vorgängen eröffnen.

### 2.2.1 Eielektronen-Prozesse

Die Betrachtung von Mehrelektronensystemen in starken Laserfeldern wurde anfangs innerhalb der sogenannten Single-Active-Electron Näherung (SAE) beschrieben. Dabei wird angenommen, dass eben nur ein Elektron des Systems seine Energie während des Ionisationsprozesses verändert. Die Korrelation der Elektronen wird alleine durch die anfangs feldfreie Wellenfunktion berücksichtigt. Alle nicht-aktiven Elektronen werden als gefroren angesehen. Sie verweilen im Ausgangszustand und erzeugen nur ein mittleres Feld für das aktive Elektron, welches mit Hilfe einer Hartree-Fock Viel-Elektron Wellenfunktion berechnet werden kann. Dieses Bild reduziert den Rechenaufwand signifikant, da es sich nur um eine Ein-Elektron Theorie handelt. Dieses Vorgehen hat allerdings zur Folge, dass ein mit der SAE-Näherung beschriebener Multiionisationsvorgang nur sequentiell ablaufen kann, nichtsequentielle Abläufe werden durch das Modell nicht abgedeckt [Kov04].

Qualitativ existieren in starken Laserfeldern drei voneinander verschiedene sequentielle Ionisationsmechanismen.

- Multiphotonenionisation
- Tunnelionisation
- Over the Barrier Ionisation

Die Multiphotonenionisation (MPI) wird mit der SAE-Theorie beschrieben. Die Photonen werden als Teilchen interpretiert, deren Einflussbereich sich nur auf das zu ionisierende Elektron auswirkt. Die Tunnelionisation dagegen lässt sich semiklassisch betrachten. Während das Tunneln an sich ein rein quantenmechanischer Prozess ist, kann die Bewegung des Elektrons nach der Ionisation in einem elektromagnetischen Wechselfeld, sozusagen das Photon als Welle dargestellt klassisch beschrieben werden. Bei der „Over the Barrier Ionisation“ verhält es sich ähnlich. Im Jahre 1965 zeigte Keldysh [Kel65], dass alle drei Mechanismen Teil des gleichen universellen Prozesses sind, nämlich der nichtlinearen Ionisation. Er führte ein einheitliches Modell ein,

welches erstmals Multiphotonenionisation und Tunnelionisation beschreiben konnte. In diesem Kapitel soll nun speziell auf die verschiedenen Wechselwirkungen von Atomen und Laserfeld eingegangen werden und die verschiedenen Prozesse vorgestellt werden.

### 2.2.1.1 Multiphotonenionisation

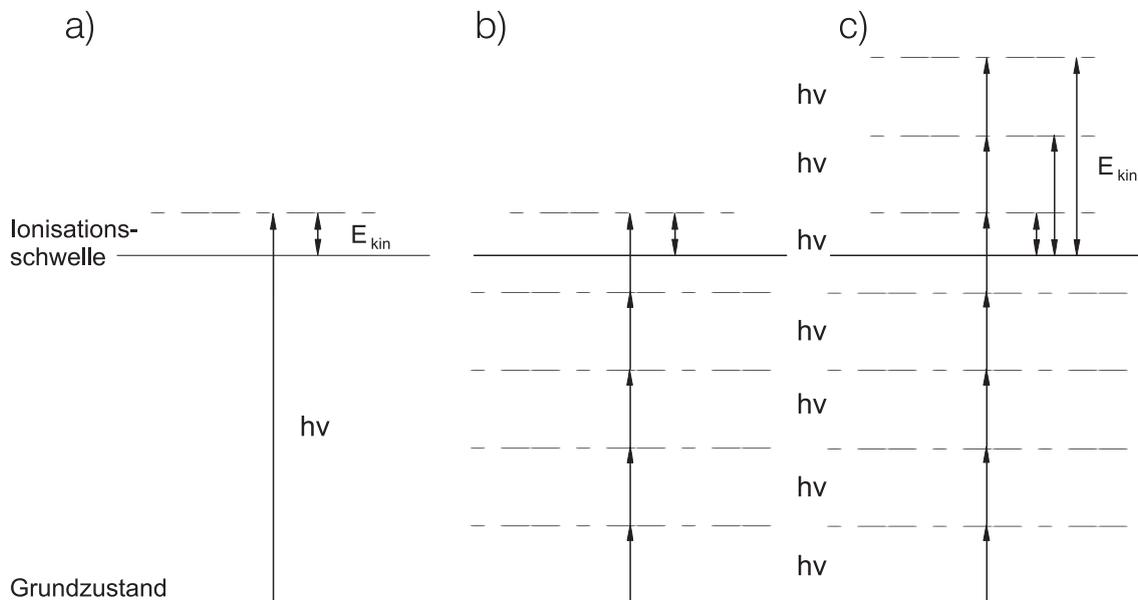
Als Multiphotonenionisation (MPI) wird die Photoionisation von Elektronen mit mehreren niederenergetischen Photonen bezeichnet. Das Elektron absorbiert mehrere Photonen, deren Energie kleiner als die Ionisationsenergie ist. Mit Hilfe des Konzepts der sogenannten virtuellen Absorption befindet sich ein Atom aus dem energetischen Grundzustand  $E_1$  nach Absorption von einem Photon in einem virtuellen Zustand  $E_1 + h\omega$  unterhalb der Ionisationsschwelle. In diesem virtuellen Zustand beträgt die Lebenszeit des Elektrons  $\tau \simeq \frac{\hbar}{\delta E}$ , wobei  $\delta E$  die Energiedifferenz zum nächsten realen stationären Zustand ist [Boe06]. Es müssen also sukzessive oder instantan mehrere solcher niederenergetischen Absorptionen stattfinden, damit das Elektron ionisiert werden kann. Die Ionisationsrate  $W$  für einen Zustandsübergang  $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$  wird mit der Störungstheorie niedrigster Ordnung beschrieben.

$$W_{i \rightarrow f} = \sigma_{i \rightarrow f} I^n \quad (2.11)$$

$n$  ist hierbei die minimale Anzahl der Photonen, die zur Ionisation benötigt werden,  $\sigma_{i \rightarrow f}$  der generalisierte Wirkungsquerschnitt und  $I$  die Intensität des Laserpulses, dessen Energie im Übrigen stets groß gegen die Anregungs- bzw. Ionisationsenergie ist. Experimentell ist die Intensitätsabhängigkeit eines Ionisationsvorgang höherer Ordnung nur schwierig zu beobachten, da das Ionisationsvolumen durch Verwendung fokussierter Laserpulse eine inhomogene Intensitätenverteilung hat und der Ausgangszustand durch eine hohe Ionisationsrate entleert wird [Hof00]. Bei einer zu hohen Intensität tritt ein Sättigungseffekt auf. Weitere Ionisationsprozesse können nicht mehr stattfinden. Der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{tot}^N(h\nu) = \frac{W_{i \rightarrow f}^N(h\nu)}{\Phi^N} \quad (2.12)$$

lässt sich unter Berücksichtigung von Prozessen höherer Ordnung, die für eine störungstheoretische Näherung essentiell sind, nur sehr schwer berechnen. Experimentell verifiziert wurde die Beziehung 2.11 anhand von Helium bis  $n = 22$ . Der Ionisationsquerschnitt ist bei höheren Intensitäten nicht mehr berechenbar.  $\Phi = I/h\nu$  beschreibt dabei die Flußdichte der Photonen in der Wechselwirkungszone. Die atomaren Energieeigenwerte des Systems koppeln an das intensive Lichtfeld und werden davon modifiziert. Analog dazu werden die Energieniveaus in Abhängigkeit der Lichtintensitäten verschoben. In speziellen Fällen liegen dann der Grundzustand und ein angeregter Zustand um ein Vielfaches der Photonenenergie auseinander, so dass es zu einer resonanten Erhöhung der Ionisationsrate kommt. Das Verschieben der Energieniveaus ist in der Literatur unter dem Begriff „AC-Stark Shift“ bekannt, auf den später noch eingegangen wird.



**Abbildung 2.4:** Ionisationsmechanismen im Photonenbild a) Einphotonenionisation b) Multiphotonenionisation (MPI) c) Above Threshold Ionization (ATI) [Hof00].

### 2.2.1.2 Above Threshold Ionization

Ein besonderer Fall der MPI ist die Above Threshold Ionization (ATI). Dieser nur bei ausreichend hohen Intensitäten ( $I > 10^{11} Wcm^{-2}$ ) auftretende Prozess beschreibt die Ionisation eines Elektrons durch Absorption von mehr niederenergetischen Photonen als zur Potentialbarrierenüberwindung nötig ist [Ag89] [Kr83]. Das sich eigentlich schon im Kontinuum befindende Elektron absorbiert noch weitere Photonen, wodurch ein charakteristisches Energiespektrum entsteht. Die zusätzlichen Photonen der Anzahl  $s$  können allerdings nur absorbiert werden, solange sich das Elektron noch im Einfluss des Kernpotentialfeldes befindet, da sonst die Impuls- und Drehimpulserhaltung

verletzt wären. Der Kern muss den Elektronenimpuls kompensieren können. Gleichung 2.11 wird nun allgemeiner formuliert

$$W_{n+s} \propto I^{n+s}. \quad (2.13)$$

Die Photoelektronenspektren der ATI weisen regelmäßige Strukturen im Abstand der Photonenenergie in der kinetischen Energieverteilung auf. Diese sind in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt. Die kinetische Energie der Elektronen wird durch die Gleichung

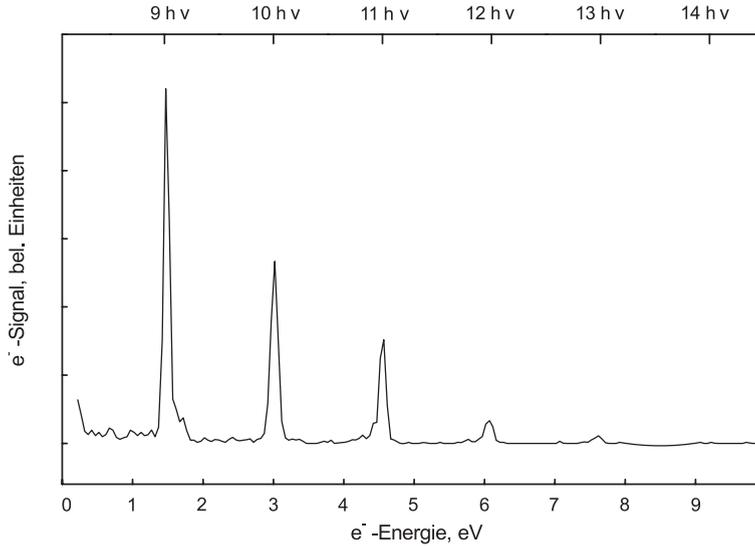
$$E_f = (n + s)\hbar\omega - W_f \quad (2.14)$$

formuliert.  $W_f$  sei dabei die benötigte Ionisationsenergie. In einem 1933 durchgeführten Experiment wurden die ATI-Spektren mit Hilfe eines hochauflösenden Elektronen-Flugzeit-Spektrometers bei sehr hohen Intensitäten untersucht. Die Beobachtungen ergaben, dass diverse Diskrepanzen zu vorherigen Resultaten sowie zur störungstheoretischen Näherung bestehen. Der erste Peak im ATI-Spektrum verschwindet, alle anderen Peaks, speziell die höherer Ordnung, werden überproportional hoch und lassen sich nicht durch die obige Gleichung verifizieren [We01]. Für diese Abweichung zeigt sich der AC-Stark-Effekt verantwortlich.

Befindet sich ein Atom in einem Laserfeld, so werden dessen Energieeigenwerte durch das oszillierende Laserfeld beeinflusst. Diese Verschiebung wird als AC-Stark-Effekt beschrieben. Dabei werden die Zustände einer Störungsrechnung erster Ordnung um den Betrag der ponderomotiven Energie

$$U_p^{(1)} = \frac{e^2}{4m_e\omega^2} E^2. \quad (2.15)$$

verschoben. Hierbei ist  $e$  die Elektronenladung,  $m_e$  die Elektronenmasse,  $\omega$  die Frequenz des Laserfeldes und  $E$  die lokale Feldstärke. Bei der Energie  $U_p$  handelt es sich um eine Schwingungsenergie (quiver-energy), die durch



**Abbildung 2.5:** Kinetische Energie von Xenonphotoelektronen die bei einer Wellenlänge von 800 nm erzeugt wurden ( $I = 6 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ ). Über dem Spektrum ist die Gesamtzahl der Photonen  $N > N_{min}$  angegeben, die absorbiert wurde [Hof00].

das Laserfeld entsteht, welche für alle Zustände äquivalent ist. Die Energieniveaus des Atoms werden dem AC-Stark-Effekt entsprechend durch das elektrische Feld des Lasers verschoben. Diese Verschiebung erfolgt in Abhängigkeit der Intensität und ist für die Zustände unterschiedlich groß [Hof00]. Es besteht nun die Möglichkeit, dass bei bestimmten Intensitäten zwei Energieniveaus um ein Vielfaches der Photonen auseinander liegen und so eine resonante MPI erzeugen, was sich in einer erheblich ansteigenden Ionisationsrate bemerkbar macht. Dafür ergeben sich in der Störungstheorie 2. Ordnung zwei verschiedene Fälle:

1) Der Grundzustand  $g$ . Liegt kein angeregter Zustand innerhalb der Photonenenergie vor und besitzt der Term  $E_{g \rightarrow n} \gg h\nu$  für alle Zustände  $n$  Gültigkeit, resultiert eine Verschiebung (2. Ordnung) von

$$E_g^{(2)} = -\frac{e^2}{4m_e\omega^2} E_0^2 - \frac{1}{2}\alpha E_0^2. \quad (2.16)$$

$\alpha$  entspricht hierbei der Polarisierbarkeit des Grundzustandes. Der ponderomotive Störungsterm 1. Ordnung wird hierdurch wieder kompensiert. Das Elektron erfährt beim Verlassen des Laserfokus aufgrund des inhomogenen Laserfeldes eine in Energie umgewandelte Kraft die als  $-\Delta U_p$  bezeichnet wird [Bu87]. Aus diesem Grund befindet sich der Peak des Photoelektrons in dem ATI-Spektrum an der gleichen Stelle. Der Grundzustand kann energetisch

konstant bleiben oder durch den zweiten Term an Energie verlieren. Letzteres wird als DC-Stark-Effekt bezeichnet. Bei kurzen Pulsen ( $< 10^{-12}$ ), wie sie der verwendete Laser erreicht, bewegt sich das Elektron jedoch nicht aus dem Fokuspunkt heraus. Die ATI Peaks sind daher verschoben.

2) Hochangeregte Zustände (Rydbergzustände). Bei sehr hoch angeregten Zuständen ist es sehr wahrscheinlich, dass sich mehrere Zustände in einem Abstand kleiner als die Photonenenergie  $E_{mn} < h\nu$  befinden. Für deren Verschiebung ist die Energiedifferenz gegeben durch:

$$\Delta E_n^{(2)} = 0. \quad (2.17)$$

Der Term der ponderomotiven Energie bleibt für diesen Fall erhalten. Die Rydbergzustände verschieben sich linear mit der Intensität des Laserfeldes.

Diese Niveaushiftung führt in den ATI-Spektren zu Elektronenenergien welche mit

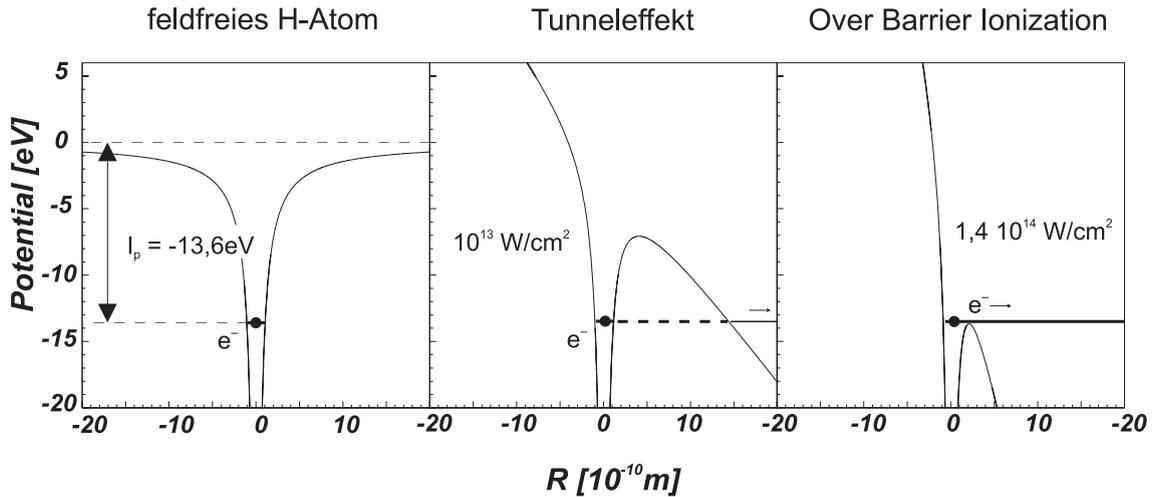
$$E_{Elektron} = (n + s)\omega - IP - U_P. \quad (2.18)$$

berechnet werden können.

Beispielsweise ergibt eine Laserintensität von  $I=10^{13}\text{W/cm}^2$  bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 800\text{nm}$  eine 0,6 eV Verschiebung der Ionisationsschwelle. Diese zur Überwindung der leicht höheren Ionisationsschwelle vom Elektron zusätzlich absorbierte Energie (entspricht  $U_P$ ) verringert die mittlere kinetische Überschussenergie der Elektronen nach der Ionisation im Lichtfeld.

### 2.2.1.3 Tunnelionisation

Die Tunnelionisation beschreibt die Photoionisation des Elektrons bei sehr hohen Intensitäten oder großen Wellenlängen. In diesem Fall nähert sich die Stärke des elektrischen Feldes des Lasers dem Coulombfeld des Atoms an. Da wegen der ähnlichen Feldstärke eine semiklassische Beschreibung möglich ist, wird der störungstheoretische Ansatz verworfen. Im semiklassischen Fall wird das atomare System quantenmechanisch beschrieben, während das Feld



**Abbildung 2.6:** Qualitatives Bild Photonen induzierter, direkter Ionisationsmechanismen in Atomen (hier Wasserstoff) [Stau05].

einer klassischen Betrachtung unterzogen wird. Begründet wird diese Vorgehensweise mit der für den Prozess sehr hohen Photonendichte, die als kontinuierliche Variable aufgefasst werden kann [Gau01]. Außerdem ist die Wellenlänge des Lasers groß auf der atomaren Skala. Innerhalb der Zeitspanne, in der sich das Atom in einem konstanten Potential befindet, kann das Laserfeld als quasistationär beschrieben werden, die Ortsabhängigkeit des Feldes wird vernachlässigbar ( $V = V(t)$ ). Das Laserfeld verformt das Coulombpotential, so dass die Potentialbarriere abgesenkt wird und das Elektron hindurch tunneln kann. Das bedeutet anschaulich, dass die Barriere ihre unendliche Breite verliert und so schmal und niedrig wird, dass ein Elektron im Grundzustand mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit den verbliebenen kleinen Potentialberg passieren kann. Das freie Elektron kann, sobald es das Kernpotential verlassen hat, als klassisches Teilchen mit dem aus der Ionisation vorherrschenden Phase bestimmten Impulsvektor  $\vec{I}_{Start}$  in einem Wechselfeld beschrieben werden. Diese Vorgehensweise resultiert aus dem klassischen Anfangsbild und ist deutlich einfacher als die komplexere quantenmechanische Betrachtung, die jedoch um einiges genauer ist.

#### 2.2.1.4 Over The Barrier Ionization

Bei anwachsender Intensität der Photonen wird die Überlagerung von Coulombpotential und Laserfeld von letzterem dominiert und ersteres deshalb auf einer Seite derart abgesenkt, dass das Elektron in seinem Grundzustand nicht mehr gebunden ist. Ist diese kritische Intensität  $I_{OTBI}$  erreicht, so spricht man von der „Over The Barrier Ionization“. In diesem Prozess ergibt das Maximum des effektiven Potentials mit dem Ionisationspotential des Elektrons gleichgesetzt

$$I_{OTBI} = \frac{\pi^2 \epsilon_0^3 c I_p^4}{2Z^2 e^6} = 4 * 10^9 \frac{I_p^4}{Z^2}. \quad (2.19)$$

Hierbei ist  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ AS/Vm}$  die elektrische Feldkonstante,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $I_p$  das Ionisationspotential,  $Z$  die effektive Ladung des Atoms und  $e$  die Elementarladung. Es ergibt sich für  $I_{OTBI,He} = 3,66 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ,  $I_{OTBI,(\uparrow,\uparrow)-He} = 5,2 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$  und  $I_{OTBI,He^+} = 4,06 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ . Die Ionisation des Elektrons findet immer in einem schmalen Zeitintervall kurz nach der maximalen Feldamplitude statt. Die OTBI wurde bereits mit mehreren Experimenten bestätigt. Um jedoch sicher zu sein, ob man eine OTBI oder eine Tunnelionisation beobachtet, muss der Keldish-Parameter berücksichtigt werden, dessen Wert über die Ionisationsart bestimmt.

I [W/cm <sup>2</sup> ]	$\gamma_{He}$	$\gamma_{(\uparrow,\uparrow)-He}$	$\gamma_{He^+}$
$1 \cdot 10^{12}$	14,3	6,3	25,8
$1 \cdot 10^{13}$	4,52	1,99	8,15
$1 \cdot 10^{14}$	1,43	0,63	2,58
$1 \cdot 10^{15}$	0,45	0,19	0,82
$1 \cdot 10^{16}$	0,143	0,06	0,26

**Abbildung 2.7:** Keldyshparameter für Helium bei verschiedenen Intensitäten mit  $\lambda = 800 \text{ nm}$ .

### 2.2.1.5 Keldysh-Parameter

Der Keldish-Parameter vereint die Multiphotonenionisationstheorie mit der Tunnelionisation. Die von Grundauf vollkommen verschiedenen Theorien treten jeweils in zwei verschiedenen Intensitätsregimen auf. Diese werden durch den Parameter

$$\gamma^2 = 2\omega^2 W_f / I \quad (2.20)$$

getrennt. Hierbei ist  $W_f$  das Ionisationspotential und  $I$  die Intensität des Laserfeldes. Laut Keldishs Argumentation benötigt das Elektron eine gewisse Zeitspanne für den Tunnelprozess durch das verringerte Potential. Die Multiphotonenionisation dominiert so lange, wie die Periode der Feldoszillation groß gegenüber der Tunnelzeit ist. Der Wert des Keldish-Parameters beträgt

$\gamma > 1$ . Nähert sich der Parameter  $\gamma = 1$ , so sind die ATI-Spektren stark verschmiert oder gehen sogar ganz verloren. Für  $\gamma < 1$  ist die Tunnelionisation dominierend. Hier sind die an  $U_P$  gemessenen Laserfeldeffekte größer als die atomaren Energien  $I_P$ .

### 2.2.1.6 ADK-Theorie

Die nach Ammanov, Delone und Krainov benannte ADK-Theorie kann die experimentell gemessenen Tunnelionisationsraten theoretisch erklären. Bei der ADK-Theorie wird, ähnlich der SAE-Theorie, eine Superposition des quasistatischen elektrischen Feldes mit dem atomaren Coulomb-Potential angenommen. Das Feld nimmt jedoch keinen Einfluss auf die gebundenen Zustände des Atoms. Der Gültigkeitsbereich der Theorie liegt somit mit  $\gamma < 1$  und  $I < I_{OTBI}$  in einem begrenzten Bereich. Genauer gesagt darf die Feldstärke  $E$  nicht die zur vollständigen Unterdrückung des Bindungspotentials nötige Energie  $E_{OTBI}$  annehmen.

Die Tunnelionisationsrate kann anhand der ADK-Formel für ein sich in einem elektrischen Wechselfeld der Amplitude  $E$  befindlichen Atom approximativ berechnet werden:

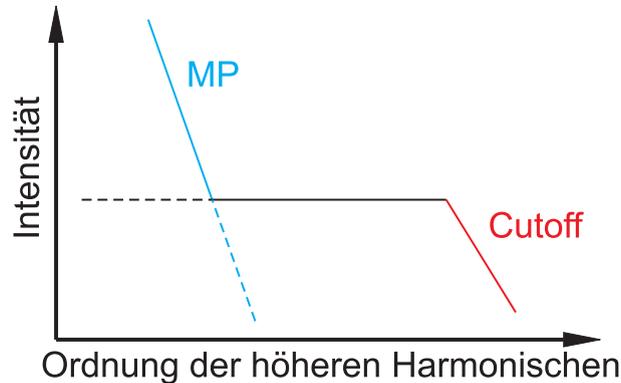
$$\omega \sim \exp\left(-\frac{2}{3}\left(\frac{2IP}{m}\right)^{3/2}\frac{m^2}{\hbar e E}\right). \quad (2.21)$$

Dabei ist  $IP$  das Ionisationspotential des Elektrons [Hof00]. Die dargestellte Exponentialfunktion („Tunnelintegral“) beschreibt die Transmissionswahrscheinlichkeit der Elektronen durch die Potentialbarriere. Mit der Formel lässt sich die Ionisation von neutralen Atomen oder aber von einfach und mehrfach geladenen Ionen berechnen.

### 2.2.1.7 High Harmonic Generation

Die High Harmonic Generation (HHG) beschreibt die Absorption mehrerer niederenergetischer Photonen durch ein Elektron, welches dann in einen höherenergetischen Zustand oder ins Kontinuum angeregt wird. Durch Zurückfallen in den Grundzustand wird dann ein hochenergetisches Photon der gesamten Anregungsenergie emittiert. Die Frequenz des emittierten Photons entspricht dabei einem ganzzahligen Vielfachen der Laserfrequenz. Das Emissionsspektrum der HHG hat eine charakteristische Struktur. Mit steigender Ordnung ist zuerst ein drastischer Abfall in der Häufigkeit zu

verzeichnen, der dann in ein breites Plateau mündet und schließlich in einem weiteren „cut-off“ genannten Abfall gegen null geht. Das plötzliche Ende des Spektrums lässt sich durch den Rescatteringprozess erklären. Das dort wiederkehrende tunnelionisierte Elektron kann rekombinieren anstatt eine elastischen Kollision zu erfahren. Das dadurch emittierte Photon kann maximal die Energie  $E_{max} = n_c h\omega = 3,173 \cdot U_p + I_p$  freisetzen. Der cut-off Abfall des Graphen bezieht sich genau auf diese maximale Energie.



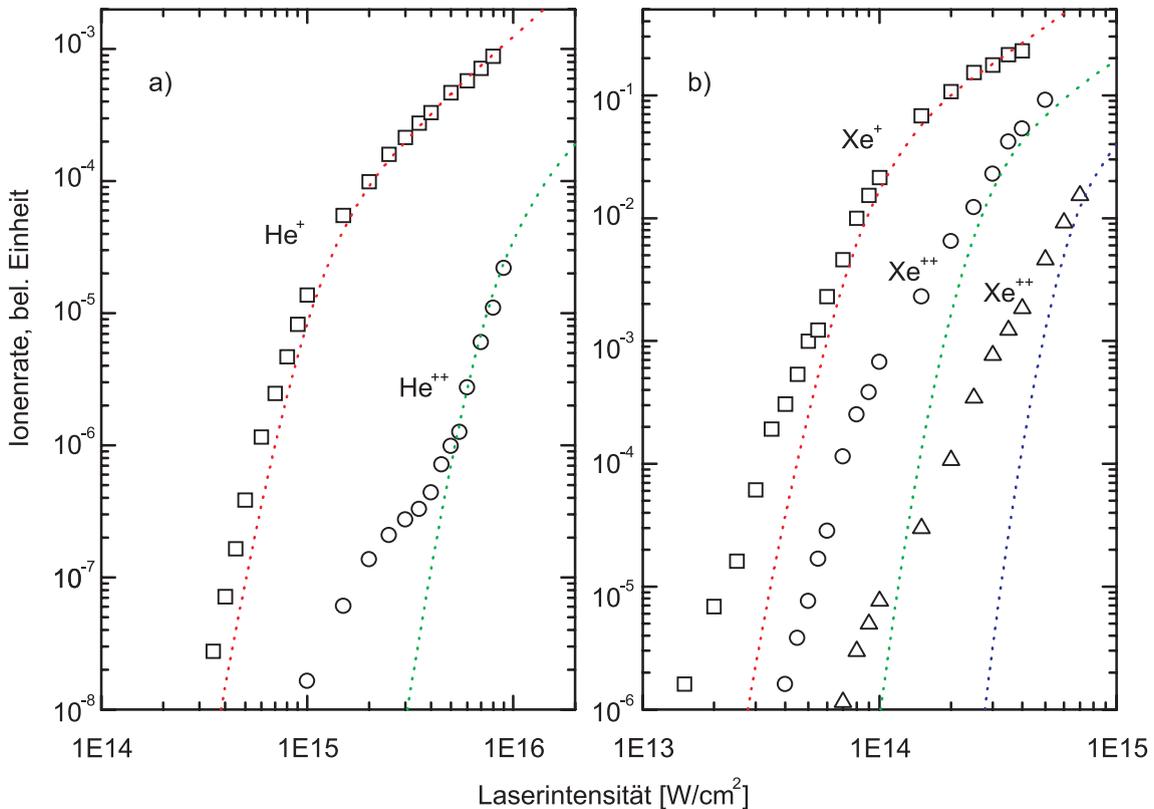
**Abbildung 2.8:** Charakteristische Merkmale eines HHG- Energiespektrums [UI05]

Da die Kollision des Rescattering-Prozesses immer im Abstand  $T_0/2$  zur Laserperiode  $T_0$  beobachtet wird, können nur ungerade höhere Harmonische erzeugt werden  $\omega = (2n - 1)\frac{2\pi}{T_0}$  [UI05]. Die Erzeugung höherer Harmonischer ist nicht mit zirkularem Licht möglich.

### 2.2.2 Mehrelektronenprozesse

Die Erzeugung mehrfach positiv geladener Ionen in intensivem Laserlicht ist bis heute noch nicht vollständig verstanden und ist Gegenstand aktueller Forschung. Im einfachsten Fall der Mehrelektronenionisation nehmen die Elektronen unabhängig voneinander Energie aus dem Laserfeld auf und werden aus dem Atom emittiert. Beide Ionisationsvorgänge sind zeitlich unabhängig voneinander, laufen also sequentiell und ohne eine Elektron/Elektron-Korrelation ab. Unter der alleinigen Annahme eines sequentiellen Prozesses lässt sich die Erzeugung von mehrfach positiv geladenen Ionen in intensivem Laserlicht nicht erklären. Die tatsächlich auftretenden Doppelsonisationsraten bei nicht zu hohen Lichtintensitäten übersteigen die durch die Single-Active-Elektron (SAE)-Theorie prognostizierten Werte um einige Größenordnungen. Erst bei sehr hohen Lichtintensitäten, wenn eine Sättigung der Einfachionisation auftritt, lassen sich die Daten alleine durch den sequentiellen Prozess beschreiben. Ein im Vergleich zum sequentiellen Ablauf

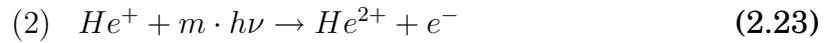
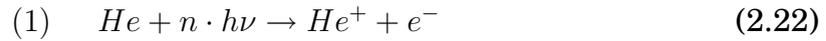
viel effektiverer Ionisationsmechanismus bei nicht zu hohen Intensitäten lässt sich unter Berücksichtigung der Elektron-Elektron-Korrelation finden.



**Abbildung 2.9:** Doppellogarithmische Darstellung der Ionisationsraten als Funktion der Laserintensität. a) Messung von Walker et al. [WSD94]; b) Messungen an Xenon von Larochelle et al. [Lar98]. Die gestrichelte Kurve beschreibt die zu erwartende Steigung eines sequentiellen Ionisationsprozess [Hof00].

In ihrer Arbeit verdeutlichen Walker et al. [WSD94] und andere die in Abhängigkeit von der Lichtintensität gemessene integrale Ionenausbeute von  $\text{He}^+$  und  $\text{He}^{2+}$  für linear polarisiertes Licht bei einer Wellenlänge von 780 nm und einer Pulsdauer von 100 fs. Die Ionenausbeute für die Erzeugung von  $\text{He}^+$  wächst für kleine Intensitäten mit zunehmender Lichtintensität sehr stark an. Ab einer kritischen Intensität von  $9 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$  knickt der Verlauf der Kurve ab und senkt sich in die Sättigungszone ab. In diesem Bereich ist die Intensität des Laserlichts so groß, dass alle Atome innerhalb des Reaktionsvolumens ionisiert werden. Durch einen weiteren Anstieg der Intensität wird nur das gesättigte Volumen vergrößert, was proportional zu  $I^{3/2}$  geschieht. Die gemessenen Werte stimmen sehr gut mit der unter Annahme einer sequentiellen quasistatischen Feldionisation errechneten Ionenausbeute von  $\text{He}^+$  (SAE-Theorie) überein.

Die Ionisationsrate von  $\text{He}^{2+}$  verhält sich bei hohen Intensitäten wie die mit der SAE-Theorie errechnete Ionenausbeute (siehe Abb. 2.9). Die Doppelionisation der Heliumatome erfolgt hier als sequentieller Vorgang in zwei separaten Schritten:



Eine direkte Doppelionisation von neutralen Atomen ist nicht mehr möglich, da sich oberhalb der Sättigungsintensität von  $\text{He}^+$  nur noch  $\text{He}^+$  und  $\text{He}^{2+}$  Ionen im Laserfokus befinden. Das charakteristische Abflachen der Kurve im  $\text{He}^{2+}$ -Sättigungsbereich ist wie im Falle von  $\text{He}^+$  gegeben aber in Abb. 2.9 nicht sichtbar.

Bei geringen Intensitäten weichen die experimentellen Messdaten von der theoretischen Vorhersage für den sequentiellen Prozess ab. In diesem Bereich, der unter der Sättigungsintensität von  $\text{He}^+$  liegt, muss ein nicht-sequentieller Prozess dominant sein. Hier ist  $p_{\text{nicht-sequentiell}} \gg p_{\text{sequentiell}}$ . Es wurden mehrere Modelle zur Beschreibung dieser nichtsequentiellen Prozesse erarbeitet. Das Modell des rückstreuenden Elektrons (Recattering) gilt als allgemein anerkannte Theorie der Multiphotonenionisation. Der Shake-Off-Effekt sei hier trotzdem kurz angesprochen, auch wenn er hauptsächlich in der Synchrotronphysik auftritt.

### 2.2.2.1 Shake-Off Prozess

Der Shake-Off beschreibt die Doppelionisation von Elektronen durch Photonen, deren Energie größer als die Doppelionisationsschwelle ist [Kra01]. Durch die Absorption des Photons wird ein Elektron photoionisiert. Verlässt, anschaulich betrachtet, dieses Elektron die Umgebung des Kernpotentials mit einer ausreichend großen Geschwindigkeit, so kann ein weiteres Elektron aus dem Atom „geschüttelt“ werden: Die zurück bleibende Elektronenhülle kann sich der durch die Ionisation hervorgerufenen Veränderung nicht adiabatisch anpassen. Sie relaxiert in die neuen Eigenzustände des nun weniger abgeschirmten Potentials. Dadurch liegen einige der alten Eigenzustände im Kontinuum. Ein hiervon betroffenes Elektron verlässt somit mit einer messbaren Wahrscheinlichkeit das Ion und wird zu einem freien Elektron mit

niedriger Energie. Das Shake-Off Modell ist sehr wichtig um die Doppelionisation durch 1-Photon Absorbtion zu beschreiben. So konnte dieser Prozess z.B. bei der Doppelionisation von Helium mit Synchrotronstrahlung erfolgreich verifiziert werden [Weh91]. Bei [Spie95] ergab sich bei einer Photonenenergie von 2000 eV ein Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Doppelionisation zu Einfachionisation von 1,67%, welches als Limit für den Shake-Off Prozess prognostiziert wird. Bei Multiphotonenionisationen mit Laserlicht spielt der Prozess allerdings eine eher untergeordnete Rolle.

### 2.2.2.2 Rescattering-Prozess

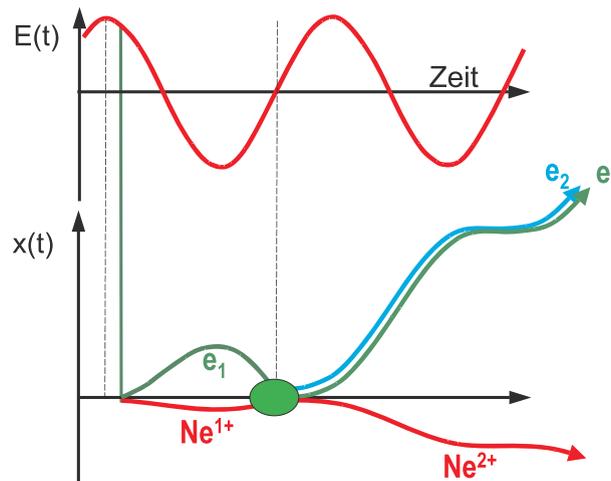
Ein von Corkum et al. entwickeltes Rescattering-Modell [Cor93] (oder auch Recollision-Modell) beschreibt die Tunnelionisation eines Elektrons, welches dann aufgrund des oszillierenden Laserfeldes erst von dem Ion wegbeschleunigt und dann zu einem späteren Zeitpunkt mit 50%-iger Wahrscheinlichkeit zum Ursprungion zurückgetrieben wird [We04]. Dort kann es entweder das zweite Elektron in einem (e,2e)-Stoss ionisieren, am Ion elastisch streuen oder nachdem es in das Ion wieder gefangen wurde, Strahlung (z.T. sehr hoher Energie) emittieren.

Aus der klassischen Mechanik erhält man, dass die kinetische Energie des zurückkehrenden Elektrons maximal  $3,17 U_P$  betragen kann. Des Weiteren muss für die Doppelionisation die Energie des zurückkommenden Elektrons zum Zeitpunkt der Kollision größer sein als die Bindungsenergie des positiven Ions. Der Hauptunterschied zum Shake-Off Prozess ist, dass beide Elektronen nicht simultan ionisiert werden sondern einer gewissen zeitlichen Verzögerung unterliegen, die abhängig vom Laserpuls ist.

Die Bewegungsgleichungen für das Elektron unter Nichtberücksichtigung des magnetischen Feldes des Lasers und des Coulombfeldes des Ions ergeben sich zu

$$x = -\frac{eE_0}{m_e\omega^2}\cos(\omega t) \quad y = -\alpha\frac{eE_0}{m_e\omega^2}\sin(\omega t) \quad (2.24)$$

wobei  $m_e$  die Masse und  $e$  die Ladung des Elektrons ist.  $\alpha$  beschreibt die Polarisation des Lichtes.  $\alpha = 0$  beschreibt lineares Licht,  $\alpha = \pm 1$  zirkulares. Die zweite Ionisation kann nur stattfinden, wenn das Elektron nach dem



**Abbildung 2.10:** Abhängigkeit des Rescatteringprozesses von der Phase des Lichtpulses [We04]

Fortbewegungsvorgang wieder den Weg zurück zum Ursprungion nehmen kann und dort einen elastischen Stoß ausführt. Für zirkular polarisiertes Licht versagt der Rescatteringmechanismus, da eine Wiederkehr des Elektrons zu dem Ion aufgrund der Bewegungsgleichungen nicht möglich ist. Die Trajektorie des Elektrons in dem rotierenden elektrischen Feld würde den Ionenrumpf verfehlen. Dieser Sachverhalt wurde bereits erfolgreich bestätigt [Fit94]. Ein sehr wichtiger Aspekt des Rescattering-Prozesses ist also, dass er nur bei linearem Licht stattfinden kann<sup>1</sup>.

Die Phase  $\phi_0$ , in der das erste Elektron ionisiert wird, korreliert mit der Wahrscheinlichkeit, mit der es zum Kern zurückkehrt. Ist die Startphase  $\phi_0$  klein, so kann das Elektron besonders oft zu seinem Entstehungsort zurückkommen. Es besteht die Möglichkeit, dass das zweite Elektron erst nach einigen Durchgängen das erste Elektron doppelionisiert. Wird  $\phi_0$  größer, so entfernt sich das Elektron soweit vom Kern, dass es vom Laserfeld nicht mehr zurückgetrieben werden kann. Die Energie des Elektrons bei der Rückkehr zum Kern beträgt

$$E_{kin} = \frac{[\frac{E}{\omega} \cdot (\cos(\omega t) - \sin(\phi))]^2}{2}. \quad (2.25)$$

Bei einer Phase von  $\omega t \approx 17^\circ$  ergibt sich die maximale kinetische Energie des Elektrons mit  $E_{max} = 3,173 U_p$  mit [We04]

<sup>1</sup>leichte Elliptizität ist möglich, Corkum - Heraeus Sommerschool Wittenberg 2002

$$U_p = \frac{E^2}{4\omega^2}, \quad (2.26)$$

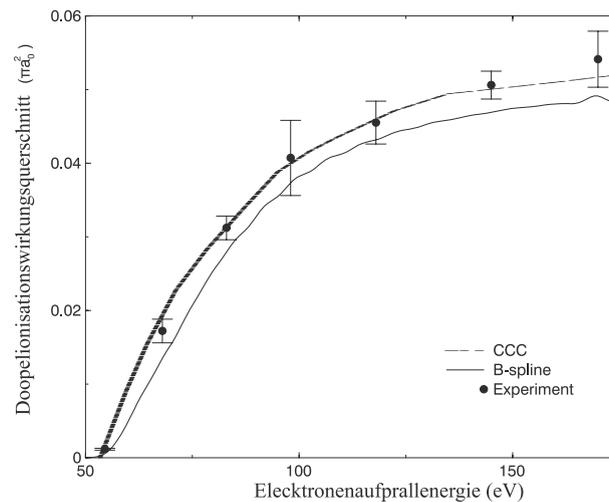
wobei sich  $E$  und  $\omega$  aus den Laserparametern bestimmen lassen.

### 2.2.3 e-He<sup>+</sup>-Stöße und die Abhängigkeit der Spinsymmetrie

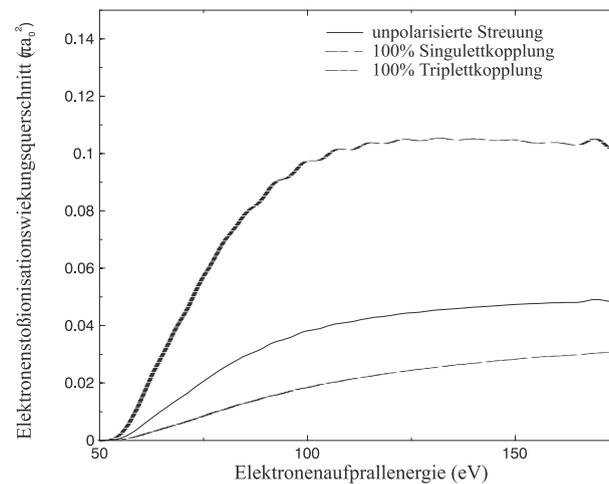
Wie von Walker et. al [WSD94] beobachtet, ist die He<sup>2+</sup>-Ionisationsrate für nicht zu hohe Intensitäten um einige Größenordnungen höher als die der sequentiellen Ionisation 2.2.2. Wie bereits angesprochen, wird dem von Corkum et al [Cor93] und anderen entwickelten Rescattering-Modell (2.2.2.2) dabei eine große Bedeutung zugesprochen. Die Voraussagen der Theorie konnten anhand der Verwendung von zirkular polarisiertem bereits bestätigt werden, jedoch werden noch weitere experimentelle Ergebnisse zu einer qualitativen und exakten Beschreibung des Prozesses benötigt. Ein fundiertes Wissen über Elektronenstoßionisation und -Anregung hilft das Verständnis über die Doppelionisationsprozesse zu erweitern.

Trotz der essentiellen Nachfrage nach diesen Daten, die Einblick in das Verhalten von Atomen in starken Laser Feldern geben würden, wurde der Elektronenstoßionisation und -Anregung von He<sup>+</sup> im Vergleich zu der von H (Bartschat and Bray 1996) wenig Interesse geschenkt. Dieses ist auf die experimentellen Schwierigkeiten, die mit dem Arbeiten eines ionisierten Targets verbunden sind, zurückzuführen. Einige Ergebnisse für e<sup>-</sup>-He<sup>+</sup>-Stoßexperimente (Peart et al 1969, Dolder and Peart 1973, Dance et al 1966, Defrance et al 1981) sowie deren theoretischen Lösungen (Bray et al 1993) sind vorhanden und sollen kurz angesprochen werden.

Der totale Wirkungsquerschnitt eines Elektronenstoß mit einem Grundzustands He<sup>+</sup> Ion ist in Abbildung 2.11 gegeben. Diese Daten sind experimentell wie theoretisch belegt. Abbildung 2.12 zeigt den Wirkungsquerschnitt einer Elektronenstoßionisation eines Grundzustand He<sup>+</sup>-Ions in Abhängigkeit der Spinsymmetrien. Der Wirkungsquerschnitt für den Singlettzustandes ist zwischen 50 und 150 eV um einen Faktor 4 größer als der für den Triplettzustandes. Dieser große Unterschied ergibt sich durch die Wellenfunktionen der Elektronen. Für den Singlettzustand sind beide Wellenfunktionen symmetrisch und erlauben den Elektronen sich „am gleichen Platz“ zu befinden



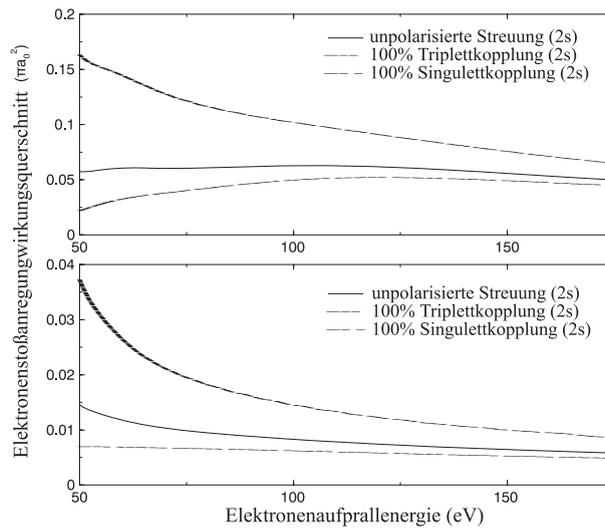
**Abbildung 2.11:** Totaler Elektronenstoßwirkungsquerschnitt von Grundzustands- $\text{He}^+$  als Funktion der Elektronenaufprallenergie [Hart01].



**Abbildung 2.12:** Spinabhängigkeit des Elektronenstoßionisationswirkungsquerschnitts des Grundzustands- $\text{He}^+$  als Funktion der Elektronenaufprallenergie. [Hart01].

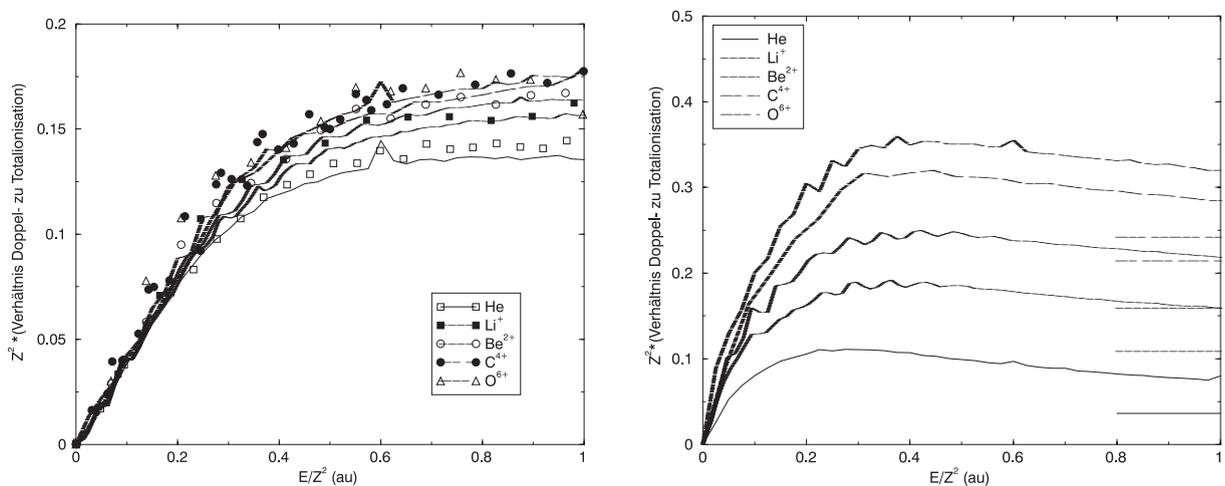
(2.1). Die antisymmetrischen Wellenfunktionen des Triplettzustandes zwingen die Elektronen, sich räumlich an verschiedenen Orten zu befinden. Dies bewirkt eine signifikante Minderung der Interaktion zwischen den Elektronen, die zu einem kleineren Wirkungsquerschnitt führt.

In Abbildung 2.13 ist der Wirkungsquerschnitt einer Elektronenstoßanregung in den  $2s$  und  $2p$  Zustand für verschiedene Spin Symmetrien wiedergegeben. Auch hier führt die Singulett-Kopplung zu einer stärkeren Anregung zu den  $2s$  und  $2p$  Zuständen als die Triplett-Kopplung. Im Vergleich zu Abbildung 2.12 ist sichtbar, dass die Differenz von Singulett- und Triplettwirkungsquerschnitten bei hohen Energien eher zu einer Elektronenstoßionisation als zu einer Elektronenstoßanregung führt. Insgesamt sind die Doppelionisationsprozesse für Helium in starken Laserfeldern deutlich stärker wenn der



**Abbildung 2.13:** Spinabhängigkeit des Elektronenstoßanregungswirkungsquerschnitts des Grundzustands- $\text{He}^+$  zu den  $2p$  und  $2s$  Niveaus als Funktion der Elektronenaufprallenergie. [Hart01].

Anfangszustand des Atoms ein Singulettzustand ist. Die Spinsymmetrie des Systems hat also einen erheblichen Einfluss auf die Messdaten. In regulären Streuexperimenten ist die Situation bisweilen so, dass der totale Spin nur durch eine statistische Aufteilung gegeben ist. Die Betrachtung der Elektronenstoßdoppelionisation von Helium in dem Rescatteringmodell eröffnet genau an dieser Stelle weitere Perspektiven. Der Spin des Systems wird von dem Laserfeld nicht beeinflusst, das heißt, der bekannte totale Spin im Anfangszustand gleicht dem im Endzustand. Unter Verwendung eines spinpolarisierten Targets ist der Spin gänzlich bekannt.



**Abbildung 2.14:** Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation von verschiedenen Atomen im  $1s^2 \ ^1S$  (links) und  $1s2s \ ^1S$  Zustand (rechts) in Abhängigkeit der „Above Threshold Energy“ der Doppelionisation. [Hart01a].

Eine weitere Arbeit von van der Hart et al [Hart01a] vergleicht das Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation von verschiedenen Elementen im  $1s^2\ ^1S$  und  $1s2s\ ^1S$  Zustand in Abhängigkeit der „Above Threshold Energy“ der Doppelionisation. Beide Achsen sind um einen Skalierungsfaktor (Kornberg and Miraglia 1994) erweitert, der eine Ladungszahlabhängigkeit ( $Z$ ) integriert. Die Ergebnisse zeigen, dass für höhere Ladungszahlen die Doppelionisation von  $1s2s\ ^1S$  Zuständen zunehmend wichtiger wird als die Doppelionisation von  $1s^2\ ^1S$  Zuständen. Für Helium zeigt sich jedoch noch der Fall, dass sich die Doppelionisation von Helium im Grundzustand deutlich mehr heraushebt als die des  $1s2s\ ^1S$  Zustandes. Nur für Energien die gerade über der Schwelle liegen gilt letztere als wahrscheinlicher. Ab Lithium hebt sich die Doppelionisation des ersten angeregten Zustandes deutlicher hervor als die Doppelionisation von Lithium im Grundzustand.

Kombiniert man die Ergebnisse aus der Betrachtung von Spinsymmetrie und der Doppelionisationsverhältnissen wird klar, an welcher Stelle diese Arbeit in der aktuell gegebenen Forschung ansetzt. Um Doppelionisationsprozesse von komplexen Elementen mit höherer Ladungszahl  $Z$  zu verstehen, bei denen die Verwendung von angeregten Anfangszuständen stetig an Bedeutung gewinnt, müssen erst einfach Systeme wie Helium betrachtet werden. Der besondere Reiz dieses Experiments liegt darin, durch das angeregte, spinpolarisierte Target eine feste Aussage über den Spin in Anfangs- und Endzustand machen zu können. In Anlehnung an den Experimenten von Walker et al erhofft man sich mit diesem Experiment weitere Erkenntnisse über den Rescatteringprozess sowie über das Verhalten von Atomen in starken Laserfeldern zu gewinnen.

## 2.3 Plasmaphysik

Der Begriff „Plasma“ wurde im Jahr 1923 von Irving Langmuir eingeführt. Ein Plasma beschreibt ein teilweise oder vollständig ionisiertes Gas, welches freie Ladungsträger (Elektronen, Ionen) enthält. Im Vergleich zu einem neutralen Gas treten die in einem Plasma vorhandenen Elemente somit zusätzlich über die elektrostatische Coulombkraft in Wechselwirkung. Obwohl sich daraus Eigenschaften ergeben, die in keinem anderen Aggregatzustand vorhanden sind, wird ein Plasma nicht als solcher beschrieben. Das liegt daran, dass es keinen festen Phasenübergang in den Plasmazustand gibt. Freie Ladungsträger lassen sich z.B. auch in einem Gas niedrigerer Temperatur nachweisen.

Die zwei geläufigsten Wege zur Herstellung eines Laborplasmas sind die Anregung der Atome durch eine hohe Temperatur oder durch ein starkes elektrisches Feld. Die jeweils in das neutrale Gas eingebrachte Energie muss ausreichen um positiv geladene Ionen herstellen zu können. Die minimale dafür aufzuwendende Energie entspricht der Ionisationsenergie des äußers-ten Elektrons. Bei Helium werden dafür 24,59 eV benötigt. In Wärmeenergie umgerechnet entspricht das einer mittleren Gastemperatur von 285.244 K. Diese Art der Plasmaherstellung ist somit denkbar ungeeignet zur Generie-rung eines kalten Targets, wie es in diesem Experiment benötigt wird. Sie soll deshalb im Folgenden nicht weiter berücksichtigt werden. Deutlich sinnvol-ler ist es, den Atomen diese Energie über Stöße mit energiereichen Teilchen, wie z.B. Elektronen oder Photonen, zu übertragen. Nach dem Prinzip der Glimmentladung nehmen die vorhandenen Ladungsträger durch ein starkes elektrisches Feld Energie auf. Diese Energie können sie in Stößen an andere Teilchen abgeben und diese ionisieren oder anregen. Sind die Betriebspara-meter des Plasmas entsprechend gewählt, kann so eine dauerhaft brennende Entladung erzeugt werden.

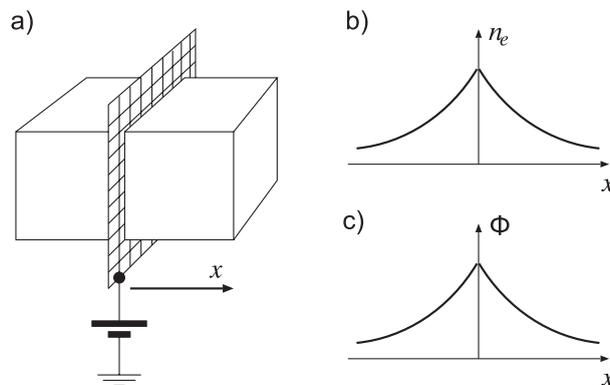
### 2.3.1 Quasineutralität und Debye-Abschirmung

Was genau ist nun ein Plasma? In diesem Unterkapitel soll auf das kollektive Verhalten der Plasmabestandteile eingegangen werden um eine genaue Be-stimmung des Plasma-Begriffs zu erhalten. Bekannt ist, dass ein Plasma per Definition positiv geladene Atomrümpfe sowie freie Elektronen enthält und durch die gegebene Anzahl an freien Ladungsträgern ein guter elektrischer Leiter (Widerstände von  $1 \Omega\text{cm}^{-1}$  werden in extremen Fällen wie z.B. der Sonne erreicht [Schöss02]) ist. Aufgrund der entgegengesetzten Ladung der Ionen und Elektronen entsteht keine zufällige Anordnung der Teilchen im Gas sondern eine gewisse Nahordnung. Dadurch können sich Schwankungen in der Ladungsträgerverteilung aufbauen, die ein enorm starkes elektrisches Feld erzeugen. Die daraus resultierenden elektrostatischen Kräfte (welche eine enorme Größen von bis zu  $1,6 \cdot 10^9 \text{ V/m}$  annehmen [UDEa]) sorgen inner-halb der Zeitspanne von einer Nanosekunde für einen Ausgleich der Ladun-gen. Eine positiv geladene makroskopische Raumladungsschwankung würde dementsprechend schnell von einer negativen Raumladungswolke umgeben werden. Nach außen hin ist das Plasma daher im zeitlichen und räumlichen Mittel neutral. Dies wird mit dem Begriff der „Quasineutralität“ bezeichnet.

Für eine detaillierte Betrachtung dieses Vorgangs sei nun zunächst ein Plasma mit einem Gleichgewicht in seiner Ladungsverteilung angenommen. Nach einer zusätzlich eingebrachten Ladung  $q$  verschieben sich die Ladungen in der Umgebung so, dass das Störfeld ab einem gewissen Abstand abgeschirmt ist. Wegen dieser Abschirmung kann das eingebrachte Potential nicht als Coulombpotential definiert werden. Vielmehr gilt in diesem Fall das „Debye-Potential“

$$V_D(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \cdot \exp\left(-\sqrt{2} \frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (2.27)$$

welches im Gegensatz zu dem Coulombpotential einen stärkeren Abfall mit steigendem Abstand  $r$  aufweist (mit  $\epsilon_0 = 8,8854 \cdot 10^{-12}$  F/m). Die Wegstrecke  $\lambda_D$ , in der das Störfeld (das „Debye-Potential“) auf den 1/e-ten Teil abfällt, nennt man die „Debye“-Länge. Betrachtet man eine Störung an der Stelle  $x = 0$ , welches in Form eines Potentials  $\phi_0$  gegeben ist, so ist nach dem selbstkonsistenten Potentialverlauf  $\phi(x)$  gefragt, der sich ergibt, wenn sich die Elektronen frei in einem Potential, das sie selbst beeinflussen, bewegen [UDEa].



**Abbildung 2.15:** Debye-Abschirmung in einem eindimensionalen Fall um ein Flächengitter (a); (b) Elektronendichte  $n_e(x)$  und (c) Potentialverlauf  $\Phi(x)$  [Sut04]

Betrachtet man den eindimensionalen Fall, wie z.B. eine gitterförmige Flächenelektrode in einer Plasmasäule, so ergibt sich aus den Maxwellgleichungen die Poisson-Gleichung

$$\epsilon_0 \nabla^2 \Phi = -q(x) = -e(Z_i n_i(x) - n_e(x)). \quad (2.28)$$

$\Phi$  ist das elektrische Potential,  $q$  die Ladungsdichte,  $n_e$  die Elektronendichte,  $n_i$  die Ionendichte und  $Z_i$  die Ionenladungszahl. In dem Fall, dass freie

Ladungsträger existieren, schirmt die Raumladung  $q \neq 0$  das Störpotential (hier die Elektrode) ab. Ansonsten ist  $q = 0$ . Die Teilchendichte  $n_e$  in einem selbstkonsistenten Feld wird durch die Boltzmann-Relation beschrieben

$$n_e = n \cdot \exp(-q_e \phi / k_B T_e), \quad (2.29)$$

wobei  $n$  die Teilchendichte,  $q_e = -e$ ,  $k_B = 8,62 \cdot 10^5$  eV/K der Boltzmannkonstante und  $T_e$  der Elektronentemperatur entspricht. Unter der vereinfachten Annahme, dass die Ionendichte räumlich konstant ist, ergibt sich für die Poisson-Gleichung

$$\epsilon_0 \frac{d^2 \Phi}{dx^2} = -en \left( \exp\left[\frac{e\Phi}{k_B T_e}\right] - 1 \right) \quad (2.30)$$

Macht man eine Taylor-Entwicklung der rechten Seite und vernachlässigt bei kleinen Störungen ( $e\Phi/k_B T_e \ll 1$ ) Terme höherer Ordnung, erhält man:

$$\epsilon_0 \frac{d^2 \Phi}{dx^2} = \frac{e^2 n_\infty}{k_B T_e} \Phi. \quad (2.31)$$

Durch den exponentiellen Ansatz  $\Phi = \phi_0 \cdot e^{(\pm x/\lambda_D)}$  ist die Differentialgleichung lösbar, wobei der räumliche Abfall des „Debye“-Potentials auf den  $1/e$ -ten Teil (wie bereits erwähnt) durch die charakteristische „Debye-Länge“ beschrieben wird:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}} \quad (2.32)$$

Per Definition dürfen Abweichungen von der Quasineutralität nur innerhalb eines Radius von wenigen „Debye-Längen“ stattfinden. Ein Plasmavolumen kann nur als ein solches bezeichnet werden, insofern es stets groß gegenüber  $\lambda_D$  ist. Andernfalls liegt keine Quasineutralität vor.

Eine weitere Kenngröße die eine Angabe über die Abschirmung von Ladungsstörungen macht, ist der sogenannte Plasmaparameter. Es handelt sich hierbei um die Anzahl der Teilchen in einer „Debye-Kugel“

$$N_D = n \left( \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \right) = \left( \frac{\epsilon_0}{e^2} \right)^{3/2} \cdot \frac{(k_B T_e)^{3/2}}{n^{1/2}}. \quad (2.33)$$

Eine Abschirmung eines Störpotentials erfolgt nur bei  $N_D \gg 1$ . In diesem Fall ist die thermische Energie des Plasmas sehr viel größer als dessen elektrostatische Wechselwirkung, und das Plasma kann als ideal angesehen werden. Die Zustandsgrenze ergibt sich durch [Sut04]

$$\frac{3}{2} k_B T_{krit} > \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} n^{1/3}, \quad (2.34)$$

wobei  $L = 1/n^3$  der mittlere Abstand zweier Teilchen bei der kritischen Temperatur  $T_{krit}$  ist.

### 2.3.2 Thermodynamisches Gleichgewicht

Physikalische Systeme, die sich in einem Gleichgewichtszustand befinden, lassen sich durch eine minimale Anzahl an makroskopischen Variablen beschreiben. Systeme in einem labilen Zustand können oft nur durch komplizierte Rechnungen angenähert bzw. gar nicht gelöst werden. So auch in der Thermodynamik: Ein natürliches Gas ist ein komplexes System aus vielen Gasatomen, dessen Beschreibung mit der Theorie des „Thermodynamischen Gleichgewichtes“ sehr vereinfacht werden kann. Inwiefern sich diese Theorie auf ein Plasma anwenden lässt, soll im Folgenden diskutiert werden.

Ein „vollständiges thermodynamischen Gleichgewicht“ (VTG) beschreibt in der Thermodynamik ein System, in dem sich jeder einzelne ablaufende Prozess mit seinem Umkehrprozess in einem Gleichgewicht befindet. Alle sich in dem System befindenden Elemente (Elektronen, Ionen, neutrale Atome) besitzen die gleiche Temperatur bzw. eine einheitliche Energieverteilung. Ein solches System kann durch die zwei Größen Temperatur und Druck beschrieben werden. Die Temperatur beschreibt u.a. die Geschwindigkeitsverteilung sowie die Besetzung der atomaren Energieniveaus der Teilchen. Ersteres wird durch die Maxwell-Verteilung

$$\frac{dn_m}{n} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{v^2}{v_{th}^2} \cdot \exp\left(-\frac{v^2}{v_{th}^2}\right) dv \quad (2.35)$$

mit  $v_{th} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$  beschrieben. Die Besetzung der Energieniveaus ergibt sich durch die Boltzmann-Verteilung

$$\frac{n_m}{n} = \frac{g_m}{Z(T)} \cdot \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right) \quad (2.36)$$

mit der Zustandssumme der Ionen

$$Z(T) = \sum_m g_m \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right), \quad (2.37)$$

wobei über alle Energiezustände  $E_m$  summiert wird und  $g_m$  den Entartungsgrad des Zustandes angibt. Die Teilchenanzahl in den unterschiedlichen Ionisationsstufen wird über die Saha-Gleichung bestimmt

$$\frac{n_{Z+1} + n_e}{n_Z} = \frac{g_{Z+1}}{g_Z} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \cdot e^{-\frac{w_{i,Z}}{kT}}. \quad (2.38)$$

In der Realität sind die Randbedingungen für ein vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht eines Systems fast nie gegeben. Ein Laborplasma gibt, z.B. durch Strahlung, immer einen Teil seiner Energie an die Umgebung ab. Dieser Verlust müsste gezielt kompensiert werden, d.h. die hinzugefügte Energie müsste selektiv auf die entvölkerten Atomzustände übertragen werden um das thermodynamische Gleichgewicht zu erhalten. Ein Heizen des Systems, welches die geläufigste Methode der Energiezufuhr ist, erfüllt diese Bedingungen jedoch nicht. Es treten immer natürlich bedingte Schwankungen in Form von Temperatur- und Druckgradienten auf.

Die in ein Plasmavolumen eingebrachte Energie geht primär auf die Elektronen über und kann nur über Stoßprozesse auf andere Teilchen übertragen

werden. Speziell in dem hier verwendeten Niederdruckplasma ist jedoch die mittlere freie Weglänge der Teilchen so groß, dass diese Stöße sehr „selten“ auftreten. Zudem kann die Energie der Elektronen bei den Stoßprozessen nur zu einem geringen Teil auf die Ionen übertragen werden. Dieser Teil entspricht aufgrund des Massenverhältnisses von Ion zu Elektron ( $m_p \approx 1836 \cdot m_e$ ) ca. 1/4000 der Elektronenenergie. Unter diesen Randbedingungen besitzen die heißen Elektronen und kalten Ionen jeweils eine eigene Verteilungsfunktion. Das System befindet sich also nicht in einem thermodynamischen Gleichgewicht, sondern es handelt sich hierbei um ein „nicht-thermisches Plasma“.

Dieser Zustand ist typisch für Niederdruckplasmen. Kleine Volumina können lediglich bei einem hohen Druck und der somit erhöhten Stoßrate thermodynamisch als ein Gleichgewicht betrachtet werden. Dort ist dann die Druck/Temperatur-Gradientenlänge sehr groß gegen die mittlere freie Weglänge der Teilchen, d.h. die Dichte und die Temperatur des Plasmas sind nahezu konstant. Man spricht von einem lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE).

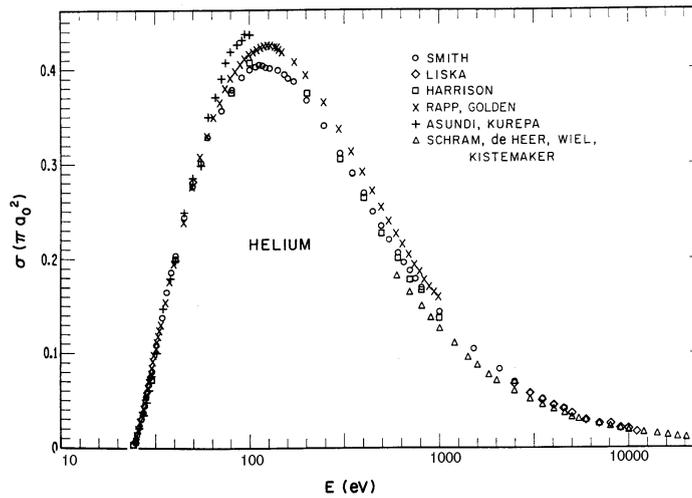
### 2.3.3 Ionisation und Anregung

Wie bereits beschrieben, besteht ein Plasma aus einem Gas, welches viele freie Ladungsträger enthält. Diese müssen durch Ionisationsprozesse erst erzeugt werden. Hierbei handelt es sich in Plasmen primär um Elektronenstoßprozesse von Elektronen ( $e$ ) mit Atomen ( $A$ ). Ein Elektron kann aus einem Atomkernpotential nur ionisiert werden, wenn ihm die Energie, welche zur Überbrückung des Coulombpotentials nötig ist, übermittelt wird. Man spricht hierbei von der Ionisationsenergie  $E_i$ . Bei der einfachsten Reaktion



wird dem neutralen Atom ein Elektron entrissen, dabei entsteht das positiv geladene Ion  $A^+$ . Für die Einfachionisation von Helium sind dabei 24,56 eV nötig, für die Doppelionisation ( $\text{He}^+ + e^- \rightarrow \text{He}^{2+} + 2e^-$ ) werden dafür schon 54,4 eV benötigt.

Ist die übertragende Energie des freien Elektrons nicht ausreichend groß um das Hüllenelektron zu ionisieren, so kann bei dem Stoß ein angeregter Atom-



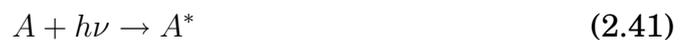
**Abbildung 2.16:** Wirkungsquerschnitt für die Einfachionisation von Helium durch einen Elektronenstoß [Kief66].

kern  $A^*$  entstehen. Bei diesem Prozess wird das Hüllenelektron auf ein höheres Niveau angehoben



Das angeregte Atom kann nun durch einen zusätzlichen Elektronenstoß ionisiert werden. Unter Aussendung eines Photons mit der Energie  $\Delta E = E_{A^*} - E_A$  kann es sich jedoch auch wieder in den Ausgangszustand abregen. Das emittierte Photon hat eine Frequenz von  $\nu = \Delta E/h$  ( $h$ : Plancksches Wirkungsquantum) und liegt bei Helium zum Teil im sichtbaren Bereich. Dieses für ein Plasma typisches Leuchten ist auch bei diesem Experiment beobachtbar.

Die Photonen können ihrerseits wieder andere Atome in dem Plasma anregen oder ionisieren



Anregungszustände haben meistens nur eine sehr begrenzte mittlere Lebensdauer von bis zu  $1 \cdot 10^{-7}$  Sekunden. Es gibt jedoch Fälle, in denen eine direkte

Abregung in den Grundzustand aufgrund quantenmechanischer Auswahlregeln verhindert wird. Man spricht von metastabilen Zuständen (siehe Kapitel 2.1). Eine Abregung des Atoms kann in diesem Fall nur durch einen Stoß mit einem weiteren Atom stattfinden.



Der untere Prozess ist unter dem Namen Penning Ionisation bekannt. Das Targetatom oder -Molekül (B) muss bei dem Prozess allerdings ein kleineres Ionisationspotential besitzen als die innere Energie des angeregten Atoms oder Moleküls groß ist.

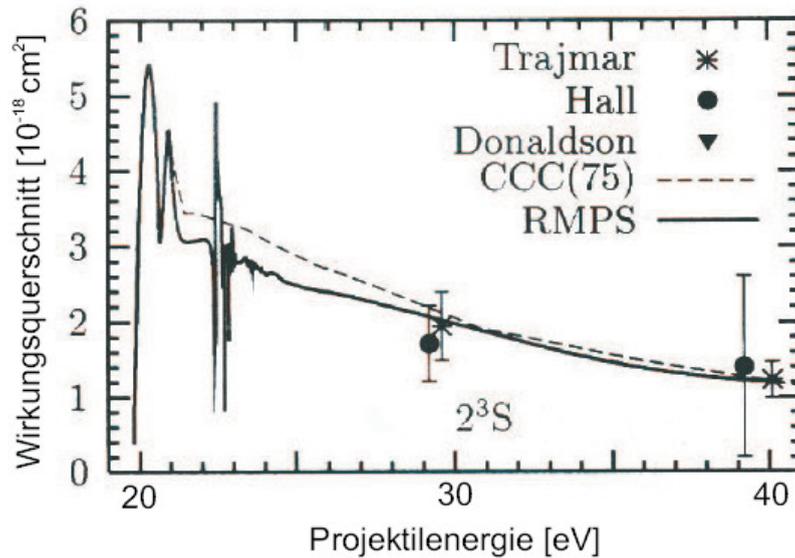
Es gibt somit mehrere unterschiedliche Prozesse die ein Plasma aufrecht erhalten können. Um metastabiles Helium im  $2^3S_1$  Zustand herstellen zu können, kommen nur zwei verschiedene Mechanismen in Frage. Beide bedienen sich des Elektronenstoßes. Besitzt ein Elektron eine ausreichend hohe kinetische Energie so kann es das Heliumatom bei einer Kollision vom Grundzustand aus anregen



Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion in Abhängigkeit von der Elektronenenergie ist in Abb. 2.17 verdeutlicht. Ein weiterer Prozess ist der Stoß eines Heliumions mit einem freien niederenergetischen Elektron. Dabei rekombiniert ein einfach geladenes Heliumion mit einem langsamen freien Elektron



Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist für niedrigere Energien ca. 3 Größenordnungen höher als der der Anregung durch Elektronenstoß [Wan99]. Bisher wurden in Experimenten allerdings lediglich Ionisationsgrade des Mikroplasmas von max.  $10^3$  gefunden [Schöss02], es ist dadurch noch offen, welcher der beiden Prozesse dominiert.



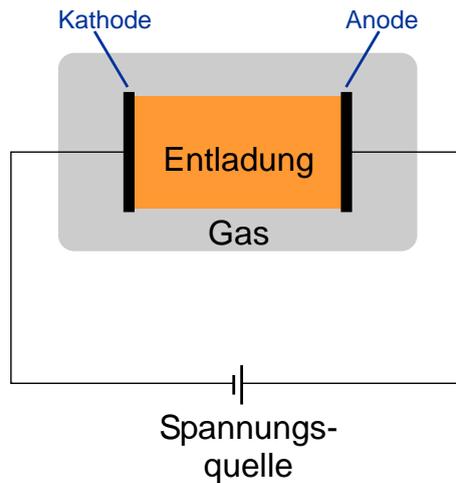
**Abbildung 2.17:** Wirkungsquerschnitt für die Elektronenstoßanregung des Heliumgrundzustandes in den Triplettzustand [Ba98].

### 2.3.4 Erzeugung eines Plasmas

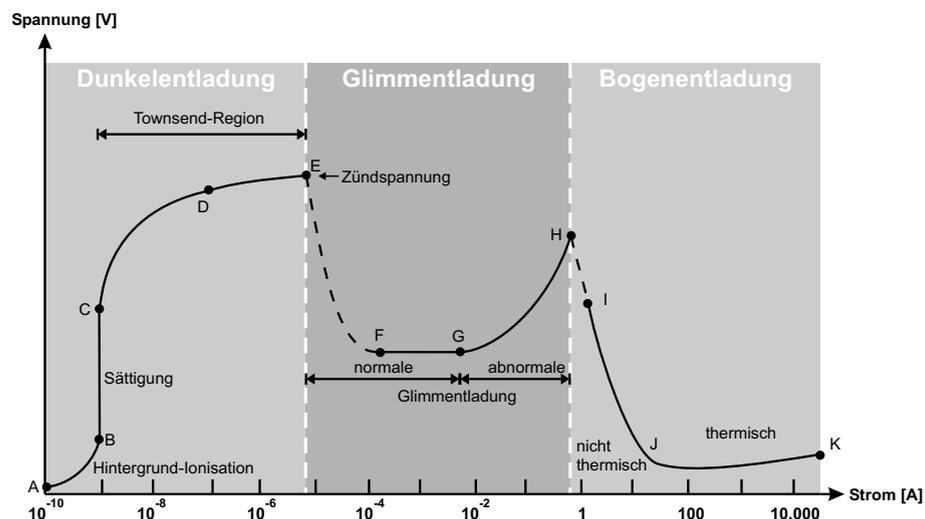
Eine sehr einfache Methode ein Plasma zu erzeugen, ist das Zünden einer klassischen Gleichstromentladung. Dazu werden zwei sich wie bei einem Kondensator gegenüberliegende Elektroden in einem Niederdruck-Gasvolumen unter Spannung gesetzt. Ist diese ausreichend groß, zündet das elektrische Feld einen Entladungsvorgang im Gas, welcher in ein stationäres Gleichgewicht aus Ladungsträgererzeugung und -vernichtung übergeht. Die durch das Feld stark beschleunigten freien Elektronen sorgen durch Stoßprozesse für die Erzeugung neuer Ladungsträger. Der erniedrigte Druck von einigen Pa sichert dabei eine hinreichend große mittlere freie Weglänge der Elektronen im Volumen, die eine ausreichend große Energieaufnahme zur Ionisierung der Atome erlaubt. Die Ladungsträgervernichtung geschieht durch Rekombination in der Plasmaphase und an den Elektroden. Dieser Prozess, bei dem ein Stromfluss zwischen den beiden Elektroden messbar ist, ist als Gasentladung definiert.

Das Brennverhalten einer Niederdruck-Gasentladung ist in Abb. 2.19 dargestellt. Es wird über die Abhängigkeit des fließenden Stroms von der über das Plasma abfallenden Spannung definiert. Der Graph besteht aus drei charakteristischen Segmenten, der Dunkelentladung, der Glimmentladung und der Bogenentladung. Diese sollen im Folgenden diskutiert werden.

Zum Zünden eines Plasmas wird eine hohe Zündspannung (Feldstärke) benötigt, da ein Gas von sich aus ein Isolator ist und freie Ladungsträger erst



**Abbildung 2.18:** Zwei in einem Gasvolumen befindliche Elektroden, können bei einer ausreichend hohen Spannung eine Gleichstromentladung zünden. Der Aufbau gleicht dem eines Plattenkondensators. (Bild [Schöss02])



**Abbildung 2.19:** Strom-Spannung-Kennlinie einer Niederdruck Gleichstrom-Gasentladung [Roth01].

erzeugt werden müssen. Bei einer Gasentladung ist jedoch schon bei sehr niedrigen Spannungen (Punkt A-B), bei denen keine neuen Ladungsträger hergestellt werden, ein Strom von ca.  $10^{-10}$  A gemessen. Dieser Prozess wird als „unselbstständige Entladung“ bezeichnet und entsteht durch die statistisch verteilten freien Ladungsträger (z.B. Ionisation von Atomen durch Höhenstrahlung) in einem jeden Gas. Wird die an die Elektroden angelegte Spannung etwas erhöht (B-E), so können einige Elektronen bereits genügend Energie aufnehmen, um die in Kapitel 2.2.3 angesprochenen Prozesse durchzuführen und dabei Sekundärelektronen zu erzeugen. Bereich C-E, auch „Townsend“-Bereich genannt, beschreibt den leicht abflachenden Anstieg der Plasmaspannung bis zur Zündspannung. Das Segment A-E wird als Dunkelentladung bezeichnet, da es aufgrund der niedrigen Dichte von freien

Ladungsträgern noch nicht zu einer Glimmentladung kommen kann.

Ab einem Stromfluss von ca.  $10 \mu\text{ A}$  beginnt das Segment der Glimmentladung, welches in die Bereiche der „subnormalen“, „normalen“ und „abnormalen“ Glimmentladung unterteilt ist. Bei der „subnormalen“ Glimmentladung (E-F) fällt die Spannung beim Erreichen der spezifischen Zündspannung um ca. 200 - 300 V ab. Das Plasma ist nun in der Lage selbständig zu brennen, d.h. es werden mindestens genau so viele Ladungsträger erzeugt wie vernichtet. In diesem Bereich (F-G) können sich die Ladungsträger im Mittel selber reproduzieren und so das Plasma erhalten [Schöss02]; man spricht von einer „normalen“ Glimmentladung. Die Plasmaspannung bleibt trotz eines steigenden Stromflusses nahezu konstant. Ein hochenergetisches Elektron kann auf seinem Weg durch das Plasmavolumen immer mehr Sekundärelektronen herausschlagen, wodurch sich die Anzahl der freien Ladungsträger rapide erhöht.

Betrachtet man eine Glimmentladung zwischen den kondensatorähnlich angeordneten Elektroden detailliert, kann diese räumlich in verschiedene Teile zerlegt werden. An der Kathode bildet sich eine positive Raumladungswolke aus den trägen Ionen („Kathodenfall“), an der fast die gesamte Plasmaspannung abfällt. Die Erzeugung der Sekundärelektronen findet fast ausschließlich in diesem Bereich, statt. Zwischen dem Kathodenfall und der Anode befindet sich ein nahezu feldfreier Bereich der als „positive Säule“ bezeichnet wird. Dieses Gebiet ist für die Erzeugung und Erhaltung des Plasmas unerheblich. Die Charakteristik des Plasmas verändert sich bei dem Verringern des Elektrodenabstandes erst, wenn der Kathodenfall an die Anode angrenzt.

Das Plasma dehnt sich bei einem weiteren Erhöhen des Stromflusses auf der gesamten Kathode aus. Die Stromdichte kann nur noch erhöht werden, wenn die Erzeugung der Sekundärelektronen effizienter wird. Der dazu nötige Anstieg der Spannung wird durch den Bereich der „abnormalen“ Glimmentladung (G-H) beschrieben.

In dem gesamten Bereich der Glimmentladung ist ein Leuchten zu beobachten. Das emittierte sichtbare Licht eines Plasmas wird unter anderem in Leuchtstoffröhren als Lichtquelle genutzt.

Bei einer zu hohen Stromdichte (H-K) kommen thermische Effekte mit zum Tragen. Die Kathode heizt sich an verschiedenen lokalen Stellen auf, an denen die Ladungsträgererzeugung besonders stark auftritt. Das sich dabei bildende stark inhomogene Plasma lässt die Brennspannung in der „Glow-to-Arc“ und „Bogenentladung“ auf einen Wert herabsinken, der dem Ionisationspotential (einige 10 V) der Gasatome entspricht.

### 2.3.5 Paschengesetz

Wie bereits im vorangegangenen Kapitel beschrieben, setzt die Glimmentladung bei einem Plasma erst ab einer gewissen Zündspannung  $U_Z$  ein. Diese Zündspannung ist durch das Paschengesetz bestimmt und abhängig vom Druck  $p$  und dem Elektrodenabstand  $d$

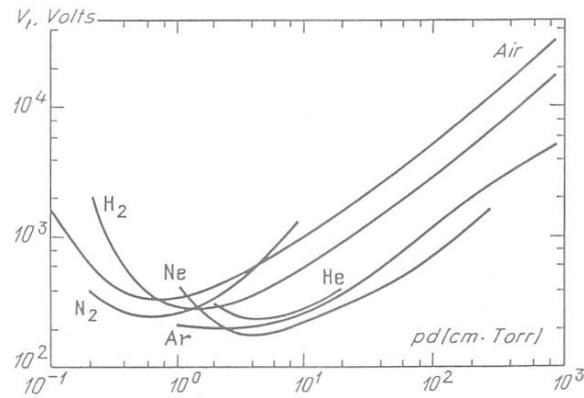
$$U_Z = f(p \cdot d). \quad (2.47)$$

Die Zündspannung im Paschendiagramm (Abb. 2.20) steigt sowohl bei wachsendem als auch bei fallendem reduzierten Druck  $p \cdot d$  aus einem Minimum heraus an. Der Anstieg bei geringen  $p \cdot d$  resultiert (bei gleichbleibendem Elektrodenabstand) aus den geringeren Drücken und den damit verbundenen erhöhten Abständen der Gasatome. Die Wahrscheinlichkeit einer Ionisation durch einen Elektronenstoß fällt stark ab. Im Extremfall wird die mittlere freie Weglänge der schnellen Elektronen größer als der Elektrodenabstand. Bei einem höheren  $p \cdot d$  ist die Gasdichte so hoch, dass die mittlere freie Weglänge der Elektronen nicht mehr dazu ausreicht, um zwischen zwei Stößen genügend Energie aus dem Feld für eine Stoßionisation aufzunehmen.

Es müssen nur wenige Grundgrößen wie der Druck  $p$ , der Strom  $I$  und das elektrische Feld  $E$  bekannt sein um ein reales Plasma kontrolliert zu erzeugen. Diese Größen lassen sich in gewissen Grenzen beliebig skalieren. Betrachtet man verschiedene Plasmen, die bei einem gewissen reduzierten Druck  $p \cdot d$  brennen, so sind deren Eigenschaften ähnlich: Die Zahlenwerte für Druck und Elektrodenabstand können bei einem gleichen resultierenden Produkt frei gewählt werden. Eine weitere skalierbare Größe ist die reduzierte Feldstärke  $E/p$ .

### 2.3.6 Mikrostrukturelektroden

Eine stabile Glimmentladung kann durch die skalierbaren Größen des reduzierten Druckes und der reduzierten Feldstärke auf viele unterschiedliche



**Abbildung 2.20:** Zündspannung der verschiedenen Gase in Abhängigkeit von dem reduzierten Druck  $p \cdot d$  [Rai97].

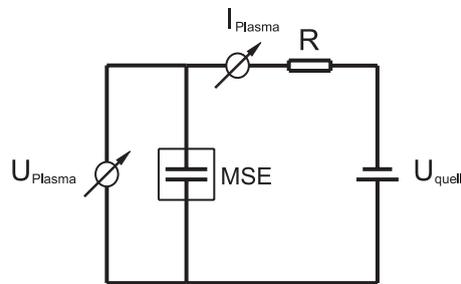
Anwendungen optimiert werden. Das Plasma soll in diesem Experiment bei einem erhöhten Druck nahe des Atmosphärendruckes (0,5 - 1 bar) gezündet werden. Damit der reduzierte Druck im Bereich des Paschenminimums (bei Helium ca. 2 Torr·cm) liegt, resultiert daraus ein Elektrodenabstand von ca. 100  $\mu\text{m}$ . Speziell für diese Anwendung wurde in unserer Gruppe die „Mikrostrukturelektrode“ (MSE) entwickelt. Eine MSE ist ein Mehrschichtensystem; eine 24x24 mm<sup>2</sup> große 250  $\mu\text{m}$  dicke isolierende Keramikschicht trennt zwei sich gegenüberliegende 8x8 mm<sup>2</sup> große kupfernen Elektroden-schichten von ca. 200  $\mu\text{m}$  Dicke. In der Mitte dieses System wird ein 50-400  $\mu\text{m}$  großes Loch gebohrt, in welchem durch Anlegen einer ausreichend hohen Spannung, ein Plasma gezündet werden kann.



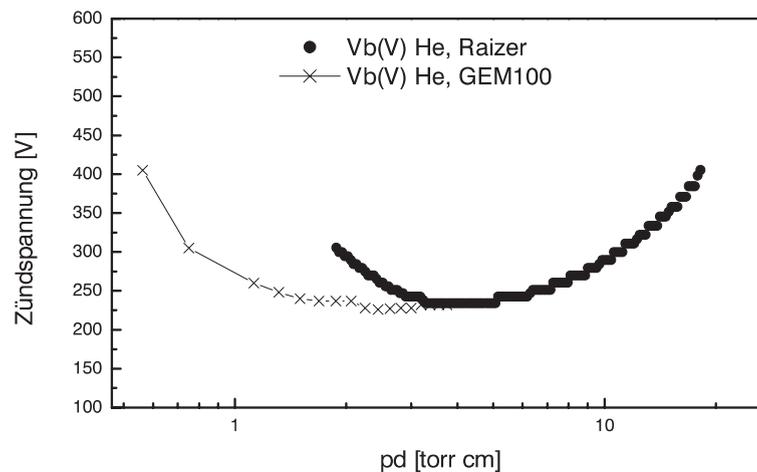
**Abbildung 2.21:** Schema und Foto einer Mikrostrukturelektrode (MSE) zur Erzeugung eines Plasma bei Atmosphärendruck [Jah02]

Die Mikropore in der Mitte der MSE wird durch Laserablation gebohrt. Dabei schießt eine Femtosekundenlaser mehrere tausendmal auf die MSE. Das Loch kann jedoch mit diesem Verfahren in seiner Geometrie nicht so präzise erzeugt werden wie mit einem Naßätzverfahren, welches aufgrund der verwendeten Materialien allerdings nicht funktioniert. Dies verschlechtert die Reproduzierbarkeit einer exakten Form der Mikropore. Das bedeutet, dass die MSEs immer etwas unterschiedlich sind und eventuell andere Betriebsparameter für ein Zünden des Plasmas erforderlich sind. In der Praxis kam

es zudem vor, dass einzelne MSEs kein Plasma gezündet haben.



**Abbildung 2.22:** Schematische Darstellung eines MSE Schaltplans



**Abbildung 2.23:** Abhängigkeit der Zündspannung vom Gasdruck bei einer klassischen Niederdruckgleichstromentladung [Jah02]

Die MSE wird nach dem in Abbildung 2.22 dargestellten Schaltkreis angeschlossen. Bei Betrieb des Plasmas kann über die Messung von  $I_{\text{Plasma}}$ ,  $U_{\text{Zuend}}$  und  $U_{\text{Plasma}}$  kontrolliert werden. Der Vorwiderstand  $R$  begrenzt den Entladungsstrom nach dem Zünden des Plasmas. Die Entladung kann über einen großen Strombereich der Glimmentladung gesteuert werden ohne in eine für die MSE schädliche Bogenentladung überzugehen. Typischerweise werden Widerstände in einer Größenordnung von  $100 \text{ k}\Omega$  bis  $1 \text{ M}\Omega$  gewählt. Bei einer Quellspannung von ca. 550 Volt zündet das Plasma typischerweise bei einem Druck von 0,5 bar bis 0,6 bar. Dabei beträgt  $I_{\text{Plasma}} = 300 \text{ }\mu\text{A}$  und  $U_{\text{Plasma}} = 400 \text{ V}$ . Diese Werte stellen nur eine grobe Größenordnung dar und können nicht exakt reproduziert werden.

In Abbildung 2.23 ist die Abhängigkeit der Zündspannung von dem Gasdruck bei einer klassischen Niederdruckgleichstromentladung eingezeichnet. Die gleiche Kurve gemessen an einer MSE wird jedoch leicht zu einem niedrigeren Druck hin verschoben. Vermutlich wird das von vereinzelt auftretenden

Felderhöhungen aufgrund der Unebenheiten auf der Oberfläche durch die Laserablation [Jah02] verursacht.

## 3. Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel soll genauer auf den gesamten experimentellen Aufbau eingegangen werden. Die zu untersuchende Reaktion der Doppelionisation von spinpolarisiertem Helium (Kap. 2.1) durch Multiphotonenabsorption (Kap. 2.2.1.1) soll mit dem COLTRIMS-Messprinzip (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) betrachtet werden. Es handelt sich dabei um ein Reaktionsmikroskop, mit dessen Hilfe Untersuchungen atomarer Wechselwirkungen durchgeführt werden können. Die Erzeugung eines metastabilen Heliumtargets durch eine Plasmaentladung (Kapitel 2.3.4) wurde bereits in vorangegangenen Arbeiten [Jah02] untersucht und soll nun erstmals in diesem Experiment mit dem COLTRIMS-Messprinzip kombiniert werden. Ein Titan:Saphir Laser erzeugt die für die Reaktion notwendigen kurzen energiereichen Lichtpulse.

### 3.1 Die Vakuumkammer

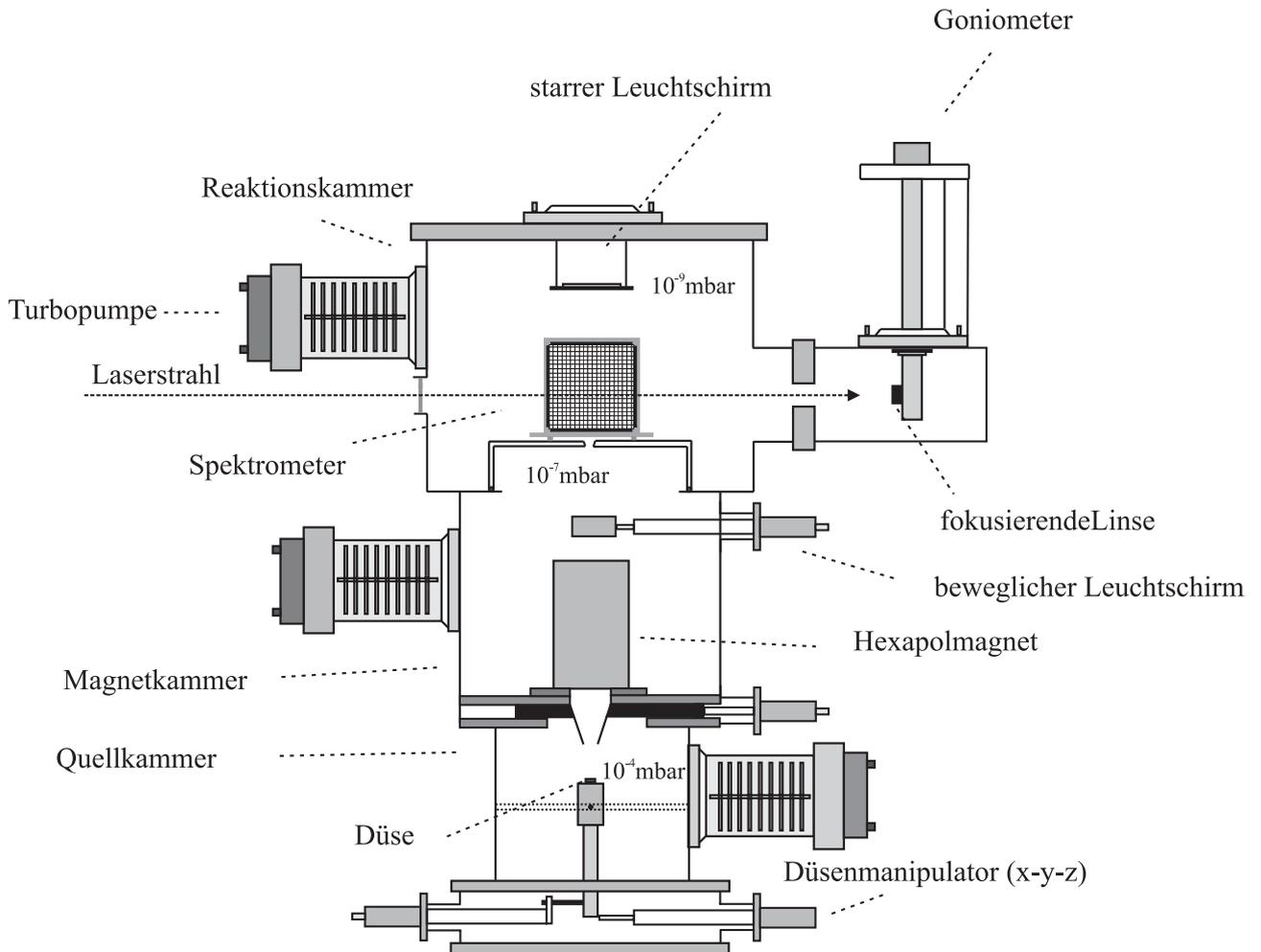
Um atomare sowie molekulare Reaktionen nachweisen zu können, müssen sich das Target samt Detektor und Düse in einem Vakuum befinden. Zur Rekonstruktion der Trajektorien der Fragmente dürfen diese nicht an anderen Gasteilchen in der Umgebung gestreut haben<sup>1</sup>. Es sollten folglich nur sehr wenige Teilchen pro Volumeneinheit in der Kammer existieren. Bei Atmosphärendruck befinden sich ca.  $10^{16}$  Moleküle in einem  $\text{cm}^3$  Luft, bei einem Ultrahochvakuum von  $10^{-12}$  mbar sind es nur noch ca.  $10^4$  Moleküle pro  $\text{cm}^3$ . Die mittlere freie Weglänge steigt somit von ca.  $1\mu\text{m}$  auf etwa  $10^5$  km.

Das Vakuumsystem ist in drei zusammenhängende Teile geteilt, in denen jeweils verschiedene Vakua vorherrschen. Die Separation der Kammern durch

---

<sup>1</sup>Auch die verwendeten MCP-Detektoren (Kap. 3.5.1) können nur im Hochvakuum betrieben werden

nur sehr kleine Löcher ermöglicht diese Druckgradienten im System zu realisieren. Die Turbomolekularpumpen an den einzelnen Kammerabschnitten sind an ein teilweise getrenntes Vorvakuumsystem angeschlossen, um den jeweils geringst möglichen Druck zu erzielen.



**Abbildung 3.1:** Eine schematische Skizze des Experimentaufbaus mit allen technischen Details. Die Aufteilung des Experimentes in die drei Teilbereiche ist gut sichtbar. Nach [Web99]

An die Quellkammer ist eine Scrollpumpe mit großer Saugleistung (Boc Edwards XDS 35i) angeschlossen die, ein Vakuum von ca  $5 \cdot 10^{-3}$  mbar erreicht. Zwischen der Kammer und der Vorpumpe ist eine Turbomolekularpumpe mit einer Saugleistung von 750 l/s angeschlossen. Die hohe Leistung der Pumpen für den an sich kleinen Kammerabschnitt ist nötig, um das aus Düse austretende Gas absaugen zu können. Durch den Skimmer (Durchmesser des Loches: 0,3 mm) breitet sich nur ein kleiner Teil des gesamten Gasanfalls als Jet in die Magnetkammer aus. Mit dieser Konfiguration wird ohne Probleme ein Endvakuum von  $1 \cdot 10^{-7}$  mbar erreicht. Ist der Gasstrahl in Betrieb, so erreicht man ein Vakuum von  $1 \cdot 10^{-4}$  -  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar je nach gewähltem Düsendruck

Die Magnetkammer, das Herzstück des Experiments, ist die Verbindung zwischen Quell- und Targetkammer; hier wird der spinpolarisierte Teil des Jet durch den Hexapolmagneten separiert. Der um  $3^\circ$  gekippte spinpolarisierte Jet wird durch eine kleine  $2 \cdot 3 \text{ mm}^2$  Blende in die Targetkammer weitergeleitet. Der nicht-polarisierte Rest des Gasjets wird durch die Blende abgefangen und muss ebenfalls durch ein Pumpensystem aus der Kammer gepumpt werden. Hier wird keine große Saugleistung mehr benötigt, da der Teil des Jets, der sich durch den Skimmer ausbreitet, im Vergleich zum Gasanfall in der Quellkammer bereits sehr gering ist. Deshalb ist hier lediglich eine Turbomolekularpumpe mit 250 l/s Saugleistung, die durch eine Scrollpumpe vorgepumpt wird, angebracht. Das erreichbare Endvakuum liegt bei ca.  $1 \cdot 10^{-8}$  mbar, bei Strahlbetrieb sinkt es jedoch auf ca.  $10^{-6} - 10^{-7}$  mbar ab.

Die durch die Blende von der Magnetkammer getrennte Targetkammer (siehe Abbildung 3.1) hat eine horizontale Länge (aus der Zeichenebene heraus) von ca. 90 cm und einen vertikalen Durchmesser von ca. 20 cm. In diesem Teil ist das Spektrometer mit den Detektoren längsseits eingebaut. Bei der Reaktion wird nur ein geringer Teil des Targets ionisiert, deshalb wird der Jet üblicherweise in einen Jetdump (eine weitere Kammer mit einer separaten Turbomolekularpumpe, die über der Targetkammer liegt und durch eine weitere Blende abgetrennt ist) geleitet, was an diesem Aufbau nicht realisiert wurde. Dieser Teil des Jets muss folglich durch die zwei an der Targetkammer angebrachten Turbomolekularpumpen ausgepumpt werden (Saugleistung 500 l/s und 250 l/s). Eine weitere Turbomolekularpumpe mit einer Saugleistung von 50 l/s ist zur Verbesserung des Kompressionsverhältnisses zwischen die Scrollvorvakuum- und die Turbomolekularpumpen geschaltet.

An einem Ende der Kammer ist zusätzlich eine Kryopumpe angeschlossen, die das Endvakuum welches durch die Turbomolekularpumpen erreicht wird, noch einmal deutlich bis zu zwei Größenordnungen herabsenkt. Die Kryopumpe arbeitet mit einem geschlossenen Heliumkreislauf nach dem Gifford-McMahon Prinzip [Kry01]. Nach diesem Prinzip ist es möglich den Kaltkopf der Pumpe räumlich vom Kompressionssystem abzutrennen. Das Kompressionssystem ist dann separat durch Druckleitungen mit einem Kompressor verbunden. Ein Vorteil an diesem Prinzip ist, dass der Kaltkopf lageunabhängig betrieben werden kann.

Die allgemeine Funktionsweise einer Kryopumpe beruht darauf, dass das vom Kompressor verdichtete Heliumgas im Kaltkopf und dessen Kupferlamellen expandiert wird. Dadurch ist es möglich diese Komponenten bis zu

einer Temperatur von 20° K zu kühlen. Die Innenflächen dieser dicht gestaffelten Lamellen sind mit Absorbermaterial überzogen; hier werden schwer kondensierbare Gase wie Wasserstoff und Helium adsorbiert. Durch die Aktivkohlebeschichtung, die die Gase bindet, hat eine Kryopumpe natürlich ein begrenztes (regeneratives) Aufnahmepotential.

Da in der Targetkammer ein Vakuum von  $1 \cdot 10^{-10}$  mbar angestrebt wird, wurden sämtliche Flansche mit Kupferringen abgedichtet. Das Ausheizen der Kammer ist nur bis zu einer gewissen Temperatur von ca. 90° möglich, da der Separationsmagnet sonst seinen magnetischen Eigenschaften verlieren würde und das Experiment nicht mehr durchführbar wäre. Diese Einschränkung hat zur Folge, dass sich der Ausheizprozess zeitlich in die Länge zieht. Die mittlere Zeitdauer  $\tau$ , die angibt, wann sich die an den Wänden adsorbierten Restgasatome und Moleküle von alleine lösen, steigt exponentiell mit der fallenden Temperatur. Das Ausheizen der Targetkammer nimmt so anstatt der normalerweise angesetzten drei Tage gut zwei Wochen in Anspruch.

Nach dem Ausheizprozess ist ein Vakuum von  $1 \cdot 10^{-9}$  durch die Turbomolekularpumpen leicht erreichbar. Wird die Kryopumpe noch dazugeschaltet, sinkt das Vakuum innerhalb kürzester Zeit unter  $4,9 \cdot 10^{-10}$  mbar, welches der untere Anschlag des Messbereichs der Vakuumzelle ist. Dieser ist schon sehr schnell nach Ausschalten der Heizschlangen erreicht, was darauf hindeutet, dass das erreichte Endvakuum noch deutlich darunter liegt.

## 3.2 Das COLTRIMS-System

COLTRIMS [Col02] besteht aus drei wesentlichen Komponenten:

- Gastarget (Überschallgasjet)
- Spektrometer
- Detektoren

Das Reaktionsvolumen, welches durch das Kreuzen des Überschallgasjets mit dem Laserstrahl gegeben ist, befindet sich innerhalb des Spektrometervolumens. Die aus der Photoreaktion resultierenden Ionen und Elektronen werden mit einem an das Spektrometer angelegten homogenen elektrischen Feld auf zwei an die Enden des Spektrometers angebrachten Detektoren geführt. Die wesentlich leichteren und somit schnelleren Elektronen ( $m_e = 1$

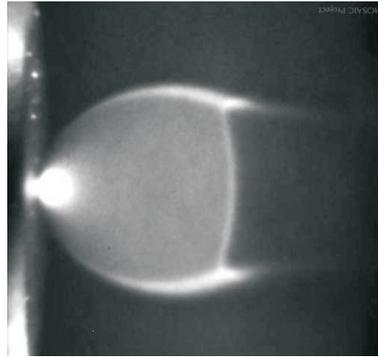
a.u.) lassen sich nur mit Hilfe eines zusätzlich von außen angelegten Magnetfeldes auf einer Spiralbahn auf den Detektor lenken. Die sehr viel schwereren Ionen werden von dem Magnetfeld nicht beeinflusst. Die Teilchen werden unabhängig ihres Emissionswinkels auf dem Detektor registriert. Man spricht dabei von einer  $4\pi$  Raumwinkelakzeptanz des Detektors.

Die Messgrößen von COLTRIMS sind der Auftreffort ( $x, y$ ) der Fragmente auf dem Detektor sowie deren jeweilige Flugzeit. Anhand dieser Größen und dem Wissen über das elektrische und magnetische Feld lässt sich die Trajektorie eines jeden Teilchens rekonstruieren, wodurch man Aufschluss über dessen Startimpulsvektor, d.h. den Impulsvektor zum Ionisationszeitpunkt, erhält. Die zeit- und orts aufgelöste Messung der Ionen und Elektronen wird in einem sogenannten „listmode“-Verfahren abgespeichert. Dabei werden die rohen Messdaten der einzelnen EventsEreignisse hintereinander in ein „listmode“-File geschrieben. Dieses Vorgehen ermöglicht eine nachträgliche Auswertung der Messdaten wie sie bei einem fertig aufgenommenen Spektrum nicht möglich ist. Jedes Event kann einzeln reproduziert werden, Eichungen neu gesetzt und mit bestimmten Bedingungen ein Filter für gewisse Ereignisse gewählt werden. Genau hier liegt der Vorteil von COLTRIMS. Es lassen sich anspruchsvolle Untersuchungen der Atomzustände (Energien) und der Reaktionsdynamik sowie die Wechselwirkungen der Teilchen untereinander durchführen.

In den folgenden Unterkapiteln soll nun detailliert auf den Aufbau der einzelnen Komponenten des COLTRIMS-Systems eingegangen werden.

### 3.3 Das Gastarget

Das Target für ein COLTRIMS-Experiment wird üblicherweise durch eine Überschallgasexpansion erzeugt. Nach diesem Prinzip expandiert ein Gas unter Hochdruck aus einer speziellen Düse in einen Vakuumbereich. Die in diesem Experiment verwendete individuell präparierte Plasmadüse funktioniert dementsprechend, nur dass zusätzlich eine in den Düsenkopf eingebaute Mikrostrukturelektrode (MSE) eine Plasmaentladung (Kap. 2.3.4) im Targetjet zündet, während dieser expandiert. Dadurch wird ein Teil der Heliumatome in den gewünschten  $^3S_{1/2}(\uparrow, \uparrow)$ -Zustand angeregt. Ein Separationsmagnet filtert diese Atomzustände aus dem Jet heraus und lenkt sie als einen eigenständigen Jet fokussierend in die Targetkammer ab.



**Abbildung 3.2:** Fotografie eines Überschall-Gasjets. Es handelt sich hierbei um einen  $N_2$ -Jet, gemischt mit 1%  $NO$ , welches durch einen ArF-Excimer-Laser zum Leuchten angeregt wird [Nal02].

Die aus der Reaktion übertragenen Impulse liegen in einer Größenordnung von ca. 1 a.u.. Damit die Impulse möglichst exakt gemessen werden können, sollten diese möglichst wenigen beeinflussenden Störungen oder Unsicherheiten unterliegen. In dieser kleinen Größenordnungen muss selbst eine Überlagerung der Impulse durch die thermische Bewegungsenergie

$$E = \frac{5}{2}kT \quad (3.1)$$

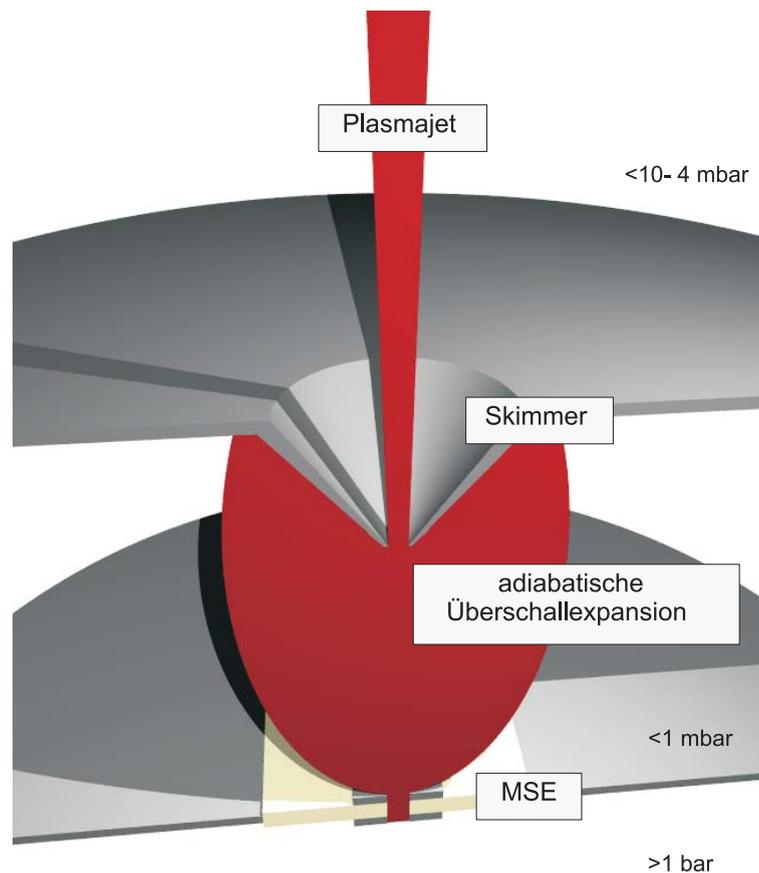
der Gasatome minimiert werden. Diese ergibt mit der Boltzmannkonstante  $k = 8,62 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$  bei Zimmertemperatur bereits eine mittlere thermische Energie von 38 meV, was einem nicht vernachlässigbaren Impuls von ca. 4 a.u. entspricht. Eine gute Auflösung im Impulsraum lässt sich jedoch durch ein extremes Kühlen des Gastargets erreichen (Formel 3.1). Genau hier liegt der Vorteil des verwendeten Überschallgasjets. Durch die Überschallexpansion wird das bereits vorgekühlte Heliumgas in seiner Temperatur so weit herabgesetzt, dass dessen thermische Bewegungsenergie nur noch einige  $\mu\text{eV}$  (einige hundertstel a.u.) beträgt.

### 3.3.1 Der Überschallgasjet

Bei einer adiabatischen Überschallexpansion expandiert ein unter Hochdruck stehendes Gas ( $p_1 = 0,5 \text{ bar}$ ) durch eine Pore ( $d = 100 \mu\text{m}$ ) in ein Vakuum ( $p_2 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ ). Hierbei sind die Düsenparameter im Gegensatz zur effusiven Expansion so gewählt, dass die Gasatome beim Verlassen der Düse primär untereinander statt mit der Düsenwand stoßen. Zur Unterscheidung beider Fälle dient die Knudsenzahl  $K$ , welche das Verhältnis zwischen der mittleren freien Weglänge  $\lambda_0$  der Teilchen und dem Düsendurchmesser  $d_D$  bestimmt

$$K = \frac{\lambda_0}{d_D}. \quad (3.2)$$

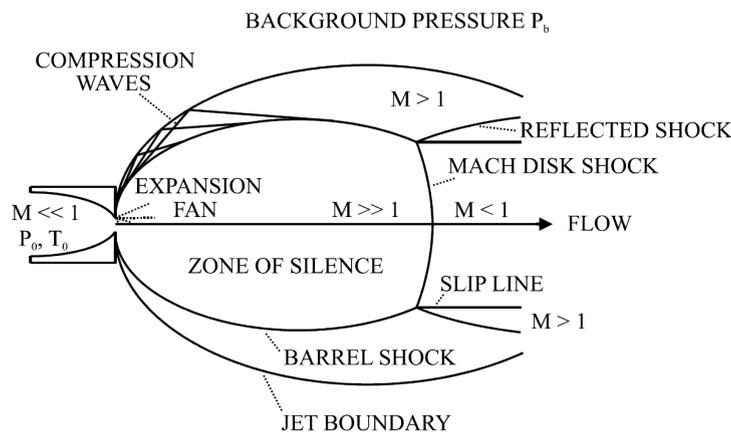
Beträgt der Wert der Knudsenzahl  $K > 1$  so spricht man von einer effusiven Expansion. Durch die bei der Expansion näherungsweise nicht auftretenden Stöße der Gasatome untereinander bleibt die anfängliche Impulsverteilung der Gasteilchen erhalten [Gue99]; eine Abkühlung der Atome findet nicht statt. Diese Art von Experiment führt zu einem Target geringer Teilchendichte [Sco88].



**Abbildung 3.3:** Ausbildung eines Überschallgasjets. Der trichterförmige Skimmer taucht in die zone-of-silence ein und schneidet mittels des scharfkantigen Loches einen Teil der gerichteten Atome aus [Jah02].

Eine Knudsenzahl von  $K \ll 1$  beschreibt einen „supersonic jet“. Die mittlere freie Weglänge der Gasatome ist in diesem Fall sehr viel kleiner als der Düsendurchmesser. Bei der adiabatischen isentropen Überschallexpansion des „supersonic jet“ bleibt die Entropie  $S$  des Systems erhalten und im Idealfall von  $p_2 = 0$  bar wird keine Arbeit verrichtet. Die innere Energie des Gases ist dann gleich Null. Das bedeutet, dass bei diesem Prozess nahezu die gesamte thermische Energie der Atome in eine gerichtete Bewegungsenergie

umgewandelt und das Gas dadurch gekühlt wird: Die sich vorher ungeordnet bewegenden Gasatome formen sich also zu einem Jet, in dem sie eine sehr scharfe longitudinale Geschwindigkeitsverteilung besitzen. In einem kleinen Bereich direkt nach der Düse, auch „zone of silence“ genannt, bewegen sich die Atome wechselwirkungsfrei. Sobald sich jedoch der dynamische Druck des Jets dem Umgebungsdruck des Vakuums angleicht, bricht die Überschall-expansion in einem, die „zone of silence“ begrenzenden, Bereich aus Schock- und Kompressionswellen zusammen [Gue99].



**Abbildung 3.4:** Schematische Zeichnung der Überschall-expansion an einer MSE. [Tej96].

Für die weitere Diskussion soll ausschließlich die „zone of silence“ betrachtet werden, da nur die Atome aus diesem Bereich für ein kaltes und damit gut lokalisiertes Target in Frage kommen. Die durch die Überschall-expansion entstandene Bewegungsenergie der Atome lässt sich auch als dessen gerichtete Geschwindigkeit  $v_{jet}$  ausdrücken [Mil88]

$$v_{jet} = \sqrt{\frac{3kT_0}{m}}. \quad (3.3)$$

$T_0$  ist hierbei die Temperatur der von außen mit flüssigem Stickstoff gekühlten Düse. Mit einer regelbaren Temperatur  $T_0$  der Düse lässt sich die Geschwindigkeit des Jets in einem gewissen Rahmen variieren. Dieses Erkenntnis ist sehr wichtig für die Verwirklichung der magnetischen Separation der angeregten (L+S)-Zustände aus dem restlichen Jet (Kap. 2.1). Die erreichbare Endtemperatur  $T_{Jet}$  des Jets wird über den Speedratio  $S$  und die Düsenteperatur  $T_0$  definiert [Toe77]. Das Speedratio wird als Indikator für die Strahlqualität verwendet und beschreibt das Verhältnis der mittleren Strahlge-

schwindigkeit zur Breite der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung des Strahles.

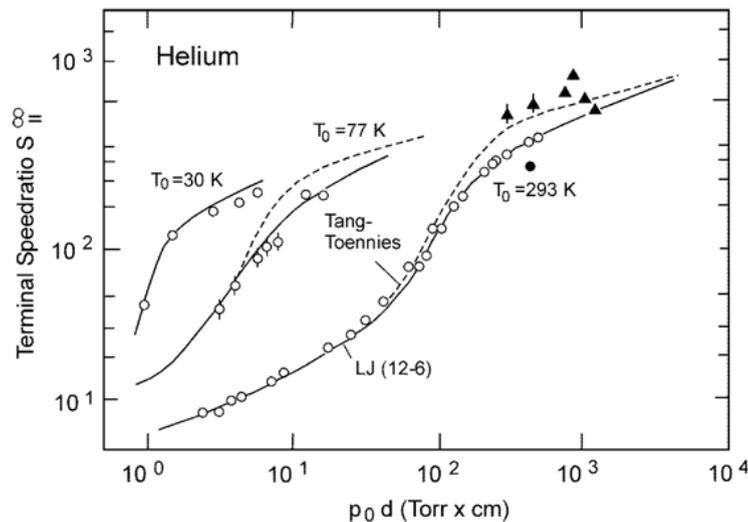
$$S = \frac{v_{Jet}}{\sqrt{2k \frac{T_{Jet}}{m}}} \quad (3.4)$$

$$T_{Jet} = \frac{5 T_0}{2 S^2} \quad (3.5)$$

Eine Kühlung des Gases vor der Überschallexpansion ergibt nach Gleichung 3.4 bei gleichen äußeren Rahmenparametern eine besseres Speedratio des Jets und reduziert dessen Endtemperatur nachhaltig. Da die Berechnung des Speedratios vergleichsweise kompliziert ist, kann dieser unter Verwendung der Gleichung

$$S = f(p_1 \cdot d_D) \quad (3.6)$$

aus Abbildung 3.5 entnommen werden.



**Abbildung 3.5:** Abhängigkeit des Speedratios von Düsentemperatur, Vordruck und Düsendurchmesser. Bei gleichem  $p_0 \cdot d$  und niedrigerer Temperatur wird der Speedratio besser.

Die Länge  $L$  der „zone of silence“, die im wesentlichen der mittleren freien Weglänge der Teilchen entspricht, ist abhängig vom Düsendurchmesser  $d_D$  sowie dem Verhältnis von Vordruck  $p_1$  zu Kammerdruck  $p_2$

$$L = \sqrt{\frac{p_1}{p_2}} d_D. \quad (3.7)$$

Diese Formel angewandt auf die Betriebsparameter dieses Experiments ( $p_0 = 0,6$  bar,  $p_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  mbar,  $d = 100 \mu\text{m}$ ) ergibt eine Länge von ca. 2,1 cm. Der begrenzende Parameter für diese Länge ist der Restgasdruck  $p_1$ . Dieser kann aufgrund des massiven Gasanfalls und einer limitierten Saugleistung der Turbomolekularpumpen nicht in ein Ultrahochvakuum reduziert werden.

Mit einem in die „zone of silence“ eintauchenden Skimmer, eine hohlkegelförmige Konstruktion mit einem kleinen Loch ( $\varnothing \approx 0,3$  mm) in der Spitze, werden die Atome für den Targetjet herausgeschält. Der resultierende Überschallgasjet besitzt somit in beiden transversalen Bewegungsrichtungen nur eine geringe durch die geometrische Anordnung bedingte Impulsunschärfe: Die maximal auftretende thermische Bewegung der Gasatome (Impulsunschärfe) im Targetjet transversal zu dessen Ausbreitungsrichtung kann durch den Lochdurchmesser  $d_D$  der Düse, dem Skimmerlochdurchmesser  $d_S$  und dem Abstand Düse-Skimmer  $l$  reguliert werden. Das dreidimensionale Impulsprofil ergibt sich zu [Ach99]

$$\Delta \vec{p}_{jet} = \sqrt{m5kT_0} \begin{pmatrix} (d_D + d_S)/l \\ (2\sqrt{\ln(2)}/S) \\ (d_D + d_S)/l \end{pmatrix} \text{ (FWMH)}, \quad (3.8)$$

wobei die Ausbreitungsrichtung des Jets entlang der y-Achse verläuft.

### 3.3.2 Die Plasmadüse

Wie bereits angesprochen, wird in diesem Experiment eine spezielle Plasmadüse verwendet. Eine im Düsenkopf eingebaute Mikrostrukturelektrode (MSE) (Kap. 2.3.6), durch deren Pore das Gas expandiert, zündet ein Plasma im Gasjet. Der Durchmesser der Pore muss so gewählt werden, dass ein gewisser Druckgradient zwischen dem Düseninneren und der Expansionskammer besteht, um so eine Überschallgasexpansion überhaupt zu ermöglichen. Die Größe des Porendurchmessers ist durch die eingeschränkt vorhandene Saugleistung der Turbomolekularpumpen an der Expansionskammer begrenzt.



Düsenkopf herausragt. Die mittig auf den Düsenkopf gelegte MSE (j) wird anhand eines fest verschraubbaren Stempels (g) auf den Zylinder gedrückt, so dass ein leitender Kontakt entsteht. Die Elektrode auf der Niederdruckseite ist über den Stempel und die Düsenfassung geerdet. Die Stromversorgung gelangt über einen kapton-isolierten Draht durch die Gaszuleitung in die Düse und ist über eine angelötete Feder (h) mit dem Kupferzylinder leitend verbunden.

Ein großes experimentelles Problem war es, die Düse abzudichten, so dass das Heliumgas ausschließlich durch die Pore der MSE in die Expansionskammer gelangt. Zwischen den fest aufeinander geschraubten Komponenten (Kupferzylinder/MSE, Fassung/Halterung) ist zusätzlich eine dünne Indiumschicht platziert. Das extrem weiche Metall passt sich durch den gegebenen Druck den Oberflächenstrukturen beider Seiten an und eignet sich somit sehr gut zum Dichten. Der „Vespel“-Einsatz wurde mit dem speziellen Kleber in die Fassung eingeklebt. Dabei wurden an der Außenseite des Einsatzes rundum zusätzlich zwei Rinnen eingeschliffen, um zwei durchgehend dichte Kleberschichten zur Abgrenzung zu erhalten. In diesem Aufbau wurde der Kleber „Stycast 2850 FT“ der Firma Earnest & Cummings [EmCu05] verwendet. Dies soll hier kurz erwähnt werden, da es der einzige von etlichen getesteten Klebstoffen war, der die extremen Temperaturschwankungen (siehe unten) in der Düse überstanden hat ohne dabei porös zu werden und somit die Zwischenräume auf längere Zeit zuverlässig abdichtet. Ein eventuelles Sublimieren des Klebstoffes wurde aufgrund des viel höheren Gasanfalls durch die Pore nicht beachtet.

Um ein möglichst gutes Target zu erzeugen, muss das Heliumgas in der Düse vorgekühlt werden (siehe Strahlqualität Kap. 3.3.1, siehe Separation der (L+S)-Zustände Kap. 3.3.3). Dazu ist die Düsenhalterung über eine mehradrige wärmeleitende Kupferlitze ( $A \approx 3 \text{ cm}^2$ ,  $l = 20 \text{ cm}$ ) mit einem von außen mit flüssigem Stickstoff befüllbaren Gefäß verbunden. Die Düse ist so konzipiert, dass das Gas bei einem Durchfluss von ungefähr  $100 \text{ cm}^3/\text{min}$  und einer Aufenthaltszeit von  $< 2$  Sekunden in der Düse ausreichend abgekühlt wird, indem die Gasatome mit der kalten Düsenwand stoßen.

Die Düse ist in der Expansionskammer so befestigt, dass der ortsfeste Skimmer in die „zone-of-silence“ eintaucht. Da dieser Bereich aufgrund wechselnder MSE oder gar deren Verschleiß minimal variabel sein kann, kann die genaue Position der mittig unter dem Skimmer justierten Düse leicht verän-

dert werden. Während der Düsenkopf über eine Metallklemme fest fixiert ist, kann die Düsenbasis über zwei Mikrometerschrauben von außen in transversaler Richtung verfahren werden. Zusätzlich kann die Düse mit einer weiteren Mikrometerschraube um ca. 2 cm vertikal verschoben werden.

In einem vorangegangenen Prototyp [Jah02] wurde die MSE fest im Innenraum der Düse verankert, was den Austausch dieses Verschleißteils sehr aufwendig gemacht hat. Ziel der jetzigen Konstruktion ist es, die MSE möglichst einfach ersetzen zu können. Das Prinzip des koaxialen Aufbaus ist beibehalten worden. Hierbei wird die Hochdruckelektrode der MSE durch die Gaszufuhr mit Hochspannung versorgt, während die sich auf der Niederdruckseite befindende Elektrode über das Düsengehäuse geerdet ist. Dieser Aufbau verhindert ein Zünden des Plasmas außerhalb der Düse.

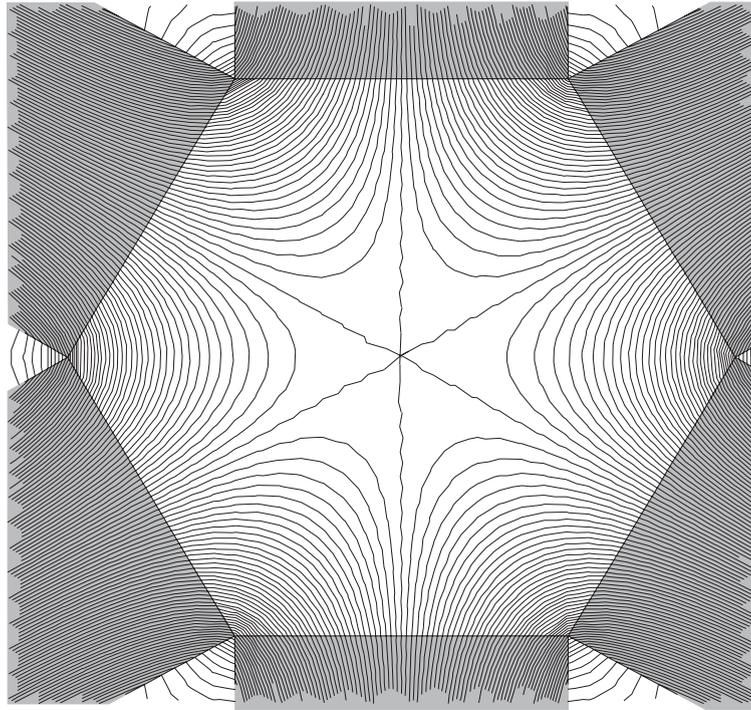
### 3.3.3 Separationsmagnet

Der durch den Skimmer herausgeschälte Plasmajet enthält noch alle in der Plasmaentladung entstandenen Produkte (Kap. 2.3.3). Um ein reines spinpolarisiertes Heliumtarget zu erhalten, müssen die Atome in diesen Zuständen erst aus dem Jet heraussepariert werden. Dazu wird das Magnetfeld eines Permanent-Hexapolmagneten verwendet, welches in der Lage ist, die Atome mit verschiedenen Spinausrichtungen mit 100%-iger Effektivität räumlich zu trennen. Der in diesem Versuch verwendete Hexapolmagnet ist identisch zu dem aus der Versuchsreihe zur Erzeugung eines spinpolarisierten Targets von Till Jahnke [Jah02].

Die Kraft  $F$ , die auf ein neutrales Atom mit einem Gesamtdrehimpuls ( $L + S$ )  $= \sum m_l + \sum m_s$  in einem Magnetfeld  $B$  wirkt, ist gegeben durch

$$F = \frac{\mu_B}{\hbar} (2m_s + m_l) \cdot \text{grad}(B). \quad (3.9)$$

Dabei ist  $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24}$  J/T das Bohrsche Magneton, welches das magnetische Moment eines mit dem klassischen Drehimpuls  $|\vec{l}| = \hbar$  rotierenden Elektrons beschreibt. Die Kraft  $F$  ist bei einem gegebenen Gesamtdrehimpuls proportional zum Gradienten des magnetischen Feldes. Die resultierende Ablenkung der Atome aufgrund der wirkenden Kraft beträgt (in transversaler Richtung  $y$  zur Längsachse  $x$ )



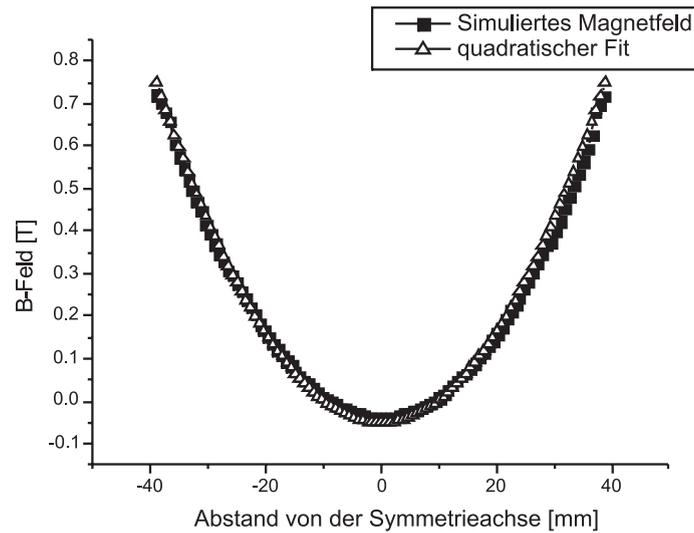
**Abbildung 3.7:** Feld im Inneren eines Hexapol Magneten [Jah02]

$$\ddot{y} = \frac{\mu_j}{m} \frac{\delta B}{\delta y} + v_{yo} \quad (3.10)$$

$$y = \frac{\mu_j}{2m} \frac{\delta B}{\delta y} (t)^2 + tv_{yo} = \frac{\mu_j}{2m} \frac{\delta B}{\delta y} \left(\frac{x}{v}\right)^2 + \frac{x}{v} v_{yo}. \quad (3.11)$$

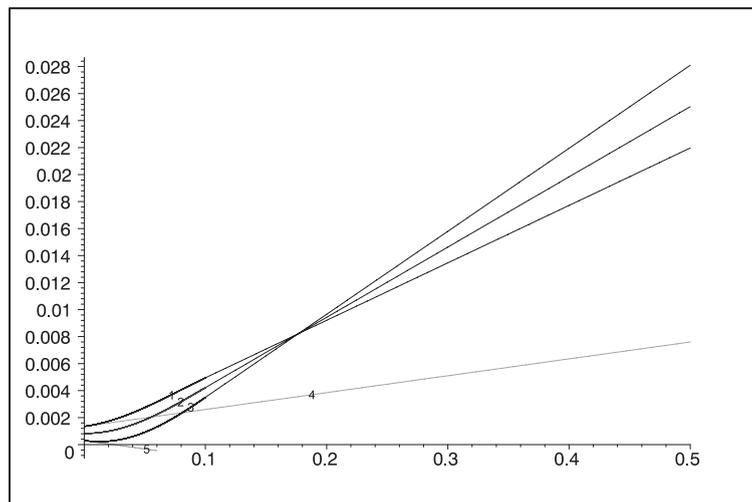
Dabei ist  $\mu_j$  das magnetische Moment des Gesamtdrehimpulses  $J$ . Es wird deutlich, dass eine durch die Abkühlung des Gasjets reduzierte Geschwindigkeit  $v$  in einer größeren Ablenkung der Gasatome resultiert. Die Atome brauchen mehr Zeit den Magneten zu durchqueren und bleiben somit länger der Kraft des Magnetfeldes ausgesetzt.

Der Heliumjet wird sehr nahe eines Pols in den Magneten eingeschossen, um die Ablenkung der spinpolarisierten Atome unter Ausnutzung eines höchstmöglichen Feldgradienten zu maximieren (Abb. 3.7). Die Atome in einem  ${}^3S_{1/2}(\uparrow, \uparrow)$ -Zustand werden abhängig von Schwankungen ihrer Temperatur um ca.  $3^\circ$  in Richtung der Symmetrieachse abgelenkt und verlassen die Magnetkammer durch eine  $2 \times 3 \text{ cm}^2$  große Lochblende. Der finale Targetstrahl besteht also ausschließlich aus Atomen in einem  ${}^3S_{1/2}(\uparrow, \uparrow)$ -Zustand. Die ebenfalls spinpolarisierten  ${}^3S_{1/2}(\downarrow, \downarrow)$ -Atome stoßen aufgrund ihrer entgegengesetzten Ablenkungsrichtung mit der Magnetwand zusammen und gehen für das Experiment verloren. Alle anderen Elemente des Gastargets, vor allem die Heliumatome im Grundzustand, werden von der Blende daran



**Abbildung 3.8:** Berechnung des Magnetfeldes eines Hexapolmagnets in Abhängigkeit vom Abstand der Mittelachse. Die Abbildung gibt einen Schnitt durch zwei Pole wieder, da dort die nicht-Hexapol Anteile am geringsten sind [Jah02]

gehindert in die Targetkammer einzudringen und stoßen ebenfalls mit der Kammerwand zusammen. Das so entstehende Restgas wird mit Turbomolekularpumpen aus dem System entfernt.



**Abbildung 3.9:** Strahlverlauf des Jets. 1, 2, 3 beschreiben die beiden äußeren sowie den mittleren Strahl der spinpolarisierten  $^3S_1(\uparrow, \uparrow)$ -Zustände, 4 und 5 die divergente Ausbreitung der neutralen Atome (nach [Jah02]).

Die spinpolarisierten Atome werden aufgrund ihres magnetischen Moments von einem Hexapolmagnetfeld wie mit einer Linse fokussierend abgelenkt. Für den Abstand  $r$  von der Symmetrieachse mit  $r \leq r_{Magnet}$  gilt

$$B_{Hexapol} \sim r^2 \quad (3.12)$$

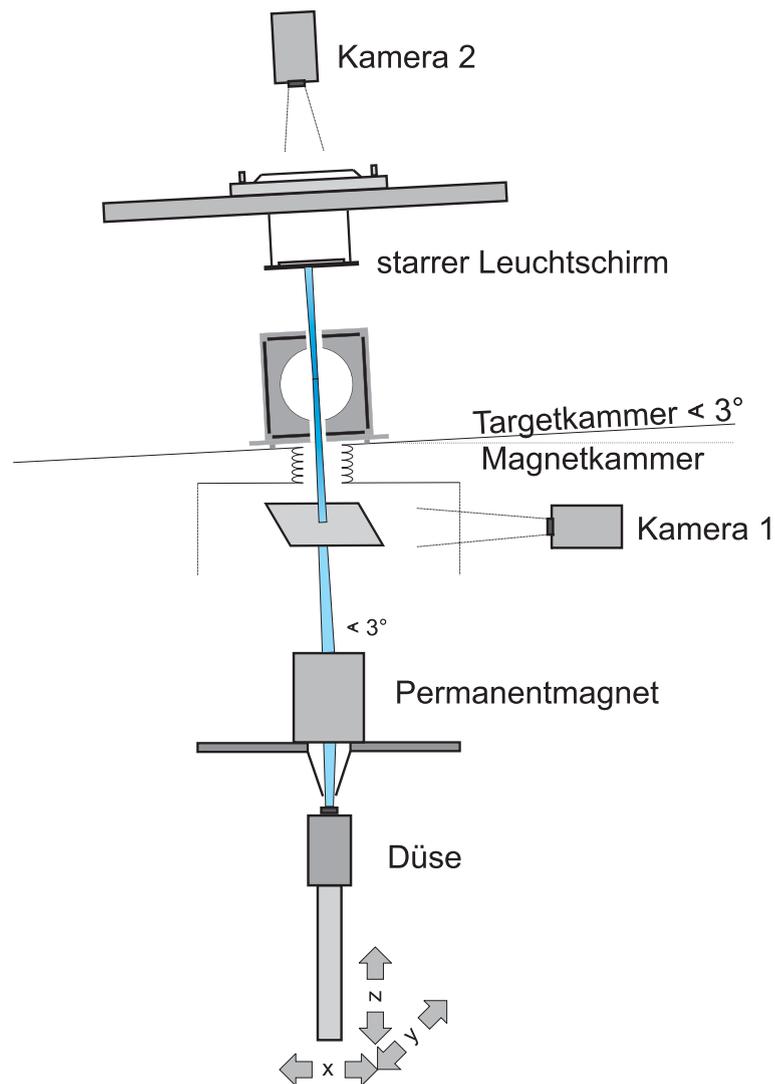
$$\text{grad}(B_{Hexapol}) \sim r \quad (3.13)$$

Anhand der linearen Abhängigkeit  $F \sim r$  wirken unterschiedlich große Kräfte auf den räumlich aufgeweiteten Heliumjet. Betrachtet man zwei jeweils sich am Rand des Jets befindende Gasatome, so wird jenes, welches näher an dem Pol ist, stärker von dem Magnetfeld abgelenkt als das weiter innen liegende (Abb. 3.9). Dieses Verhalten ist wünschenswert für den Targetjet, da eine Fokussierung dementsprechend die Targetdichte erhöht. Für diese Apparatur ist der Aufbau so gewählt, dass der Fokuspunkt für einen auf 80 K vorgekühlten Jet in der Mitte der Targetkammer liegt. Eine kleine Unsicherheit liegt bei dem Brennverhalten des Plasmas, welches die Temperatur um 3-5 K anheben kann. Weitere Details können bei [Jah02] nachgelesen werden.

### 3.3.4 Strahlverlauf des Targetjets

Der Heliumjet und der Laserstrahl sollen mittig im Spektrometer gekreuzt werden. Dazu muss der Heliumjet orthogonal zur Spektrometer- und Laserachse in die Targetkammer gefädelt werden. Aufgrund verschiedener nicht exakt justierbarer Faktoren im System ist dieser Strahlverlauf jedoch nicht unbedingt gewährleistet. Um Aufschluss über die genaue Position des Jets zu erlangen, wird dieser an zwei Stellen mit Hilfe von Leuchtschirmen und Kameras überprüft.

Die aus der Düse senkrecht nach oben startenden spinpolarisierten ( $\uparrow, \uparrow$ )-Heliumzustände werden durch den Magneten um ca.  $3^\circ$  abgelenkt. Bei einer perfekt gerade ausgerichteten Quell- und Magnetkammer muss die Targetkammer also auch um  $3^\circ$  (um die Spektrometerachse) gekippt werden, damit der Jet diese orthogonal durchläuft (Abb. 3.10). Hierzu wurde zu folgenden Hilfsmitteln gegriffen: Die Düse wird so justiert, dass sie sich mittig unter dem Skimmer befindet und auf dem an der oberen Seite der Targetkammer angebrachten Leuchtschirm die Intensität des auftreffenden Strahls am höchsten ist. Die Position des Jets wird dabei durch einen beweglichen Leuchtschirm knapp über dem Magneten festgehalten. Über den Messrechner kann diese Stelle immer wieder reproduziert werden. Anstatt des starren Leuchtschirms wurde anfangs ein in der Höhe verstellbarer Leuchtschirm verwendet mit dem der Verlauf des Strahls in der gesamten Targetkammer nachvollzogen werden kann. Die Targetkammer wurde dementsprechend so lange geneigt, bis der Jet das mittige Fadenkreuz des hoch und runter fahrenden Leuchtschirms nicht mehr verlassen hat. Der starre Leuchtschirm wird bei Betrieb des Experiments eingebaut, da der bewegliche aufgrund seiner



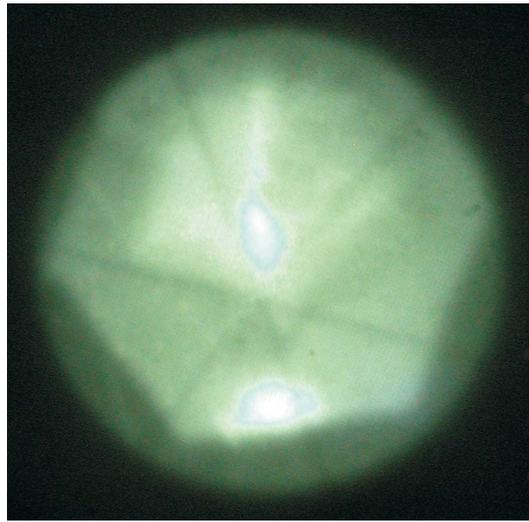
**Abbildung 3.10:** Strahlverlauf des Targets. Nach dem Durchlaufen des Magneten ist nur der für das Experiment relevante Strahl mit den  $(\uparrow, \uparrow)$ -Zuständen eingezeichnet.

Gummiabdichtungen nur bis zu einem Vakuum von  $1 \cdot 10^{-6}$  mbar verwendbar ist. Während des Experiments lässt sich so die Position des Jets überprüfen.

Durch diese beiden „Kontrollpunkte“ des Jets können die Unsicherheiten, die durch die Abnutzung der MSE oder ein mögliches Verstellen der Düse beim Austauschen dieser korrigiert werden. Durch den verschiebbaren Leuchtschirm in der Targetkammer ließ sich der durch den Magneten gegebene Fokuspunkt des Jets leider nicht verifizieren. Die „Auflösung“ des Schirms ist zu grob, das Leuchten ist nicht klar genug abgegrenzt.

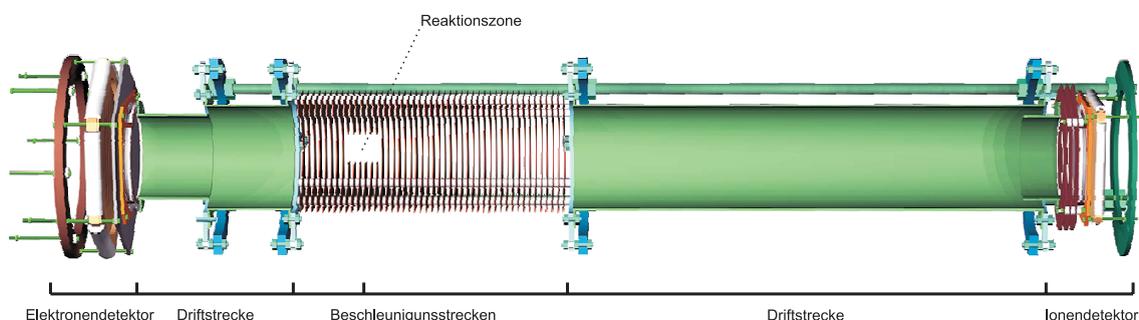
### 3.4 Spektrometer

Im Spektrometer wird das präparierte spinpolarisierte Gastarget in seinem Fokuspunkt mit einem senkrecht dazu ausgerichteten Laserstrahl gekreuzt.



**Abbildung 3.11:** Bild der Targetkammer Kamera. Sehr schön zu sehen sind der abgelenkte spinpolarisierte ( $\uparrow, \uparrow$ )-Helium Jet (oben, klein) und die restlichen Bestandteile (unten, groß). Die Sechskantstruktur des Magneten zeichnet sich am Randbereich ab. Das Bild wurde in der Aufbau- und Justierphase des Experiments gemacht, der Jet verläuft noch nicht zentral durch die Targetkammer.

Die Fragmente der Reaktion werden mit einem über einen Teil des Spektrometers angelegten schwachen elektrischen Feld (400 V/m) in Richtung der gegenüberliegenden Detektoren beschleunigt. Das Spektrometer wird zusätzlich von einem zum elektrischen Feld parallelen magnetischen Feld überlagert. Dieses gewährleistet, dass selbst die im Vergleich zu den Rückstoßionen wesentlich schnelleren Elektronen auf einer Zykloiden auf die Detektoren gelenkt werden. Mit Hilfe dieses „Reaktionsmikroskopes“ ist eine genaue Untersuchung der Reaktion über den vollen Raumwinkel möglich.



**Abbildung 3.12:** Schematische Darstellung eines Querschnitts durch ein Spektrometer, welches dem verwendeten sehr ähnelt. Der Heliumjet wird senkrecht von unten durch die Platten eingeschossen und mit dem aus der Sicht des Betrachters kommenden Laserstrahl im Reaktionsvolumen gekreuzt (nach [Stau05]).

Ein Spektrometer besteht aus einer Beschleunigungszone, zwei Driftstrecken und zwei Detektoren.

Die Beschleunigungszone besteht aus vielen hintereinander auf vier Keramikstangen aufgefädelten 0,5 mm dünnen und 10x10 cm<sup>2</sup> großen Kupferplatten. Als Abstandhalter zwischen den Platten dienen 0,5 cm dicke Keramikringe. In die Kupferplatten ist ein zentrales Loch in Größe der Detektoren ( $\varnothing = 8$  cm) eingestanzt. Mit Hilfe dieser über 100 k $\Omega$  Widerstände verschalteten Platten kann in deren Innenraum ein homogenes elektrisches Feld angelegt werden. Die Driftröhren sind an beiden Enden an eine rechteckige Halterung geschraubt, die einen Übergang zu den anderen Teilen bildet. Diese Halterungen tragen die Keramikstangen (somit auch die Kupferplatten) und dienen, mittels eines eingebauten Gitters, auch als Feldebegrenzung. Sie selbst werden von vier massiven ( $\varnothing = 1$  cm) Aluminiumstangen gehalten, welche über zwei nahe am Detektor liegende justierbare Aluminiumringe an der Kammerinnenwand befestigt werden können. Bei der Driftröhre selbst handelt es sich um eine  $\varnothing = 8$  cm große Aluminiumröhre, die um eine Ladungsbildung auf der Oberfläche zu unterbinden, von innen mit Graphit besprüht ist. Die Driftstrecke dient hauptsächlich einer Flugzeitfokussierung, die in diesem Experiment jedoch nicht wirklich benötigt wird. In unserem Fall erhöht sie lediglich die Auflösung der Messung durch die zusätzliche Aufweitung der Teilchen (Kap. 3.4.3). Ein feldebegrenzendes Gitter schließt die jeweilige Driftstrecke ab. Dort werden die Detektoren in einem Abstand von 2 mm an den entsprechenden Halterungen befestigt.

### 3.4.1 Elektrisches Feld

Die Kupferplatten der Beschleunigungszone werden mit hochohmigen Widerständen gleicher Größe (100 k $\Omega$ ) verbunden. Wird nun an der ersten Kupferplatte beider Seiten eine Spannung angelegt, erzeugen alle Platten zusammen ein homogenes elektrisches Feld. Die bei der Reaktion entstehenden positiv geladenen Ionen und negativ geladenen Elektronen werden in diesem Feld entgegengesetzt beschleunigt. Im Regelfall (mit Berücksichtigung des Magnetfeldes) treffen alle aus der Reaktion entstandenen Fragmente auf einen der Detektoren auf. Dabei wird die Flugzeit (Time of Flight, kurz TOF) und der Auftreffpunkt in (x, y)- Koordinaten gemessen.

Auf geladene Teilchen in einem elektrischen Feld wirkt die Coulombkraft  $\vec{F}_c$ :

$$\vec{F}_c = q|\vec{E}| = m\vec{a} \quad (3.14)$$

Hierbei ist  $q$  die Ladung,  $m$  die Masse und  $\vec{a}$  die Beschleunigung des sich im elektrischen Feld  $\vec{E}$  befindenden Teilchens. Sei nun  $x_1$  die Länge der Beschleunigungsstrecke, so ergibt sich aus der Bewegungsgleichung eine Flugzeit von

$$t_1 = \frac{-p_0 + \sqrt{p_0^2 + 2x_1qm \cdot |\vec{E}|}}{q|\vec{E}|}. \quad (3.15)$$

Der Startimpuls der Fragmente ist durch  $p_0$  gekennzeichnet. Die Flugzeiten für zwei Teilchen, die an einem unterschiedlichen Ort entstehen, sind nach Gleichung 3.15 trotz eines gleichen Entstehungszeitpunktes und eines gleichen Startimpulses nicht identisch. In der Auswertung könnten die Startimpulse so nicht eindeutig zugeordnet werden. Dieses Problem wird durch eine Flugzeitfokussierung behoben (Kap. 3.4.3).

Die Flugzeit der Teilchen inklusive der Wegstrecke  $x_2$  durch die Driftröhre beträgt

$$t_{ges} = t_1 + t_2 = \frac{-p_0 + \sqrt{p_0^2 + 2x_1qm \cdot |\vec{E}|}}{q|\vec{E}|} + \frac{x_2}{v_x}, \quad (3.16)$$

wobei  $v_x$  die Geschwindigkeit der Teilchen nach der Beschleunigungszone ist. Diese kann aus der Summe der Anfangsenergie und der im Feld aufgenommenen Energie

$$E_{kin} = E_0 + E_{Feld} = \frac{p_0^2}{2m} + q|\vec{E}|x_2 = \frac{1}{2}mv_x^2 \quad (3.17)$$

errechnet werden

$$v_x = \sqrt{\frac{p_0^2}{m^2} + 2\frac{q}{m}|\vec{E}|x_2}. \quad (3.18)$$

Die vertikale Geschwindigkeit der Teilchen ist durch deren senkrechten Startimpuls vorherbestimmt. Für die Geschwindigkeit in alle Raumrichtungen ergibt sich (mit  $\vec{a} = \frac{\vec{E}q}{m}$ )

$$\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{2 \cdot a_x \cdot x_2 + (a_x t_{ges})^2} \\ \frac{y}{t_{ges}} \\ \frac{z}{t_{ges}} \end{pmatrix}. \quad (3.19)$$

Für die Impulse ergibt sich:

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{2 \cdot \vec{E} \cdot qx_2 m + (\vec{E}q^2 t_{ges})^2} \\ \frac{y}{t_{ges}} \\ \frac{z}{t_{ges}} \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

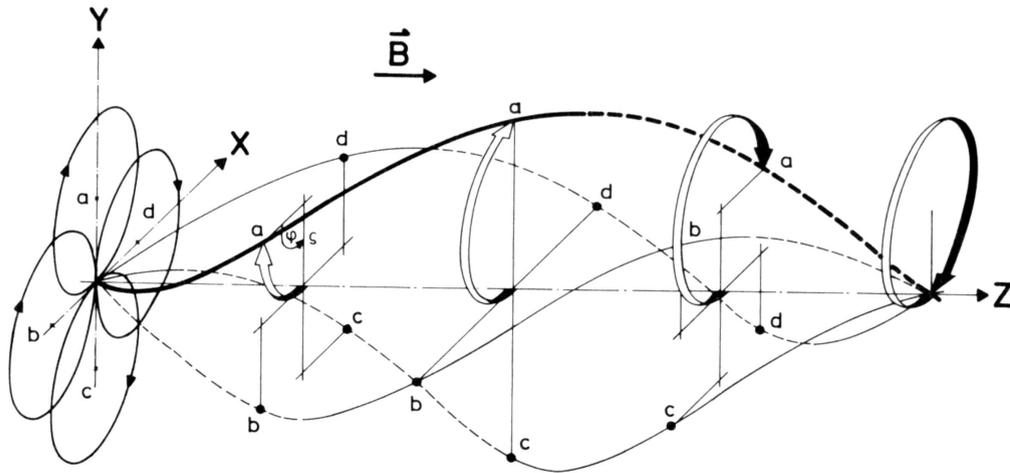
Die Anfangsimpulse der Teilchen in y- und z-Richtung ist durch den Vektor 3.20 bereits gegeben. Für den Startimpuls in Flugzeitrichtung muss jedoch die kubische Gleichung

$$v_1^3 + \left[ \frac{1}{2} a t_{ges} - \frac{s_1 + s_2}{t_{ges}} \cdot v_1^2 + 2s_1 a v_1 + a^2 t_{ges} s_1 - \frac{1}{2} \frac{a s_2^2}{t_{ges}} - 2 \frac{(s_1 + s_2) \cdot s_1 a}{t_{ges}} \right] = 0 \quad (3.21)$$

gelöst werden. Die Lösung kann von dem interessierten Leser in [Krei05] nachgeschlagen werden. In der Praxis wird der Startimpuls in Flugzeitrichtung oft iterativ bestimmt. Auf diese Weise stehen dem Experimentator mehr Möglichkeiten zur Verfügung die Rechnung durch die vorhandenen Parameter zu kontrollieren.

### 3.4.2 Das Magnetische Feld

Die aus der Reaktion entstehenden Impulse sind für Elektronen und Ionen in der gleichen Größenordnung. Aufgrund ihrer viel leichteren Masse haben Elektronen daher aber eine viel größere kinetische Energie und können durch das vergleichsweise schwache elektrische Feld (400 V/m) nicht auf den Detektor gelenkt werden. Ein von außen angelegtes überlagerndes Magnetfeld ermöglicht es den Experimentatoren, die Elektronen auf einer spiralförmigen



**Abbildung 3.13:** Darstellung der Gyrationenradien und Perioden der Elektronen für vier verschiedene Startwinkel. Die z-Achse repräsentiert die Flugzeitrichtung, entlang der y-Achse wird der Jet eingeschossen und längs der x-Achse ist der Photonenstrahl gerichtet [Bet90].

Flugbahn im Spektrometervolumen festzuhalten.

Geladene sich bewegende Teilchen  $q$  vollziehen in einem Magnetfeld  $B$  eine von verschiedenen Faktoren abhängige Kreisbahn, sofern sie eine senkrecht zum Magnetfeld wirkende Geschwindigkeitskomponente haben. Die Lorentzkraft  $\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B}$  wirkt genau auf diese Komponente. Durch Gleichsetzen der Lorentzkraft mit der nach innen wirkenden Zentripetalkraft erhält man den Gyrationradius (Radius der Schraubenbahnbewegung)

$$r_{gyr} = \frac{mv_{\perp}}{qB}. \quad (3.22)$$

Wegen der parallel zum Magnetfeld wirkenden Geschwindigkeitskomponente beschreiben die Elektronen eine Schraubenbahn auf den Detektor zu (Abb. 3.13). Die Ionen bleiben wegen ihrer hohen Masse fast auf ihrer ursprünglichen Trajektorie. Der Gyrationradius ist so groß, dass er vernachlässigbar ist. Die Umlaufdauer der Elektronen pro kompletter Kreisbahn lässt sich aus Gleichung 3.22 errechnen und beträgt

$$T_{gyr} = \frac{2\pi m}{qB}. \quad (3.23)$$

Für die Auswertung der Daten ist darauf zu achten, dass die Flugzeit der Elektronen nicht mit der Umlaufdauer einer ganzen Gyrationbewegung zu-

sammenfällt. Diese sich periodisch wiederholenden Knotenpunkte lassen sich in einem Spektrum durch das Auftragen des Auftreffpunktes des Elektrons auf dem Detektor als Radius von dessen Mitte gegen die Flugzeit bestimmen. Zu diesen Zeitpunkten ist eine Zuordnung der Impulse der Teilchen nicht mehr möglich. Die Fragmente landen hier unabhängig von der Richtung und Größe ihres Startimpulses auf dem gleichen Punkt. Die Messung wäre nutzlos. Die Felder müssen so angepasst werden, dass die Flugzeit zwischen zwei dieser Knoten liegt.

### 3.4.3 Zeit- und Ortsfokussierung

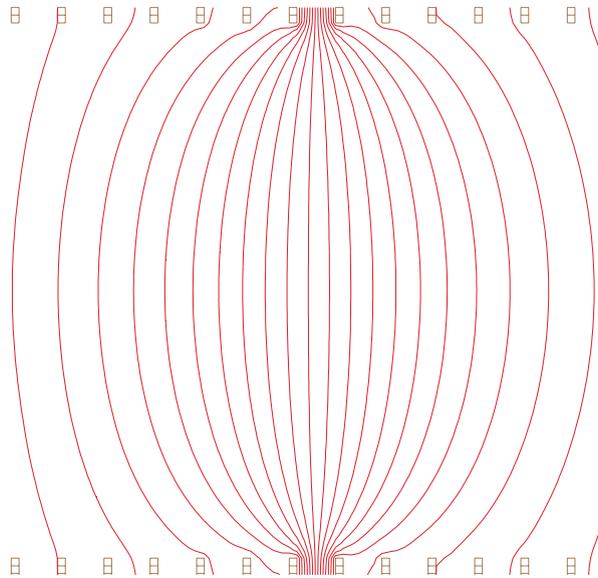
Die endliche Ausdehnung des Heliumtargets ist, wie seine eventuell zu hohe innere Temperatur  $T_{Jet}$  (Kap. 3.3.1), eine mögliche Ursache für eine schlechte Auflösung. Die Unsicherheit im Startort der Teilchen spiegelt sich negativ in der Flugzeitmessung (Time of flight, TOF) sowie der Ortsmessung wider. Ziel ist es, diese Unsicherheiten soweit zu minimieren, dass sie unter dem Auflösungsvermögen des Detektors liegen. Im Folgenden sollen zwei Fokussierungstypen anhand der Rückstoßionen durchgesprochen werden.

Die Idee der unter dem Namen „Flugzeitfokussierung“ bekannten Methode zur Kompensierung der Targetausdehnung stammt aus der Massenspektrometrie und ist über 50 Jahre alt. Es handelt sich dabei um eine eindimensionale Fokussierung [Wil55]. Mit der Flugzeitfokussierung soll erreicht werden, dass identische Teilchen mit gleichem Startimpuls zur selben Zeit auf den Detektor treffen, auch wenn ihr Startort leicht unterschiedlich ist. Wäre das nicht der Fall, könnten -offensichtlicherweise- die Startimpulse der Fragmente nicht mehr eindeutig bestimmt werden. In erster Ordnung wird die Flugzeitfokussierung durch eine der Beschleunigungszone folgenden Driftstrecke realisiert. Auf dieser feldfreien Wegstrecke werden die näher am Detektor entstandenen Teilchen durch die tiefer in der Beschleunigungszone gestarteten Teilchen eingeholt, da letztere einen längeren Weg in der Beschleunigungszone zurückgelegt und somit beim Eintritt in die Driftröhre höhere Geschwindigkeiten haben. Das ideale experimentelle Längenverhältnis zwischen Beschleunigungszone und Driftstrecke ist 2:1. Auf die Herleitung soll hier nicht eingegangen werden, sie kann unter [Schö02] nachvollzogen werden.

In einem angenommenen Targetvolumen von  $2 \times 2 \times 2 \text{ mm}^3$  kann der Entstehungsort der Fragmente um  $(\pm 1, \pm 1, \pm 1) \text{ mm}$  variieren. In der folgenden



einen Potentialsprung zwischen zwei benachbarten Platten erzeugt wird, „beult“ das Feld aus, wie in Abb. 3.15 zu sehen ist. Geladene Teilchen, die den Feldbereich der Linse durchqueren, werden senkrecht zu den dort gezeigten Äquipotentiallinien beschleunigt. Beim Eintritt in die Linse werden sie zunächst in Richtung der Spektrometerachse fokussiert, beim Austritt hingegen wieder defokussiert. Da der fokussierende Anteil aufgrund der langsameren Teilchenbewegung, dominiert, heben sich beide Effekte nicht komplett auf, so dass der dargestellte Potentialsprung 3.15 fokussierend wirkt. Des Weiteren ändert sich aufgrund der zusätzlichen Beschleunigung der Teilchen durch die Linse der Abstand von Targetvolumen zum Zeitfokus zu größeren Abständen. Das Spektrometer muss somit entsprechend länger gebaut werden. Mit Hilfe einer Linse lassen sich die Fragmente aus dem Targetvolumen auf einen Fleck von  $\approx 0,15$  mm fokussieren.



**Abbildung 3.15:** Äquipotentiallinien einer elektrostatischen Linse, die durch einen Potentialsprung zwischen zwei Platten entsteht [Schö02].

Beide Fokussierungstypen spielen für dieses Experiment keine entscheidende Rolle, da der Laserfokus die Größe des Reaktionsvolumens bestimmt und dieses somit vernachlässigbar klein ist. Mit Formel 3.47 ergibt sich für die Laserparameter  $z_R = 16 \mu$ ,  $\omega_0 = 2 \mu\text{m}$ ,  $I_{max} = 1 \cdot 10^{16}$  W/cm und  $I = 1 \cdot 10^{14}$  W/cm ein Laservolumen von

$$V = z_R \pi \frac{\omega_0}{2} \ln\left(\frac{I_{max}}{I}\right) = 4603 \mu\text{m}^3 \approx (16,6 \mu\text{m})^3. \quad (3.26)$$

Dieses Targetvolumen entspricht in diesem Fall einer maximalen Abweichung von  $(\pm 8, \pm 8, \pm 8) \mu\text{m}$  unter Annahme eines quadratischen Fokuspunktes. Nach der Beschleunigungszone ergibt sich eine Verbreiterung der Zeit um

$$TOF_{(-8,-8,0)} - TOF_{(8,8,0)} = 0,00045\mu\text{s} = 0,45\text{ns}, \quad (3.27)$$

nach der Driftstrecke ist sie nicht mehr messbar. Eine Zeitfokussierung ist im Hinblick auf diese Genauigkeit also fast nicht nötig. An das Spektrometer wurde aber dennoch eine Driftröhre (im Verhältnis 1:2) angebracht. Hierdurch wird in erster Linie das Spektrometer stark verlängert, so dass die Ausleuchtung des Ionendetektors stark verbessert wird: Die Aufweitung von Fragmenten mit  $p_y = -12$  a.u. und  $p_y = 12$  a.u. aus dem Laserfokus beträgt nach der Beschleunigungszone  $\approx 7,2$  mm, nach der Driftstrecke ca. 13,6 mm.

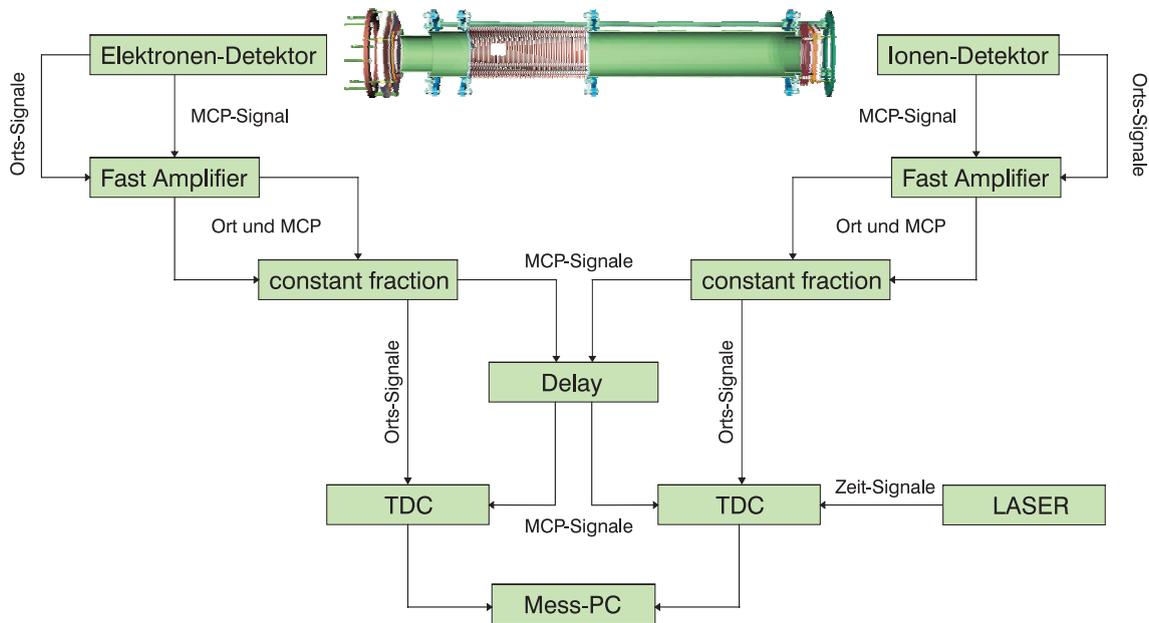
### 3.4.4 Planung und Realisierung des Spektrometers

Bei der Planung des Spektrometers müssen drei Faktoren beachtet werden

- die Längen der Beschleunigungs- und Driftzonen
- das elektrische Feld
- das Magnetfeld.

Es gilt zwischen diesen Größen die bestmögliche Kombination zu finden. Da die Ionen sowie Elektronen in der Beschleunigungszone an die gemeinsame Größe des elektrischen Feldes gebunden sind, lassen sich nicht alle Parameter beliebig einstellen. Es muss somit ein Kompromiss gefunden werden, der es ermöglicht, dass beide Teilchensorten mit einer guten Auflösung detektiert werden können.

Die in der Reaktion entstehenden Teilchen müssen unabhängig ihres Startimpulses auf die jeweiligen Detektoren gelenkt werden. Unter der Annahme einer maximalen Energie ( $< 30\text{eV}$ ) der Teilchen kann die Kalibrierung der Felder beginnen. Auf der Ionenseite ist darauf zu achten, dass die in dem annähernd punktförmigen kleinen Laserfokus entstehenden Fragmente mit einer genügend großen Aufweitung auf den Detektor auftreffen. Nur so können diese mit einer hinreichend großen Auflösung aufgenommen werden.



**Abbildung 3.16:** Schaltplan des Spektrometers. Die MCP-Signale werden einer Verzögerung unterzogen, da die Daten im „common-stop“-Modus aufgenommen werden.

Eine ausreichend lange Driftstrecke kann die Aufweitung der Teilchen gewährleisten. Die Elektronen müssen durch ein zusätzliches magnetisches Feld auf einer schraubenförmigen Bewegung in Richtung der Detektoren gezwungen werden.

Das elektrische Feld muss einerseits möglichst niedrig sein um den Ionendetektor maximal auszuleuchten, andererseits so hoch sein, dass die Flugzeitverteilung der Elektronen möglichst zwischen zwei Gyrationen fällt 3.4.2. Letzteres kann glücklicherweise nicht nur durch das elektrische Feld, sondern auch durch eine geschickte Wahl der Länge des Spektrometers beeinflusst werden. Mit Hilfe eines Simulationsprogrammes von Achim Czasch lassen sich die Spektrometer unter Berücksichtigung der gerade erwähnten Prämissen bestimmen. Dies führte zu folgendem Ergebnis:

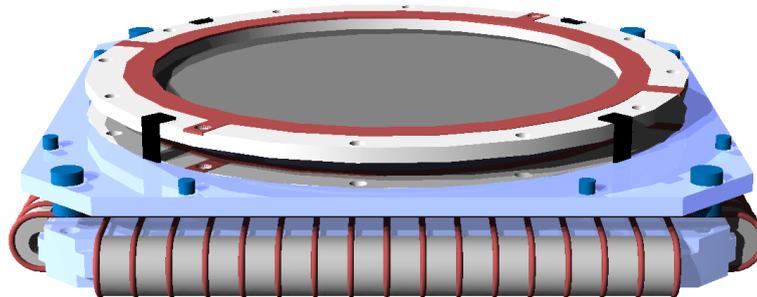
Die Simulation zeigt, dass die Flugzeitverteilung der Elektronen so breit ist, dass der erste und zweite Magnetfeldknoten in ihr liegt. Dies ist allerdings ein erträglicher Kompromiss: die zu untersuchende Reaktion ist symmetrisch bezüglich der Spektrometerachse, die entlang der Polarisationsachse des Laserlichtes liegt. Die genaue Position der Knotenpunkte wurde so gelegt, dass Ereignisse, die in der einen Hälfte des Phasenraumes verloren gehen, in der anderen Hälfte nicht von einem Knoten beeinflusst werden.

Ionenseite	
Gesamtlänge	= 74.25 cm
Länge Beschleunigungszone	= 24.75 cm = 45 Platten
Time of Flight (TOF), Flugzeit	= 9.616173 $\mu$ s TOFmax = 9.7 $\mu$ s
TOFmax - TOFmin	= 0.08 $\mu$ s
Jet Verschiebung (für TOFmax)	= 1.69 cm
max. Radius	= 0.61 cm
max. y-Position	= 2.3 cm
Elektronenseite:	
elektrisches Feld	= 4.4 V per cm
magnetisches Feld	= 10.55 Gauss
Länge Beschleunigungszone	= 5.5 cm = 10 Platten
gesamte Länge	= 16.5 cm
TOFmin	= 39.64 ns
TOF, mittlere	= 81.61 ns
TOFmax	= 123.6 ns
TOFmax - TOFmin	= 83.95 ns
Zeitpunkt des ersten Knotens	= 33.85 ns (5.79 ns von TOFmin)
Zeitpunkt des zweiten Knotens	= 67.7 ns (-28.06 ns von TOFmin -55.89 ns von TOFmax)
Zeitpunkt des dritten Knotens	= 101.54 ns (-22.05 ns von TOFmax)
Zeitpunkt des vierten Knotens	= 135.4 ns (11.8 ns von TOFmax)

**Abbildung 3.17:** Berechnete Daten mit dem Simulationsprogramm von Achim Czasch.

### 3.5 Die Detektoren

Die in diesem Experiment verwendeten Detektoren sind sog. „Delay Line“-Detektoren. Mit ihnen können Photonen, Ionen und Elektronen zeit- und orts- aufgelöst detektiert werden. Ein Teilchen trifft zunächst auf mehrere Multi-Channel-Plates (MCP) und erzeugt darin eine Elektronenlawine. Diese trifft auf ein engmaschiges Drahtgitter einer Delay-Line-Anode. Durch diese erhält man Informationen über den Auftreffort der Fragmente. Im Folgenden werden die Komponenten des Detektors näher vorgestellt.

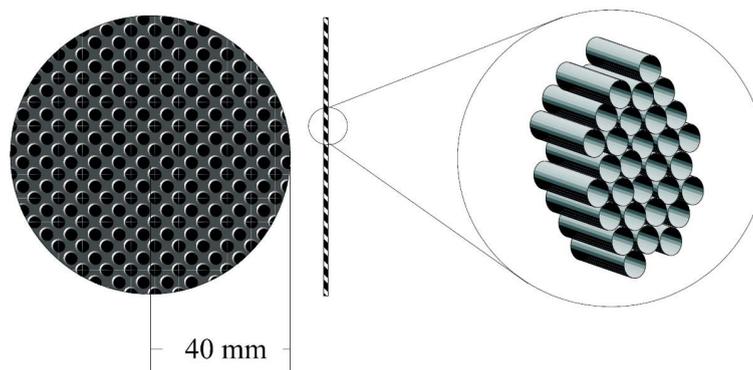


**Abbildung 3.18:** Darstellung eines Detektors mit Delay-Line-Anode. Das Channelplate wird durch zwei Keramikringe auf einer Halterung befestigt, welche auf die Delayline-Anode geschraubt ist [Roentdek].

### 3.5.1 Microchannel-Plates

Bei einem Micro-Channel-Plate (MCP) handelt es sich um einen Sekundärelektronenvervielfacher, bei dem jedoch im Gegensatz zu einem einfachen Photomultiplier die Ortsinformation der nachgewiesenen Teilchen erhalten bleibt. Ein MCP ist eine ca. 1 mm dünne Glasplatte mit 40-80 mm Durchmesser, die von vielen mikroskopisch kleinen Kanälen mit ca. 5-35  $\mu\text{m}$  Durchmesser (engl: channels) durchsetzt ist. Die offene Fläche der MCPs beträgt ca. 60-80%. Die sehr dicht aneinanderliegenden Kanäle sind zudem in einem Winkel von ca. 7 Grad zur Oberfläche des Plates geneigt.

Zwischen Vorder- und Rückseite des Plates besteht ein Widerstand von 35 - 80  $\text{M}\Omega$ . Zwischen beiden Seiten wird je nach Konfiguration und zu detektierendem Teilchen eine Spannungsdifferenz von ca. 1000 Volt angelegt. Dadurch wird jeder der Kanäle zu einem Elektronenvervielfacher. Ein auftreffendes Teilchen löst ein Elektron aus der Innenwand heraus, dieses wird durch die Hochspannung beschleunigt, trifft wieder auf eine Innenwand des Kanals, löst dort ein weiteres Elektron aus, usw.: Es entsteht eine Elektronenlawine innerhalb des Kanals. Die schräg angeordneten Kanäle erhöhen zudem die Stoßwahrscheinlichkeit der Teilchen mit der Wand, was dem Bilden der Elektronenlawine innerhalb des Plates förderlich ist.



**Abbildung 3.19:** Aufbau eines Channelplates [We04].

Die Verstärkung des MCP's hängt stark von der angelegten Spannungsdifferenz und der Länge der Kanäle ab. Eine größere Spannung erhöht die Anzahl der durch einen Stoß herausgelösten Sekundärelektronen. Die Verstärkung einer MCP beträgt ca.  $10^3 - 10^4$  [Mat85]. Eine weitere Verstärkung kann erreicht werden, wenn mehrere MCPs hintereinander gelegt werden. Zwei (Chevron-Anordnung) oder drei (Z-Stack) MCPs werden dann so aufeinander gelegt, dass ihre Kanäle im „Zick-Zack“ verlaufen. Der Verstärkungsfaktor

kann hierbei bis zu  $10^6 - 10^8$  erreichen.

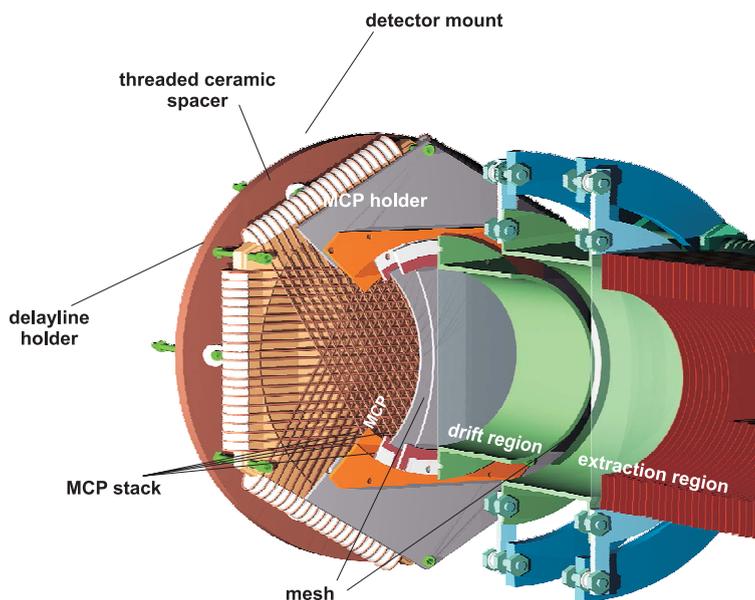
Durch den Entzug der Elektronen entsteht über dem hohen Widerstand der MCPs ein kurzer Spannungspuls, der kapazitiv ausgekoppelt als Zeitsignal verwendet werden kann. Die maximale Verstärkung ist von Raumladungseffekten innerhalb der Kanäle, sowie der Geschwindigkeit, mit der die Kanalwände mit Elektronen beliefert werden können, begrenzt. Nähert man sich dem Maximum an, so geht die Verstärkung in einen Sättigungsbereich über, die Pulshöhe ist dann nahezu unabhängig von der kinetischen Energie der Teilchen. Generell wird dieser Betriebsmodus verwendet um eine einheitliche Pulshöhe zu erlangen.

Die Nachweiseffizienz hängt von der Effizienz ab, mit welcher die ersten Elektronen von den Kanalwänden gelöst werden können. Diese hängt wiederum von der Geschwindigkeit der zu detektierenden Teilchen ab. Für Helumionen liegt die entsprechende Energie über 1 kV und streckt sich bis in den MeV-Bereich [Gal71]. Für Elektronen ist in der Regel eine Energie von 200eV ausreichend [Sch74]. Da die Reaktionsfragmente diese Energie normalerweise nicht aufweisen, werden sie zwischen dem Ende des Spektrometers und der Vorderseite des Detektors nachbeschleunigt.

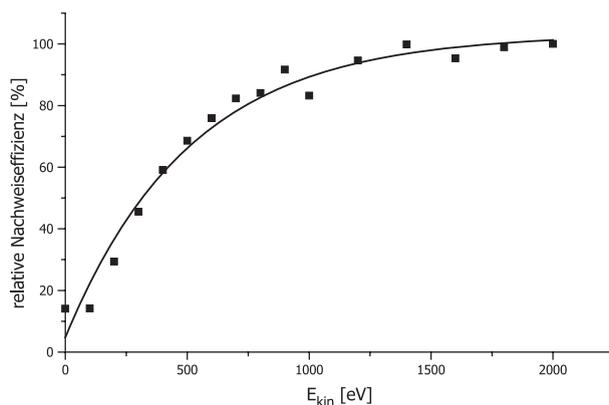
### 3.5.2 Delay-line Anode

Eine Delay-line Anode ist ca. 3 mm hinter dem MCP angebracht. Die verwendete  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  große Quadranode besteht aus zwei dicht übereinander um 90 Grad gedrehten Draht-Layern. In einem Layer sind zwei 0,2 mm dünne Drähte parallel zueinander auf eine Keramikhalterung aufgewickelt. Beide Layer zusammen ergeben ein engmaschiges Drahtgitter.

Die an den Anodendrähten angelegte Spannung beschleunigt die durch die MCP erzeugte Elektronenlawine in Richtung der Layer. Das Auftreffen der Elektronenlawine induziert einen Puls auf den Drähten. Dieser breitet sich in beide Richtungen aus und kann an den Drahtenden kapazitiv ausgekoppelt werden. Die Differenz der Pulslaufzeiten ergibt den Entstehungsort des Pulses. Aus jedem der beiden Layer ergibt sich somit eine Ortskoordinate (x,y). Die genaue Position kann unter optimalen Bedingungen mit einer Genauigkeit von bis zu  $100 \mu\text{m}$  bestimmt werden.



**Abbildung 3.20:** Darstellung eines an das Spektrometer befestigten Detektors. In diesem Experiment wird jedoch lediglich eine Quadranode verwendet, die ein Anodendrahtlayer weniger hat als die hier graphisch dargestellte Hexanode. (nach [Stau05]).



**Abbildung 3.21:** Nachweiseffizienz eines 120 mm MCP-Detektors (Chevron) für  $\text{He}^+$ -Ionen als Funktion der kinetischen Energie, normiert bei  $E_{kin} = 2000$  keV auf 100% [Schö02].

Um ein elektrisches Rauschen zu unterdrücken, befinden sich in jedem Layer ein Signal- und Referenzdraht, welche die Elektronenlawine absorbieren. Zwischen beiden Drähten ist eine kleine Potentialdifferenz von ca. 50 V angelegt, so dass die Elektronen primär auf den positiveren Signaldraht gezogen werden. Durch die Differenzbildung von Signal und Referenzdraht anhand eines in der Auskopplung integrierten Transformators kürzen sich die in beiden Drähten gleichermaßen auftretenden Störungen heraus. Übrig bleibt nur der induzierte Puls, welcher dann elektronisch weiterverarbeitet werden kann.

### 3.5.3 Aufnahmesystem

Aus den Detektoren werden jeweils 6 Signale ausgekoppelt. Es handelt sich dabei um die beiden Zeitsignale  $T(\text{MCP front})$  und  $T(\text{MCP back})$  sowie die vier Anoden Signale  $T(x_1)$ ,  $T(x_2)$ ,  $T(y_1)$  und  $T(y_2)$ . Die Signale werden mit schnellen Vorverstärkern (Fast Amplifier, FA) erheblich verstärkt. Ein Constant Fraction Discriminator (CFD) konvertiert die analogen Pulsformen in ein digitales Standard-NIM-Signal um.

Ein Time-to-Digital-Converter (TDC) digitalisiert die Pulslaufzeiten. Ein TDC ist im Wesentlichen eine digitale Stoppuhr. Die Pulslaufzeiten werden aufgenommen, wobei bis zum Erreichen des TDC jede Verzögerung des Signals durch gegebene Kabellängen sowie elektronische Verarbeitungsgeräte mit ins Gewicht fallen. Alle späteren Messgrößen werden allerdings auf Zeitdifferenzen zurückgeführt, so daß solche Verzögerungen die Messung nicht beeinflussen: Sie können während der Datenanalyse einfach als Offset entfernt werden.

Die gemessenen Rohdaten werden im Listmode-Verfahren in Dateien gespeichert. Das bedeutet, dass die Daten Ereignis für Ereignis abgespeichert werden, so dass das Experiment im Nachhinein immer wieder "am Rechner" durchführbar ist.

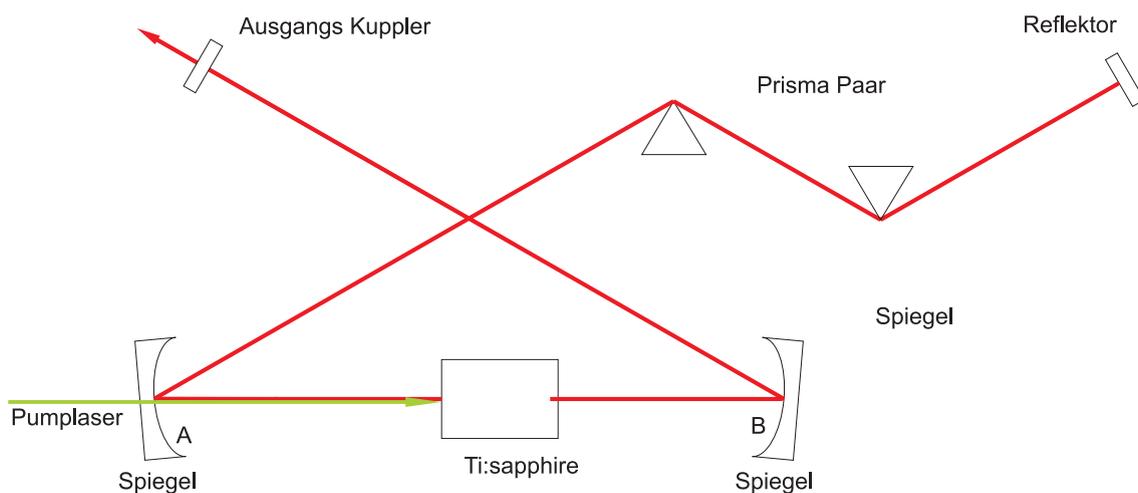
## 3.6 Laser

Das Wort „Laser“ steht für „Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation“ und beschreibt das Prinzip der Lichtverstärkung durch induzierte Emission von Strahlung aus einem optisch aktiven Medium. Bei diesem durch ein freies Photon ausgelösten Vorgang geht ein Elektron unter Emission eines Photons aus einem höheren in ein niedrigeres Energieniveau über. Das emittierte Photon ist in Wellenlänge, Phase, Polarisation und Ausbreitungsrichtung identisch zu dem erhalten gebliebenen induzierenden Photon. Die auf diese Weise pro Prozess verdoppelte Anzahl an Photonen verstärkt sich innerhalb eines Resonators zu einem intensiven gebündelten Lichtstrahl, sofern eine Besetzungsinversion im Medium vorhanden war.

### 3.6.1 Resonator

Der typische Aufbau eines Resonators (Kavität) besteht aus einem Pumplaser, dem optischen aktiven Medium, zwei Prismen, zwei Hohlspiegeln, einem

hochreflektierenden und einem teildurchlässigen Spiegel. Das optische Medium befindet sich zwischen den beiden Hohlspiegeln, von denen einer für die Frequenz des Pumplasers durchlässig ist. Der darüber eingespeiste Strahl passiert das Medium und wird von dem gegenüberliegenden Spiegel darauf fokussiert. Das Prismenpaar ist so aufgestellt, dass es die im Kristall auftretenden Dispersionseffekte (siehe Kap. 3.6.2) durch veränderte Weglängen für die verschiedenen Frequenzen kompensiert [Jun97]. Über einen teildurchlässigen Spiegel („output coupler“) werden die erzeugten Pulse, nachdem sie oft genug das Verstärkermedium durchquert haben, aus dem System ausgeschleust.



**Abbildung 3.22:** Schematischer Aufbau eines 'self-modelocked' Titan:Saphir Lasers. nach [Back98].

### 3.6.1.1 Optisches aktives Medium

In einem Medium ist die Rate mit einem Photon ein angeregtes Atom zu treffen und so eine induzierte Emission zu veranlassen genauso groß wie die Wahrscheinlichkeit damit ein Atom im Grundzustand anzuregen. Um die Effektivität des stimulierten Emissionsprozesses deutlich zu steigern, wird also ein stark angeregtes Medium benötigt. In einem angenommenen Zwei-Niveau-System müssen sich demnach weit mehr Atome in einem höhergelegenen Energiezustand  $E_1$  befinden als in dem Grundzustand  $E_0$ . Man spricht hierbei von einer Besetzungsinversion.

In der praktischen Umsetzung wird mittels eines Pumplasers Energie in das Medium eingebracht um die Atome auf ein höheres Niveau zu „pumpen“. Im Allgemeinen handelt es sich dabei in Wirklichkeit um ein Mehr-Niveau-System, da eine Besetzungsinversion mit einem Zwei-Niveau-System nicht

möglich ist. Das von dem Pump laser angeregte Atom regt sich vorerst nur in das obere Niveau des Laserübergangs ab. Dieser Zustand ist metastabil (langlebig, siehe 2.1) und hält die Besetzungsinversion aufrecht. Über eine induzierte Emission kann sich das Elektron dann in den Grundzustand abregen. In einem Titan:Saphir-Kristall werden die Elektronen auf ein angeregtes Niveau mit zwei Subleveln von 50 nm Abstand angehoben. Aufgrund der Titandotierung sind die Atomzustände über die Saphirstruktur des Kristalls stark vibrierenden Wechselwirkungen ausgesetzt. Dies führt zu einer gewissen Bandbreite von Licht, welches der Kristall absorbieren und emittieren kann (siehe [Rul03]).

### 3.6.2 Erzeugung kurzer Pulse

Ein Laserpuls wird über seine spektrale Bandbreite sowie seine Pulslänge definiert. Mit Hilfe der Heisenbergschen Unschärferelation lässt sich der Zusammenhang mit

$$\Delta\omega\Delta t \geq \frac{1}{2} \quad (3.28)$$

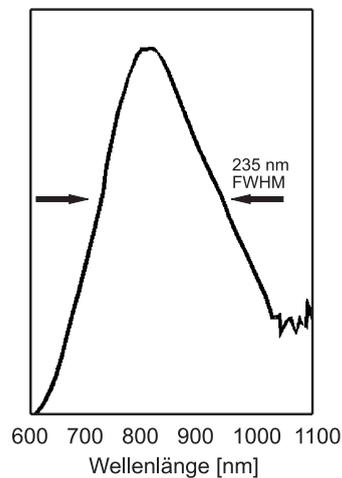
herstellen. Ein Laserpuls kann als die Oszillation Einhüllende angenommen werden, welche als normierte Gaußfunktion mit der Halbwertsbreite  $a\sqrt{\ln 2}$  geschrieben werden kann:

$$E(t) = \frac{E_0}{a\sqrt{\pi}} * e^{-\frac{t^2}{a^2}}. \quad (3.29)$$

Daraus folgend kann die zugehörige Gaußfunktion der Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  durch eine Fourier-Transformation ermittelt werden. Das Produkt aus der spektralen Breite und der zeitlichen Dauer des Pulses (Time Bandwidth Product) ist dann gegeben durch  $\sigma_\omega\sigma_t \approx 0,44$  (FWHM) [ELPT07]. Dies verdeutlicht, dass zur Erzeugung immer kürzerer Pulse ein immer größeres Frequenzband benötigt wird. Die erreichbare Pulslänge ist also entsprechend den Bemerkungen in Kap. 3.6.1.1 von dem optisch aktiven Medium abhängig, das zum Einsatz kommt.

Der benutzte Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Kristall besitzt eine der größten spektralen Bandbreiten der Festkörpermaterialien. Sie reicht von ca. 650 nm bis zu 1100 nm und

besitzt das Emissionsmaximum bei ca. 800 nm. Um eine solche Breite in einem Spektrum zu erzeugen sind über  $10^6$  longitudinale Moden (Frequenzen) notwendig [DoGro98]. Trotz dieser beachtlichen Anzahl an Moden können damit (angenommener Puls mit 800 nm als zentrale Wellenlänge) „nur“ kurze Pulse mit einer Länge von 6-20 fs erzeugt werden. In einem weiteren davon unabhängigen Mechanismus ist es jedoch möglich die Pulslänge weiter auf bis zu 4 fs zu reduzieren (siehe Kap. 3.6.3).



**Abbildung 3.23:** Emissionsspektrum eines Titan:Saphir Kristalls nach ([Back98]).

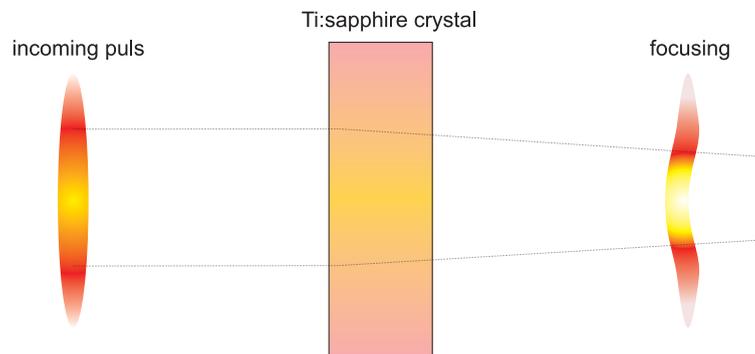
Da die bloße Anwesenheit einer Vielzahl von Moden alleine keinen kurzen Puls erzeugt, muss man sich der Modenkopplung („Modelocking“) bedienen. Bei einer geeigneten Wahl des Abstandes  $L = n\lambda/2$  der Endspiegel in dem Resonator bilden sich die zueinander fixen Moden zu einer stehenden Welle aus. Diese bilden so zunächst eine unbekannte Intensitätenverteilung in Raum und Zeit. Bei einer kurzen Störung des Systems, z.B. durch eine kurze von außen getätigte Vibration an einem der Spiegel, beginnen die relativen Phasen der Moden willkürlich zu oszillieren. Die verschiedenen Frequenzen der Moden können sich so superpositionieren, dass sie sich fast überall nivellieren. An bestimmten Punkten überlagern sie sich jedoch konstruktiv: Es bildet sich eine schwache pulsähnliche Intensitätsverteilung [Back98].

Laserlicht kann mit der Materie auf unterschiedliche Arten in Wechselwirkung treten. Die eben genannte Modenkopplung wird z.B. durch den „Kerr-Effekt“ gewährleistet. Die in dem Kristall auftretenden Wechselwirkungen („self-focusing“, „self phase modulation“ (SPM), „group phase modulation“ (GDP) sollen im Folgenden noch diskutiert werden.

Ein optisch aktives Medium verändert unter Einwirkung eines elektrischen Feldes seine optischen Eigenschaften. Das liegt an der nichtlinearen Neuausrichtung der verschiedenen Ladungsträger des Mediums unter der Feldwirkung. Dabei verändert sich der Brechungsindex ( $n_0$ ) des Mediums mit dem angelegten Feld. Ist dieser Zusammenhang, wie in einem Titan:Saphir Kristall, quadratisch zur Feldstärke, so wird der Effekt „Kerr-Effekt“ ( $n_1$ ) genannt; ist er linear, heißt er „Pockels-Effekt“. Beide Effekte werden von der Ausbreitungsrichtung der Pulse im Medium sowie Richtung und Stärke des elektrischen Feldes beeinflusst. Als eine typische Größenordnung der Brechzahlveränderung kann der Bereich von  $10^{-4}$  angegeben werden [Wik04]. Die intensitätsabhängige Brechzahländerung  $n$  ist gegeben durch

$$n(I) = n_0 + n_1 * I(y). \quad (3.30)$$

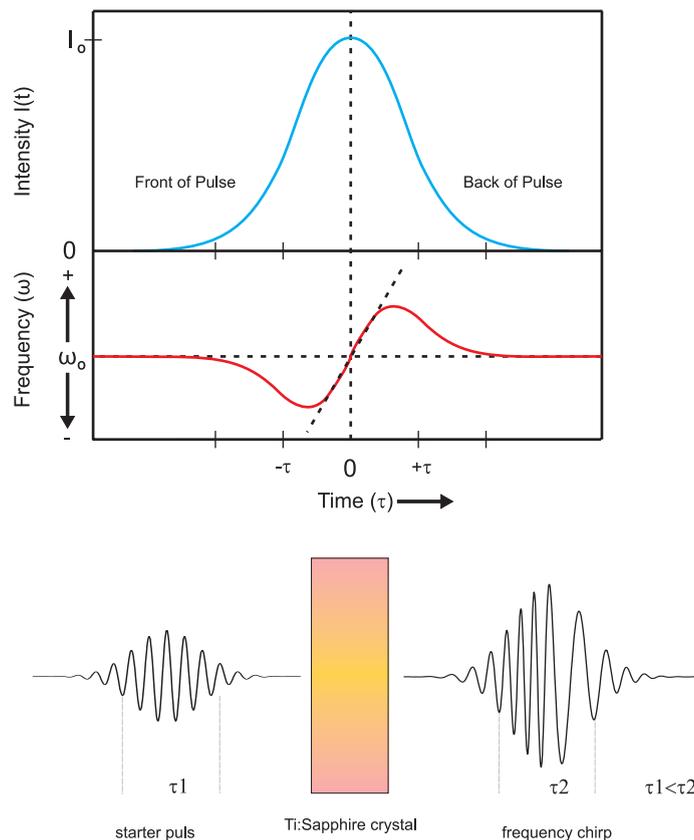
Die gaußförmige Intensitätsverteilung eines Pulses transversal (y-Achse) zu dessen Ausbreitungsrichtung führt zu einem räumlich differenzierten Brechungsindex in dem Kristall. Der Kerr Effekt erzeugt streng genommen eine nichtlineare Linse für den Puls, die bewirkt, dass dessen mittlerer Bereich hoher Intensität stärker fokussiert wird als die außenstehenden Flügel schwacher Intensität. Er kommt dabei mit steigender Intensität des Pulses pro Durchlauf durch die Kavität immer stärker zum Tragen. Dieser Prozess wird „self focusing“-Effekt genannt. Die transversalen Moden hoher Intensität werden intensiv verstärkt, während die Moden schwacher Intensität im Untergrund verloren gehen.



**Abbildung 3.24:** Illustration der Selbstfokussierung und des 'group-delay-dispersion'-Effekts von einem Puls in einem Titan:Saphir Kristall.

Der Effekt der „self phase modulation“ beschreibt den zeitlichen Kerr-Effekt. Die Brechzahlveränderung  $n(I)$  des Kristalls auf der Zeitachse resultiert in einer intensitätsabhängigen Phasengeschwindigkeit. Nach einer Wegstrecke

$x$  im Medium ergibt sich eine nichtlineare Phasenverschiebung der Moden. Anschaulich bedeutet dies, dass sich die intensitätsschwachen Ausläufer des Pulses in der Kavität mit erhöhter Geschwindigkeit gegenüber der intensitätsstarken Pulsmitte bewegen (siehe Abb. 3.25), der Puls läuft auseinander. Die Veränderung der Pulsform lässt sich als eine veränderte Überlagerung der Moden beschreiben, auch das Spektrum verändert sich.



**Abbildung 3.25:** Selbstphasenmodulation. Die Nichtlinearität des Brechungsindex (intensitätsabhängig) wirkt sich über die Wellenzahl  $k = 2\pi \frac{n}{\lambda}$  direkt auf die Phase der Lichtpulse aus. Die Frequenz des Lichtpulses wird zeitabhängig. Die Frequenz wird zu Beginn des Pulses rotverschoben und zu Ende des Pulses blauverschoben. (Bild nach [Wik03], [Stau05])

Auch unabhängig vom „self phase modulation“-Effekt bewegen sich die Moden mit einer unterschiedlichen Geschwindigkeit durch den Kristall. Verantwortlich dafür ist die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge einer Mode. Dieser Effekt wird „group-delay-dispersion“ genannt.

In Verbindung mit der SPM ist die GDD ausschlaggebend für die Generation eines Pulses. Die Moden werden solange durch die beiden Effekte verändert bis sich ein stabiler Puls ausgebildet hat, der immer wieder durch die Kavität laufen kann. Die dafür typische Pulslänge beträgt 15 fs. Ein Auseinanderlaufen eines bereits ausgeprägten Pulses durch diese Effekte wird anhand der beiden Prismen verhindert, die den Puls in ihre separaten Moden aufspalten,

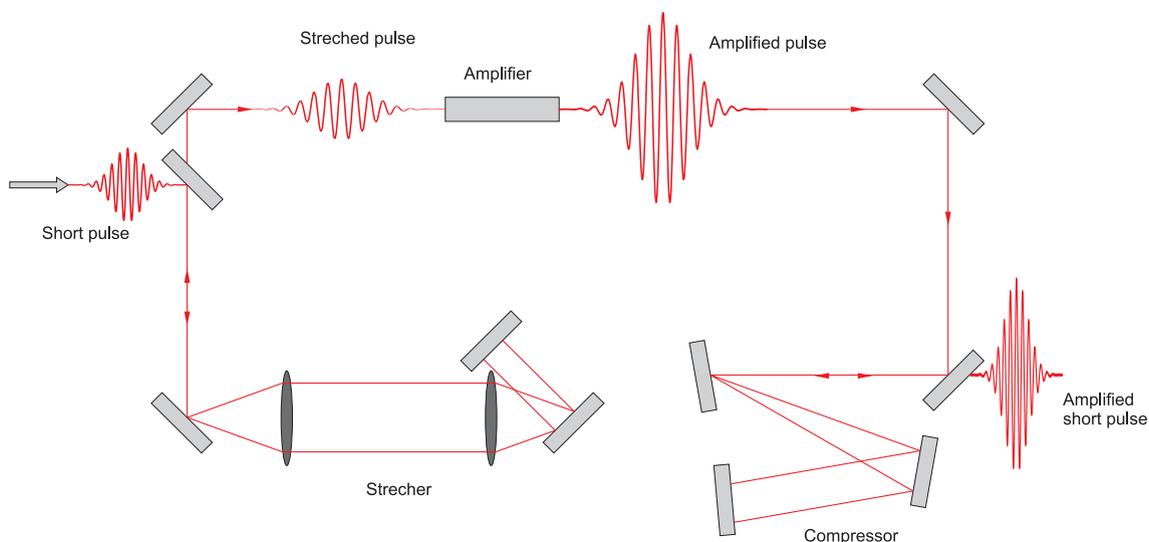
diese verschiedene Weglängen zurücklegen lassen und danach wieder zusammenzufügen.

Die Erzeugung eines Pulses durch die festgehaltenen Phasenbeziehungen der Moden anhand der drei Effekte wird als „Kerr-lens modelocking“ bezeichnet. Die in der in der Kavität erzeugten kurzen Pulse erreichen noch keine hohen Intensitäten und müssen deshalb noch verstärkt werden.

### 3.6.3 Verstärker

Die meisten Lasersysteme, in denen hochenergetische, ultrakurze Pulse erzeugt werden sollen, verwenden einen Vorverstärker der die Pulse aus dem Resonator in ihrer Energie aus dem nJ Bereich in die Größenordnung von 1-10 mJ [Back95][Zho94] verstärkt. Nach dem Vorverstärker wird die in dem Puls enthaltene Energie in weiteren Verstärkern gezielt in die Größenordnung von Multiterrawatts verstärkt.

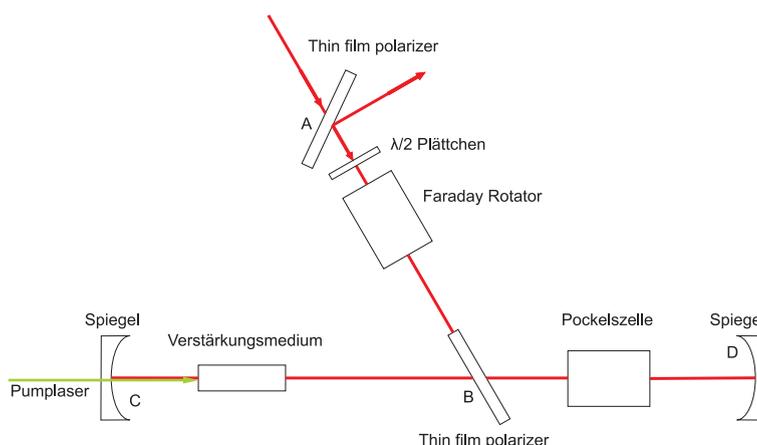
Es gibt zwei fundamentale Vorverstärkertypen; den regenerativen Verstärker und den Multipass Verstärker. Beide Typen verwenden die „chirped pulse amplification“ (CPA). Bei diesem Verstärkungsprozess wird der Puls vor der Verstärkung zeitlich gedehnt und anschließend wieder komprimiert. Dieses Verfahren verhindert eine Beschädigung des optisch aktiven Mediums aufgrund zu hoher Intensitäten. Das Dehnen und reversible Komprimieren („chirping“) des Pulses nutzt die Dispersion des Lichtes, welche durch ein Gitter oder ein Linsenpaar hervorgerufen wird.



**Abbildung 3.26:** Schematischer Aufbau eines Verstärker Moduls welches auf der 'chirped pulse amplifications' basiert (nach [Back98]).

Von allen potentiell verstärkenden Medien hat sich auch hier mit Titan angereicherter Saphir durchgesetzt. Einige willkommene Charakteristiken sind z.B. die sehr gute thermische Leitfähigkeit (46 W/mK bei 300 K), welche thermische Effekte bei hohen Energien und Intensitäten minimiert, eine sehr hohe Schadensschwelle ( $8\text{-}10\text{ J/cm}^2$ ) und eine Energiespeicherkapazität von  $1\text{ J/cm}^2$ . Gerade letztere ist wünschenswert für eine hohe Energieverstärkung pro Durchlauf des Pulses. Oft wird jedoch nur eine kleinere Verstärkung pro Durchgang des Pulses angestrebt, da sonst eine verstärkte spontane Emission (Amplified Spontaneous Emission, ASE) auftreten kann. Dabei kann die Energie nicht vom Puls abgegriffen werden, da sie sich vorher durch spontane Emissionen dezimiert hat.

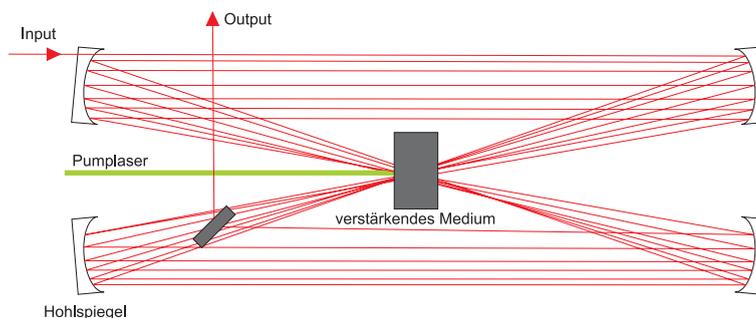
Der gedehnte Puls wird so lange durch den Kristall geschickt bis er die höchstmögliche Energie aus dem gepumpten Kristall aufgenommen hat, erst dann wird er aus dem Verstärker geschleust. Bei einem regenerativen Verstärker, dessen Aufbau einer Kavität ähnelt, geschieht das Ein- und Ausschleusen des Laserpulses durch einen sogenannten Q-Switch. Dieser Switch besteht aus drei verschiedenen Komponenten, einem Dünnschichtpolarisator, einer Pockelszelle und einem einfachen Spiegel. Eine Pockelszelle besteht aus einem doppelbrechenden Kristall und nutzt den linearen Pockels-Effekt aus. Wegen der intensitätsabhängigen Brechzahl  $n$  lassen sich diese Kristalle durch Anlegen eines elektrischen Feldes als spannungsgesteuerte Polarisations- oder Phasenmodulatoren verwenden. Durch eine bestimmte Konfiguration der Spannung und einer festgelegten Ausrichtung der optischen Ebene des Kristalls zur Pulspolarisation wirkt die Pockelszelle wie ein  $\lambda/4$ -Plättchen. Dabei wird die Polarisation des Pulses beim Schalten von linear zu zirkular oder umgekehrt verändert.



**Abbildung 3.27:** Schematischer Aufbau eines regenerativen Verstärkers. (nach [Back98])

Beim Eintreten des Pulses in das Verstärkersystem ist dessen Polarisation senkrecht zur Durchlasspolarisation des Dünnschichtpolarisator, so dass er daran gespiegelt wird und so in die Ebene des Verstärkermediums eintreten kann. Ist keine Spannung an der Pockelszelle angelegt, wird der unverstärkte Strahl an Spiegel und Dünnschichtpolarisator reflektiert und durch den nicht reziprok wirkenden Faraday Rotator (die Polarisationsrichtung wird immer in die gleiche Richtung gedreht) an dem Polarisator gespiegelt und kann das System verlassen.

Wird an die Pockelszelle eine Spannung angelegt, so wandelt sich die Polarisation des Pulses von linear zu zirkular. Der Puls wird vom rechten Spiegel 3.27 reflektiert, durchläuft erneut die Pockelszelle, wird wieder zu linearem Licht, dessen Polarisation jetzt jedoch zu  $90^\circ$  gegenüber der Polarisation des ursprünglichen Pulses gedreht ist. Dieser Puls kann den vor dem Verstärkermedium angebrachten Polarisator passieren und durchläuft diese Schleife ca. 20 mal [Back98], bevor er eben wieder durch eine  $90^\circ$  Drehung aus dem Verstärker ausgeschleust wird.



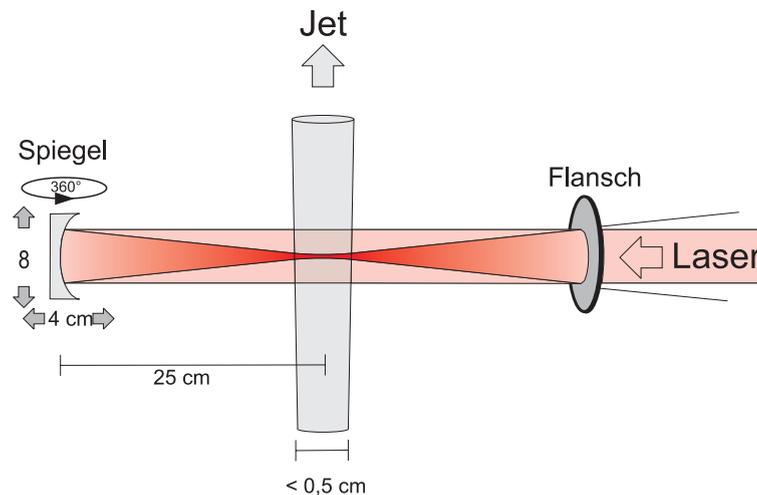
**Abbildung 3.28:** Schematischer Aufbau eines Multipass Verstärkers. nach ([Back98])

In einem Multipass-Vorverstärker werden die Pulse mehrfach durch das verstärkende Medium geschickt ohne dabei das Prinzip einer Kavität zu verwenden. Abbildung 3.28 zeigt den Multipassverstärker, der von Hirlimann et. al. [Hir86] zum ersten Mal vorgestellt wurde. Die konfigurierbare Geometrie kann von System zu System unterschiedlich sein. Der Vorteil des Multipass Prinzips ist, dass spontane Emissionen (ASE) aufgrund der nicht resonatorartigen Lichtführung viel besser unterdrückt werden können. Daraus resultiert im Vergleich zu einem regenerativen Verstärker eine viel höhere Energieaufnahme ( $\cdot 10$ ) pro Durchlauf durch das Medium. Die so reduzierte Wegstrecke des Laserlichts resultiert in einer weniger stark auftretenden höheren Phasenakkumulation im System. Über die anschließende Rekompensation lassen sich somit kürzere Pulse verwirklichen. Der Nachteil eines Multipass-

verstärkers liegt bei dessen Effizienz. Der Pumpvorgang des Mediums kann nicht, wie bei einem regenerativen Verstärker, überlappend mit dem Signalpuls sein, da dieser sonst nicht extrahiert werden kann. Die Vorgänge wiederholen sich aufeinanderfolgend.

### 3.6.4 Laserfokus

In der Targetkammer wird der aus spinpolarisierten Heliumatomen bestehende Jet mit dem Laserstrahl gekreuzt. Der Laserstrahl wird durch einen Sicht-Flansch in die Kammer eingeführt und passiert den Heliumjet ohne eine ausreichend große Intensität zur Ionisation der Atome zu besitzen. Ein auf der anderen Seite angebrachter gewölbter Spiegel fokussiert den Laserstrahl dann auf den Jet. Um einen Messvorgang planen zu können, ist es hilfreich, eine genaue Kenntnis über die Geometrie und Aufweitung des Laserfokus zu besitzen. Über Faktoren wie die in diesem Raumbereich gegebene Intensitätsverteilung und die einzelne Intensitäten umgebenden Volumina lässt sich beispielsweise die absolute Anzahl der ionisierten Teilchen pro Zeitintervall berechnen.



**Abbildung 3.29:** Verlauf des Laserstrahls in der Targetkammer. Der Laserfokus ist keineswegs punktförmig sondern hat ein längliches Volumen (Iso-Intensitäten).

Ein gaußförmiger Laserstrahl besitzt in seinem Fokuspunkt eine durch

$$I(r, z) = \frac{I_{max}}{1 + (z/z_R)^2} \cdot \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_0^2} (1 + (z/z_R)^2)\right) \quad (3.31)$$

gegebene Intensitätenverteilung [Sieg86]. Hierbei beträgt  $r$  den radialen Abstand zur Strahlenachse,  $z$  den Abstand zum Brennpunkt auf der Strahlachse,

$I_{max}$  die maximale Intensität des Laserfeldes im Fokuspunkt,  $z_R$  die Rayleigh-Länge (siehe unten),  $\omega_0$  den Radius an der engsten Stelle (waist). Im Folgenden sei die z-Achse auch mit der Strahlenachse des Lasers übereinstimmend.

Die in obiger Gleichung erkennbare gaußförmige Abhängigkeit der Intensität senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Strahls wird als Gaußscher Strahl beschrieben

$$I(r) = I_{max} \cdot \exp\left(\frac{-2r^2}{(\omega(f))^2}\right). \quad (3.32)$$

$\omega(f)$  ist die Funktion des Radius des Laserstrahls in Abhängigkeit von der Brennweite  $f$  des Spiegels, bei dem die Intensität auf  $I_{max} = I \cdot e^{-2}$  gesunken ist. Diese Gleichung ist universell für den fokussierten und unfokussierten Zustand des Laserstrahls gültig und soll im Übrigen nicht mit den gaußförmigen Pulsen auf der zeitlichen Achse verwechselt werden. Die Gleichung ist für gepulste sowie konstante Laserstrahlen gültig.

Unter der Annahme, dass der Spiegeldurchmesser  $D = \pi\omega(f)$  beträgt („99%-Kriterium“), geht nur weniger als 1% des einfallenden Lichtes in dem Spiegel verloren. Sei mit  $d_0 = 2\omega_0$  der Durchmesser des Fokuspunktes definiert, der 86% der fokussierten Energie enthält, so ergibt sich für das Zusammenspiel beider Kriterien [Sieg86]

$$\omega_0 \approx \frac{\lambda f}{\pi\omega} = \frac{2f\lambda}{D}. \quad (3.33)$$

Mit

$$f\# \equiv \frac{f}{D}, \quad (3.34)$$

dessen Verhältnis auch als „f-Zahl“ der Linse bezeichnet wird, ergibt sich

$$d_0 \approx 2f\#\lambda. \quad (3.35)$$

als radialer Durchmesser des Fokuspunktes. Besitzt der gaußförmige Strahl die Leistung

$$P = \frac{E}{t} \quad (3.36)$$

(Energie E, zeitliche Länge t) und wird mit dem  $D = \pi\omega$  Kriterium für den Linsendurchmesser auf einen Punkt fokussiert, so ergibt sich dort die maximale Intensität von

$$I_{max} = \frac{2P}{\pi\omega_0^2} \approx \frac{P}{2(f\#\lambda)^2}. \quad (3.37)$$

Es handelt sich dabei um die höchste Intensität des Lichts, die nur im Zentrum des Laserfokus ( $d_Z = 1,6f\#\lambda$ ) zu finden ist. Für dieses Experiment ergibt sich mit  $E = 800$  mJ,  $t = 30$  fs,  $f\# = \frac{25}{2}$  und  $\lambda = 800$  nm eine Maximalintensität im Fokus von  $1,3 \cdot 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>.

Die Tiefe des fokussierten gaußförmigen Strahls ist durch die Rayleigh-Länge gegeben. Die Rayleigh-Länge

$$z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} = \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{f}{\omega}\right)^2 \approx \frac{D^2}{\pi\lambda} \quad (3.38)$$

ist definiert durch die Fokulentfernung, bei der

$$I(r = 0, z = Z_R) = \frac{1}{2} I_{max} \quad (3.39)$$

ist. Die Tiefe des Fokus ist für  $D = \pi\omega_f$  gegeben durch

$$d_f = 2z_R \approx 2\pi(f\#)^2 \approx \frac{\pi}{2} \left(\frac{d_0}{\lambda}\right)^2 \lambda. \quad (3.40)$$

Ist der Strahl auf eine Länge von  $N$  Wellenlängen Durchmesser fokussiert, so beschreibt die Tiefe des Fokus einen Durchmesser von  $\approx N^2$  Wellenlängen.

Da der Laserstrahl nicht mit einer idealen Linse fokussiert wird, liegt der Laserfokus nicht exakt auf dem geometrischen Fokus der Linse sondern eher ein kleines Stück davor. Diese minimale Abweichung kann leicht errechnet werden. Sei  $z$  der Abstand Linse - wirklicher Fokus und  $f$  die Brennweite der Linse, so ist die Krümmung des Wellenfrontradius des Lichtes (die per Definition der Krümmung der Linse entsprechen muss) gegeben durch

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} = f. \quad (3.41)$$

Die Längendifferenz von  $f$  und  $z$  kann geschrieben werden als

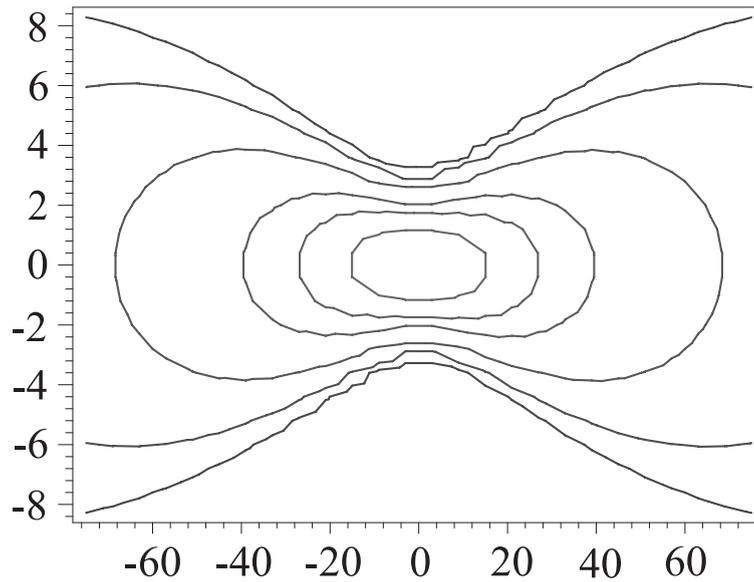
$$\Delta f \equiv f - z = \frac{z_R^2}{z} \approx \frac{z_R^2}{f}. \quad (3.42)$$

Da die Rayleigh-Länge  $z_R$  des fokussierten Strahls sehr viel geringer ist als die Brennweite  $f$  der Linse, ist die Unsicherheit sehr viel kleiner als die Fokustiefe. Es gilt

$$\frac{\Delta f}{f} \approx \frac{1}{2N_R^2}. \quad (3.43)$$

Der Laserfokus ist durch die vorangegangene Diskussion sehr genau in seiner Geometrie definiert worden. Diese theoretischen Berechnungen sind allerdings nur bedingt aussagekräftig. Der Laserfokus kann von den Experimentatoren oft nur innerhalb einer Abweichung festgelegt werden, die größer als die den Fokus umschreibenden Faktoren ist. Eine nützliche theoretische Größe ist die Ionisationsrate im Fokusvolumen. Das Fokusvolumen muss dafür intensitätsabhängig untersucht werden.

Löst man Gleichung 3.31 nach  $r$  auf, wählt  $I_{max}$  fest und verwendet  $I$  als Parameter, so können die Iso-Intensitäten ( $r(z)$ ,  $r(-z)$ ) des Laserfokus berechnet



**Abbildung 3.30:** Iso-Intensitäten entlang der z-Achse.  $I(r[\mu\text{m}], z[\mu\text{m}])$  bei  $f = 2\text{ cm}$ ,  $\lambda = 800\text{ nm}$ ,  $z_R = 16\ \mu\text{m}$ ,  $I_{max} = 10^{16}\text{ Wcm}^{-2}$  und  $\omega_0 = 2\ \mu\text{m}$ . Von innen nach außen gehend beschreiben die Linien die Isointensitäten  $I_{max}/(2,4,e^2,20,50,100)$  [Vo04].

werden (Abb. 3.30). Interessant ist es vor allem, die Iso-Intensitäten begrenzenden Volumina in dem Fokuspunkt zu berechnen. Mit dessen Hilfe kann das für eine Ionisation in Frage kommende Reaktionsvolumen bestimmt werden sowie dessen infinitesimale Veränderung in Abhängigkeit der Intensität. Für das Volumen innerhalb einer gewissen Intensität ergibt sich

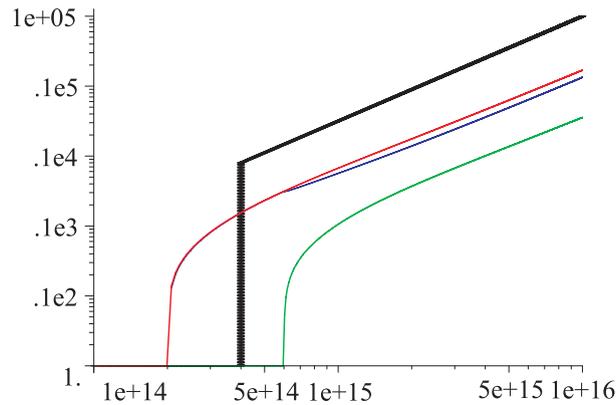
$$V = \pi\omega_0^2 z_R \left( \frac{4}{3}\beta + \frac{2}{9}\beta^3 - \frac{4}{3}\arctan\beta \right) \quad (3.44)$$

mit

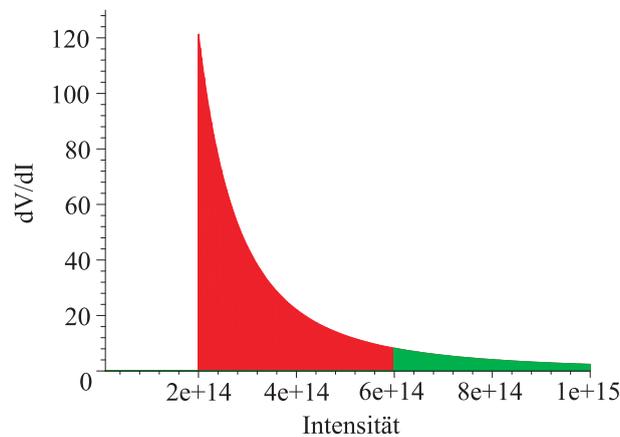
$$\beta = \sqrt{\left( \frac{I_{max} - I}{I} \right)}. \quad (3.45)$$

Abbildung 3.32 zeigt den Volumenzuwachs zweier solcher durch Iso-Intensitäten beschränkten Bereiche abhängig von der sich verändernden maximalen Intensität  $I_{max}$ . Die Änderung des Volumens in Abhängigkeit der Intensität ist gegeben durch 3.46

$$\frac{dV}{dI} = \frac{1}{3}\pi\omega_0^2 z_R (2I + I_{max})(I_{max} - I)^{\frac{1}{2}} I^{-\frac{5}{2}}. \quad (3.46)$$



**Abbildung 3.31:**  $V[\mu\text{m}^3]$  des durch  $2 \cdot 10^{14} \text{Wcm}^{-2}$  (rot) und  $6 \cdot 10^{14} \text{Wcm}^{-2}$  (grün) begrenzten Laserfokus bei steigender Maximalintensität  $I_{max}$ . Die grüne Funktion bildet die Differenz aus der roten und grünen Kurve und beschreibt den absoluten Zuwachs des Volumens. Die schwarze Funktion  $\sqrt{x^3}$  stellt die Hauptabhängigkeit der Volumina für große Maximalintensitäten dar. (siehe Gl. 3.44) [Vo04].



**Abbildung 3.32:**  $dV[\mu\text{m}^3]/dI[10^{14} \text{W/cm}^{-2}]$  für  $I_{max} = 10^{16} \text{W/cm}^{-2}$  als Funktion von  $I$ . Sehr schön zu sehen ist, dass das eingeschlossene Volumen der äußeren schwächeren Intensität  $2 \cdot 10^{14} \text{Wcm}^{-2}$  (rot) deutlich größer ist als das eingeschlossene innere Volumen der hohen Intensität  $6 \cdot 10^{14} \text{Wcm}^{-2}$ . [Vo04].

Durch die Verwendung einer Linse mit einer großen Brennweite (wie hier 25 cm) werden die Iso-Intensitäten stark in die Länge gezogen (entlang der Strahlachse). Unter der Annahme eines dünnen, den Fokusbereich kreuzenden Heliumjets kann die Abhängigkeit der Intensitäten in  $z$ -Richtung vernachlässigt werden. Äquivalent zu der obigen Diskussion ergeben sich

$$V = z\pi \frac{\omega_0^2}{2} \ln\left(\frac{I_{max}}{I}\right) \quad (3.47)$$

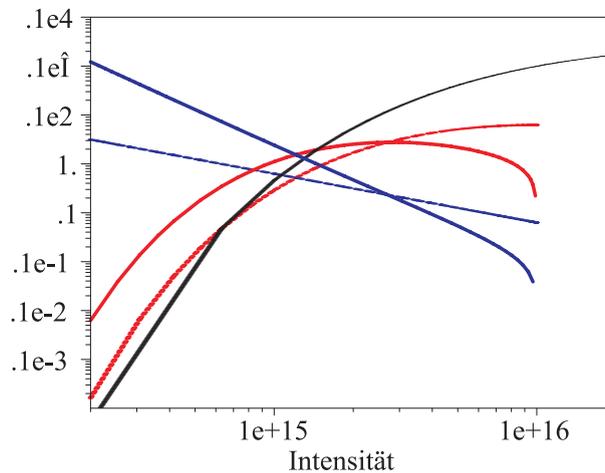
und

$$\frac{dV}{dI} = \frac{\pi z \omega_0^2}{2I}. \quad (3.48)$$

Um die absolute Anzahl der ionisierten Teilchen pro Zeiteinheit ( $Y$ ) berechnen zu können, muss neben den Intensitäten und deren eingrenzenden Volumina die Ionisationswahrscheinlichkeit  $\omega(I)$  zum Überwinden des atomaren Coulombpotentials bekannt sein. Diese kann für gewisse Intensitätsbereiche mit der in Kap. 2.2.1 angesprochenen ADK-Theorie angenähert werden. Es ergibt sich

$$Y = \int \omega(I) \frac{dV}{dI} dI. \quad (3.49)$$

Eine Abschätzung über den Restgasanteil im Fokusbereich zeigt, dass die Rate der ionisierten Heliumatome deutlich über der der Restgasatome liegen muss. Der Anzahl der Restgasatome liegt bei einem angenommenen Vakuum von  $1 \cdot 10^{-9}$  mbar lediglich bei ca.  $1 \cdot 10^{-5}$  pro  $\mu\text{m}^3$  während die Jetdichte ca.  $1.12 \cdot 10^{-2}$  pro  $\mu\text{m}^3$  beträgt.

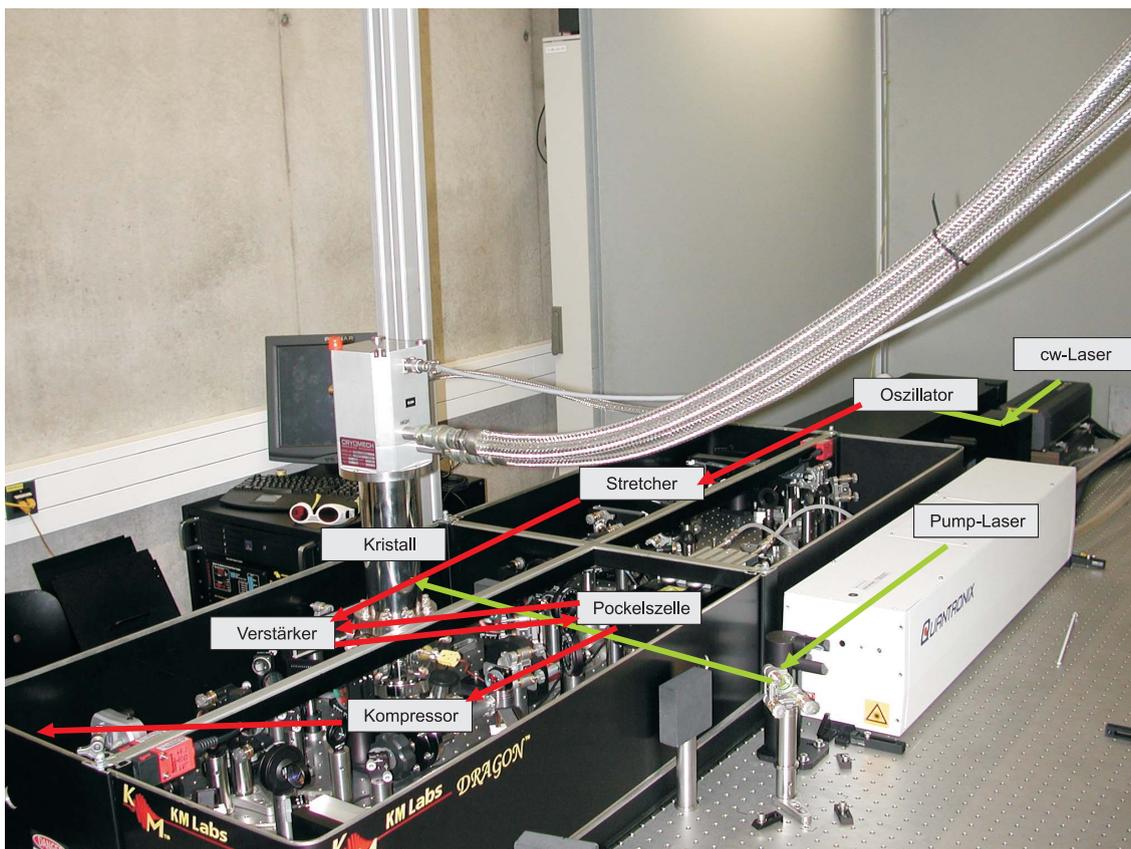


**Abbildung 3.33:**  $dV/dI$  für einen Fokus mit kleiner Linsenbrennweite (blau, dick, durchgezogen),  $dV/dI$  für einen Fokus mit großer Brennweite (blau, dünn, gestrichelt),  $\omega(I)$  (schwarz) und die Faltung  $dV/dI \cdot \omega(I)$  (jeweils rot) für  $I_{max} = 10^{16} \text{ W/cm}^{-2}$  [Vo04].

In Abb. 3.33 wird eine von Voss berechnete Abschätzung der Funktionen  $\omega(I)$  (schwarz),  $\frac{dV}{dI}$  (blau) und der Faltung der jeweiligen blauen mit der schwarzen Funktion repräsentierenden Funktion  $Y(I)$  dargestellt. Die dicken durchgezogenen und farbigen Graphen beschreiben das Modell mit der  $z$ -Abhängigkeit, die dünnen und gestrichelten Graphen die vereinfachte  $z$ -unabhängige Variante. Es wird verdeutlicht, dass die Ionisationswahrscheinlichkeit zwar

mit steigender Intensität zunimmt, das dadurch immer kleiner werdende Volumen (siehe Abb. 3.33) der Ionisationsrate entgegenwirkt. Das Vernachlässigen der z-Abhängigkeit verschiebt den Graphen zu höheren Intensitäten.

### 3.6.5 Dragon - der verwendete Laser



**Abbildung 3.34:** Aufbau des verwendeten  $\text{Ti:AL}_2\text{O}_3$  Lasers. Der Strahlverlauf sowie die verschiedenen Bauteile sind schematisch eingezeichnet.

Bei einem Titan:Saphir Laser handelt es sich um einen Festkörperlaser, dessen optisch aktives Medium die Fluoreszenz von Titan-Ionen ausnutzt, die in einem  $\text{Ti:AL}_2\text{O}_3$ -Kristall vorliegen. Der nach dem Verfahren des Kerr-Lens Modelocking arbeitende Oszillator ermöglicht das Erzeugen von Pulsdauern bis zu  $<10$  fs. Mit derartig kurzen Pulsen ist es möglich verschiedene Vorgänge der Biologie, Chemie und Physik zu untersuchen, die auf einer Zeitskala von wenigen Femtosekunden ablaufen. Durch die Entwicklungen der letzten Jahre, speziell der „chirped-pulse-amplification“ (CPA), lassen sich Lasersysteme diesen Typs in einer handlichen Größe aufbauen. Der einfache Aufbau, die bequeme Justage der Komponenten und der verhältnismäßig günstige Preis machen den Titan:Saphir-Laser zu einem der weitverbreitetsten Femtosekundenlasern in der Grundlagenforschung. Ein solches Lasersystem wurde im Jahr 2005 auch in Frankfurt aufgebaut und soll zur Untersuchung von

Atomen und Molekülen in starken Feldern benutzt werden.

Die wichtigsten Daten im Überblick: Der  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ -Kristall des Oszillators wird durch einen 5 W cw-Laser der Firma Coherent (Verdi) gepumpt und emittiert typischerweise nahe-infrarotes Licht bei Wellenlängen von 650 - 1100 nm. Die mittlere Leistung des Oszillators beträgt 330 mW bei einer Rate von 100 Mhz. Die Besetzungsinversion des Multipassverstärker-Kristalls wird durch einen 100 W Pump Laser (Eagle) aufrecht erhalten. Der Verstärker kann die Pulse mit einer Repititionsrate von ca. 8 Khz verstärken. Nach der Kompression des Pulses beträgt dessen Länge  $< 30$  fs bei einer Pulsenergie von 800-900 mJ. Die Laserintensität im Fokus beträgt  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>.

Wie bereits erwähnt, konnte keine Messung an der Apparatur durchgeführt werden, da das Lasersystem über einen längeren Zeitraum ausgefallen ist. Die Ursache des Problems liegt am Pumplaser des Verstärkerkristalls, der für dessen Besetzungsinversion verantwortlich ist. Für den Betrieb des Pumpasers werden sogenannte Bogenlampen benötigt deren Lebensdauer bei ca. 300-800 h liegen sollte. Auf unerklärliche Weise lag diese Lebenszeit selbst nach mehreren Reperaturversuchen des Herstellers nur bei ca. 2 h, bzw. ließen sich die Bogenlampen nicht mehr zünden. Das Problem ist bis zum heutigen Tag noch nicht gelöst worden.

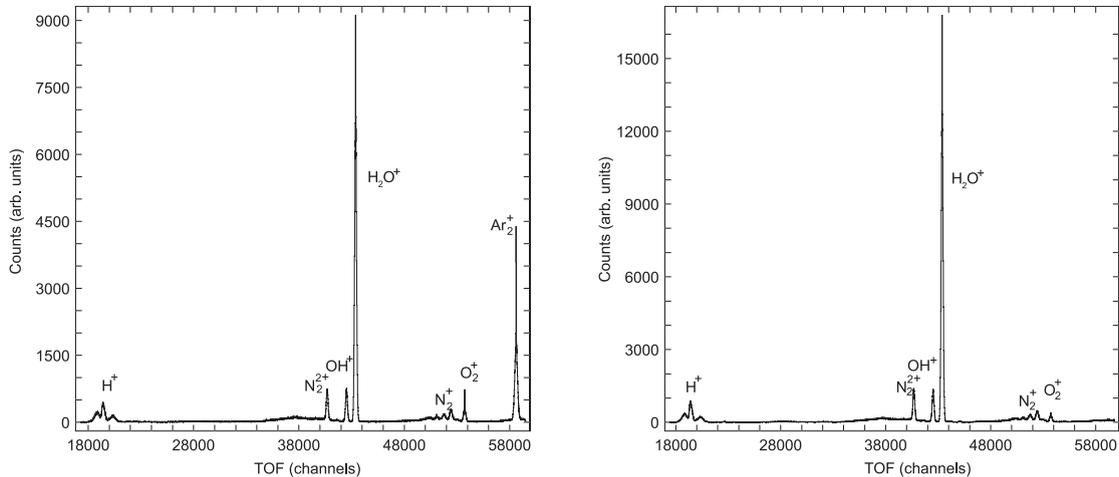


## 4. Erste Testmessungen

Für dieses Experiment waren mehrere Messreihen mit dem spinpolarisierten Heliumtarget vorgesehen. Diese konnten allerdings aufgrund mehrerer technischen Defekte am Lasersystem nicht durchgeführt werden. Während der Zeit, die der Laser einwandfrei funktionierte, konnten jedoch die meisten Justagearbeiten (Spiegel, Periskop, Fokussierspiegel) sowie Testmessungen mit den elektronischen Bauteilen (Detektor, Pulsverarbeitung, PC-Messtechnik) absolviert werden. Auf diese soll im Folgenden eingegangen werden.

Der Laserstrahl wird durch ein Spiegelsystem in ein Periskop gelenkt welches den Strahlverlauf in die Höhe des Spektrometers verlegt. Der Strahl kann so relativ einfach zentral durch einen Sichtflansch in die leicht gekippte Targetkammer eingefädelt werden. Durch eine geeignete Konfiguration des Goniometers wird der ankommende Laserstrahl über einen Spiegel in die Mitte des Spektrometers fokussiert. Zum Testen der Detektoren und der weiteren Signalelektronik wurde zunächst eine Restgasmessung durchgeführt. Bei einem Vakuum von  $< 4,9 \cdot 10^{-10}$  mbar und einem Potentialabfall von 550 V über die gesamte Beschleunigungszone (30,25 cm) wurde hierzu ein Flugzeitspektrum aufgenommen. Über den Vergleich eines weiteren, mit einem verschieden großen elektrischen Feld aufgenommenen, Spektrums kann die Flugzeitabhängigkeit  $\sqrt{\frac{m}{e}}$  Teilchen unterschiedlicher Masse bzw. Ladung zum Zuordnen der Elemente verwendet werden. Dieses Spektrum konnte jedoch aufgrund des Defekts im Lasersystem nicht mehr aufgenommen werden. Eine weitere Messung bei gleichem Feld und einer mit Argongas gefluteten Targetkammer (ca.  $1 \cdot 10^{-9}$  mbar) konnte allerdings noch durchgeführt werden. Der zusätzlich auftretende Argonpeak ist als feste Größe im Spektrum sehr

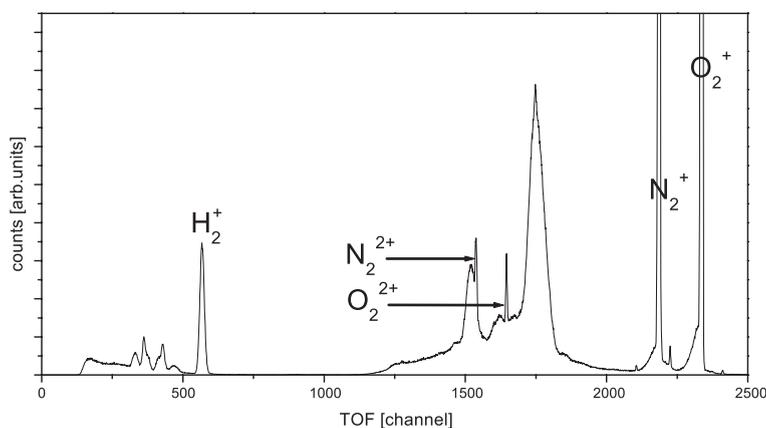
nützlich zur Bestimmung der Elemente. Eine lineare Regression ergibt die in Abbildung 4.1 gezeigte Zuordnung.



**Abbildung 4.1:** Flugzeitanalyse mit der a) Argon gefluteten Targetkammer b) des Restgasvakuums.

In der Argon gefluteten Kammer ist neben dem Argonpeak eine Erhöhung der Zählrate von  $O^{2+}$  zu erkennen. Diese ist durch das nachträgliche anschließen an die nicht evakuierte Gaszuleitung zu erklären. Aufgrund der Ähnlichkeit von  $O^{2+}$  zu  $N^{2+}$  müsste dessen Peak auch einen Zuwachs erfahren, er blieb jedoch aus.

Im Vergleich zu einem bereits existierenden Spektrum (Abb. 4.2), das mit einem Gasgemisch aus  $N_2$  und  $O_2$  aufgenommen wurde, lässt sich eine gute Übereinstimmung finden.



**Abbildung 4.2:** Flugzeitspektrum mit einem Gasgemisch aus  $N_2$  und  $O_2$  als Jet-Target [Vo04].

Zu einer weiteren Verifikation des Flugzeitspektrums dient die Überprüfung der Peakaufweitung. Die Peakaufweitung resultiert aus der mittleren thermischen Energie

$$E_{th} = \frac{3}{2} k_B \cdot T \quad (4.1)$$

der Moleküle in einem Gas ( $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$  J/K). Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung

$$F(v_x) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \cdot e^{\left(\frac{mv_x^2}{2k_B T}\right)} \quad (4.2)$$

beschreibt dabei die Geschwindigkeitsverteilung der Gasteilchen bei einer Temperatur T. Diese Verteilung sollte mit der aufgenommenen Peakaufweitung, die nichts anderes als die Impulsverteilung der Teilchen widerspiegelt, übereinstimmen.

Die gegebene Flugzeitaufweitung eines Peaks lässt sich mit

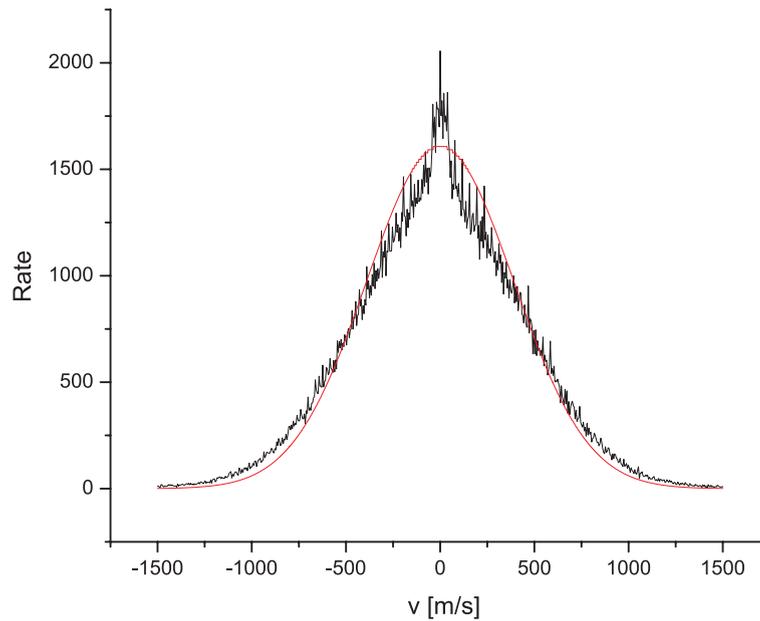
$$\Delta p_x = \frac{\vec{E}q\Delta t}{124,38} \left[ \frac{V \cdot a.u. \cdot ns}{cm} \right] \quad (4.3)$$

in einen Impuls umrechnen. Dabei ist

$$\Delta t = t_{0,x} - t_{1,x} \quad (4.4)$$

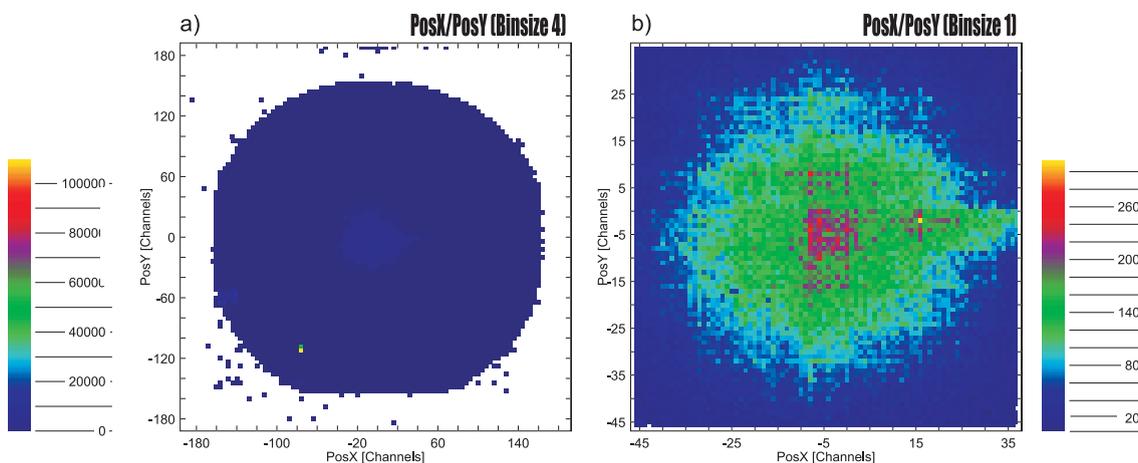
die Abweichung der Flugzeit von der Peakmitte ( $t_{0,x}$ ). Die gute Übereinstimmung ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

Die Detektoren und die damit verbundene Signalelektronik wurde anhand der Argon-Messung optimiert. In 4.4 ist eine Abbildung des zentralen liegenden Laserfokus zu sehen. Dessen Position konnte mit dem Fokussierspiegel in alle Richtungen um ca.  $\pm 1$  cm auf dem Detektor „verschoben“ werden. Dies kann für den Versuch von Bedeutung sein, da die Targetatome durch deren vertikalen Impuls einen gewissen Offset in y-Richtung haben. Bei der Abbildung des Laserfokus ist zu beachten, dass es sich bei den ionisierte Atomen um „warme“ Ionen handelt. Auf dem Detektor sieht man also nicht den Fokuspunkt abgebildet. Die Impulse des warmen Restgases sind so groß,



**Abbildung 4.3:** Gegenüberstellung des gemessenen  $\text{H}_2\text{O}^+$ -Peaks (schwarz) mit der Maxwell-Boltzmann-Verteilung (rot) bei  $20^\circ\text{C}$ .

dass der Detektor bereits zu einem großen Teil ausgeleuchtet wird, obwohl der Laserfokus die zuvor erwähnte Größe von nur wenigen  $\mu\text{m}^3$  hat. Die verdeutlicht somit sehr anschaulich, warum für die richtige Messung ein ultrakaltes Target nötig ist.



**Abbildung 4.4:** Ionendetektorbild der Argonmessung. Links betrachtet man die gesamte Detektorfläche, rechts ist das Zentrum vergrößert.

Auch hier kann eine Impulsüberprüfung durchgeführt werden. Ausgehend von der thermischen Geschwindigkeitsverteilung des am häufigsten auftretenden Elementes in der Kammer, nämlich  $\text{H}_2\text{O}$ , ergibt sich eine Aufweitung im Ort von 2 cm. Dies entspricht der zu beobachtenden Impulsaufweitung von  $d = \pm 80$  channels auf dem Detektor.

Während der Aufbauphase des Experiments und während der ersten Testreihen haben sich auch einige Schwachpunkte des Aufbaus bemerkbar gemacht. Trotz einer Weiterentwicklung der MSEs gegenüber [Jah02] ist das Plasma weiterhin nur schwer kontrollierbar. Die Betriebsparameter der MSEs liegen zwar in einem abschätzbaren Bereich, müssen jedoch öfters nachjustiert werden. Dauerhafter Betrieb gelang hauptsächlich bei einem  $U_{Plasma} = 400-600 \text{ V}$  und  $I_{Plasma} = 100-300 \mu\text{A}$ . Während des Kühlvorgangs der Düse auf  $\approx -200 \text{ }^\circ\text{C}$  (Dauer ca. 30 min) erlischt das Plasma trotz Nachjustieren der Parameter des öfteren und ist nicht wieder zündbar. Die Versuchsreihe muss abgebrochen werden und z.B. am nächsten Tag wiederholt werden. In Kombination mit der mangelnden Zuverlässigkeit des Lasers ergibt sich hier die Hauptproblematik des Experiments: Wann funktionieren beide Komponenten gleichzeitig? Eine weiterführende Entwicklung der MSEs ist jedoch nicht in Sicht, da die verwendeten Materialien bereits das momentane Optimum darstellt.

Zum Anderen wäre es wünschenswert, eine bewegliche Blende zwischen Magnet- und Targetkammer zu haben. Das Loch der Blende ist dient dazu möglichst nur den spinpolarisierten Anteil des Gasstrahls in die Targetkammer zu lassen. Es ist gerade so groß wie der Jet aus den spinpolarisierten Atomzuständen. Bei einem Wechsel des MSE oder einer erneuten Kallibrierung der Düse ist auf dem oberen Leuchtschirm somit nur schwer zu erkennen, ob der spinpolarisierte Teil des Jets noch zentral durch die Blende geführt wird. Das Fadenkreuz auf dem Leuchtschirm ist ebenfalls fast nicht mehr erkennbar. Das Justieren der Düse kann so schnell zu einem nicht mehr reproduzierbaren Verstellen des Jetverlaufs führen. Ein "Öffnen" der Blende zur erneuten Grobjustage des Jets erfordert dann jedesmal den Ausbau des Spektrometers. Eine per Mikrometerschraube auf- und zufahrbare Blende würde eine genaue und bequeme Justage ermöglichen.

Für das Spektrometer wurden anstatt der ursprünglich vorgesehenen vier tragenden Gewindestangen, vier glatte Aluminiumstangen verwendet. Vakuumtechnisch ist dies ein Schritt in die richtige Richtung (weniger Oberfläche), jedoch hat sich das Isolieren der auf einem Potential liegenden Bauteile gegenüber den Stangen mit dünner Kaptonfolie nicht sonderlich bewährt. Für eine Neukonstruktion sollten an den erforderlichen Stellen passgenaue Hartplastikringe zur Ummantelung der Stangen verwendet werden. Gleiches gilt für die Klemmen, die anstatt der Muttern bei Gewindestangen verwendet wurden.



## 5. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein COLTRIMS-Experiment, zur Untersuchung eines angeregten, spinpolarisierten Gastargets in starken Laserfeldern, aufgebaut.

Das zu untersuchende kalte Gastarget wird durch eine Überschallexpansion in der Quellkammer erzeugt. Zusätzlich wird in der dafür vorhergesehenen Düse über eine Gleichstromentladung in einer MSE ein Plasma im Gas gezündet. Dieses Plasma regt einen Teil der Gasatome in den gewünschten spinpolarisierten Zustand an. Für den Aufbau der Düse wurde auf das bereits bewährte Prinzip von [Jah02] zurückgegriffen und dieses im Detail verbessert. Die Stromzufuhr für die Hochdruckseite der MSE (s. Kap. 3.3.2) verläuft jetzt entlang der Gaszuleitung während die Niederdruckseite der MSE über das Düsengehäuse geerdet ist. Durch diese Vorgehensweise wird ein ungewolltes Brennen des Plasmas außerhalb der Düse unterbunden. Zudem ist die MSE nun von außen mit dem Düsendeckel verschraubt und lässt sich so leichter austauschen. Für eine längere Brenndauer (10-15 h) des Plasmas werden die stabileren Kupfer- oder Wolfram-MSEs verwendet.

Die Separation der ( $\uparrow, \uparrow$ )-Zustände erfolgt durch einen eigens für dieses Experiment angefertigten Hexapolpermanentmagneten [Jah02]. Der Strahl wird zwecks einer maximalen Ablenkung des gewünschten spinpolarisierten Anteils nahe eines Pols eingeschossen. Die Kenntnis über die Strahlqualität nach der Expansion sowie die zusätzliche Fokussierungseigenschaft des Magneten lassen auf einen gut lokalisiertes Target schließen. Nach vorangegangenen Berechnungen beträgt die Targetdichte ca.  $5 \cdot 10^6$  /cm<sup>2</sup> bei einer Fokausdehnung von ca. 1-2 mm. Diese Werte beschreiben jedoch nur einen

Mittelwert, da es durch die Abnutzung der MSEs und deren Wechsel zu verschiedenen Brennzuständen des Plasmas kommen kann.

Der Laserstrahl wird unter Verwendung eines Periskops orthogonal zu der um  $3^\circ$  gekippten Targetstrahl-Spektrometer-Ebene eingeschossen. Er kreuzt den Targetstrahl in der Mitte des Spektrometers, welches dafür verantwortlich ist die Fragmente der Reaktion mit Hilfe eines elektrischen und magnetischen Feldes in Richtung der Delayline-Detektoren zu lenken. Dies ermöglicht eine genaue Untersuchung der Reaktion mit einer Raumwinkelakzeptanz von  $4\pi$ . Aufgrund des winzigen Fokusbereichs des Lasers kann auf eine Flugzeit- sowie Ortsfokussierung der Teilchen verzichtet werden.

In diesem Experiment sollen anhand der Koinzidenz-Imaging-Technik von COLTRIMS Doppelionisationsprozesse von spinpolarisiertem Helium in starken Feldern untersucht werden. Eine besondere Aufmerksamkeit soll dabei der relativ neuen „Rescattering“-Theorie geschenkt werden. Bei diesem nicht-sequentiellen Doppelionisationsmechanismus wird ein Elektron durch einen Laserpuls aus dem Atom gelöst. Durch das weiterhin anhaltende, oszillierende Laserfeld nimmt das Elektron genügend kinetische Energie auf, um zu dem Atom zurückzukehren und mit dem zweiten Elektron zu stoßen und dieses zu ionisieren. Das vorliegende Experiment kann somit als Elektronenstoßexperiment angesehen werden, bei dem sowohl Target als auch Projektil polarisiert sind.

Die geplanten Messungen konnten leider aufgrund eines langanhaltenden Defekts des Frankfurter Lasersystems nicht durchgeführt werden. Erste Testmessungen zeigen allerdings, dass alle Einzelkomponenten des Aufbaus funktionieren. Der spinpolarisierte Heliumstrahl konnte erzeugt werden und der zu untersuchende Anteil verläuft mittig durch das COLTRIMS-Spektrometer. Die beiden Delayline Detektoren wurden in Betrieb genommen und in einer Testmessung mit Argongas optimiert. Erste Flugzeitmessungen zeigen, dass auch das konzipierte Spektrometer entsprechend den Erwartungen funktioniert und auch die restliche Messelektronik einsatzbereit ist.

# Literatur

- [Ach99] M. Achler, Untersuchung von Symmetrieeffekten in der Photodoppelionisation von Helium mit zirkular polarisiertem Licht, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 1999
- [Ag89] P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray, G. Petite, and N.K. Rahmann, Phys.Rev.Lett., 42:1127, 1979
- [Back95] S. Backus, J. Peatross, C. P. Huang, M. M. Murnane and H.C. Kapteyn, Opt. Lett. 20, 1995
- [Back98] Sterling Backus, Charles G. Durfee III, Margaret M. Murnane und Henry C. Kapteyn, Review of Scientific Instruments 69, 1998, S. 1209
- [Ba98] K. Bartschat, J. Phys. B: At. ;ol. Opt. Phys. 31, 1998
- [Bet90] K. Bethge und G. Gruber, Physik der Atome und Moleküle, VCH-Verlagsgesellschaft Weinheim, 1990, ISBN 3-527-26933-9
- [Boe06] Jens Muth-Böhm, Materie in starken Laserfeldern, Theoretical Atomic, Molecular And Laser Physics, Universität Bielefeld, <http://www.physik.uni-bielefeld.de/theory/d4/info.html>, 2006
- [Bu87] P. H. Bucksbaum, R.R. Freeman, M. Bashansky and T. J. McIltrath, J. Opt. Soc. Am. B, 4:760, 1987
- [Bur93] K. Burnett, V. Reed, and P. Knight, J. Phys B26, 561, 1993
- [BMBF07] Bundesministerium für Bildung und Forschung, Grundlagenforschung Physik, <http://www.bmbf.de/de/713.php>, 2007
- [Col02] H.Schmidt-Böcking, R.Dörner and J.Ullrich, COLTRIMS, Europhysics News (2002) Vol. 33 No. 6, <http://www.europhysicsnews.com/full/18/article8/article8.html>
- [Cor93] P. B. Corkum, Plasma Perspektive on Strong-Field Multiphoton Ionization, Phys.Rev.lett., 71:1994-1997, 1993

- [DiMa95] L. DiMauro and p. Agostini, *Advances in Atomic and Molecular Physics*, Academic Press, New York, 1995
- [Doe02] R. Dörner, Th. Weber, M. Weckenbrock, A. Staudte, M. hattass, H. Schmidt-Böcking, R. Moshhammer, J. Ullrich, *Adv. in Atom., Mol., and Opt. Physics*, 48:1, 2002
- [DoGro98] T.D. Donnelly and C.H. Grossman, *Ultrafast phenomena: A laboratory experience for undergraduates*, *Am. J. Phys.* 66, 1998
- [ELPT07] *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*  
[http://www.rp-photonics.com/time\\_bandwidth\\_product.html](http://www.rp-photonics.com/time_bandwidth_product.html)
- [EmCu05] Emerson & Cuming, Stycast 2850 FT  
[www.emersoncuming.com](http://www.emersoncuming.com),
- [Fit94] D. N. Fittinghoff, P. R. Bolton, B. Chang und K. D. Kulander, *Phys. Rev. A* 49, 2174, 1994
- [Gal71] M. Galanti, R. Gott, J. F. Renaud, A high resolution, high sensitivity channel plate image intensifier for use in particle spectromegraphsm, *Rec. Sci. Inst.*, 42, 12, 818, 1971
- [Gau01] Jürgen Gauer, *Das Verhalten von atomarem Wasserstoff und Xenon in intensiven femtosekunden Laserpulsen*, Dissertation, Universität Bielefeld, 2001
- [Gro] Gross, *Nichtlineare Optik*
- [Gue99] Peter A. Günther, *Laserspektroskopische Untersuchungen und quantenmechanische Berechnungen zum Mechanismus von nucleophilen ipso-Substitutionsreaktionen in molekularen Aggregaten*, Dissertation, Fachhochschule Berlin, 1999
- [Hart01] Hugo W. van der Hart, *Electron-impact ionization of He<sup>+</sup>: consequences for double ionization of He in strong laser fields*, *J. Phy. B: At. Mol. Opt. Phy.* 34, 2001
- [Hart01a] Hugo W. van der Hart, *Double photonionization of excited He-like atoms*, *J. Phy. B: At. Mol. Opt. Phy.* 34, 2001
- [Hir86] C. Hirlimann, O. Seddiki, J.-F. Morhange, R. Mounet and A. Goddi, *Opt. Commun.* 59, 1986
- [Hof00] K. Hoffman, *Femtosekunden-Laserspektroskopie an Fullerenen*, Dissertation, Freie Universität Berlin, 2000
- [Jah02] Till Jahnke, *Entwicklung und Aufbau eines Gastargets aus metastabilem, spinpolarisiertem He*, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 2002

- [Jag94] O. Jagutzki, Entwicklung eines Rückstoßimpulsspektrometers zur Untersuchung der Dynamik im Heliumatom, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 1994
- [Jun97] I. D. Jung, F. X. Gärtner, N. Matuschek, *Opt. Letters* 22, 1997, S 1009
- [Kel65] L. V. Keldysh, *Soviet Physics JETP* 20, 1965
- [Kief66] L. J. Kieffer et al., Electron impact ionization cross-section data for atoms, atomic ions and diatomic molecules: 1. Experimental data, *Rev. Mod. Phys.* 38, 1966
- [Kov04] P. Koval, Two-Photon ionization of atomic inner-shells, Dissertation, Universität Kassel, 2004
- [Kr83] P. Kruit, J. Kimman, H. G. Muller and M. J. Van der Wiel, *Phys. Rev. A*, 28:248, 1983
- [Kra01] Susanne Kramer, Nichtsequentielle Doppelionisation von Argon in starken Laserfeldern, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 2003
- [Krei05] Katharina Kreidi, Photodoppelionisation von  $H_2$  - eine Analogie zum Doppelspalt, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 2005
- [Kry01] Bedienungsanleitung Kryo Refrigerator
- [Lar98] S. Laroche, A. Talabpuor, S. L. Chin, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 31, 1201 1998
- [LHui02] Anne L'Huillier, Atoms in strong laser fields, *Europhysics News* (2002) Vol. 33 No. 6, Lund University, Sweden, 2002
- [Mat85] S. Matsuura, S. Umebayashi, C. Okuyama, K. Oba, Characteristics of the newly developed MCP and its assembly, *IEEE Trans.*, NS-32, 350, 1985
- [MayKuc97] T. Meyer-Kuckuk, *Atomphysik*, B. G. Teubner Stuttgart, 1997
- [Mil88] D. R. Miller, 'Free Jet Sources', in *Atomic and Molecular Beam Methods*, Editor: G. Scoles, Oxford University Press, Oxford/New York, (1988), S.14ff
- [Nal02] National Aerospace Laboratory of Japan,  
*[http : //www.nal.go.jp/fluid/eng/mosaic/detail/e33/](http://www.nal.go.jp/fluid/eng/mosaic/detail/e33/)*
- [Nol2] Wolfgang Nolting, *Theoretische Physik 5/2 Quantenmechanik - Methoden und Anwendungen*, Springer Verlag, 2004

- [Nu] G. Nutsch, Skript Komplexpraktikum Oberflächentechnik, Technische Universität Ilmenau - Fachgebiet Plasma- und Oberflächentechnik
- [Pro97] M. Protopapas, C. Keitel, an P. Knight, Physics Reports 60, 389, 1997
- [Rai97] Yu. P. Raizer, Gas Discharge Physics, Springer Verlag, Berlin, 1997
- [Roentdek] Delay-Line-Anode  
*http:*  
*www.roentdek.de*
- [Roth01] J. Reece Roth, Industrial Plasma Engineering, Volume 2: Applications to Nonthermal Plasma Processing, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2001
- [Rul03] Claude Rullière, Femtosecond Laser Pulses - Principles and Experiments, 2nd Edition, S. 107, Springer Verlag, 2003
- [Sch74] P. Schagen. Image Tubes with Channel Electron Multiplication, in Advances in Imaging Pick-up and Display, Vol. 1, New York Academic Press, New York, 1974
- [Schö02] M. Schöffler, Entwicklung und Aufbau eines Abbildungssystems zur Messung von Elektronen jenseits niedriger Energien, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 2002
- [Schöss02] S. Schößler, Ionenerzeugung mit Hochdruck-Mikroentladungen, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 2002
- [Schro06] J. Schröder, Aufbau der Materie und physikalische Grundlagen der Spektroskopie, Universität Göttingen, 2006
- [Sco88] G. Scoles, Atomic and Molecular Beam Methods Volume I, Oxford University Press, 1988
- [Sieg86] A. E. Siegman, Lasers, University Science Books Sausalito California, 1986
- [Sim7] SIMION 3D 7.0 - The industry standard for electron and ion/electron optics simulation, <http://www.simion.com/>
- [Stau05] Andre Staudte, Subfemtosecond Electron Dynamics of H<sub>2</sub> in Strong Fields or The Quest for the Molecular Clock, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 2005
- [Spie95] L. Spielberger, O. Jagutzki, R. Dörner, J. Ulrich, U. Meyer, V. Mergel, M. Unverzagt, M. Damrau, T. Vogt, I. Ali, et al., Phys. Rev. Lett. 74, 4615, 1995

- [Sut04] Wolfgang Suttrop, Technische Plasmen, Universität Bayreuth, 2004
- [Tej96] G. Tejada, B. Maté, J. M. Fernández-Sánchez and S. Montero, Phys. Rev. Lett. 76, 1996, S. 34
- [Toe77] J.P. Toennies, K. Winkelmann, J. Chem. Phys., 66, 1977, S.3965
- [UDEa] Was ist ein Plasma?, Universität Duisburg-Essen,  
<http://duepublico.uni-duisburg-essen.de/servlets/DocumentServlet/Document/178/plasa.pdf>
- [Ul05] Birte Ulrich, Pump-Probe Experimente zur Ionisation von diatomaren Molekülen - H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> in ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 2005
- [Vo04] Stefan Voss, Orientierungseffekte bei der Doppelionisation von kleinen Molekülen - H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> in ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 2004
- [Web99] Thorsten Weber, Impulstransfer in Proton-Heliumstößen untersucht mit hochauflösender Rückstoßionenimpulsspektroskopie, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 1999
- [Wal01] H. Walther, G. Paulus, Atome unter extremen Bedingungen, Max-Planck-Institut für Quantenoptik Garching, 2001
- [Wan99] Jian-Guo Wang, Takako Kato and Izumi Marakami, Phys. Rev. A 60, 1999
- [We01] Matthias Weckenbrock, Einfach- und Doppelionisation von Argon in starken Laserfeldern, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, (2001)
- [We04] Matthias Weckenbrock, Mehrelektronenprozesse in starken Laserfeldern - Ein kinematisch vollständiges Experiment, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, (2004)
- [Weh91] R. Wehlitz, F. Heiser, O. Hemmers, B. Langer, A. Metel, U. Becker, Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 3764
- [Wik03] Wikipedia, Stichwort 'Selbstphasenmodulation',  
<http://www.wikipedia.org/>, 2006
- [Wik04] Wikipedia, Stichwort 'Kerr-Effekt',  
<http://www.wikipedia.org/>, 2006
- [Wil55] W. C. Wiley, I. H. McLaren, Time-of-Flight Mass Spectrometer with Improved Resolution, Rev. Sci. Instr., 26(12), 1150, 1955

[WSD94] B. Walker, B. Sheehy, L. F. DiMauro, P. Agostini, K. J. Schafer, K. C. Kulander, Phys. Rev. Lett., 73 1227, 1994

[Zho94] J. P. Zhou, C. P. Huang, C. Shi, H. C. Kapteyn and M.M. Murnane, Opt. Lett. 19, 1994

# Danksagung

Mein besonderer Dank gilt...

- *Prof. Dr. Reinhard Dörner* und *Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking* für die freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe.
- *Dr. Till Jahnke* und *Sven Schössler* für die geduldige Betreuung meiner Person, in guten wie in schlechten Zeiten. Es war nicht immer einfach, aber Ihr habt mich durchgebracht! Für diejenigen die sich schon oft gefragt haben: Warum hat denn der Till eigentlich so lange Haare? Ich habe es rausgefunden: Die Antwort steht auf seinem Desktophintergrund hinter der Taskleiste versteckt. Viel Spaß beim Pilgern!
- der Lasercrew: *Maciek Smolarski* für sein zu hoch-dimensionales Wissen im Bereich der optischen Physik. *Kyra Cole* für die vielen, leider auch oft frustrierenden Experimentierstunden rund um Laser und Experiment. Birte Ulrich, für die vielen (hoffentlich gegenseitig) aufbauenden Motivationsgespräche beim Experimentieren und die ewig dauernden Streitgespräche über Gott und die Welt welche immer sehr amüsant waren. Die Hoffnung stirbt zuletzt! Oder doch mit Gandalf?!?
- *Markus Schöffler* für die motivierende Nachtaktion zur Fertigstellung der Kammer und die vielen Tipps auf dem physikalischen Sektor sowie dem Korrigieren meiner ersten schriftlich verfassten Weisheiten.
- *Lothar Schmidt* und *Thorsten Weber* für alle guten Ratschläge, Tipps, Anregungen und das Erklären vieler Phänomene. Man kann sagen, meistens war etwas wahres dran.
- Der *Grob- und Feinmechanik* Werkstatt für die vielen Hilfestellungen und gute Zusammenarbeit über die lange Aufbauphase des Experiments.
- *Achim Czasch*, *Lutz Foucar* und *Klaus Ullmann-Pfleger* für die technische Unterstützung bei diesem und anderen Projekten. Sei es nun (rein

repräsentativ aufgelistet) ein plötzlich speicherfressendes und vorher nie benutztes Visual C++ (Klaus), nicht vertrauenswürdig vorgetragene Detektorspannungen (Lutz) oder eine sportliche Herausforderung<sup>1</sup> (Achim). Ich hoffe es gibt bald mal ein Rematch, „Papi“!

... und die gekonnte Überleitung zur Ordensvergabe im semiphysikalischen/privaten Bereich. Danke an...

- meine Eltern, die mir ein Studium mit dem nötigen Rückhalt erst ermöglichten.
- *Amely Tampe* für die wunderschönen Momente und den vielen Sonnenschein in meinem Leben.
- die „oldies but goldies“ Truppe: *Sven Schössler*, *Manuel „Muslimovic“ Kaesz* (...in erster Linie ist der mal Ungar!) und *Juhu!... Jasmin*<sup>2</sup>! für die schöne Zeit rund um Uni und Freizeit. Immer wieder schön waren die Fachgespräche über ausschließlich private Dinge (Jasmin), die gemeinsame Leidenschaft für Bier und Gamepad und das daraus resultierende Gefasel (Manuel) und was soll ich sagen? Die durchlebten Höhen und Tiefen (Sven), thanks for being there! Und hey, wenn ich Euch nicht kennen würde: Ich würde mich wie 30 fühlen!
- den Chef *Till Jahnke* für die beigetragenen Lebensweisheiten und netten Abende mit Bier und Ice Tea.
- meinen Zimmerkollegen *Tilo Havermeier* für die vielen gemeinsamen Stunden im Office und für seinen großzügigen Verzicht, ein Helge Schneider Poster in Lebensgröße darin aufzuhängen. Dein Schrein für das Aufstellen der 1/2 Biertheorie wird bestimmt noch irgendwann mal fertig!
- meine Kommilitonen *Rui Alexandre Costa Fraga del Portugisio*, *Nikos Petridis* und *Hong-Keun Kim*. Der Spaßfaktor war mit Euch immer ganz oben, sei es beim Studieren, im Office, beim Fußball, auf Parties, ... . Thanks! Die nächste Runde in Prag auf mich! Da gibt's ja auch noch was gut zu machen...
- *Claudia Strabel*, *Matthias Hempel* und *Frank Michler* die ebenfalls mit mir in einem Boot saßen. Danke für die gute Stimmung und den hohen

---

<sup>1</sup>...yeah, you wish!

<sup>2</sup>Titze

Arbeitseinsatz rund um das Studium und viel Freude mit Euch in der Freizeit.

- *Robert Grisenti* (auch bekannt als der still gewordene Juve-Fan) für die Erhaltung der Deutsch-Italienischen Freundschaft nach der WM.
- *Katharina Kreidi* und *Nadine Neumann* für die spontanen Kurztrips in die Schweiz und nach Nürnberg, für die nette Riezlerntagung und die alles in allem spaßige Zusammenarbeit.
- *Sven Neve*, *Inka Lauter* und *Stefan Voss* für die Abrundung des Büroalltags und kleinere Beiträge zur Arbeit.
- die gesamte Gruppe für die immer netten Kneipenabende und die tolle Skiwoche!
- *Fabian „Bainie“ Klinz* und *Daniel „Doc“ Putzer* als die beiden Freunde mit denen das Leben richtig rockt! Mehr gibt es da eigentlich nicht zu sagen!
- *Sebastian Fleischhauer* und *Alison Lockau* die beide im gleichen Atemzug genannt werden müssen. Danke für die Elektronikbelehrung am Autoradio a la „Schon den Zündschlüssel gedreht?“ (Sebastian) und für die aufopferungsvolle Rolle meinen Terminkalender zu organisieren (Alison)...
- *Oliver „Olinho“ Evertz* für die bewegenden, meist virtuell geführten Diskussion über Frauen und andere Problemstellungen im richtigen Leben.
- *Familie Tampe* für das Korrigieren der Arbeit.