

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Cornelia Höhr
aus Bruchsal

Tag der mündlichen Prüfung: 21. April 2004

**Kinematisch vollständige
Experimente zur Ionisation
im Elektronenstoß und
Laserfeld**

**Gutachter: Prof. Dr. Joachim Ullrich
Prof. Dr. Dirk Schwalm**

Zusammenfassung:

In der vorliegenden Arbeit wurde die Elektronenstoßionisation von Helium mit schnellen Elektronen untersucht und kinematisch vollständig vermessen. Durch Verwendung eines sogenannten „Reaktionsmikroskops“ konnten die Impulse aller Stoßfragmente über den vollen Raumwinkel und große Energiebereiche bestimmt werden. Im ersten Teil der Arbeit wurde ein experimenteller Satz von Daten zur Doppelionisation von Helium bei einer Projektilgeschwindigkeit von $v_p = 6 \text{ a.u.}$ gewonnen und mit experimentellen Daten einer höheren Projektilgeschwindigkeit und zwei verschiedenen, theoretischen Rechnungen verglichen. Dabei konnten einzelne Ionisationsmechanismen identifiziert, sowie ihre Abhängigkeit von der Kinematik des Stoßes untersucht werden. Im zweiten Teil der Arbeit wurde erstmals ein Experiment zur Einfachionisation von Helium im intensiven Laserfeld ($I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$) durchgeführt. Die resultierenden Wirkungsquerschnitte zeigen signifikante Unterschiede verglichen mit dem feldfreien Stoß. Eine erste quantenmechanische Rechnung kann die gemessenen Wirkungsquerschnitte nicht erklären. Im Rahmen eines einfachen klassischen Modells hingegen, das die Bewegung des emittierten Elektrons im Lichtfeld beschreibt, können die experimentellen Daten qualitativ verstanden werden.

Abstract:

In this work, the ionisation of helium induced by fast electron impact was investigated in kinematically complete experiments. For these experiments, a so-called reaction microscope was used which allows to record data over the full solid angle for energies in the few eV range. Firstly, a set of differential cross sections of the double ionisation of helium by electrons with projectile velocity of $v_p = 6 \text{ a.u.}$ was obtained and compared to existing experimental data taken at a higher projectile velocity, and to two different calculations. In this way, it was possible to both identify dynamical mechanisms and to study their dependence on the kinematical parameters of the collision. Secondly, the first experiment due to single ionisation in an intense laser field ($I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$) was successfully performed. The resulting cross sections show significant differences in comparison to the field-free cross sections. A quantum-mechanical calculation can not explain the measured cross sections. It was possible to understand the main features with a simple classical model.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Überblick und theoretische Methoden	5
1.1 Einfachionisation im Elektronenstoß: $(e, 2e)$	5
1.1.1 Theoretische Beschreibung der Einfachionisation	6
1.1.2 Eigenschaften des dreifach differentiellen Wirkungsquerschnittes	10
1.1.3 Kinematik	12
1.2 Doppelionisation im Elektronenstoß: $(e, 3e)$	16
1.2.1 Die βC -Theorie	18
1.2.2 Die CCC -Theorie	19
1.3 Einfachionisation im Laserfeld: $(en_\gamma, 2en'_\gamma)$	20
1.3.1 Streuung im Laserfeld	21
1.3.2 Diskrepanzen zwischen Experiment und Theorie bei der elastischen Streuung	25
1.3.3 Theorie der Einfachionisation im Laserfeld	27
2 Experimenteller Aufbau	33
2.1 Das Reaktionsmikroskop	33
2.1.1 Das Spektrometer	33
2.1.2 Das Target	36
2.1.3 Das Projektil	38
2.1.4 Der Laser	40
2.2 Berechnung der Impulse	42
2.2.1 Rekonstruktion der Ionenimpulse	42
2.2.2 Rekonstruktion der Elektronenimpulse	45
2.3 Akzeptanz und Auflösung	47
2.3.1 Das Ionenspektrometer	47
2.3.2 Das Elektronenspektrometer	48
2.4 Einstellungen bei der $(e, 2e)$ -Messung im Laserfeld	51
2.4.1 Justierung des Atom-, des Elektronen- und des Laserstrahles	52
2.5 Einstellungen bei der $(e, 3e)$ -Messung	55

3 Experimentelle Ergebnisse	57
3.1 $(e, 3e)$ an Helium	57
3.1.1 Kleine Störung	61
3.1.2 Größere Störung	70
3.2 Stoßanregung und Photoionisation	76
3.2.1 Ratengleichungen	78
3.2.2 Einfluß der Laserintensität	80
3.2.3 Die Impulsverteilung der Elektronen im Laborsystem	80
3.2.4 Lebensdauer der angeregten Zustände	86
3.2.5 Impulse der Ionen und Elektronen im Stoßsystem	87
3.2.6 Die Winkelstruktur der Elektronenemission	90
3.3 Einfachionisation im Laserfeld: $(en_\gamma, 2en'_\gamma)$	96
3.3.1 Der Q -Wert	97
3.3.2 Der longitudinale Ionenimpuls	100
3.3.3 Zweifach differentielle Wirkungsquerschnitte	104
3.3.4 Dreifach differentielle Wirkungsquerschnitte	109
 Zusammenfassung und Ausblick	 113
 A Anhang	 117
A.1 Atomare Einheiten und Größen	117
A.2 Laserparameter	118
A.2.1 Gaußsche Strahlen	118
A.2.2 Das Ponderomotive Potential	118
A.3 Helium als Target	119
A.3.1 Berechnung der Ionisations- und Anregungsquerschnitte	119
A.4 Verschiedenes	121
A.4.1 Ein Elektronenspektrometer der dritten Generation	121
A.4.2 Schaltungsskizze	125
 Literaturverzeichnis	 127

Einleitung

Die Dynamik von Vielteilchensystemen stellt eines der wichtigsten ungelösten Probleme der Quantenphysik dar. Vor allem in der Atom- und Kernphysik versucht man mit allen zur Verfügung stehenden experimentellen Methoden und theoretischen Näherungsverfahren die korrelierte Dynamik solcher Systeme zu untersuchen. Stoßreaktionen zwischen Elektronen und einfachen Atomen stellen dabei ideale Testsysteme dar, da die Wechselwirkung der Teilchen exakt bekannt ist, sich die Zahl der beteiligten Quantenteilchen gut kontrollieren läßt und da Experimente, in denen alle kinematischen Größen festgelegt werden können, relativ einfach zu realisieren sind. Eine der grundlegenden Reaktionen im Elektronenstoß ist die einfache oder doppelte Ionisation von einfachen Atomen, wie z. B. von atomarem Wasserstoff oder auch von Helium, dem einfachsten Mehrelektronensystem, bei dem die Elektronenkorrelation auch schon im stationären Anfangszustand sehr wichtig sind. Neben der Bedeutung für die Grundlagenforschung spielen elektronenstoßinduzierte Prozesse auch in vielen anwendungsbezogenen Bereichen, wie z. B. bei der Strahlentherapie, eine zentrale Rolle. So wurde in jüngsten Experimenten [San02] gefunden, daß große Biomoleküle überraschenderweise schon bei Stoßenergien weit unterhalb der jeweiligen Ionisationsschwelle hocheffizient zerstört werden können. Weiterhin gelingt es mehr und mehr, durch gezieltes Ausnutzen von Resonanzen, bestimmte Fragmentationswege in Molekülen zu optimieren und so möglicherweise auch chemische Prozesse aktiv zu kontrollieren [Mas03].

Während die statische, zeitunabhängige Struktur der Atome, wie z.B. die Bindungsenergie der Elektronen oder der g -Faktor, mit meist enormer Präzision berechnet werden kann, entziehen sich einfache dynamische, also zeitabhängige Vorgänge, trotz genauer Kenntnis der zugrunde liegenden Wechselwirkung, häufig einer befriedigenden Beschreibung. Ein sensitiver Test verschiedener theoretischer Modelle ist mit der Untersuchung vollständig differentieller Wirkungsquerschnitte möglich. Entsprechende kinematisch vollständige $(e, 2e)$ -Experimente*, bei denen man alle Impulsvektoren der Fragmente im Endzustand bestimmt, werden schon seit 1969 [EST 69] durchgeführt. Im Vergleich von experimentellen mit berechneten Wirkungsquerschnitten kann nicht nur generell die Qualität theoretischer Modelle getestet werden, sondern man erhält auch detaillierte Erkenntnisse darüber, welche

* $(e, 2e)$ ist eine abkürzende Schreibweise dafür, daß im Anfangszustand ein und im Endzustand zwei freie Elektronen vorhanden sind.

Matrizelemente und damit welche „Mechanismen“ zur Ionisation beitragen und die Stoßdynamik bestimmen.

Auf theoretischer Seite wurde mit der Entwicklung der *Exterior-Complex-Scaling (ECS)*-Methode [RBI 99], trotz jahrzehntelanger Anstrengungen erst 1999, die Einfachionisation von Wasserstoff im Stoß mit einem niederenergetischen Elektron, also das Drei-Körper-Coulomb-Problem, mit großem computertechnischen Aufwand numerisch exakt gelöst. Aufgrund der in diesem Ansatz verwendeten Partialwellenentwicklung beschränkt sich die Anwendbarkeit dieser Rechnung jedoch auf kleine Projektil Drehimpulse. Somit ist diese Rechnung nicht bei hohen Stoßgeschwindigkeiten einsetzbar und kann damit nicht als eine generelle Lösung des Problems angesehen werden. Daneben wurde gerade auch in jüngster Zeit mit der Entwicklung einer ganzen Reihe weiterer theoretischer Methoden, die in der Lage sind, für bestimmte Bereiche der kinematischen Parameter die gemessenen Wirkungsquerschnitte zu reproduzieren, erhebliche Fortschritte erzielt. Oft gelingt es, detaillierte Einblicke in die zugrunde liegenden Reaktionsmechanismen und die dominierenden Wechselwirkungen der Fragmente untereinander zu erhalten [DKS 03, Bra02, RBI 99, Bri89]. So gilt das Drei-Körper-Coulomb-Problem heute als weitgehend verstanden, auch wenn es keine umfassende Theorie gibt, die für alle kinematischen Bedingungen eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment erreicht.

Bereits beim nächst komplizierteren Problem der Einfachionisation von Helium, dem einfachsten atomaren System mit mehreren Elektronen, wurde auch bei hohen Stoßgeschwindigkeiten und positiv geladenen Projektilen erhebliche und grundlegende Abweichungen zu den Vorhersagen aller theoretischer Modelle gefunden [SMF 03b], deren Ursachen bis heute nicht verstanden sind. Voraussichtlich liegen sie jedoch in der unzureichenden theoretischen Behandlung der Elektronenkorrelation im Target, des Einflusses des zweiten Elektrons auf die zeitabhängige Dynamik während des Stoßes [MFF 03, OF03].

Nicht zuletzt deswegen konzentrieren sich neueste experimentelle Arbeiten, ermöglicht durch die Entwicklung hocheffizienter apparativer Methoden zum Nachweis der Impulse mehrerer Targetfragmente (Elektronen, Rückstoßion), auf die Untersuchung von Reaktionen, bei denen zwei Targetelektronen beteiligt sind und wo deren Korrelation die zentrale Rolle spielt. Dies sind z. B. die einfache Ionisation bei simultaner Anregung [DSH 02] oder die doppelte Ionisation von Helium [TLD 98, DMS 99]. Sowohl aus experimentellen Gründen, aber auch wegen der Verfügbarkeit erster theoretischer Vorhersagen, liegen bisher im Wesentlichen Daten bei hohen Projektilenergien vor. Hier geht man davon aus, daß die Wechselwirkung des Projektils mit dem Target in guter Näherung in der ersten Ordnung der quantenmechanischen Störungstheorie behandelt werden kann, was die theoretische Berechnung erheblich vereinfacht. Ziel dieser Arbeit war es, die Doppelionisation von Helium bei einer niedrigeren Projektilgeschwindigkeit, bei der Stoßprozesse höherer Ordnung wichtig werden, erstmals kinematische vollständig über einen weiten Bereich des Endzustandsimpulsraum ($\vec{k}_{e1}, \vec{k}_{e2}, \vec{k}_{e3}$) hinweg zu untersuchen.

Ein zweites wesentliches Ziel dieser Arbeit war die erstmalige Untersuchung der

Elektronenstoßionisation in Anwesenheit eines intensiven Laserfeldes. Motiviert wurde dieses Experiment durch eine schon seit mehr als zehn Jahren geführte Diskussion zur Doppelionisation von Edelgasen in starken Laserfeldern, bei welcher die Elektronenkorrelation in gewissen Intensitätsbereichen die totalen Querschnitte um mehrere Größenordnungen erhöht [FBC 92, WSD 94]. Auch wenn seit einiger Zeit unumstritten ist, daß der zugrundeliegende korrelierte Prozeß der sogenannte „Rückstreumechanismus“ ist, konnte dieser erst in jüngsten Experimenten eindeutig identifiziert und sein Beitrag quantifiziert werden [DWW 02]. Beim sogenannten „Rescattering“ tunnelt zunächst ein Elektron ins Kontinuum, macht dann, getrieben durch das Laserfeld, eine oszillierende Bewegung, kann dabei auf das „Mutterion“ zurückgestreut werden und, in einem Elektron-Ion-Stoß, ein weiteres Elektron „stoßionisieren“. Während eindeutig festliegt, daß dieser Prozeß in den fraglichen Intensitätsbereichen dominant zur Doppelionisation beiträgt, liegt das Verständnis seiner Dynamik und der Impulsverteilung der Elektronen weitgehend im Dunkeln. Sicherlich sind die bisher gemessenen Winkelverteilungen nicht mit einfachen Vorhersagen für den feldfreien Elektron-Ion-Stoß kompatibel: Das während des Stoßes anwesende Laserfeld modifiziert offensichtlich die Dynamik ganz erheblich [MUF 03].

In der vorliegenden Arbeit sollte nun die Elektronenstoßionisation unter wohldefinierten experimentellen Bedingungen erstmals vermessen werden, um damit unter anderem entscheidende Hinweise für eine adäquate theoretische Beschreibung der in starken Laserfeldern auftretenden Prozesse zu erhalten. Das Laserfeld stellt beim Stoß Photonen zum Austausch bereit und bringt durch seine Polarisation eine neue Raumachse in den Prozeß ein. Dabei ist jedoch weder die Energie der Photonen ausreichend, um das Target zu ionisieren, noch ist die elektrische Feldstärke für Multiphotonenionisation aus dem Grundzustand groß genug. Das Laserfeld spielt bei der Ionisation also nur eine assistierende Rolle. So kann es auch bei solchen Stößen zur Ionisation kommen, bei denen der Energietransfer des Projektils auf das Target alleine zu gering ist und erst durch Absorption eines oder mehrerer Photonen ausreicht. Die verwandten Prozesse der elastischen und inelastischen Streuung von Elektronen an einem Target im Laserfeld werden experimentell seit 1976 [AL76] bzw. 1987 [MN87] untersucht. Eine Modellrechnung, die *Kroll-Watson-Approximation*, *KWA*, führte hier zu einer guten Übereinstimmung mit den Experimenten bei großen Streuwinkeln. Dagegen traten bei kleinen Streuwinkeln des Projektils zwischen dem Experiment und der *KWA* Diskrepanzen von mehr als neunzehn Größenordnungen im totalen Wirkungsquerschnitt auf [Gel02], die bisher nicht verstanden sind. Die Gegenüberstellung der experimentellen Ergebnisse der laserunterstützten Ionisation mit einer vergleichbaren theoretischen Beschreibung soll nun zur Lösung dieser offenen Fragen beitragen und klären, welche Prozesse und Wechselwirkungen bei einem Stoß im Laserfeld wichtig sind.

Bei der Durchführung von Experimenten zur laserunterstützten Ionisation wird auch gleichzeitig die Stoßanregung und anschließende Photoionisation der angeregten Elektronen beobachtet. Bei einer ersten Analyse zeigt sich, daß hiermit eine vollständig neue Klasse von Experimenten zugänglich wird. So kann durch die Aus-

wertung der kinematisch vollständigen Wirkungsquerschnitte die Stoßparameterabhängigkeit der Elektronenstoßanregung in verschiedene Zustände sowie deren Lebensdauer gezielt und sehr genau vermessen werden. Ebenso kann die Kopplung des Laserfeldes während des Stoßes untersucht werden.

Die wesentliche Herausforderung in dieser Arbeit lag in der Durchführung der Experimente der laserunterstützten Stoßionisation, die hier zum ersten Mal gemessen wurden: Grundvoraussetzung war die Erzeugung eines im Target auf $100 - 200 \mu\text{m}$ fokussierten, gepulsten Projektilstrahls. Weiterhin mußte die Laserstrahlführung aufgebaut werden, der zeitliche Überlapp von Elektronen- und Laserstrahl im Rahmen von 7ns sowie der räumliche Überlapp mit einer Genauigkeit von weniger als $100 \mu\text{m}$ während der gesamten Meßzeit von mehreren Wochen gewährleistet werden. Dies erforderte eine extrem gute Justage der gesamten Apparatur und stellte höchste Anforderungen an die Langzeitstabilität aller Komponenten.

In Kapitel 1 wird ausführlich in die verschiedenen Thematiken eingeführt, wobei auch insbesondere der Stand der theoretischen Beschreibung dargelegt ist. Kapitel 2 widmet sich der Beschreibung des experimentellen Aufbaus. Die experimentellen Resultate der Doppelionisation von Helium und der laserassistierten Einfachionisation sowie der Vergleich mit ersten, zum Teil noch nicht veröffentlichten theoretischen Vorhersagen, werden in Abschnitt 3.1 und 3.3 dieser Arbeit dargestellt. Die Ergebnisse einer ersten Analyse der Stoßanregung und anschließender Photoionisation werden in Abschnitt 3.2 diskutiert.

Kapitel 1

Überblick und theoretische Methoden

1.1 Einfachionisation im Elektronenstoß: $(e, 2e)$

Das erste kinematisch vollständige Experiment zur Einfachionisation im Elektronenstoß haben 1969 Ehrhardt et al. [EST 69] an einem Helium-Target durchgeführt. In einer Koinzidenzmessung wurden dabei die Energien $E_{a,b}$ und die Emissionswinkel $\Omega_{a,b}$ des gestreuten Elektrons a und des emittierten Elektrons b gemessen:

$$e^-(E_i, \Omega_i) + A \rightarrow e^-(E_a, \Omega_a) + e^-(E_b, \Omega_b) + A^+ \quad (1.1)$$

Seitdem sind viele Elektronenstoß-Experimente an den verschiedensten Targets wie Edelgasen, Blei, Erdalkalimetallen, angeregten und ausgerichteten Targets sowie an Molekülen durchgeführt worden (für einen ausführlichen Überblick siehe [CMD94, MW91, LB91, EJK 86] und die darin enthaltenen Referenzen).

Um vollständig differentielle Wirkungsquerschnitte zu messen, muß der Impuls zweier der drei Teilchen im Endzustand bestimmt werden. Der Impuls des dritten Teilchens ergibt sich aus der Impulserhaltung. In traditionellen $(e, 2e)$ -Experimenten (z. Bsp. [EST 69]) werden das gestreute und das emittierte Elektron in Koinzidenz mittels zweier Einkanal-Spektrometer nachgewiesen. Dabei ist die Akzeptanz der Spektrometer nur auf einen eng begrenzten Energie- und Winkelbereich beschränkt, woraus sich eine extrem geringe Zählrate ergibt. Aus diesem Grund wurden schon früh Techniken entwickelt, bei denen das Spektrometer größere Energie- und Winkelbereiche gleichzeitig erfassen kann, was eine höhere Datenaufnahmerate ermöglicht (für die Anfänge der Entwicklung von sogenannten Toroidspektrometern siehe zum Beispiel [MMS 78]. Für ein Toroidspektrometer nach heutigem Stand siehe [LPW 02] und Abschnitt A.4.1.)

Erst die Entwicklung des sogenannten *Reaktionsmikroskopes*, bei dem die Fragmente (also das emittierte Elektron und das Rückstoßion, nicht aber das gestreute Elektron) simultan über einen großen Energiebereich und den vollen Raumwinkel

von 4π nachgewiesen werden, ermöglichte es, auch Reaktionen mit verhältnismäßig kleinen Wirkungsquerschnitten in einem vernünftigen Zeitrahmen zu untersuchen. Zu diesen Reaktionen zählen die Doppelionisation von Helium (das $(e, 3e)$ -Experiment), die Einfachionisation von Helium mit gleichzeitiger Anregung des zweiten Targetelektrons im Stoß und die Einfachionisation im starken Laserfeld, welche in dieser Arbeit zum ersten mal untersucht wurde.

1.1.1 Theoretische Beschreibung der Einfachionisation

Bei der Einfachionisation von Atomen im Stoß mit geladenen Teilchen unterscheidet man zwei Bereiche: denjenigen, in dem die Wechselwirkung zwischen Projektil und Target störungstheoretisch behandelt werden kann (perturbativer Bereich) und den Bereich, in dem dies nicht mehr möglich ist (nichtperturbativer Bereich). Eine Richtgröße, die es erlaubt, beide Bereiche in etwa voneinander zu unterscheiden, ist der sogenannte Störungsparameter η . Er ist als das Verhältnis aus Projektilladung zu Projektilgeschwindigkeit $\eta = Z/v_p$ in atomaren Einheiten definiert. $\eta \ll 1$ a.u. bedeutet, daß man sich im perturbativen Bereich befindet, wohingegen $\eta \approx 1$ a.u. allgemein als Indikator für den nichtperturbativen Bereich gewertet wird.

Die Lippmann-Schwinger-Gleichung

Das stationäre Streuproblem, bestehend aus Target und Projektil, wird durch die Schrödinger-Gleichung

$$(E - \hat{H}) |\psi\rangle = 0 \quad (1.2)$$

beschrieben. Der Hamiltonoperator $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$ kann aufgeteilt werden in den ungestörten Hamiltonoperator \hat{H}_0 , der die beiden voneinander isolierten Untersysteme des Projektils und des Targets vor und nach dem Stoß beschreibt, während \hat{V} die Wechselwirkung zwischen Projektil und Target wiedergibt. $|\phi\rangle$ ist Eigenfunktion zum ungestörten Operator \hat{H}_0

$$(E - \hat{H}_0) |\phi\rangle = 0. \quad (1.3)$$

Gleichung 1.2 kann in der folgenden Form geschrieben werden:

$$(E - \hat{H}_0) |\psi\rangle = \hat{V} |\psi\rangle \quad (1.4)$$

Die Lösung von Gleichung 1.4 muß die Nebenbedingung $|\psi\rangle \xrightarrow{V \rightarrow 0} |\phi\rangle$ erfüllen. Formal läßt sie sich als Summe aus ungestörtem Anteil und gestreutem Anteil $|\chi\rangle$ schreiben

$$|\psi\rangle = |\phi\rangle + |\chi\rangle. \quad (1.5)$$

Die gesuchte Lösung kann mit dem freien Greenschen Operator \hat{G}_0^\pm der ungestörten Gleichung 1.3

$$\hat{G}_0^\pm = \frac{1}{E - \hat{H}_0 \pm i\eta}. \quad (1.6)$$

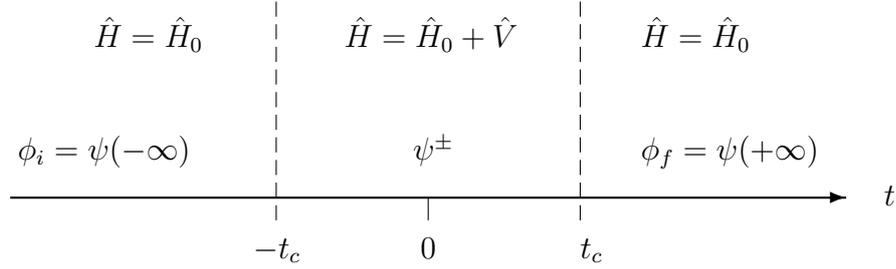


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der zeitlichen Entwicklung des Stoßsystems.

folgendermaßen geschrieben werden.

$$|\psi^\pm\rangle = |\phi\rangle + \frac{1}{E - \hat{H}_0 \pm i\eta} \hat{V} |\psi^\pm\rangle \quad (1.7)$$

Die Gleichung 1.7 wird *Lippmann-Schwinger-Gleichung* genannt und kann iterativ gelöst werden:

$$\begin{aligned} |\psi^{(0)\pm}\rangle &= |\phi\rangle \\ |\psi^{(1)\pm}\rangle &= |\phi\rangle + \hat{G}_0^\pm \hat{V} |\phi\rangle \\ |\psi^{(2)\pm}\rangle &= |\phi\rangle + \hat{G}_0^\pm \hat{V} |\phi\rangle + \hat{G}_0^\pm \hat{V} \hat{G}_0^\pm \hat{V} |\phi\rangle \\ |\psi^{(3)\pm}\rangle &= \dots \end{aligned} \quad (1.8)$$

Zeitabhängige Zustände: Die Streumatrix

Ein Streuprozess kann formal mit Hilfe der Streumatrix (S -Matrix) beschrieben werden, die den Zustand ψ von der Zeit $t = -\infty$ zur Zeit $t = \infty$ überführt:

$$\psi(\infty) = S\psi(-\infty) \quad (1.9)$$

Die Übergangsmatrix (T -Matrix) hingegen beschreibt die Änderung des Zustandes durch die Streuung:

$$\psi^*(\infty) = \psi(\infty) - \psi(-\infty) = T\psi(-\infty) \quad (1.10)$$

Der Streuprozess kann in drei Abschnitte unterteilt werden (siehe Abbildung 1.1): in den Anfangsbereich bis zur Stoßzeit $-t_c$, in dem die beiden Stoßpartner so weit voneinander entfernt sind, daß ihre gegenseitige Wechselwirkung vernachlässigbar ist, in den zweiten Abschnitt zwischen $-t_c$ und t_c , in dem aufgrund der Annäherung eine Wechselwirkung stattfindet, und schließlich in den dritten Abschnitt ab der Zeit t_c , in dem die Stoßfragmente sich so weit voneinander entfernt haben, daß ihre Wechselwirkung wiederum vernachlässigt werden kann. Im Grenzfall der Zeit

$t = |\infty|$ ist die Lösung die stationäre Wellenfunktion $\phi_{i,f}$ und zur Zeit $t = 0$ wird das System durch die stationäre Funktion ψ^\pm beschrieben. Eine physikalische Lösung wird entweder durch die Funktion ψ_i^+ beschrieben, deren Zeitentwicklung von links nach rechts läuft („+“, *Post Form*), oder durch ψ_f^- , deren Zeitentwicklung von rechts nach links geht („-“, *Prior Form*). Die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung lautet

$$\left(i\frac{\partial}{\partial t} - \hat{H}\right)\psi(t) = 0 \quad (1.11)$$

mit den Nebenbedingungen

$$\psi(t=0) = \psi^\pm \quad \text{und} \quad \psi(t) = e^{-i\hat{H}t}\psi_i^+ = e^{-iE_it}\psi_i^+. \quad (1.12)$$

Setzt man $\psi(t)$ in die *Lippmann-Schwinger*-Gleichung ein, erhält man:

$$\psi(t) = e^{-iE_it}\psi_i^+ = e^{-iE_it}\phi_i + \frac{e^{-iE_it}}{E_i - \hat{H}_0 + i\eta}\hat{V}\psi_i^+ \quad (1.13)$$

Multipliziert man diese Gleichung mit $e^{i\hat{H}_0t}$, ergibt sich die Funktion $\psi_I(t)$:

$$\psi_I(t) = e^{i\hat{H}_0t}e^{-i\hat{H}t}\psi_i^+ = \phi_i + \frac{e^{i(\hat{H}_0-E_i)t}}{E_i - \hat{H}_0 + i\eta}\hat{V}\psi_i^+ \quad (1.14)$$

Der Zeitentwicklungsoperator $U(t_1, t_2)$ beschreibt die zeitliche Entwicklung einer Funktion vom Zeitpunkt t_1 zum Zeitpunkt t_2 . Somit läßt sich ψ_i^+ aus ϕ_i zur Zeit $t_0 \ll -t_c$ entwickeln:

$$\psi_i^+ = U(0, t_0)\phi_i \quad (1.15)$$

Aus Gleichung 1.14 folgt mit $\psi_I(t=0) = \psi_i^+$:

$$\psi_I(t) = e^{i\hat{H}_0t}e^{-i\hat{H}t}\psi_I(0) \quad (1.16)$$

Daraus ergibt sich, daß der Zeitentwicklungsoperator die Form $U(t, 0) = e^{i\hat{H}_0t}e^{-i\hat{H}t}$ hat. Schließlich gilt $\psi_I(t) = U(t, t_0)\phi_i(t_0)$ und damit mit Gleichung 1.14:

$$\begin{aligned} U(t, t_0)\phi_i &= \phi_i + \frac{e^{i(\hat{H}_0-E_i)t}}{E_i - \hat{H}_0 + i\eta}\hat{V}\psi_i^+ \\ &= \phi_i + \frac{e^{i(\hat{H}_0-E_i)t}}{E_i - \hat{H}_0 + i\eta}T\phi_i \end{aligned} \quad (1.17)$$

mit der Übergangsmatrix T .

Die S -Matrix ist definiert als $S = \lim_{\substack{t \rightarrow \infty \\ t_0 \rightarrow -\infty}} U(t, t_0)$. Daraus ergibt sich der folgende Zusammenhang zwischen der S - und der T -Matrix:

$$\begin{aligned} \langle \phi_f | S - \hat{1} | \phi_i \rangle &= - \lim_{\substack{t \rightarrow \infty \\ \eta \rightarrow 0^+}} \frac{e^{i(E_f-E_i)t}}{E_f - (E_i + i\eta)} \langle \phi_f | T | \phi_i \rangle \\ &= -2\pi i \delta(E_f - E_i) \langle \phi_f | T | \phi_i \rangle \end{aligned} \quad (1.18)$$

Die Übergangsmatrix

Die Übergangsamplitude T_{fi}^+ , die mit $|T_{fi}^+|^2$ die Wahrscheinlichkeit angibt, daß ein System vom Anfangszustand ψ_i^+ in den Endzustand ϕ_f übergeht, ist durch die Projektion des Anfangszustandes auf den Endzustand gegeben:

$$T_{fi}^+(t) = \langle \phi_f(t) | \psi_i^+(t) \rangle \quad (1.19)$$

in der *Post Form* und in der äquivalenten *Prior Form*:

$$T_{fi}^-(t) = \langle \psi_f^-(t) | \phi_i(t) \rangle. \quad (1.20)$$

Mit Hilfe der zeitabhängigen Schrödingergleichung wird Gleichung 1.19 zu

$$i \frac{\partial}{\partial t} T_{fi}^+(t) = \left\langle \phi_f(t) \left| \left(\hat{H}_0 + \hat{V}(t) - i \frac{\partial}{\partial t} \right)^\dagger \right| \psi_i^+(t) \right\rangle. \quad (1.21)$$

Das Integrieren über die Zeit mit der Nebenbedingung $T_{fi}^+(t = -\infty) = 0$ führt zu

$$T_{fi}^+(t = \infty) = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \phi_f(t) | \hat{V}(t) | \psi_i^+(t) \rangle. \quad (1.22)$$

Der Wirkungsquerschnitt σ_{fi} im Schwerpunktsystem (*CM*) ist gegeben durch

$$d\sigma_{fi} = \frac{|T_{fi}^+(\infty)|_{CM}^2}{\tau j} = \frac{(2\pi)^4}{v_p} |T_{fi}|_{CM}^2 \delta(E_i - E_f) \delta(\vec{k}_i - \vec{k}_f) \quad (1.23)$$

$$\text{mit } T_{fi} = \langle \phi_f | \hat{V} | \psi_i^+ \rangle \quad (1.24)$$

mit $E_{f,i}$ der Energie und $\vec{k}_{f,i}$ dem Impuls im Anfangs- bzw. Endzustand, τ der Zeiteinheit und j dem einfallenden Teilchenfluß.

Die Erste Bornsche Näherung

In der Bornschen Näherung setzt man die Lösung der *Lippmann-Schwinger*-Gleichung 1.8 in Gleichung 1.24 ein und erhält eine Entwicklung von T_{fi} nach Potenzen von \hat{V}

$$T_{fi} = \langle \phi_f | \hat{V} | \phi_i \rangle + \langle \phi_f | \hat{V} \hat{G}_0^+ \hat{V} | \phi_i \rangle + \dots \quad (1.25)$$

Diese Reihe wird *Bornsche Reihe* genannt. Bei kleiner Störung durch \hat{V} berücksichtigt man nur den ersten Term der Entwicklung, was auch als *Erste Bornsche Näherung*, (*1B*) bekannt ist. Anschaulich bedeutet dies, daß das Projektil im Stoß nur einmal mit dem Target wechselwirkt, also ein virtuelles Photon ausgetauscht wird.

Der ungestörte Anfangs- ϕ_i und Endzustand ϕ_f ergibt sich aus dem Produkt aus einer ebenen Welle für das einlaufende und gestreute Projektil und den atomaren

Eigenzuständen $\varphi_{i,f}$, die das Target beschreiben. Dabei ist für Wasserstoff als Target φ_i der 1s-Grundzustand und φ_f die sogenannte Coulombwellenfunktion (CW) (siehe zum Beispiel [MW91]). Damit ergibt sich das Übergangsmatrixelement zu

$$T_{fi} = \frac{1}{(2\pi)^3} \left\langle \varphi_f e^{i\vec{k}_f \vec{r}_p} \left| \hat{V} \right| \varphi_i e^{i\vec{k}_i \vec{r}_p} \right\rangle. \quad (1.26)$$

Hier ist \vec{r}_p der Ort des Projektils und \vec{k}_i und \vec{k}_f der Projektilimpuls im Anfangs- und Endzustand. Setzt man nun als Potential das Coulombpotential $V = Z_p(1/r_p - 1/|\vec{r}_p - \vec{r}_b|)$ ein und führt die Integration über die Projektilkoordinate aus, das sogenannte Bethe-Integral, ergibt sich

$$T_{fi} = \frac{Z_p}{2\pi^2 q^2} \langle \varphi_f | e^{i\vec{q}\vec{r}} | \varphi_i \rangle, \quad (1.27)$$

mit dem Impulsübertrag $\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$ des Projektils auf das Target und dem Ort \vec{r}_b des Targetelektrons.

Der Wirkungsquerschnitt in der Ersten Bornschen Näherung errechnet sich aus Gleichung 1.23 zu

$$d\sigma_{1B} \propto \frac{Z_p^2}{q^4 v_p} |\langle \varphi_f | e^{i\vec{q}\vec{r}} | \varphi_i \rangle|^2 \delta(E_i - E_f) \delta(\vec{k}_i - \vec{k}_f). \quad (1.28)$$

Er ist näherungsweise folgendermaßen von der Projektilladung Z_p und der Projektilgeschwindigkeit v_p abhängig:

$$\sigma_{1B} \sim \left(\frac{Z_p}{v_p} \right)^2. \quad (1.29)$$

1.1.2 Eigenschaften des dreifach differentiellen Wirkungsquerschnittes

Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt bietet die detaillierteste Information über den zu betrachtenden Einfachionisationsprozeß. Er bietet außerdem einen sensitiven Test für die theoretische Beschreibung, da hier keine Integration über verschiedene Größen von Nöten ist, die eventuelle Abweichungen vom Experiment verwischen könnte. Somit können kleinste Details und Abweichungen von den verwendeten Modellen wie z. Bsp. der Ersten Bornschen Näherung untersucht werden (siehe zum Beispiel [SMF 03a]).

Für den Fall $q \ll 1$ kann man die Exponentialfunktion im Übergangsmatrixelement 1.27 nach q entwickeln.

$$e^{i\vec{q}\vec{r}} = 1 + i\vec{q}\vec{r} + (i\vec{q}\vec{r})^2 / 2 + \dots \quad (1.30)$$

1.1. Einfachionisation im Elektronenstoß: ($e, 2e$)

Berücksichtigt man nur den ersten beitragenden Term $i\vec{q}\vec{r}$ (der konstante Term verschwindet aufgrund der Orthogonalität des Anfangs- und des Endzustandes), erhält man die sogenannte *Dipolnäherung*. Das Übergangsmatrixelement lautet dann:

$$T_{fi} = i/q^2 \langle \phi_f | (\vec{q}\vec{r}) | \psi_i \rangle. \quad (1.31)$$

Im Vergleich dazu ergibt sich für das Dipolübergangsmatrixelement der Photoionisation:

$$T_{fi} = i\omega \langle \phi_f | (\hat{\epsilon}\vec{r}) | \psi_i \rangle, \quad (1.32)$$

mit dem Polarisationsvektor $\hat{\epsilon}$ und der Frequenz ω des absorbierten Photons. Man sieht eine sehr deutliche Analogie, die auch in der Struktur der vollständig differentiellen Wirkungsquerschnitte auftaucht.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Photoionisation bei definierter Photonenenergie ist in Abbildung 1.2 (a) für ein Elektron aus einem s -Zustand gezeigt. Aufgetragen ist die Größe des Wirkungsquerschnittes, die dem Abstand der Oberfläche zum Ursprung entspricht. Deutlich ist die Ausbildung einer Doppelkeulenstruktur mit zwei gleich großen Keulen zu sehen, die symmetrisch zur Richtung der Polarisation $\hat{\epsilon}$ angeordnet sind. Das Minimum senkrecht zu $\hat{\epsilon}$ ergibt sich aus den Dipolauswahlregeln. Allgemein hängt die Winkelverteilung der Elektronen von ihrem Drehimpuls l im Anfangszustand ab und muß die Dipolauswahlregel $\Delta l = 1$ erfüllen. So haben Elektronen, die aus einer s -Welle emittiert werden, eine p -Wellen- und somit eine \cos^2 -Verteilung. Für Elektronen aus einem p -Zustand ergibt sich eine Überlagerung, die sich aus einer s -Welle und einer d -Welle zusammen setzt usw.. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/\Omega$ ergibt sich in der sogenannten Standardform für zufällig orientierte Targetatome oder für Elektronen aus einem s -Zustand:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} [1 + \beta P_2(\cos(\theta))], \quad (1.33)$$

mit dem *Legendre*-Polynom P_n n -ter Ordnung, dem Emissionswinkel θ des Elektrons und dem Winkelparameter β , der für s -Elektronen $\beta = 2$ ist.*

In Abbildung 1.2 (b) ist die charakteristische Form des dreifach-differentiellen Wirkungsquerschnittes (TDCS) für Stoßionisation

$$TDCS = \frac{d^3\sigma}{d\Omega_a d\Omega_b dE_b} \quad (1.34)$$

als eine Funktion des Raumwinkels Ω_b des emittierten Elektrons bei festem Raumwinkel Ω_a des gestreuten Projektils und fester Energie E_b des emittierten Elektrons zu sehen. Dabei kommt das Projektilelektron von unten, stößt das Target im Ursprung und wird nach oben links gestreut. Der Impulsübertrag \vec{q} zeigt somit nach rechts. Auch hier sieht man die Herausbildung einer Doppelkeulenstruktur, wobei

*Für eine genaue Beschreibung der Herleitung des Wirkungsquerschnittes und für weitere Winkelparameter siehe z.B. [Sch97].

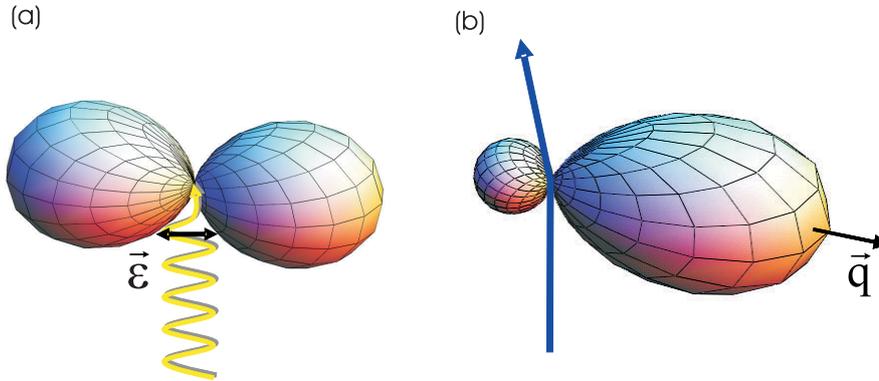


Abbildung 1.2: (a) Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Photoionisation eines s -Elektrons. Die linear polarisierten Photonen kommen von unten und ionisieren das Targetatom im Ursprung. Der Wirkungsquerschnitt ist als Polarplot dargestellt, d.h. der Abstand der dreidimensionalen Oberfläche zum Ursprung gibt die Intensität in diese Richtung an. (b) TDCS für den Elektronenstoß in der 1B. Das Projektilektron verläuft entlang des blauen Pfeils. Der Impulsübertrag dieser Reaktion zeigt somit nach rechts. Für einen Vergleich von (a) und (b) siehe Text.

diese nun nicht mehr symmetrisch ist. Das ist leicht zu verstehen, wenn man bedenkt, daß nun ein deutlich größerer Impuls \vec{q} übertragen wird, der eine Richtung und nicht wie bei $\hat{\epsilon}$ nur eine Achse festgelegt. Die größere Keule zeigt in Richtung des Impulsübertrags und die kleinere entgegengesetzt dazu. Die größere kann in einem einfachen klassischen Bild damit erklärt werden, daß das Projektilektron das Targetelektron in einem direkten Stoß heraus schlägt. Somit nimmt das emittierte Elektron den Impulsübertrag vollständig auf und muß deshalb in diese Richtung emittiert werden. Man nennt diese Keule deshalb auch den „Binary Peak“. Die kleinere wird „Recoil Peak“ genannt, da sie im klassischen Bild mit einer Rückstreuung des Targetelektrons am Atomkern während der Ionisation erklärt wird. Die Symmetrie zum Impulsübertrag ist eine allgemeine Eigenschaft der Ersten Bornschen Näherung. Das Verhältnis von Binary zu Recoil Peak ist abhängig von der Größe des Impulsübertrags und wird für kleiner werdendes q kleiner mit einer vollständig symmetrischen Verteilung, äquivalent zur Photoionisation, für $q \rightarrow q_{min}$. Die Ebene, die durch den Impuls des einlaufenden und gestreuten Projektils definiert ist, wird Streuebene oder *koplanare Ebene* genannt.

Die Analogie des Wirkungsquerschnittes für die Stoßionisation zum Wirkungsquerschnitt für die Photoionisation ist vor allem dann deutlich zu erkennen, wenn sowohl die Erste Bornsche Näherung als auch die Dipolnäherung anwendbar ist, also bei sehr hohen Geschwindigkeiten $\eta \ll 1$ und kleinen Impulsüberträgen.

1.1.3 Kinematik

Bei jedem Ionisationsprozeß sind der Anfangsimpuls des Projektils — sei es ein Ion, ein Elektron oder ein Photon — und die Impulse der Stoßpartner nach der Streu-

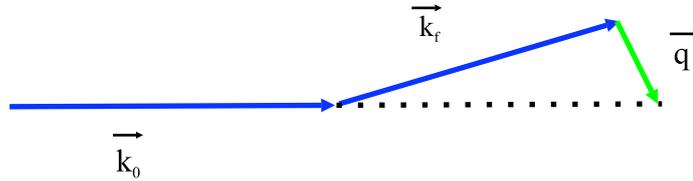


Abbildung 1.3: Impulsdiagramm eines atomaren Stoßprozesses. Das Projektil mit Anfangsimpuls \vec{k}_0 stößt das Target und hat nach der Streuung den Endimpuls \vec{k}_f . Dabei überträgt es den Impuls $\vec{q} = \vec{k}_0 - \vec{k}_f$ auf das Targetatom. Die Ebene, die durch diese Impulsvektoren aufgespannt wird, wird auch koplanare Ebene genannt.

ung — also des Rückstoßions, der emittierten Elektronen, des gestreuten Projektils und evtl. der Photonen — über die Impuls- und Energieerhaltung miteinander verbunden. Daraus ergeben sich Einschränkungen des Endzustandsimpulsraums, die in diesem Abschnitt zunächst allgemein und dann für die zwei speziellen Fälle, der Photoionisation und der Elektronenstoßionisation, vorgestellt werden sollen.

Allgemeine Überlegungen

Die Kinematik eines atomaren Stoßprozesses ist in Abbildung 1.3 zu sehen. Ein Projektil mit Anfangsimpuls \vec{k}_0 wird am Target gestreut und hat danach den Endimpuls \vec{k}_f (für die Photoionisation gilt: $\vec{k}_f = 0$). Dabei wird der Impuls $\vec{q} = \vec{k}_0 - \vec{k}_f$ auf das Target übertragen. In den folgenden Betrachtungen wird der Impuls in einen Anteil parallel zu \vec{k}_0 und einen Anteil senkrecht dazu zerlegt, so daß gilt:

$$\vec{q} = \begin{pmatrix} q_{\perp} \\ q_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (1.35)$$

mit $q_{\perp} = \sqrt{(q_x^2 + q_y^2)}$.

Bei der Ionisation entstehen ein Ion mit dem Impuls \vec{k}_R und, gegebenenfalls, n Elektronen mit den Impulsen \vec{k}_j ($j = 1, \dots, n$) und den Energien E_j . Aus der Impuls- und Energieerhaltung ergibt sich:

$$\vec{q} = \vec{k}_0 - \vec{k}_f = \vec{k}_R + \sum_{j=1}^n \vec{k}_j \quad (1.36)$$

$$\Delta E_p = Q + E_R + \sum_{j=1}^n E_j \stackrel{E_R \approx 0}{\approx} Q + \sum_{j=1}^n E_j, \quad (1.37)$$

wobei ΔE_p die Energieänderung des Projektils und Q die Änderung der inneren Energie ist. Im Falle z. Bsp. der Anregung ist Q die Änderung der elektronischen Bindungsenergie vor dem Zerfall des angeregten Zustandes und bei der Ionisation ist Q gerade das Ionisationspotential IP .

Für die N freien Teilchen im Endzustand reduziert sich somit bei bekanntem Q die Anzahl der $3N$ Impulskomponenten zu nunmehr $3N - 4$ linear unabhängigen Variablen, mit denen das Stoßsystem kinematisch vollständig (ohne Spin) beschrieben wird.

Photoionisation

Bei der Photoionisation vereinfachen sich die Relationen aus Gleichung 1.36 und 1.37, da das Photon vom Target, genauer von den Elektronen des Targets, absorbiert wird, und somit im Endzustand nur $N = n + 1$ Fragmente vorhanden sind. Auch ist in den meisten Fällen der Impuls des Photons $k_\gamma = E_\gamma/c$ sehr viel kleiner als die Impulse der atomaren Fragmente und kann somit vernachlässigt werden. Daraus folgt

$$\vec{k}_R = - \sum_j \vec{k}_j, \quad (1.38)$$

was bedeutet, daß der Summenimpuls der Elektronen und der Impuls des Ions immer gleich groß aber entgegengesetzt orientiert sind. Die Energieerhaltung verlangt, daß sowohl \vec{k}_R als auch $\sum \vec{k}_j$ auf einem Kreis mit Radius R liegen:

$$R = |\sum_j \vec{k}_j| \approx \sqrt{2m_e(E_\gamma - Q)}. \quad (1.39)$$

Elektronenstoßionisation

Im Stoß von schnellen Elektronen mit Atomen wird im Allgemeinen für den weitaus größten Teil des Ionisationswirkungsquerschnittes im Vergleich zu Anfangsimpuls und -energie des Projektils nur wenig Impuls und Energie vom Projektilelektron auf das Targetatom übertragen. Für die dominant auftretenden kleinen Projektilstreuungswinkel α zeigt sich, daß lediglich der longitudinale Impulsübertrag wegen der Energieerhaltung direkt vom Energietransfer auf das Target abhängig ist, wohingegen der Transversalimpuls allein durch die Impulserhaltung eingeschränkt wird. Für die transversale und longitudinale Komponente gilt

$$q_\perp = k_{R\perp} + \sum_j k_{j\perp} \quad (1.40)$$

$$\begin{aligned} q_\parallel &= k_{R\parallel} + \sum_j k_{j\parallel} \\ &\approx \frac{\Delta E_p}{v_p} = \frac{Q}{v_p} + \sum_j \frac{E_j}{v_p}, \end{aligned} \quad (1.41)$$

mit dem Energieverlust ΔE_p des Projektils und für reine Ionisation $Q = IP$, dem Ionisationspotential. Die Gleichung $q_\parallel \approx \Delta E_p/v_p$ gilt nur für eine kleine Energieänderung ΔE_p des Projektils sowie für kleine Streuwinkel (siehe z. Bsp. [US03]).

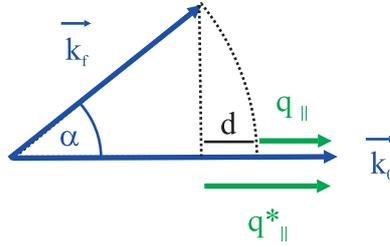


Abbildung 1.4: Bei großem Streuwinkel des Projektils, muß für die Berechnung des Longitudinalimpulses eine Korrektur d zur Näherung von Gleichung 1.41 berücksichtigt werden.

Für größere Impulsüberträge in transversaler Richtung, d.h. für größere Streuwinkel, muß der Longitudinalanteil des zu berechnenden Impulses korrigiert werden. So ergibt sich für den Impulsübertrag (siehe Abbildung 1.4) :

$$q_{\parallel}^* = q_{\parallel} + d \quad \text{mit} \quad (1.42)$$

$$d = k_f (1 - \cos(\alpha)) \approx k_f \left(1 - \cos \left(\frac{k_{f\perp}}{k_f} \right) \right). \quad (1.43)$$

Dabei wird angenommen, daß, bei nicht allzu großem Streuwinkel, die Länge von k_f nicht viel kleiner als die Strecke des Bogenmaßes des Streuwinkels ist.

Elektronenstoßionisation im Laserfeld

Bei der Stoßionisation von Atomen in einem zusätzlich überlagerten Laserfeld, dessen Feldstärke zu gering und dessen Photonenenergie zu klein ist, um das Atom alleine zu ionisieren, spielt das Laserfeld lediglich eine unterstützende Rolle bei der Ionisation. So können die Targetelektronen sowohl durch den Stoß mit dem Projektil als auch durch die Absorption von Photonen Energie aufnehmen. Ebenso können während der Ionisation Photonen von den Targetelektronen emittiert, also Energie an das Feld abgegeben werden.

Die Photonenenergie, im Gegensatz zum Photonenimpuls, kann in der Energie- und in der Impulsbilanz in longitudinaler Richtung nicht vernachlässigt werden. Somit ergibt sich für die Erhaltungsgleichungen beim Austausch von n_γ Photonen

während des Stoßes in Analogie zu Gleichung 1.37, 1.40 und 1.41 mit $\vec{k}_\gamma \rightarrow 0$:

$$\Delta E_p = Q + \sum_j E_j \pm n_\gamma E_\gamma \quad (1.44)$$

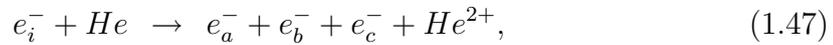
$$q_\perp = k_{R\perp} + \sum_j k_{j\perp} \pm n_\gamma k_{\gamma\perp} \approx k_{R\perp} + \sum_j k_{j\perp} \quad (1.45)$$

$$\begin{aligned} q_\parallel &= k_{R\parallel} + \sum_j k_{j\parallel} \pm n_\gamma k_{\gamma\parallel} \approx k_{R\parallel} + \sum_j k_{j\parallel} \\ &\approx \left(Q + \sum_j E_j \pm n_\gamma E_\gamma \right) / v_p \end{aligned} \quad (1.46)$$

Das bedeutet, daß lediglich der longitudinale Impulsübertrag merklich von der Anzahl n_γ der ausgetauschten Photonen abhängt, da, wie zuvor ausgeführt, die durch die Photonen erheblich modifizierte Energiebilanz sich im Wesentlichen in longitudinaler Richtung bemerkbar macht.

1.2 Doppelionisation im Elektronenstoß: ($e, 3e$)

Die vollständige Fragmentierung eines Heliumatoms, induziert durch Elektronenstoß, also



ist ein fundamentales Beispiel für ein Vier-Körper-Coulomb Problem. Aufgrund seiner Komplexität ist es eine Herausforderung sowohl an die Experimentalphysik wie auch an die Theorie [BLBD03]. Das erste Experiment zur Doppelionisation im Elektronenstoß, allerdings unter Verwendung des komplizierteren Targets Argon, wurde 1989 von Lahmam-Bennani et al. [LDD89] mit den Mitteln der herkömmlichen Elektronenspektroskopie durchgeführt. Das erste ($e, 3e$)-Experiment an Helium wurde, ebenfalls von Taouil und Lahmam-Bennani, erst 1998 realisiert [TLD 98]. Parallel dazu wurden theoretische Anstrengungen unternommen, diese Daten zu reproduzieren und zu verstehen [LTD 99, KBLB 99, Ber00]. Es konnte jedoch keine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den zu dieser Zeit vorliegenden experimentellen Daten erzielt werden. Die Autoren von [KBLB 99] schlossen experimentelle Gründe dafür nicht aus. Letztendlich konnten erst mit einem Reaktionsmikroskop durchgeführte ($e, 3e$)-Experimente im Rahmen derselben theoretischen Beschreibung reproduziert und, zumindest in ihrer Struktur, oft sogar quantitativ, weitgehend erklärt werden [DMS 99, DKS 01, DKS 02].

Der einfachere Fall der Doppelphotoionisation (DPI) von Helium ist viel besser verstanden [BS00]. So kann man theoretisch in einem einfachen Modell zwei wesentliche Prozesse (Matrixelemente) unterscheiden. Im „*Shake-Off*“-Prozess wird durch die Emission des ersten Elektrons das effektive Targetpotential so schnell geändert, daß die Wellenfunktion des zweiten Elektrons einen Überlapp mit dem Kontinuum

hat und ebenfalls emittiert wird. Im „*Two-Step-1*“-Prozeß dagegen wechselwirkt das erste Elektron auf seinem Weg aus dem Atom mit dem zweiten Elektron und kann es damit in einer Art direktem Stoß heraus schlagen. In beiden Modellen wechselwirkt das Projektil, in diesem Fall das Photon, nur einmal mit dem Target. Welcher Prozeß überwiegt, hängt von der Photonenenergie ab.

Bei der Doppelionisation im den Stoß mit schnellen Elektronen gibt es neben diesen beiden Prozessen die dritte Möglichkeit, daß nämlich das Projektilelektron mit beiden Targetelektronen sequentiell in Wechselwirkung tritt (*Two-Step-2*, [McG97]). Im Rahmen der Bornschen Näherung ist dies als ein Prozeß zweiter Ordnung zu interpretieren. Anschaulich bedeutet dies, daß das Projektil zweimal während des Stoßes mit dem Target wechselwirkt. Welcher dieser drei Prozesse, bzw. in einer theoretischen Beschreibung Amplituden, dominiert, oder ob alle drei zur Doppelionisation beitragen ist Gegenstand aktueller Forschung. Man kann mit Hilfe des *Störungsparameters* Z/v_p , dem Verhältnis von Projektilladung zu Projektilgeschwindigkeit, den Bereich charakterisieren, in welchem einzelne Prozesse dominieren. So findet bei kleiner Störung hauptsächlich Doppelionisation statt, indem es nur eine Wechselwirkung des Projektilelektrons mit einem der Targetelektronen gibt (Shake-Off und *Two-Step-1*). Bei großer Störung hingegen ist der *Two-Step-2* Prozeß dominant, während im Übergangsbereich Interferenzen beider Amplituden zu beobachten sein sollten.

Die Unterscheidung des Bereiches, in dem die erste Bornsche Näherung gilt, von demjenigen, in dem auch höhere Ordnungen berücksichtigt werden müssen, wurde bisher anhand des Verhältnisses vom Einfach- zum Doppelionisationsquerschnitt untersucht [SMS 00, MBB 95]. Allerdings ist dies nur eine sehr grobe Einteilung, wobei bei gegebener Projektilgeschwindigkeit über alle auftretenden Stoßkinematiken integriert wird (für eine ausführlichere Diskussion siehe Abschnitt 3.1). In ($e, 3e$)-Experimenten* kann nun eine detaillierte Untersuchung der Winkel- und Energiekorrelation der beiden emittierten Elektronen unternommen werden. Diese wiederum lassen sich oft gewissen Matrixelementen der „Prozesse“ zuordnen, so daß bei gegebener Störung die Anteile verschiedener Prozesse identifiziert werden können. So werden zum Beispiel bei einer Projektilenergie von $E_0 = 2000 \text{ eV}$ die vollständig differentiellen Wirkungsquerschnitte durch eine Störungstheorie in Erster Ordnung recht gut beschrieben [DKS 01, DKS 02], jedoch findet man ganz klar Anteile, die von Beiträgen höherer Ordnung resultieren.

Diese sind nun in [LDD 03] bei einer Projektilenergie von 600 eV ganz deutlich zu erkennen. Die experimentellen Daten bei niedriger Energie sind mit der *CCC*-Theorie, welche die Wechselwirkung des Projektils mit dem Target in Erster Bornscher Näherung beschreibt, (siehe zum Beispiel [KBLB 99]), nicht in Übereinstimmung. Die gegenseitige Wechselwirkung der beiden emittierten Elektronen wird in diesem Modell in guter Näherung in Rechnung gestellt, womit die Abweichung von den Daten hauptsächlich auf höhere Ordnungsbeiträge zurückzuführen ist. Da die

*Bisherige ($e, 3e$)-Experimente finden sich in [TLD 98, DMS 99, LDG 01, DKS 01, DKS 02, LDR02, LDD 03] über einen Projektilenergiebereich von $5,5 \text{ keV}$ bis zu $0,6 \text{ keV}$

ses Experiment von [LDD 03] nur einen eingeschränkten Winkelbereich zuläßt, die beiden Elektronen nur bei symmetrischer Energieaufteilung von 11 eV gemessen werden und die eingeschränkte Statistik der Daten nur qualitative Aussagen zuläßt, sind hier weitere Experimente über einen großen Bereich der Elektronenenergien und des Impulsübertrags bei großer Störung von Nöten, um mehr über die Relevanz höherer Ordnungen und ihrer korrekten Anwendung in der Theorie in Erfahrung zu bringen (siehe auch [Ber00, GWB03]). Dies zu erreichen war das Ziel der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten $(e, 3e)$ -Experimente.

Im Folgenden sollen zwei verschiedene Theorien, die die Elektronenstoßdoppelionisation beschreiben, näher erklärt werden (ein Vergleich dieser zwei theoretischen Modelle findet sich in [KBB 02]). Bei der Doppelionisation gibt es im Endzustand vier geladene Teilchen, drei Elektronen und den nackten Heliumkern. Das Projektilektron, das eine viel höhere Energie als die beiden langsamen emittierten Elektronen hat, wird durch eine ebene Welle (PW) beschrieben und seine Wechselwirkung mit dem Target, sowohl im Anfangszustand als auch im Endzustand, störungstheoretisch in eine Bornsche Reihe entwickelt. Die Bewegung der langsamen Elektronen im Feld des Ions kann dagegen nicht störungstheoretisch behandelt werden. Das Problem reduziert sich also in dieser Näherung auf ein Drei-Körper-Coulomb-Problem und somit auf die Beschreibung des atomaren Anfangs- und des Endzustandes ϕ_i und ϕ_f . Für den Anfangszustand gibt es mehrere Möglichkeiten: man kann zum Beispiel eine Hylleraas-Funktion wählen; eine andere Wahl wäre eine Multi-Konfiguration Hartree-Fock-Wellenfunktion (MCHF). Für einen ausführlichen Vergleich dieser zwei Möglichkeiten in Abhängigkeit von der Güte der jeweiligen Wellenfunktion, also von der Zahl der Entwicklungsparameter, siehe [KB98a].

Nach Wahl der Zustände ϕ_i und ϕ_f ergibt sich der Wirkungsquerschnitt dann in Erster Bornscher Näherung nach Gleichung 1.28 zu

$$\sigma \propto \left| \langle \phi_f | e^{i\vec{q}\vec{r}} / q^2 | \phi_i \rangle \right|^2 \quad (1.48)$$

mit dem Impulsübertrag \vec{q} des Projektils auf das Target.

1.2.1 Die $3C$ -Theorie

Ein effizienter und für den Fall der Elektronenstoß-Einfachionisation sowie der Photodoppelionisation sehr erfolgreicher analytischer Weg, das Drei-Körper-Coulomb-Problem zu beschreiben, stellt die $3C$ -Wellenfunktion dar. Als Endzustand wurde von Brauner et al. ([BBK89, BBK 91] für die Einfachionisation von Wasserstoff im Elektronenstoß) ein Produkt aus drei Coulombwellen ϕ_f^{CW} vorgeschlagen, den Namen $3C$ -Theorie begründet.* Die Endzustandswellenfunktion besteht hier aus jeweils einer Funktion ϕ_f^{CW} für das erste (1) und zweite (2) Elektron im Coulombfeld des Kerns und einer für die gegenseitige Wechselwirkung der Elektronen ($1 \leftrightarrow 2$).

$$\phi_f = \phi_f^{CW}(1)\phi_f^{CW}(2)\phi_f^{CW}(1 \leftrightarrow 2). \quad (1.49)$$

*Diese Methode ist in der Literatur auch unter *BBK* bekannt, benannt nach den Autoren Brauner, Briggs und Klar.

Diese Funktion wurde dann von Joulakian et al. [JDB92] auch auf den $(e, 3e)$ -Prozeß an Helium angewandt. In der $3C$ -Theorie wird das Problem der drei Körper in drei entkoppelte Zwei-Körper-Untersysteme aufgeteilt. Wechselwirkungen dieser Untersysteme mit einem dritten Teilchen werden aber vollständig vernachlässigt. Deshalb funktioniert diese Wellenfunktion im Modell besonders dann gut, wenn vor allem Zwei-Körper-Wechselwirkungen dominieren. Das ist zum Beispiel dann der Fall, wenn die Energie der beiden emittierten Elektronen sehr unterschiedlich ist.

Der Vorteil dieser analytischen Methode zur Beschreibung des Endzustandes liegt darin, daß man Teile der Wechselwirkungen in den Rechnungen „ausschalten“ und somit ihren Einfluß auf die Struktur des differentiellen Wirkungsquerschnittes studieren kann.

Eine Weiterentwicklung ist die sogenannte *Dynamical Screening 3C*, (*DS3C*)-Theorie [BB94, Ber96]. Bei dieser wird berücksichtigt, daß bei den Zweiteilchenwechselwirkungen das dritte Teilchen, abhängig von seiner Position, die Wechselwirkung abschirmen kann.

1.2.2 Die *CCC*-Theorie

Ein nichtstörungstheoretischer Ansatz, das Drei-Körper-Coulomb-Problem zu beschreiben, wurde von Bray und Stelbovics für die inelastische Elektronenstreuung an Wasserstoff entwickelt [BS92]. Das theoretische Modell wird ausführlich in [KB98b] für Doppelphotoionisation erläutert und wurde erfolgreich auf experimentelle Daten angewandt. In [KBB99, KBLB99] wurde es schließlich auf den $(e, 3e)$ -Prozeß erweitert.

In dieser numerischen *Convergent-Close-Coupling*, *CCC*-Methode wird nur eines der beiden Targetelektronen durch eine auslaufende Coulombwelle beschrieben. Die Wellenfunktion des zweiten Elektrons wird in einer Basis orthonormaler, quadratintegrabler Zustände dargestellt. Einsetzen in die Schrödingergleichung ergibt ein System von gekoppelten Differentialgleichungen, die numerisch gelöst werden müssen. Man erhält dadurch sowohl gebundene wie auch freie „Pseudo-Zustände“ des zweiten Elektrons. Inelastische Streuung der Coulombwelle am He^+ -Ion resultiert dabei in einem Anheben des gebundenen Elektrons in einen Zustand positiver Energie und somit in einem doppelionisierten Endzustand des Heliumions.

Ein Problem dieser Methode ist, daß das Kontinuum durch Pseudozustände beschrieben wird und es zu einem Konvergenzproblem kommen kann. So ist es möglich, daß es bei der Wahl einer zu kleinen Basis eine Abhängigkeit der berechneten Wirkungsquerschnitte von der Wahl der Basis gibt. Ein weiterer Nachteil ist der große numerische Aufwand, der zur Berechnung nötig ist.

1.3 Einfachionisation im Laserfeld: $(en_\gamma, 2en'_\gamma)$

Das Problem der Einfachionisation im Elektronenstoß wurde in der Vergangenheit eingehend untersucht und ist bis auf wenige Detailfragen verstanden. Der logisch nächste Schritt ist es nun, komplexere Systeme zu betrachten, wobei zusätzliche Teilchen, wie bei der Doppelionisation, oder externe Felder, wie bei laserunterstützten Stößen, einbezogen werden. In diesen Systemen spielen Wechselwirkungen des Projektils und des Targets untereinander und mit dem Laserfeld im Anfangszustand, während des Stoßes und im Endzustand eine große Rolle und stellen hohe Anforderungen an eine theoretische Beschreibung.

Stoßreaktionen zwischen Atomen und Elektronen in Anwesenheit eines Laserfeldes sind aus vielerlei Gründen interessant. So gibt es schon seit etwa 25 Jahren eine Reihe von theoretischen Arbeiten, die in unterschiedlichen Ansätzen und Näherungen versuchen, den Prozeß zu beschreiben (für eine Übersicht siehe zum Beispiel [MC78, Mas93, EJK98]). Dabei muß sowohl das sogenannte *Dressing** des Targets im Anfangs- und Endzustand, als auch die Wechselwirkungen der Elektronen untereinander und mit dem Laserfeld in Rechnung gezogen werden. Das elektromagnetische Feld kann als ein Reservoir an Energie angesehen werden, welches es erlaubt, während des Stoßes n_γ Photonen zu absorbieren oder zu emittieren. Zusätzlich führt sein Polarisationsvektor eine neue Symmetrieachse ein. Daraus folgt schließlich, daß der Wirkungsquerschnitt für die $(e, 2e)$ -Reaktion im Laserfeld, wie er in verschiedenen theoretischen Arbeiten errechnet wird (z. Bsp. [MVM 89, KMT 97, MKM 99, MKZ 02]), sich stark in Größe und Form vom feldfreien Fall unterscheidet. Allerdings ist über die Anwendbarkeit und die Genauigkeit dieser Rechnungen nicht viel bekannt, da bislang experimentelle Daten zum Vergleich vollständig fehlen.

Die Stoßionisation im Laserfeld spielt außerdem in der Doppelionisation von Atomen in extrem kurzen *fs*-Pulslasern im nichtsequentiellen Intensitätsbereich eine entscheidende Rolle. Im sogenannten Rückstreumodell wird ein Elektron im Laserpuls emittiert und im oszillierenden elektrischen Feld des Lasers beschleunigt, bevor es mit dem zurückbleibenden Ion stößt und dabei das zweite Elektron emittiert wird. In neuesten Experimenten wurde beobachtet, daß die Winkelverteilung des „Projektil-“ und des „Targetelektrons“ anders aussieht, als es in einer normalen $(e, 2e)$ -Reaktion der Fall ist [MUF 03]. Man kann daher erwarten, daß durch ein $(e, 2e)$ -Experiment im Laserfeld, in dem die Stoßbedingungen wesentlich besser bekannt sind als im intensiven Laserfeld, detaillierte Einsichten in dieses Problem gewonnen werden können.

Letztlich könnte die Überlagerung mit einem Laserfeld eine Möglichkeit darstellen, verschiedene Reaktionskanäle in Ion-Atom Stößen zu kontrollieren. Gemäß neuerer Rechnungen gibt es eine starke Abhängigkeit der Bevölkerung verschiedener bevorzugter Endzustände von den Laserparametern [Kir02].

*Als *dressed States* bezeichnet man die Eigenzustände des Hamiltonoperators, die zusätzlich die Wechselwirkung mit dem Laserfeld beinhalten.

1.3.1 Streuung im Laserfeld

Erste Experimente und theoretische Arbeiten zur Streuung im Laserfeld näherten sich dem Problem über die elastische Streuung (bezüglich der Elektron-Atom-Wechselwirkung) an einem Targetatom im Laserfeld. Das freie Elektron kann in der Nähe eines Potentials während des Stoßes Photonen mit dem Laserfeld austauschen. Der Streuprozess läßt sich symbolisch schreiben:

$$e_i^- \pm n_\gamma \hbar \omega + A \rightarrow e_a^- + A. \quad (1.50)$$

Hierbei muß nur ein geladenes Teilchen im Endzustand in der Rechnung berücksichtigt und dessen Impuls in einer Messung bestimmt werden.

Schon seit 1935 ist die exakte Lösung eines freien Elektrons mit Impuls \vec{k} in einem äußeren elektromagnetischen Feld mit dem Vektorpotential $\vec{A}(t) = \vec{A}_0 \cos(\omega t)$ bekannt [Wol35]. Dabei wird das Laserfeld als monochromatisch, einmodig, linear polarisiert und homogen im Raum* angenommen. Die Schrödingergleichung lautet

$$\left\{ i \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{2} (\hat{p} - \hat{A}/c)^2 \right\} \phi_{\vec{k}}^V(\vec{r}, t) = 0, \quad (1.51)$$

mit \hat{p} dem Impulsoperator.

Mit der Randbedingung, daß zur Zeit $t \rightarrow -\infty$ das Laserfeld ausgeschaltet ist, also daß zu dieser Zeit die Lösung eine ebene Welle ist, findet sich als Lösung

$$\phi_{\vec{k}}^V(\vec{r}, t) = \phi_{\vec{k}}(\vec{r}, -\infty) \exp \left\{ -\frac{i}{2} \int_{-\infty}^t dt' (\vec{k} - \vec{A}/c)^2 \right\} \quad (1.52)$$

$$= (2\pi)^{-3/2} \exp \{ i \vec{k} \vec{r} \} \exp \left\{ -\frac{i}{2} \int_{-\infty}^t dt' (\vec{k} - \vec{A}/c)^2 \right\}. \quad (1.53)$$

Diese Zustandsfunktion wird nach dem Autor der entsprechenden Veröffentlichung *Volkov-Funktion* genannt. In der Literatur findet sie sich häufig in einer Darstellung, die die Längeneichung benutzt:

$$\phi_{\vec{k}}^V(\vec{r}, t) = (2\pi)^{-3/2} \exp \left\{ i \left(\vec{k} \vec{r} - \vec{k} \vec{\alpha}_0 \sin(\omega t) - E_k t \right) \right\}, \quad (1.54)$$

mit der kinetischen Energie $E_k = k^2/2$ des Elektrons. Bei der *Volkov-Funktion* handelt sich um eine ebene Welle, deren Phase periodisch mit dem Laserparameter $\vec{\alpha}_0 = \vec{\mathcal{E}}_0/\omega^2$ moduliert ist ($\vec{\mathcal{E}}_0$ ist hier die elektrische Feldstärke), entsprechend einem äußeren Lichtfeld, das ein Elektron periodisch beschleunigt und verzögert.

Diese Wellenfunktion kann anstatt einer ebenen Welle für das Projektilektron benutzt werden, um den Stoß in der Ersten Bornschen Näherung zu beschreiben. Dabei hat das Elektron vor der Streuung den Anfangsimpuls \vec{k}_0 und nach der Streuung den Endimpuls \vec{k}_f . Der Impulsübertrag ergibt sich somit zu $\vec{q} = \vec{k}_0 - \vec{k}_f$. Man

*d.h., daß die Wellenlänge des Lasers sehr viel größer als die Ausdehnung des Atoms ist.

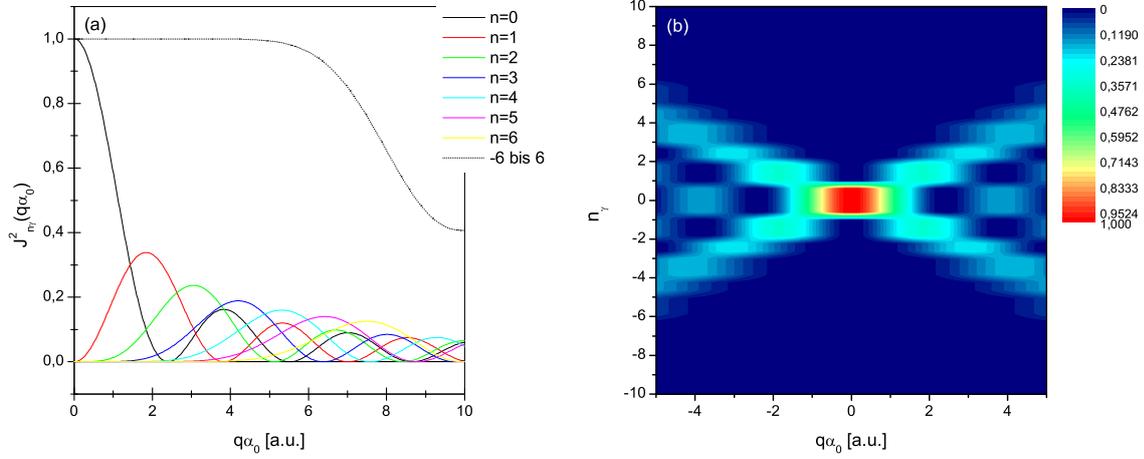


Abbildung 1.5: Quadrat der Besselfunktion $J_{n_\gamma}(\vec{q} \cdot \vec{\alpha}_0)$ (a) eindimensional für verschiedene n_γ und die Summe $\sum_{n_\gamma} J_{n_\gamma}$ von $n_\gamma = -6$ bis 6, (b) zweidimensional als Dichteplot.

bekommt damit folgenden Zusammenhang für den Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung eines Elektrons mit gleichzeitigem Austausch von n_γ Photonen $d\sigma_{el}^{FA, n_\gamma}/d\Omega$ (*FA-field assisted*) mit dem entsprechenden feldfreien (*FF*) Querschnitt in der Ersten Bornschen Näherung $d\sigma_{el}^{FF}/d\Omega$:

$$\frac{d\sigma_{el}^{FA, n_\gamma}(\vec{k}_f, \vec{k}_0)}{d\Omega} = \frac{k_f}{k_0} |J_{n_\gamma}(\vec{q} \cdot \vec{\alpha}_0)|^2 \frac{d\sigma_{el}^{FF}(\vec{q}, \epsilon)}{d\Omega}. \quad (1.55)$$

Dabei ist \vec{q} der Impulsübertrag und ϵ die Energie

$$\epsilon = \frac{k_0^2}{2} + n_\gamma \hbar \omega \frac{\hat{a} \vec{k}_0}{\hat{a} \vec{q}} + (n_\gamma \hbar \omega)^2 \frac{1}{2(\hat{a} \vec{q})^2}, \quad (1.56)$$

mit \hat{a} der Richtung des elektrischen Feldes. J_{n_γ} beschreibt die Besselfunktion der Ordnung n_γ . Ist n_γ positiv, bedeutet dies die Absorption von Photonen, negatives n_γ die Emission. In dieser Näherung reduziert sich die Wirkung des Lichtfeldes auf den Austausch von Photonen mit dem Projektil. Dabei wird Wechselwirkung des Projektils mit dem Laserfeld exakt beschrieben, die Wechselwirkung des Projektilelektrons mit dem Target in Erster Bornscher Näherung behandelt und die Wechselwirkung des Targets mit dem Laserfeld vollständig vernachlässigt.

Der Wirkungsquerschnitt für den Streuprozess ändert sich hauptsächlich aufgrund des modifizierten Projektilimpulses \vec{k}_f , der sich aus der Energieerhaltung $k_f^2/2 = k_0^2/2 + n_\gamma \omega$ ergibt. Kann der Impulsübertrag durch die Photonen vernachlässigt werden, d.h. $|k_f| \approx |k_0|$, dann folgt aus Gleichung 1.55 mit der sogenannten Summenregel (siehe auch Abbildung 1.5 (a))

1.3. Einfachionisation im Laserfeld: $(en_\gamma, 2en_\gamma)$

$$\sum_{n_\gamma=-\infty}^{\infty} J_{n_\gamma}^2 = 1, \quad (1.57)$$

daß nach Summation über alle n_γ der Wirkungsquerschnitt im Laserfeld identisch ist mit dem feldfreien Wirkungsquerschnitt:

$$d\sigma_{el}^{FA} = \sum_{n_\gamma} d\sigma_{el}^{FA, n_\gamma} = d\sigma_{el}^{FF}. \quad (1.58)$$

Formel 1.55 wurde schon 1966 von Bunkin und Fedorov [BF66] hergeleitet (im Weiteren BF-Formel genannt). Die Erweiterung für den Fall, daß die Erste Bornsche Näherung für kleine Elektronenenergien nicht anwendbar ist, und unter der Annahme, daß die Frequenz des Laserfeldes klein ist, wurde 1973 von Kroll und Watson [KW73] durchgeführt (in der Literatur *Kroll-Watson-Approximation*, *KWA* bezeichnet).

Nach Formel 1.55 hängt die Anzahl der ausgetauschten Photonen mit der Größe des Arguments der Besselfunktion $\vec{q} \cdot \vec{\alpha}_0$ zusammen. In Abbildung 1.5 ist das Quadrat der Besselfunktion in Abhängigkeit des Argumentes und der Ordnung n_γ , also der Anzahl der ausgetauschten Photonen (a) eindimensional und (b) zweidimensional als Dichteplot dargestellt. In Abbildung 1.5 (b) sieht man, daß für ein größer werdendes Argument die Anzahl der involvierten Photonen ansteigt. Dies bedeutet, daß mit der Auswahl einer Kinematik mit großem $\vec{q} \cdot \vec{\alpha}_0$ der Austausch von vielen Photonen bevorzugt wird. Bei kleinem Argument der Besselfunktion dagegen werden im Wesentlichen wenige bis keine Photonen ausgetauscht. Das ist insbesondere dann der Fall, wenn der Impulsübertrag \vec{q} sich senkrecht zum Feldvektor $\vec{\alpha}_0$ befindet.

Neben der elastischen Streuung wurde theoretisch auch die inelastische Streuung untersucht (für einen ausführlichen Überblick siehe [Mas93]). Bei Verwendung der *KWA* mit den *Volkov*-Wellenfunktionen wird nur die Wechselwirkung des Projektil-elektrons mit dem Laserfeld berücksichtigt. Die Wechselwirkung zwischen Targetatom und Laserfeld wird völlig außer Acht gelassen. Deshalb fügten 1984 Byron und Joachain [BJ84] in ihre Rechnung der elastischen Streuung das sogenannte *Dressing* des Targets ein. Dabei gewannen sie die Wellenfunktion für atomaren Wasserstoff durch Lösen der Schrödingergleichung mit einem Hamiltonoperator, der die Wechselwirkung mit dem Laserfeld beinhaltet. Unter der Annahme, daß die elektrische Feldstärke \mathcal{E}_0 , verursacht durch das Laserfeld, immer kleiner ist als das Coulombfeld im Target, $\mathcal{E}_0 \ll 1 \text{ a.u.} \simeq 5 \times 10^9 \text{ V/cm}$, wandten sie eine zeitabhängige Störungstheorie in Erster Ordnung in \mathcal{E}_0 an. Für den „gedressten“ Anfangszustand des atomaren Wasserstoffs ϕ ergibt sich:

$$\phi \propto \varphi_0 + \frac{i}{2} \sum_n \left(\frac{\exp(i\omega t)}{E_n - E_0 + \omega} - \frac{\exp(-i\omega t)}{E_n - E_0 - \omega} \right) M_{n0} \varphi_{np}. \quad (1.59)$$

Dabei ist φ_0 der ungestörte Grundzustand von Wasserstoff mit der Eigenenergie E_0 . φ_{np} ist der p -Zustand mit der Hauptquantenzahl n und der Eigenenergie E_n , und M_{n0} ist das Dipolübergangsmatrixelement $M_{n0} = \langle \varphi_{np} | \vec{\mathcal{E}}_0 \vec{r} | \varphi_0 \rangle$. Die Summation

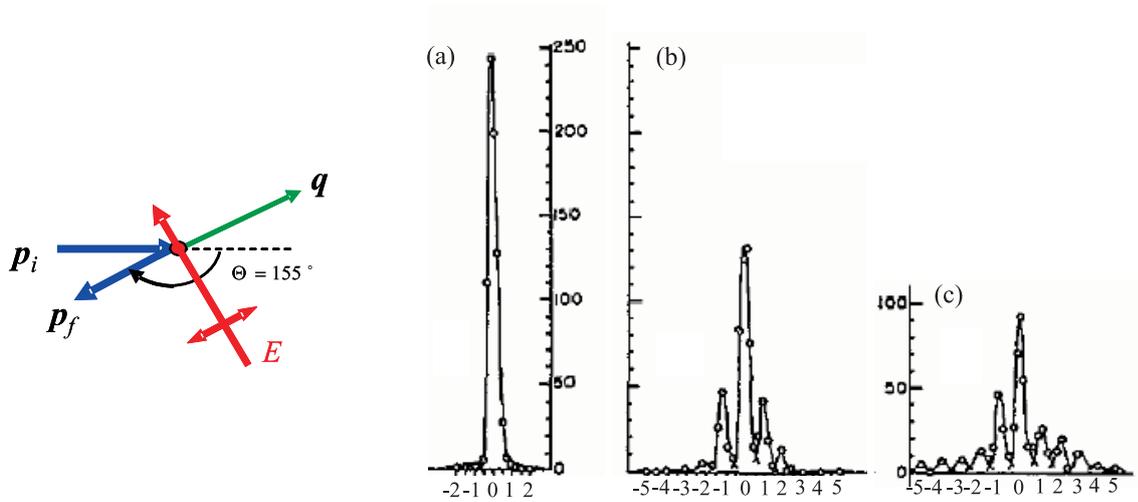


Abbildung 1.6: Das Energiespektrum der elastischen Streuung von Elektronen mit Anfangsimpuls p_i und Endimpuls p_f an Argon unter 155° . Spektrum in Einheiten der Photonenenergie (a) ohne Laserfeld, (b1) mit Laserfeld der Intensität $I = 0,25 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ und (b2) mit $I = 1,5 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$. Der Winkel zwischen Impulsübertrag q und Laserpolarisation E ist 12° . In (b1) ist deutlich die Absorption und Emission von zwei Photonen und in (b2) sogar bis zu fünf Photonen zu sehen (aus [WCH 79]).

erfolgt sowohl über die diskreten als auch über die kontinuierlichen p -Zustände. Der Endzustand läßt sich auf analoge Weise gewinnen. Ihre Rechnung ergab, daß das Dressing des Targets vor allem bei kleinem Impulsübertrag große Effekte im Wirkungsquerschnitt verursacht.

Die elastische Streuung von Elektronen in einem CO_2 -Laserfeld wurde experimentell erstmals 1976 von Andrick und Langhans durchgeführt [AL76]. Dabei beobachteten sie bei der Streuung an Argon den Austausch eines Photons. 1977 beobachteten Weingartshofer, Holmes et al. den Austausch von bis zu drei Photonen [WHC 77]. Ein Beispiel für solch eine frühe Messung aus dem Jahr 1979 für eine Energie des Projektilelektrons von $E = 11,72 \text{ eV}$ ist in Abbildung 1.6 (a) für den feldfreien Fall und (b,c) für zwei verschiedene Laserintensitäten dargestellt. Für den feldfreien Fall (a) sieht man im Spektrum nur eine Linie, die sich aus der Energieerhaltung in der elastischen Streuung ergibt. Wird aber das Laserfeld dem Streuprozess überlagert, beobachtet man die Entstehung von Seitenlinien, deren Abstand gerade einem Vielfachen der Photonenenergie entspricht. Es wird also direkt die Absorption (rechts vom Hauptpeak) und die Emission (links vom Hauptpeak) von Photonen nachgewiesen. Für steigende Laserintensität (c) wird die Photonenverteilung breiter, es werden also mehr Photonen ausgetauscht.

Die inelastische Streuung von Elektronen, d.h. die Stoßanregung des Targeta-

toms, mit Absorption von Photonen

$$e_i^- \pm n_\gamma \hbar\omega + A \rightarrow e_a^- + A^*, \quad (1.60)$$

wurde erstmals 1987 von Mason und Newell an Helium als Target gemessen [MN87]. 1989 wurde von Wallbank, Holmes und Weingartshofer ebenfalls die inelastische Streuung analysiert und dabei nicht nur die Absorption sondern auch die Emission eines Photons beobachtet [WHW89].

1.3.2 Diskrepanzen zwischen Experiment und Theorie bei der elastischen Streuung

Die im vorhergehenden Abschnitt erwähnten Experimente zur elastischen Streuung im Laserfeld [AL76], [WHC 77] wurden mit langsamen Projektilelektronen der Energie von nur wenigen eV durchgeführt. In diesem Fall wird der Stoß in der Ersten Bornschen Näherung nicht korrekt beschrieben, man kann jedoch trotzdem auf die *KWA* zurückgreifen, wobei die Formel 1.55 für den allgemeinen Fall und Photonen kleiner Frequenz erweitert wird.

Für große Streuwinkel liefert die *KWA* eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten (siehe [WHS 83] und [WHW87]). Für andere Kinematiken sind aber große Unterschiede zwischen Experiment und theoretischer Rechnung aufgetreten. Besonders bei kleinen Streuwinkeln (siehe [WH93]) ist eine große Diskrepanz zu beobachten. In Abbildung 1.7 ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Anzahl der am Stoß ausgetauschten Photonen dargestellt. Dabei beträgt die Elektronenenergie $E_i = 9.5 eV$, der Streuwinkel nur $\theta = 9^\circ$ und die Laserintensität $I = 1 \times 10^6 W/cm^2$. Die mit WH gekennzeichneten Punkte sind experimentelle Daten aus [WH93], KW ist eine Rechnung der *KWA* und CC ist eine Gekoppelte-Kanäle Rechnung. Das Experiment beobachtet eine viel breitere Photonenaustauschverteilung als die *KWA*. Prozesse mit einem Austausch von einer großen Anzahl von Photonen treten im Experiment viel häufiger auf als in der Theorie vorhergesagt. Dieser Effekt wird unter Verwendung einer kleineren Primärenergie der Projektilektronen noch verstärkt [WH94b].

Eine weitere Diskrepanz taucht auf, da die theoretische Formel vorhersagt, daß der Wirkungsquerschnitt für den Austausch von $n_\gamma > 0$ Photonen für bestimmte Geometrien verschwindet, nämlich immer dann, wenn das Argument in der Besselfunktion

$$J_{n_\gamma}(\vec{q} \cdot \vec{\alpha}_0) \quad (1.61)$$

klein wird, da für diese Geometrie die Besselfunktion für $n_\gamma \neq 0$ gegen Null geht (siehe auch Abbildung 1.5 (a)). Das ist zum Beispiel immer dann der Fall, wenn die Laserpolarisation senkrecht auf der Richtung des Impulsübertrages steht ($\vec{q} \perp \vec{\alpha}_0$). Doch auch für solche Geometrien wurde experimentell ein von Null verschiedener Wirkungsquerschnitt für die Emission bzw. Absorption von Photonen gefunden [WH94a, WH01]. Nach Aussage der Autoren hängt der experimentelle Wir-

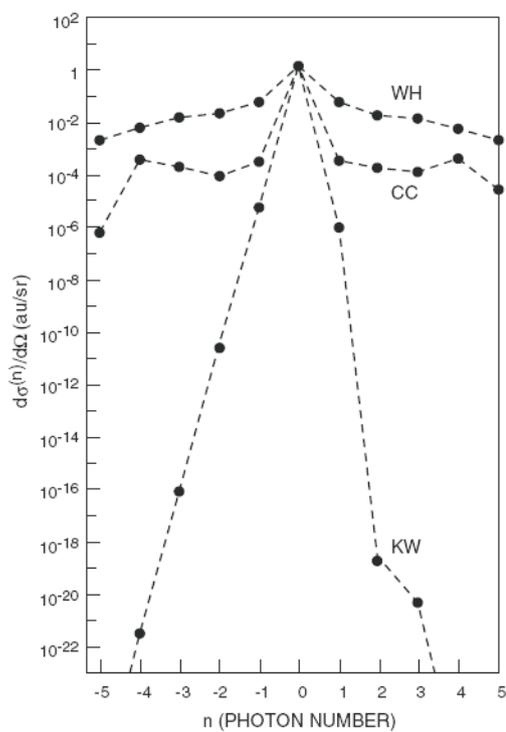


Abbildung 1.7: Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Anzahl der beim Stoß ausgetauschten Photonen n_γ . Die Einschußenergie der Elektronen ist $E_i = 9.5 \text{ eV}$, der Streuwinkel der Elektronen $\theta = 9^\circ$ und die Laserintensität $I = 1 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$. WH - experimentelle Daten aus [WH93], CC - Gekoppelte-Kanäle-Rechnung, KW - Kroll-Watson-Näherung (entnommen aus [Gel02]).

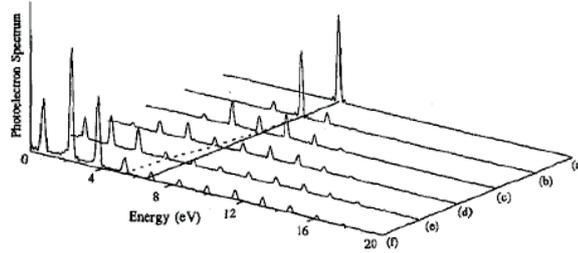


Abbildung 1.8: Einfluß der Laserintensität auf das Zweifarbenelektron-Energiespektrum. Als Laser wurde ein Ti:Saphir-Laser der Intensität I_L verwendet und die 13-te Harmonische mit der festen Intensität von $I_H = 3 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$. (a) $I_L = 0$, (b) $I_L = 5 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$, (c) $I_L = 3 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$, (d) $I_L = 8 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$, (e) $I_L = 1,75 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, (f) $I_L = 2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$. (aus [TVM96])

kungsquerschnitt nicht stark davon ab, ob sich, bei festen anderen Parametern, die Polarisation senkrecht oder parallel zum Impulsübertrag befindet.

Ein Targetdressingeffekt, der zunächst nicht in der Rechnung berücksichtigt war und als mögliche Ursache dieser Diskrepanz zwischen Rechnung und Experiment diskutiert wurde, konnte mit einer neueren Rechnung ausgeschlossen werden [Gel95]. Ein anderer theoretischer Ansatz als die KWA-Formel, ein *Gekoppelte-Kanäle* (*Close-Coupling, CC*)-Rechnung von Geltman [Gel97, Gel02] ergibt eine deutlich bessere Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment (siehe Abbildung 1.7). Die *CC*-Rechnung berechnet die volle numerische Lösung der zeitabhängigen Schrödingergleichung, gleichgültig, welche Wechselwirkung (mit dem Laserfeld einerseits und mit dem Targetpotential andererseits) größer ist. Dagegen behandelt die KWA das Laserfeld exakt und das Targetpotential nur als Störung, obwohl für langsame Elektronen durchaus die Wechselwirkung mit dem Potential in der selben Größenordnung oder sogar deutlich größer sein kann als mit dem Laserfeld.

Es scheint also, daß die störungstheoretische Behandlung eines Streuprozesses im Laserfeld nicht für alle Kinematiken zufriedenstellende Ergebnisse liefert, wenn ein langsames Elektron am Stoß beteiligt ist.

Auch im verwandten Prozeß der *Zwei-Farben*-Ionisation wird eine viel breitere Photonenverteilung vorhergesagt. Dabei wird das Target mit Laserlicht zweier Frequenzen bestrahlt wird, wobei die Frequenz des einen ausreicht, um das Target zu ionisieren, und das zweite Laserfeld, analog zur laserunterstützten Ionisation, Photonen zum zusätzliche Austausch bereitstellt. So findet sich in einer theoretischen Rechnung dieses Prozesses [TVM96] in Abbildung 1.8 für die entsprechende Intensität für η annähernd eine Gleichverteilung.

1.3.3 Theorie der Einfachionisation im Laserfeld

Die erste Rechnung der Ionisation im Laserfeld, symbolisch geschrieben

$$e_i^- \pm n_\gamma \hbar \omega + A \rightarrow e_a^- + e_b^- + A^+, \quad (1.62)$$

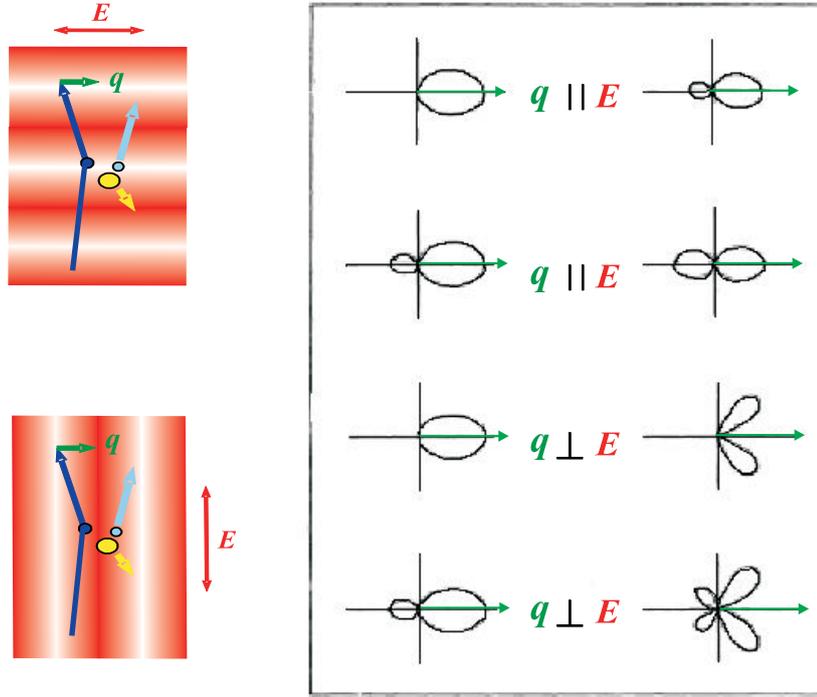


Abbildung 1.9: Qualitative Skizze der Änderungen, die im TDC in der koplanaren Ebene durch die Anwesenheit eines Laserfeldes hervorgerufen werden (rechts), im Vergleich zum feldfreien TDC (links). Dabei ist der Austausch eines Photons berücksichtigt, aber nicht das Dressing des Targets (aus [CLZ 81]).

wurde von Cavaliere, Ferrante und Leone 1980 [CFL80, CLZ 81] durchgeführt, wobei sie das Dressing des Targets außer Acht ließen. Dabei erhält man in der Ersten Bornschen Näherung eine ähnliche Gleichung wie bei der elastischen Streuung (Gleichung 1.55):

$$\frac{d^3 \sigma^{FA, n_\gamma}}{d\Omega_a d\Omega_b dE_b} = \frac{k_a k_b}{k_0} \left| J_{n_\gamma} \left((\vec{q} - \vec{k}_b) \vec{\alpha}_0 \right) \right|^2 \frac{d^3 \sigma^{FF}}{d\Omega_a d\Omega_b dE_b} \quad (1.63)$$

Hier bezeichnet b die Größen des in der Ionisation emittierten langsamen Elektrons und a des gestreuten schnellen Elektrons.

In Abbildung 1.3.3 ist eine Skizze des dreifachdifferentiellen Wirkungsquerschnittes als Funktion des Emissionswinkels des langsamen Elektrons in der koplanaren Ebene dargestellt. Links ist der feldfreie Wirkungsquerschnitt und rechts der Wirkungsquerschnitt im Laserfeld mit Austausch eines Photons ($|n_\gamma| = 1$) gemäß Formel 1.63 gezeigt. Ohne Laserfeld ist die Symmetrieachse die Richtung des Impulsübertrags. Das Laserfeld führt nun eine neue Symmetrie entlang der Laserpolarisation \vec{E} ein. Man kann bei zwei Fällen die Struktur des Wirkungsquerschnittes im Laserfeld einfach verstehen:

- Fall $\vec{q} \parallel \vec{E}$:

Für den Fall, daß der Impuls \vec{k}_b des Elektrons in die Richtung des Impulsübertrages \vec{q} zeigt ($\vec{k}_b \parallel \vec{q}$, Binarypeak), wird die Differenz $(\vec{q} - \vec{k}_b)$ und damit das Argument der Besselfunktion $((\vec{q} - \vec{k}_b) \vec{\alpha}_0)$ klein. Damit wird die Besselfunktion $J_{n_\gamma=1}$ ebenfalls klein und der Wirkungsquerschnitt für den Binarypeak $d^3\sigma_{n_\gamma=1}^{FA}$ verringert sich. Das gilt in umgekehrter Weise für den Recoilpeak. Dort geht der Impuls des Elektrons in zum Impulsübertrag entgegengesetzte Richtung ($\vec{k}_b \parallel -\vec{q}$). Damit wird das Argument groß und der Wirkungsquerschnitt für den Recoilpeak wächst an. Somit bewirkt das Feld, dargestellt in den ersten beiden Zeilen in Abbildung 1.3.3, nur eine Verkleinerung des Binary- und eine Vergrößerung des Recoilpeaks.

- Fall $\vec{q} \perp \vec{E}$:

Wenn der Impuls des Elektrons parallel zur Richtung des Impulsübertrages steht ($\vec{k}_b \parallel \vec{q}$), wird das Argument in der Besselfunktion $((\vec{q} - \vec{k}_b) \vec{\alpha}_0)$ Null und die Besselfunktion und damit der Wirkungsquerschnitt verschwindet. Deshalb kommt es, wie in den beiden letzten Zeilen von Abbildung 1.3.3 dargestellt, zur Aufspaltung der beiden Peaks durch das Laserfeld in jeweils zwei Beiträge, welche nicht mehr entlang (Binary) oder entgegengesetzt (Recoil) des Impulsübertrages ausgerichtet sind.

Die Erweiterung dieser Rechnung mit Berücksichtigung des Dressings des Targets wurde 1988 von Joachain et al. durchgeführt [JFM 88, MVM 89]. Auch hier ergab sich ein starker Einfluß des Targetdressings vor allem auf die Größe der Querschnitte.

Erst kürzlich wurden die zunächst für Wasserstoff durchgeführten Rechnungen auf das Zweielektronentarget Helium erweitert. Eine Hauptmotivation dafür war, daß es einfacher ist, mit Helium anstatt mit atomaren Wasserstoff Experimente durchzuführen. So wurde zum Beispiel 1997 von Khalil et al. in einer sehr detaillierten Untersuchung der differentielle Wirkungsquerschnitt für Helium in Abhängigkeit von der Laserfrequenz ω , der Feldstärke \mathcal{E}_0 , der Polarisation und ihrer Orientierung bezüglich des Impulsübertrages und von der Anzahl der ausgetauschten Photonen n_γ berechnet [KMT 97, MKM 99]. Dabei wurde der Heliumgrundzustand durch einen analytischen Fit an eine Hartree-Fock-Wellenfunktion mit zwei Elektronen beschrieben. Im Gegensatz zum einfachen Wasserstofftarget hat das Dressing bei Helium einen kleineren Effekt auf den Wirkungsquerschnitt.

Vergleichende Rechnung

Die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Spektren der laserunterstützten Stoßionisation werden mit einer Rechnungen ([Naj03], [VU01]) verglichen, die in diesem Abschnitt im Detail vorgestellt wird.

In dieser Rechnung wird das Heliumtarget als ein Atom mit nur einem aktiven Elektron, also wasserstoffähnlich, beschrieben. Die Bindungsenergie wird mit einem Parameter angepaßt. Um differentielle Wirkungsquerschnitte zu berechnen, muß das

Streumatrixelement S_{fi} gelöst werden (in der *prior form*):

$$S_{fi}^- = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \phi_f^{(-)} | \hat{W} | \phi_i \rangle \quad \text{mit} \quad \hat{W} = \frac{1}{r_1} - \frac{1}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \quad (1.64)$$

Dabei ist \vec{r}_1 der Ort des Projektilelektrons und \vec{r}_2 der Ort des Targetelektrons.

$|\phi_f^{(-)}\rangle$ und $|\phi_i\rangle$ sind die Lösungen der jeweiligen Schrödingergleichung:

$$0 = \left\{ i \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{2} (\hat{p}_1 - \hat{A}/c)^2 - \frac{1}{2} (\hat{p}_2 - \hat{A}/c)^2 - \hat{V}_{at} - \hat{W} \right\} \phi_f^{(-)} \quad (1.65)$$

$$0 = \left\{ i \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{2} (\hat{p}_1 - \hat{A}/c)^2 - \frac{1}{2} (\hat{p}_2 - \hat{A}/c)^2 - \hat{V}_{at} \right\} \phi_i, \quad (1.66)$$

mit $V_{at} = 1/r_2$ dem atomaren Potential, $\hat{p}_{1,2}$ den Impulsoperatoren mit den Eigenwerten $\vec{k}_{1,2}$ und \vec{k}_1 dem Impuls des Projektilelektrons und \vec{k}_2 des Targetelektrons.

Da die exakte Lösung der Schrödingergleichungen 1.65, 1.66, die sowohl das äußere Feld als auch die Coulombwechselwirkung beschreibt, nicht bekannt ist, werden folgende Näherungen gemacht.

In erster Ordnung kann man die Wechselwirkung \hat{W} in Gleichung 1.65 vernachlässigen. Für den Endzustand erhält man so einen Produktzustand aus einem *Volkov*-Zustand ϕ^V für das gestreute Projektil und einem *Coulomb-Volkov*-Zustand ϕ^{CV} , der aus einer Coulombwelle ϕ^C besteht, die analog zur ebenen Welle bei ϕ^V phasenmoduliert ist:

$$\begin{aligned} \phi_f^{(-)} &= \phi^V \cdot \phi^{CV} \\ &= (2\pi)^{-3/2} e^{i\vec{k}_1 \vec{r}} e^{-\frac{i}{2} \int dt' (\vec{k}_1 - \vec{A}/c)^2} \cdot e^{-\frac{i}{2} \int dt' (\vec{k}_2 - \vec{A}/c)^2} \phi^C(\vec{k}_2). \end{aligned} \quad (1.67)$$

Für den Anfangszustand ergibt sich ein Produktzustand aus einem *Volkov*-Zustand ϕ^V für das Projektilektron und ein Zustand $\phi^B = \exp\{i\vec{A}/c\vec{r}_2\} \chi(\vec{r}_2, t)$ für das gebundene Elektron. χ wird in zeitabhängiger Störungstheorie in Erster Ordnung gelöst. Daraus folgt für ϕ_i :

$$\begin{aligned} \phi_i &= \phi^V \cdot \phi^B \\ &= (2\pi)^{-3/2} e^{i\vec{k}_1 \vec{r}} e^{-\frac{i}{2} \int dt' (\vec{k}_1 - \vec{A}/c)^2} \cdot e^{i\vec{A}/c\vec{r}_2} \chi(\vec{r}_2, t) \end{aligned} \quad (1.68)$$

Mit diesen Zuständen lautet der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\vec{k}_2 d\vec{q}_\perp} = \frac{4}{v_p^2} \sum_{n_\gamma} \left| J_{n_\gamma} \left(\frac{\vec{\mathcal{E}}_0 \vec{q}}{\omega^2} \right) \right|^2 |T_{fi}^{n_\gamma}|^2, \quad (1.69)$$

mit $T_{fi}^{n_\gamma}$ dem Übergangsmatrixelement für den Austausch von n_γ Photonen

$$T_{fi}^{n_\gamma} = \frac{1}{q^2} \langle \phi_f^{(-)} | e^{i(\vec{q} - \vec{\lambda}_{n_\gamma}) \vec{r}} | \phi_i \rangle, \quad (1.70)$$

1.3. Einfachionisation im Laserfeld: $(en_\gamma, 2en_\gamma)$

mit $\vec{q}(\Delta E_{n_\gamma})$, wobei sich $\Delta E_{n_\gamma} = \frac{k_2^2}{2} + |IP| + n_\gamma\omega$ aus der Energieerhaltung ergibt, und

$$\vec{\lambda}_{n_\gamma} = n_\gamma \frac{\vec{\mathcal{E}}_0 \omega}{\vec{q} \mathcal{E}_0}. \quad (1.71)$$

In dieser Rechnung wird die Wechselwirkung des Projektilelektrons mit dem Laserfeld exakt und mit dem Target in Erster Bornscher Näherung beschrieben. Im Endzustand wird die Wechselwirkung des Projektilelektrons mit dem Coulombpotential und die Wechselwirkung der beiden Elektronen untereinander vernachlässigt. Ebenso werden Targetdressingeffekte nicht berücksichtigt. Wie gut die Verwendung der *Coulomb-Volkov*-Wellenfunktion gerechtfertigt ist, ist unklar, außer daß die beiden asymptotischen Fälle eines verschwindenden und eines sehr starken Laserfeldes korrekt beschrieben werden.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

2.1 Das Reaktionsmikroskop

In den letzten zehn Jahren wurde die Elektronen- und Ionenspektroskopie durch das sogenannte *Reaktionsmikroskop* revolutioniert. Im Gegensatz zu konventionellen Techniken (siehe Abschnitt 1.1 und A.4.1) kann mit einem Reaktionsmikroskop der Endzustand nach einem Ionisationsprozeß erstmals nicht nur unter stark eingeschränkten kinematischen und geometrischen Bedingungen, sondern gleichzeitig über nahezu den vollen Raumwinkel sowie über einen großen Bereich von Elektronenenergien kinematisch vollständig und mit guter Auflösung bestimmt werden. Dabei kommen modernste Abbildungstechniken, bei denen die Impulse mehrerer Teilchen mit großen orts- und zeitauflösenden Detektoren gemessen werden, und kalte Targets mit einem wohldefinierten Anfangsimpuls zum Einsatz.

Für eine ausführliche Beschreibung der Entwicklung des Reaktionsmikroskops und für einen Einblick in seine vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten siehe [Ull93, MUU 94, UMS 95, MUS 96, UMD 97, DMJ 00, UMD 03, US03] und die darin enthaltenen Referenzen.

2.1.1 Das Spektrometer

Das Reaktionsmikroskop (ReMik) ist eine Kombination aus einem *Coltrim (COLd Target Recoil-Ion Momentum)*- und einem Elektronenspektrometer. Eine schematische Skizze des ReMiks ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Ein Überschall-Gasjet, also ein kollimierter Strahl kalter Atome, wird mit dem Projektilstrahl gekreuzt. Der Überlapp dieser beiden Strahlen definiert das effektive Reaktionsvolumen, das sich in einem schwachen elektrostatischen Feld befindet, mit dem die bei der Stoßreaktion emittierten Elektronen und das Rückstoßion in entgegengesetzter Richtung extrahiert werden. Die Elektronen und Ionen werden mit großen ortsempfindlichen Detektoren nachgewiesen. Aus Flugzeit und Auftreffort können die Impulse der Targetfragmente bestimmt werden. Das Feld wird durch einen linearen Spannungsverlauf auf zwei Spektrometerplatten erzeugt. Zur Erzeugung des Extraktionsfeldes werden häu-

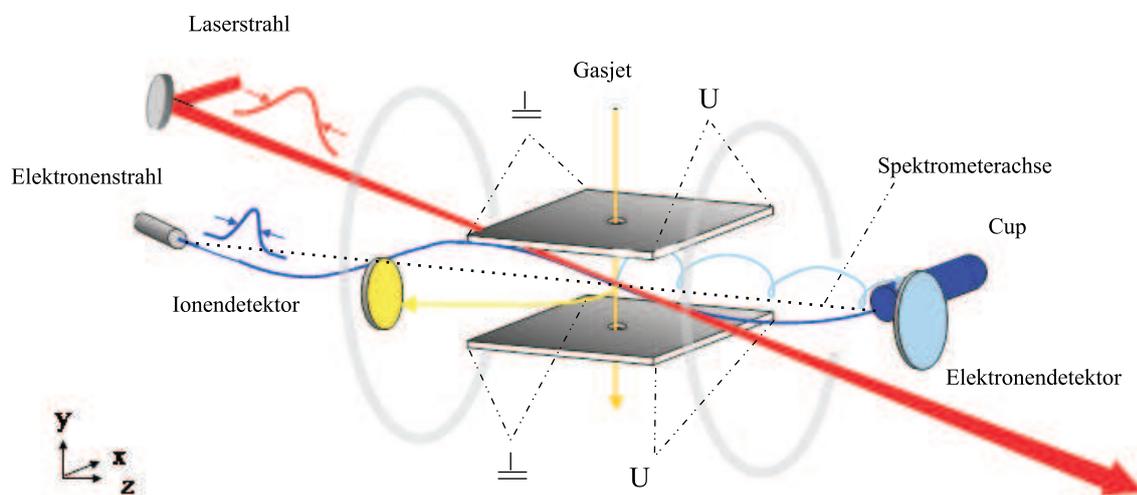


Abbildung 2.1: Skizze des Reaktionsmikroskops.

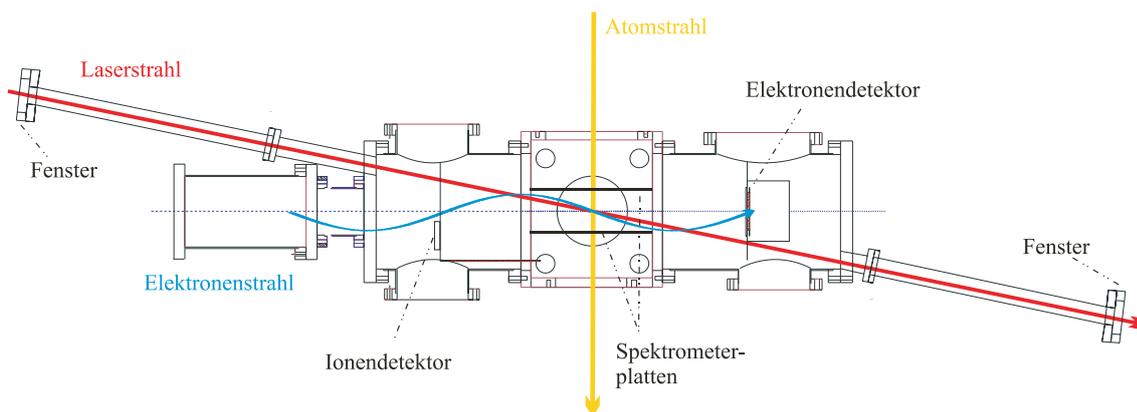


Abbildung 2.2: Konstruktionszeichnung von Teilen der Kammer in der yz -Ebene.

fig Keramikplatten benutzt, auf die eine Widerstandsschicht aufgebracht ist, an deren Ecken die entsprechenden Spannungen angelegt wird, wie es in Abbildung 2.1 zu sehen ist (siehe auch [MUS 96]). Bei entsprechenden Abstandsverhältnissen entsteht dadurch zwischen den Platten entlang der Spektrometerachse ein weitgehend homogenes elektrisches Feld. In der vorliegenden Arbeit wurde das Feld mittels schmaler Metallstreifen, verbunden mit Widerständen als Spannungsteiler, erzeugt. Dies hat den Vorteil, daß es nicht, was bei Keramikplatten aufgrund nicht perfekt homogener Beschichtung oft der Fall ist, zu Inhomogenitäten im Feldverlauf kommt. Um die Bewegung in x -Richtung beeinflussen zu können, sind die beiden Platten um die Achse des Gasjets drehbar gelagert. An beide Enden dieser Beschleunigungsstrecke grenzt eine feldfreie Driftstrecke, an deren Ende jeweils ein Microchannelplate-Detektor, ausgerüstet mit einer positionsempfindlichen Delayline-Anode, plaziert ist, um die Flugzeit und den Auftreffort der Targetfragmente zu detektieren. Die Länge der Driftstrecke ist dabei solchermaßen an die Länge der Beschleunigungsstrecke angepaßt, daß verschiedene Startpunkte der Fragmente im Wechselwirkungsvolumen entlang der z -Achse, was gleichbedeutend mit unterschiedlichen Anfangspotentialen ist in erster Näherung gleiche Flugzeiten haben (*Flugzeitfokussierung*, siehe z. Bsp. [US03]).

In den meisten Ionisationsprozessen haben die Rückstoßionen niedrige kinetische Energien von wenigen meV . Somit reichen Extraktionsfelder von wenigen V/cm aus, um die Ionen über den vollen Raumwinkel und mit guter Auflösung zu detektieren. Andererseits haben die emittierten Elektronen erheblich größere kinetische Energien, weshalb man stärkere Extraktionsfelder benötigen würde, um sie effizient zu extrahieren. Ansonsten würden die meisten Elektronen den Detektor nicht treffen. Ein stärkeres Extraktionsfeld würde allerdings die Auflösung der Ionenimpulse entlang der Feldrichtung erheblich verschlechtern, da die zu messende Flugzeit sehr kurz wird. Um trotzdem, bei einem schwachen Extraktionsfeld, eine große Akzeptanz für Elektronen mit großem Impuls in transversaler Richtung zu erhalten, wird ein schwaches magnetisches Feld von typischerweise $B = 10 \text{ Gauss}$, erzeugt durch ein Helmholtzspulenpaar, entlang der Spektrometerachse überlagert. Dadurch werden die Elektronen auf Spiralbahnen zum Detektor geleitet. Das Ergebnis ist eine hohe Auflösung bei gleichzeitig hoher Akzeptanz für Elektronen und Ionen, lediglich mit der Einschränkung, daß für Elektronenflugzeiten, die einem Vielfachen der Zyklotronfrequenz entsprechen, alle Elektronen, unabhängig von ihren Anfangsimpulsen, auf demselben Ort auftreffen und deshalb ihr transversaler Impuls nicht zu ermitteln ist.

Der Projektilstrahl soll am Ort des Targets einen möglichst kleinen Fokus haben, da die Größe des Wechselwirkungsvolumen in die Berechnung der Impulsauflösung eingeht. Gleichzeitig darf der Elektronenstrahl aber nicht den Elektronendetektor treffen, der sich wie das Wechselwirkungsvolumen auf der Spektrometerachse (gepunktete Linie in Abbildung 2.1) befindet, da der Detektor ansonsten mit einer zu hohen Zählrate konfrontiert würde. Somit wird der Projektilstrahl nicht auf der Achse sondern schräg dazu in die Kammer eingeschossen. Die Projektilelektronen werden

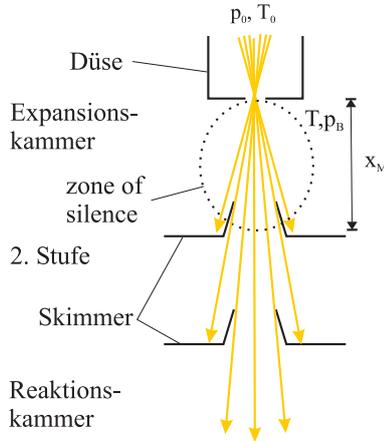


Abbildung 2.3: Schematische Skizze des Gasjets.

dann durch das Magnetfeld ebenfalls auf eine Zyklotronbahn gezwungen, erreichen nach einem Umlauf das Target und werden nach einer weiteren halben Umdrehung in einem Faradaybecher („Cup“) aufgefangen (für eine detaillierte Beschreibung siehe Abschnitt 2.1.3).

2.1.2 Das Target

Für hochauflösende Impulsspektroskopie ist es notwendig, einen kalten Gasstrahl mit definierter Anfangsimpulsverteilung zu verwenden, da ansonsten die thermische Impulsbreite ($T = 300\text{ K}$ entsprechen etwa $4, 6\text{ a.u.}$) vergleichbar oder größer als die zu messenden Rückstoßionenimpulse sind, die typischerweise in der Größenordnung von wenigen a.u. liegen. Zudem benötigt man für diese Stoßexperimente einen gerichteten und gut lokalisierten Targetstrahl, um das Vakuum in der Reaktionskammer nicht zu beeinträchtigen, was zu einem erhöhten Signaluntergrund von Ereignissen, die nicht aus dem Wechselwirkungsvolumen stammen, führen würde. Außerdem soll das Volumen des Überlappes von Projektil- und Targetstrahl möglichst klein sein, da diese Ausdehnung in die erreichbare Impulsauflösung eingeht (für die Berechnung der Auflösung siehe Abschnitt 2.3).

Bei sogenannten Überschallgasjets sind diese Anforderungen aufs Beste erfüllt. Zur Erzeugung eines solchen Jets wird das Gas mit einem typischen Vordruck p_0 von 3 bar für Argon und bis zu 20 bar für Helium durch eine Düse mit einem Durchmesser von einigen μm (in dieser Arbeit wurde ein Düsendurchmesser von $d = 30\ \mu\text{m}$ verwendet) in eine Expansionskammer mit möglichst geringem Druck gepreßt und durch adiabatische Expansion beschleunigt (siehe Abbildung 2.3). Dabei bildet sich hinter der Düse ein wenige mm langer Bereich aus, die sogenannte *Zone of Silence*, in dem sich die Atome schneller als die lokale Schallgeschwindigkeit bewegen. Bei der Expansion wird unter idealen Voraussetzungen die gesamte freie Enthalpie $H = 5/2k_B T_0$ (mit k_B der Boltzmannkonstanten und T_0 der Temperatur des Gases

2.1. Das Reaktionsmikroskop

vor der Expansion) in gerichtete kinetische Energie umgewandelt. Der Impuls der Gasatome mit der Masse M wäre dann:

$$p_{jet} = \sqrt{5k_B T_0 M}. \quad (2.1)$$

Unter Laborbedingungen läßt sich dieser Impuls allerdings nicht erreichen, da Stöße der Atome untereinander oder mit dem Restgas die oben geschilderten idealen Bedingungen beeinträchtigen. In der Praxis kann man die erreichbare interne Temperatur T des Gasjets aus dem sogenannten *Speedratio*

$$S = \frac{v_{jet}}{v_{therm}} = \sqrt{\frac{5T_0}{2T}}, \quad (2.2)$$

bestimmen, also aus dem Verhältnis der gerichteten Geschwindigkeit v_{jet} zur thermischen Geschwindigkeit v_{therm} des Gasjets. Dabei ist das *Speedratio* im Wesentlichen von dem Targetgas, dessen Temperatur vor der Expansion und dem Produkt aus Düsendurchmesser und Vordruck abhängig. Bei den in dieser Arbeit verwendeten experimentellen Parametern für Helium ergibt sich nach [BTV89] ein Speedratio von $S = 30$, woraus sich eine Targettemperatur ohne Vorkühlung von $T = 0,83 K$ und somit eine Impulsbreite von $\Delta p = 0,24 a.u.$ ergibt. Um das Vakuum in der Kammer nicht zu beeinträchtigen, wird der Gasjet in drei Pumpstufen differentiell gepumpt und nach Durchgang durch die Kammer in einem separaten, wiederum differentiell gepumpten Targetsumpf aufgefangen.

Um einen geometrisch gut definierten Strahl zu erhalten, wird er, wie es schematisch in Abbildung 2.3 skizziert ist, durch zwei sogenannte Skimmer zwischen der Düse und der Hauptkammer kollimiert. Dabei taucht der erste Skimmer mit einem Durchmesser von $\varnothing = 0,28 mm$ in die *Zone of Silence* ein. Die Abhängigkeit des maximalen Abstandes x_M des Skimmers von der Düse vom Jetvordruck p_0 und dem Hintergrundsdruck p_B nach der Expansion* ergibt sich zu

$$x_M = 0.67d \sqrt{\frac{p_0}{p_B}}. \quad (2.3)$$

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten wurde etwa ein Abstand von etwa $x_M = 4 mm$ verwendet. Die Form der Skimmer verhindert, daß die ausgeblendeten Atome in den Strahl zurückgestreut werden. Die Impulsbreite senkrecht zur Ausbreitungsrichtung ist im Wesentlichen durch die Divergenz des Atomstrahles gegeben und läßt sich somit aus geometrischen Überlegungen bestimmen. Bei der hier verwendeten Geometrie und einem zweiten Skimmer mit einem Durchmesser von $\varnothing = 0,38 mm$ beträgt sie etwa $\Delta p_{x,z} = 0,12 a.u.$ Durch den Durchmesser des zweiten Skimmers ist auch die Targetausdehnung im Wechselwirkungsvolumen von etwa $1 mm$ gegeben. Im Wechselwirkungsvolumen können Gasdichten von $10^{11} cm^{-3}$ bis zu $10^{12} cm^{-3}$ erreicht werden [MUS 96].

*für eine ausführliche Diskussion siehe [Mil88]

2.1.3 Das Projektil

Als Projektile wurden in dieser Arbeit Elektronen verwendet. Dabei sollte das Volumen des Überlapps des Elektronenstrahls mit dem Gasjet möglichst klein sein, um ein kleines Reaktionsvolumen zu haben. Ein großes Volumen würde die Auflösung verschlechtern, außerdem ist der Elektronenstrahl gepulst. Dadurch erhält man ein Startsignal für die Flugzeitmessung der Reaktionsprodukte. Die Pulsdauer der Elektronen sollte möglichst kurz sein, um die Flugzeitmessung so genau wie möglich durchführen zu können.

Der Projektilstrahl wurde mit einer herkömmlichen Elektronenkanone erzeugt. Dabei wird eine Wolframkathode, bestehend aus einem zu einer Spitze gebogenen Wolframdraht ($\varnothing = 100 \mu m$), durch einen Strom von mehreren Ampere, in dieser Arbeit $2,4 A$, geheizt, so daß an ihrer Spitze Elektronen emittiert werden. Die Kathode wird auf ein negatives Potential gelegt, wodurch die Energie der Elektronen nach Austritt aus der Kanone bestimmt ist. Vor der Kathode befindet sich ein Wehneltzylinder, an den eine relativ zur Kathode negative Spannung U_W angelegt werden kann, um den Strahl zu fokussieren und den Elektronenstrom zu kontrollieren. Zur zusätzlichen Fokussierung stehen drei elektrostatische Zylinderlinsenelemente, eine sogenannte Einzellinse, zu Verfügung. Um einen gepulsten Elektronenstrahl zu erzeugen, wird U_W so eingestellt, daß die Kanone gerade keinen Strahl emittiert. Dann werden an den Wehneltzylinder kurze ($1 ns$), hohe ($20 V$), positive Spannungspulse angelegt. Dadurch erhält man Elektronenpulse mit einer Pulslänge von $\Delta t \simeq 1 ns$. Diese Pulslänge geht, wie in Abschnitt 2.3 ausgeführt, direkt in die erreichbare Impulsauflösung der detektierten Stoßfragmente ein. Um die Strahlführung zu kontrollieren, stehen am Austritt der Kanone zwei $x - y$ -Ablenkplattenpaare zur Verfügung.

Die Projektilelektronen sollen das Wechselwirkungsvolumen treffen, aber nicht den Elektronendetektor, da ansonsten der Detektor wegen einer zu hohen Zählrate gesättigt wäre. Beim Stoß mit Ionen wird der Elektronendetektor etwas von der Spektrometerachse in x -Richtung entfernt plaziert, so daß diese den Detektor in Geradeausrichtung passieren können. Durch entsprechende Neigung des Magnetfeldes wird sichergestellt, daß alle beim Stoß emittierten Elektronen auf den Detektor geführt werden, also nicht entlang der Spektrometerachse laufen. Die Projektilionen können so auf der Achse durch das Spektrometer propagieren.

Diese Anordnung ist bei Elektronen als Projektile nicht mehr möglich, da diese aufgrund ihrer kleineren Masse nicht mehr unbeeinflußt vom Magnetfeld entlang der Spektrometerachse, die ja zur Magnetfeldachse verkippt ist, fliegen würden. Als Lösung wird der Elektronenstrahl auf der Achse aber geneigt zur Achse in die Kammer eingekoppelt (siehe Abbildung 2.1). Das Magnetfeld ist nun nicht mehr gekippt sondern wird parallel zum elektrischen Feld und der geometrischen Spektrometerachse eingestellt. Die Magnetfeldstärke wird dabei so gewählt, daß die Elektronen genau nach einem Umlauf ihrer Zyklotronbahn den Gasjet kreuzen. Ein großer Vorteil dieser Lösung ist, daß der Stahl durch das Magnetfeld zusätzlich zu den elektrostatischen Linsen im Reaktionsvolumen fokussiert wird (magnetische Linse). Nach

2.1. Das Reaktionsmikroskop

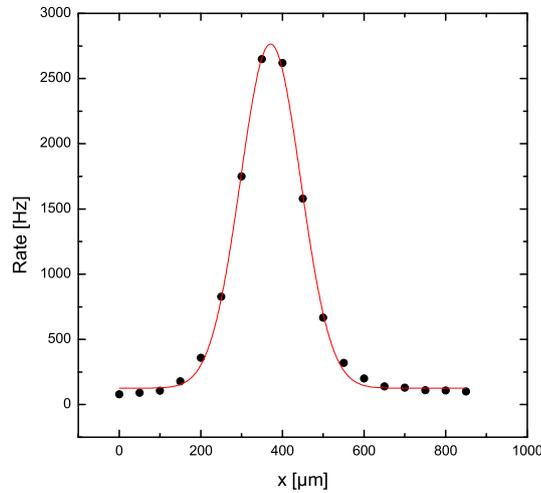


Abbildung 2.4: Die Elektronenstrahlintensität, gemessen mit einem Channelplatedetektor und einer Blende mit der Schlitzbreite $80 \mu\text{m}$, die in x -Richtung durch das Wechselwirkungsvolumen gefahren wurde. Die gemessene Breite ist $140 \mu\text{m}$ (siehe Text).

einer weiteren halben Umdrehung werden die Elektronen in einem Faradaybecher aufgesammelt. Dabei haben sie den größtmöglichen Abstand von der Spektrometerachse und somit auch vom Elektronendetektor, der sich auf der Achse befindet. Die Strahlführung ist also durch den Ort der Elektronenkathode, durch die Position des Reaktionsvolumens, die durch den Überlapp des Laserstrahls mit dem Gasjet gegeben ist, und durch den Ort des Faradaybeckers bestimmt. Um etwas mehr Spielraum in der Strahlführung der Elektronen durch die Kammer zu erhalten, wurde ein beweglicher Faradaybecher verwendet, der sowohl bezüglich seines Ortes als auch seiner Neigung relativ zur x -Richtung einstellbar ist. Ein Nachteil dieser Lösung ist, daß im Gegensatz zum Ionenstoß durch die Wahl der Einschußenergie E_0 der Projektilelektronen die Stärke des Magnetfeldes festgelegt ist. Somit ist die Magnetfeldstärke, die sowohl in die Auflösung als auch in die Spektrometerakzeptanz eingeht (siehe Abschnitt 2.3), kein freier Parameter mehr.

Wie schon erwähnt, ist es für die erreichbare Impulsauflösung wichtig, ein kleines Wechselwirkungsvolumen zu gewährleisten. Das ist am einfachsten durch einen Überlapp eines gut fokussierten Elektronenstrahls mit dem Target zu erreichen. Für die laserunterstützten Stöße ist es außerdem wichtig, daß der Laserfokus gleich groß oder größer als der Elektronenstrahlfokus ist. Damit ist gewährleistet, daß alle aufgenommenen Ereignisse in Überlagerung mit dem Laserfeld stattfinden. Den Laserfokus möchte man natürlich dabei so klein wie möglich wählen, um eine hohe Intensität zu erzielen. Mit einer konventionellen Haarnadel-Kathode war es nicht möglich, den Elektronenstrahl im Wechselwirkungsvolumen unter einen Durchmesser von $\varnothing = 300 \mu\text{m}$ zu fokussieren. Um einen kleineren Fokus zu erreichen, wurde eine neue Kathode eingebaut, eine sogenannte *Spitzenkathode*, an deren Ende eine

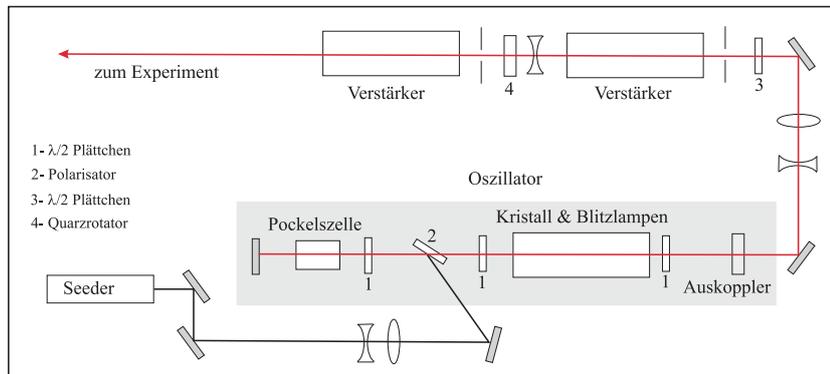


Abbildung 2.5: Schematische Skizze des Nd:YAG Lasers.

sehr kleine Spitze mit einem Durchmesser von $\varnothing = 1 \mu\text{m}$ angebracht ist. Dadurch wird der Ort, an dem die Elektronen emittiert werden, verkleinert, und man erreicht bessere Fokussierungseigenschaften des Elektronenstrahls im Reaktionsvolumen und eine höhere Gesamthelligkeit des Projektilstrahls.

Um die Fokussierung des Elektronenstrahls einzustellen und zu überprüfen, wurde der Fokus mit einem Draht ($\varnothing = 125 \mu\text{m}$), der durch das Überlappvolumen gefahren wird, ausgemessen. Dabei wurde zunächst der auf den Draht treffende Strom unter Veränderung des Neigungswinkels der Elektronenkanone und der Spannungen an den elektrostatischen Linsenelementen sowie der Ablenkplatten maximiert und so die optimalen Einstellungen ausgewählt. Für einen meßbaren Strom am Draht wird der Elektronenstrahl kontinuierlich und mit einer kleineren Wehneltspannung, also einem größeren Strom als im Experiment, betrieben. Deswegen eignet sich der Draht nicht, um die genaue Fokusgröße bei Betriebsbedingungen, wie sie im Experiment herrschen, auszumessen. Stattdessen wurde nach Festlegung der optimalen Parameter für eine minimale Fokusgröße, ein Channelplate-Detektor, vor den eine Schlitzblende der Breite $b = 80 \mu\text{m}$ montiert wurde, durch den Fokus gefahren und damit der Strahldurchmesser gemessen. Die dabei aufgenommenen Meßpunkte sind in Abbildung 2.4 zu sehen. Ein Gaussfit ergibt eine Halbwertsbreite von $w = 147 \mu\text{m}$. Wenn man noch berücksichtigt, daß die gemessene Breite eine Faltung mit einer Rechteckfunktion der Breite b der Schlitzblende ist, ergibt sich der Durchmesser zu $\varnothing = 140 \mu\text{m}$.

2.1.4 Der Laser

Um die Einfachionisation im Laserfeld zu untersuchen, wird das Wechselwirkungsvolumen mit einem Laserstrahl überlagert. In dieser Arbeit wurde der Laser *Precision 9010* der Firma Continuum verwendet (für einen schematischen Aufbau siehe Abbildung 2.5). Bei diesem Modell ist das laseraktive Medium ein Nd:YAG Kristall, der mit Blitzlampen gepumpt wird. Der Laser besteht aus einem gütegeschalteten

2.1. Das Reaktionsmikroskop

Oszillator als Resonator und zwei Verstärkerstufen.

Die Fundamentale hat eine Wellenlänge von $\lambda = 1064 \text{ nm}$ und die Pulsdauer beträgt $\Delta t_{\text{laser}} = 7 \text{ ns}$. Um nur eine longitudinale Mode im Laserstrahl zu haben, wird mit einem *Seeder*, einem Dioden-gepumpten Einmoden- Nd:YAG-Laser, eine Mode in den Oszillator eingestrahlt. Nach dem Öffnen einer Pockelszelle wird diese Mode verstärkt und der Oszillator emittiert nur diese (*Single-Mode-Laser*). Das Laserlicht durchläuft nach Austritt aus dem Oszillator zwei Verstärkerstufen, in denen ebenfalls als aktives Medium blitzlampengepumpte Nd:YAG Kristalle verwendet werden. Auf diese Weise sind Pulsenergien von 3 J/Puls bei einer Repetitionsrate von 10 Hz erreichbar.

Vor dem Reaktionsmikroskop wird die Polarisation des Strahls mit einem $\lambda/2$ -Plättchen in die gewünschte Richtung gedreht (in dieser Arbeit in x -Richtung senkrecht zu Elektronen- und Targetstrahl). Über zwei Umlenkspiegel wird der Strahl dann zu einer Linse geleitet, deren Brennweite die Fokusgröße bestimmt. Anti-Reflex-beschichtete Ein- und Austrittsfenster für den Laserstrahl der Firma *Laser Components* an der Vakuumkammer sind an den Enden langer Rohre montiert (siehe Abbildung 2.2), so daß sie einen Abstand zum Reaktionsvolumen von ungefähr 1 m haben. Somit hat der Strahl an den Fenstern noch einen großen Durchmesser ($\varnothing \approx 10 \text{ mm}$), wodurch die Laserleistung über eine große Fläche verteilt wird. Dadurch liegt die Intensität an den Fenstern ($\approx 0,9 \text{ J}/(\text{cm}^2 \text{ ns})$) deutlich unter deren Zerstörschwelle von $> 3 \text{ J}/(\text{cm}^2 \text{ ns})$.

In den Experimenten sind Linsen mit zwei verschiedenen Brennweiten und damit auch mit zwei unterschiedlichen im Fokus erzielten Intensitäten verwendet worden. Die Intensität läßt sich leicht aus der Fokusgröße, der Pulsdauer und der Energie pro Puls berechnen.

Brennweite f	Fokusbereich	Intensität I
2 m	$200 \mu\text{m}$	$1,2 \times 10^{12} \text{ W}/\text{cm}^2$
1 m	$100 \mu\text{m}$	$5,0 \times 10^{12} \text{ W}/\text{cm}^2$

Der Einfluß von verschiedenen Brennweiten auf den Intensitätsverlauf des in dieser Arbeit verwendeten Lasers nahe des Wechselwirkungsvolumens ist in Abbildung 2.6 (a) für $f = 1$, und (b) für $f = 2 \text{ m}$ gezeigt. Dabei ist deutlich erkennbar, daß eine kleinere Brennweite mit einer stärkeren Fokussierung und einer kürzeren Fokuslänge (Rayleighlänge) einhergeht (für die Zusammenhänge und Formeln siehe Anhang A.2).

Der Fokusbereich wurde für die Linse mit $f = 2 \text{ m}$ durch eine Messung überprüft. Dabei wurde eine auf einem Mikrometerschlitten montierte Schneide durch den Fokus gefahren und die Leistung dahinter gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.7 in (a1) für das Hereinfahren der Schneide und in (b1) für das Herausfahren dargestellt*. Die Breite der Flanke dieser Funktion ist ein Maß für die Breite

*Diese Messung wurde sowohl für das Herein- als auch für das Herausfahren der Blende durch-

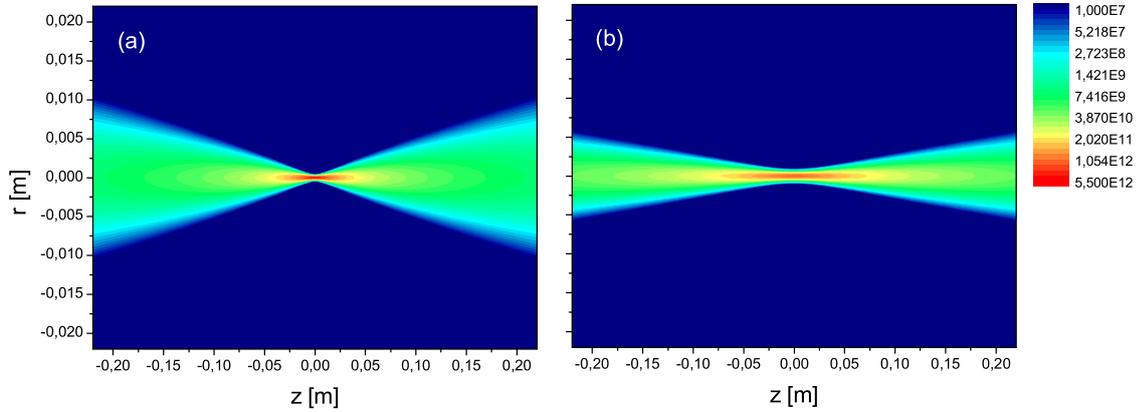


Abbildung 2.6: Errechnete Intensitätsverteilung in W/cm^2 in der rz -Ebene des Laserstahls für zwei verschiedene Linsenbrennweiten (in (a) für eine $f = 1\text{ m}$ und in (b) für eine $f = 2\text{ m}$)

des Fokuses in dieser Richtung. Durch Ableiten dieser Funktion erhält man eine Gaußfunktion (siehe (a2) und (b2) in Abbildung 2.7), deren Breite durch einen Fit bestimmt werden kann. Somit ergibt sich ein Fokusbereich von ungefähr 290 bzw. $160\text{ }\mu\text{m}$, was mit dem errechneten Durchmesser von $200\text{ }\mu\text{m}$ im Rahmen der mit dieser Meßmethode zu erreichenden Genauigkeit zufriedenstellend übereinstimmt.

2.2 Berechnung der Impulse

Mit dem Reaktionsmikroskop werden Auftreffort und Flugzeit der Elektronen sowie der Ionen gemessen. Aus diesen Größen kann der Impuls der Targetfragmente nach dem Ionisationsprozeß bestimmt werden. Dabei ergibt sich der Longitudinalimpuls, also der Impuls in z -Richtung, aus der Flugzeit der Fragmente. Der Transversalimpuls wird mit Hilfe des Auftreffortes und der Flugzeit der Teilchen berechnet.

2.2.1 Rekonstruktion der Ionenimpulse

Bei der Berechnung der Ionenimpulse kann aufgrund der höheren Masse die Wirkung des Magnetfeldes auf die Trajektorie weitgehend vernachlässigt werden, so daß nur die Bahn eines geladenen Teilchens in einem elektrostatischen Feld betrachtet werden kann.

geführt, um den Einfluß von mechanischen Ungenauigkeiten bei der Bewegung der Schneide abzuschätzen.

2.2. Berechnung der Impulse

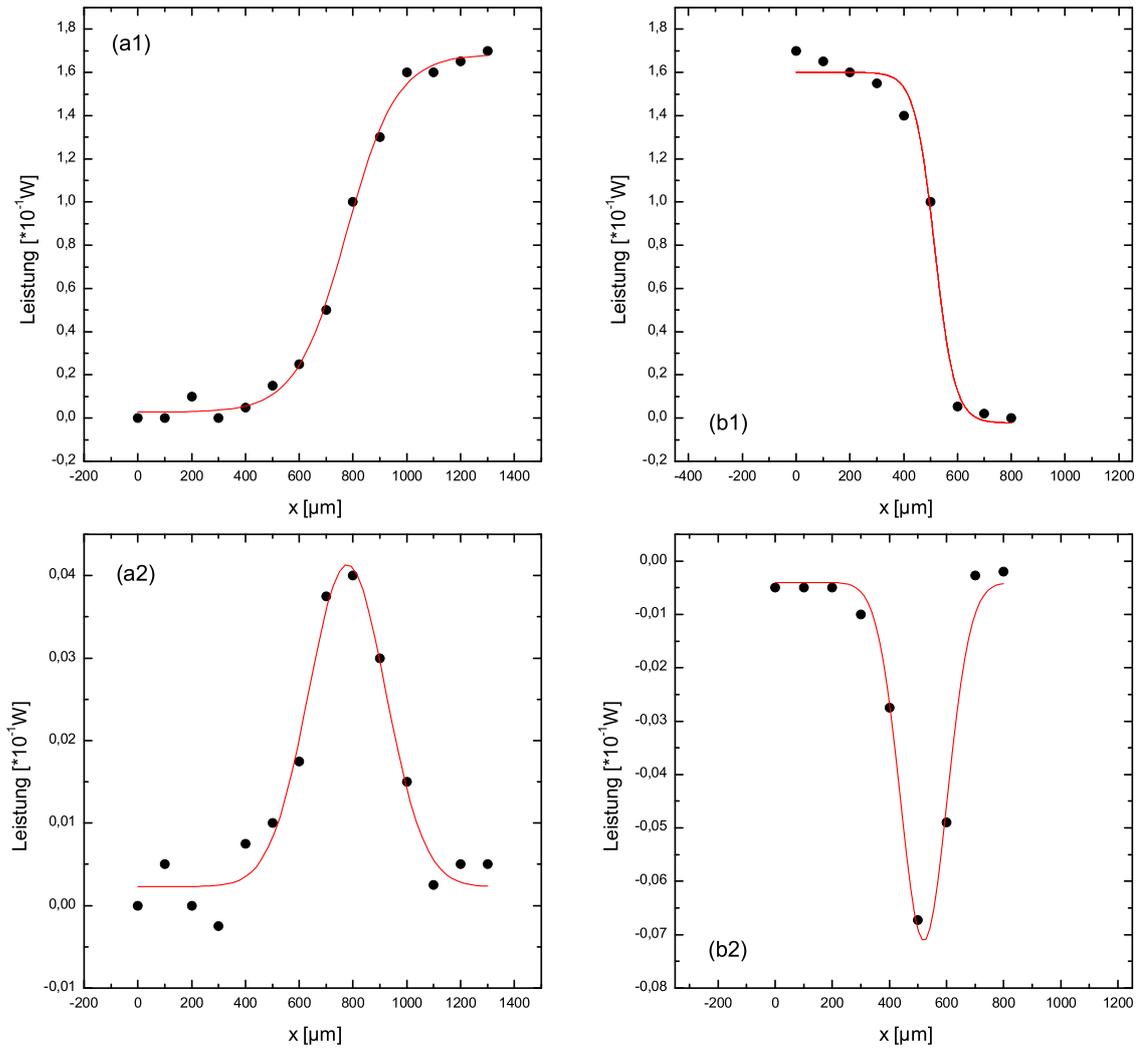


Abbildung 2.7: Bestimmung des Laserstrahldurchmessers: Eine Schneide wurde durch den Fokus des abgeschirmten Laserstrahles gefahren und dahinter die Laserleistung gemessen. In (a1) ist das Intensitätsprofil für das Hereinfahren, in (b1) für das Herausfahren der Schneide zu sehen. In (a2) und (b2) ist jeweils die Ableitung dieses Profils sowie ein Gaußfit dargestellt, deren Breite sich zu $290 \pm 20 \mu\text{m}$ bzw. zu $160 \pm 14 \mu\text{m}$ ergibt.

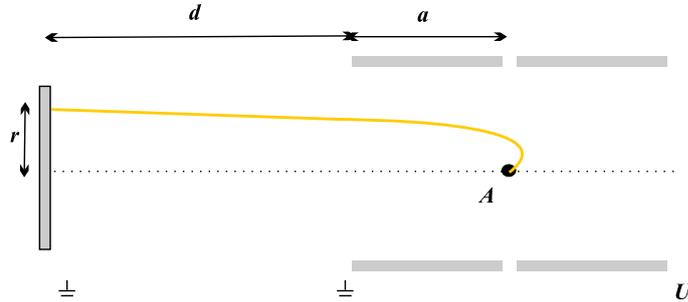


Abbildung 2.8: Schematische Skizze eines Rückstoßionenspektrometers. Die Ionen werden im Punkt A erzeugt und durch die Spannungsdifferenz $U/2$ über die Strecke a beschleunigt, bevor sie den Driftbereich der Länge d bis zum Detektor durchlaufen. Aus der Flugzeit läßt sich der Longitudinalimpuls der Ionen entlang der Feldrichtung bestimmen.

Der Longitudinalimpuls

Ein Rückstoßion, das im Wechselwirkungsvolumen (Punkt A in Abbildung 2.8) ionisiert wird, besitze einen Anfangsimpuls in longitudinaler Richtung $k_{\parallel} = \pm\sqrt{2ME_{\parallel}}$, mit M der Masse des Ions und E_{\parallel} der Energie des Ions in longitudinaler Richtung. Beim Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke a erhält das Ion die zusätzliche Energie $E_B = qU/2$. Die nach der Driftstrecke d am Detektor gemessene Flugzeit beträgt in Abhängigkeit von der Anfangsenergie

$$t_{\pm}(E_{\parallel}) = \sqrt{\frac{M}{2}} \left(\frac{2a}{\sqrt{E_{\parallel} + E_B} \pm \sqrt{E_{\parallel}}} + \frac{d}{\sqrt{E_{\parallel} + E_B}} \right). \quad (2.4)$$

Das „+“ steht für Ionen, die in Richtung des Detektors, das „-“ für Ionen, die entgegengesetzt starten. Da das Wechselwirkungsvolumen nicht punktförmig ist sondern die Ausdehnung Δa besitzt, haben nicht alle Ionen den gleichen Startpunkt. Ionen, die um Δa in longitudinaler Richtung versetzt starten, jedoch den gleichen Anfangsimpuls haben, sollten im Idealfall die gleiche Flugzeit haben (*Zeitfokussierung*), um die Auflösung nicht zu verschlechtern. Ein unterschiedlicher Startort Δa bewirkt aber einen Zeitunterschied Δt , der um Δa entwickelt in erster Ordnung lautet (siehe [US03]):

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{2a - d}{4a + 2d} \frac{\Delta a}{a}. \quad (2.5)$$

Mit der Wahl von $2a = d$ kann somit die Abhängigkeit der Flugzeit vom Entstehungsort in erster Ordnung beseitigt werden.

Für Ionen mit einer Startenergie von $E_{\parallel} = 0$ und einem Startort A gilt somit

$$t(E_{\parallel} = 0) = t_0 = 2a\sqrt{2M/E_B}. \quad (2.6)$$

Da im Allgemeinen die Ionenenergie klein gegenüber der Beschleunigungsenergie aus dem elektrischen Feld ist (typischerweise für Helium in der Größenordnung $E_{\parallel} \approx 2 \times$

2.2. Berechnung der Impulse

$10^{-3} eV \ll E_B \approx 25 eV$), kann man t an der Stelle t_0 nach E_{\parallel} bzw. k_{\parallel} entwickeln. So erhält man in erster Ordnung für den Impuls des Ions entlang der Spektrometerachse:

$$k_{\parallel} = \frac{E_B \Delta t}{a}, \quad (2.7)$$

mit $\Delta t = t - t_0$.

Der Transversalimpuls

In transversaler Richtung wird bei der Ionisation ein Impuls k_{\perp} (und damit eine kinetische Energie E_{\perp}) auf das Ion übertragen. Ionen mit einem Transversalimpuls von $k_{\perp} = 0$ würden, aufgrund der axialen Symmetrie des Stoßes entlang der Projektilachse, die tatsächlich gemessene Ortsverteilung genau in der Mitte treffen. Für $k_{\perp} \neq 0$ haben sie dementsprechend einen Abstand r von der Mitte, der mit der Energie folgendermaßen verknüpft ist:

$$r = \sqrt{\frac{2E_{\perp}}{M}} t(E_{\parallel}). \quad (2.8)$$

Zur Vereinfachung dieser Relation kann man in guter Näherung $t(E_{\parallel})$ durch t_0 ersetzen, da für die Rückstoßionen $t_0 \approx 20 \mu s$ sehr viel größer als die Breite der Flugzeitverteilung $\approx 100 ns$ ist. Daraus folgt für den Abstand

$$r = 4a \sqrt{\frac{E_{\perp}}{E_B}}. \quad (2.9)$$

Somit erhält man für den Transversalimpuls

$$k_{\perp} = \frac{r}{(2a)} \sqrt{\frac{E_B M}{2}}. \quad (2.10)$$

2.2.2 Rekonstruktion der Elektronenimpulse

Die Trajektorien der Elektronen werden sowohl von dem elektrostatischen als auch dem magnetischen Feld bestimmt. Das Magnetfeld, welches entlang der Spektrometerachse gerichtet ist, hat dementsprechend keinen Einfluß auf die longitudinale Bewegung. In der Radialrichtung allerdings bewegen sich die Elektronen aufgrund der Wirkung des B -Feldes auf einer Zyklotronbahn.

Der Longitudinalimpuls

Für Elektronen gilt dieselbe Beziehung zwischen Flugzeit und Longitudinalimpuls wie für die Ionen (Gleichung 2.4), allerdings kann für Elektronen nicht mehr die Annahme gemacht werden, daß die Energie $E_B = qU/2$, die sie in der Beschleunigungsstrecke gewinnen, sehr viel größer als ihre Anfangsenergie in longitudinaler

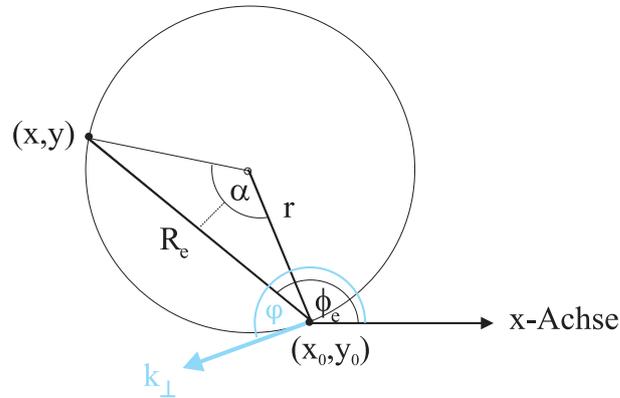


Abbildung 2.9: Projektion der Elektronenflugbahn auf die xy -Ebene. Das Elektron startet im Ursprung (x_0, y_0) , wird durch das Magnetfeld auf eine Spiralbahn mit Radius r gezwungen und trifft auf den Detektor am Punkt (x, y) im Abstand R_e vom Ursprung auf.

Richtung E_{\parallel} ist. Somit muß der Longitudinalimpuls aus der Umkehrfunktion von Gleichung 2.4 bestimmt werden. Mit $T = t/a\sqrt{E_B/2m}$ und $x = \sqrt{E_{\parallel}/E_B}$ (m Elektronenmasse) ergibt sich die äquivalente Gleichung

$$T = \frac{1}{\sqrt{1+x^2}+x} + \frac{1}{\sqrt{1+x^2}}. \quad (2.11)$$

Die Umkehrfunktion entspricht näherungsweise

$$x = A + \frac{B}{T} + CT + D \sin(T) \quad (2.12)$$

mit einem Fehler von unter einem Prozent. Für die Konstanten ergibt sich: $A = -0,051$, $B = 1,508$, $C = -0,466$ und $D = 0,2558$.

Daraus können nun die Energie und der Impuls berechnet werden:

$$E_{\parallel} = x^2 E_B \quad (2.13)$$

$$k_{\parallel} = \sqrt{2mE_{\parallel}} \quad (2.14)$$

Der Transversalimpuls

In transversaler Richtung läuft das Elektron, bedingt durch das Magnetfeld B , auf einer Kreisbahn mit Radius $r = k_{\perp}/qB$, deren Radius von seinem Radialimpuls k_{\perp} abhängt (siehe Abbildung 2.9). Die Zeit für einen Umlauf ist durch die Zyklotronfrequenz $\omega = qB/m = 2\pi/T$ gegeben. Am Detektor trifft es am Punkt (x, y) im Abstand R_e vom Ursprung (x_0, y_0) auf. Dabei hängt der durchlaufende Winkel $\alpha = \omega t$ nur von der Flugzeit ab. Der Radius r der Spiralbahn kann nicht direkt gemessen werden, aber es gilt folgender Zusammenhang mit R_e und t :

$$R_e = 2r |\sin(\alpha/2)| = 2r |\sin(\omega t/2)| \quad (2.15)$$

2.3. Akzeptanz und Auflösung

Somit kann der Betrag des Radialimpulses einfach aus R_e bestimmt werden:

$$k_{\perp} = \frac{1}{2} \omega m R_e \frac{1}{|\sin(\omega t/2)|} \quad (2.16)$$

Der Anfangsemissionswinkel φ , unter dem das Elektron emittiert wird, ergibt sich, da \vec{k}_{\perp} die Tangente zum Kreis mit Radius r ist, zu

$$\varphi = \phi_e + \alpha/2. \quad (2.17)$$

Dabei ist zu beachten, daß für Flugzeiten t , die ganzzahligen Vielfachen der Zyklotronumlaufzeit T entsprechen, alle Trajektorien, unabhängig von ihren Anfangsimpulsen, im Punkt (x_0, y_0) enden und somit hier die Berechnung der Impulse in transversaler Richtung nicht möglich ist. Da für diese Flugzeiten $\sin(\omega t/2) = 0$ gilt, wird Gleichung 2.16 singulär. In der Auswertung werden solche Flugzeiten, sogenannte *Wiggles*, nicht benutzt.

2.3 Akzeptanz und Auflösung

Beim Vergleich gemessener mit berechneten Wirkungsquerschnitten müssen sowohl die Auflösung als auch die Grenzen der Akzeptanz der Spektrometer beachtet werden. Im Folgenden wird die Auflösung und Akzeptanz für die Elektronen- und Ionenimpulse diskutiert.

Die Impulse der Elektronen und Ionen werden wie oben beschrieben aus ihrer Flugzeit und ihrem Auftreffort bestimmt. Dementsprechend hängt deren Impulsauflösung vom Auflösungsvermögen der Zeit und des Ortes ab. Allgemein ist die Unschärfe Δf einer Funktion $f(x_i)$, die von den Größen x_i abhängt, nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung

$$\Delta f(x_1, \dots, x_m)^2 = \sum_i \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2 \quad (2.18)$$

Somit kann man aus den Formeln zur Errechnung der Impulse aus Abschnitt 2.2 die jeweilige Auflösung bestimmen.

Die Zeitauflösung von $\Delta t = 1 \text{ ns}$ wird durch die Pulsdauer des Projektilstrahles und die Zeitauflösung des Detektors bestimmt. Die Ortsauflösung ist durch die Größe des Wechselwirkungsvolumen mit $\Delta z = 1 \text{ mm}$ und $\Delta x = \Delta y = \Delta r = 0,2 \text{ mm}$, definiert durch den Überlapp von Elektronen- und Atomstrahl, begrenzt. Außerdem ist für das Auflösungsvermögen der Ionenimpulse die Targettemperatur zu berücksichtigen.

2.3.1 Das Ionenspektrometer

Für die Auflösung der Ionenimpulse ergibt sich durch Einsetzen von Gleichung 2.7 und 2.10 in Gleichung 2.18 unter Berücksichtigung der thermischen Impulsbreite des

Targets Δp

$$\Delta k_{R,\parallel}^2 = \left(\frac{E_B}{a}\right)^2 \cdot \Delta t^2 + \Delta p_z^2 \quad (2.19)$$

$$\Delta k_{R,\perp}^2 = \left(\frac{1}{2a} \sqrt{\frac{E_B M}{2}}\right)^2 \cdot \Delta r^2 + \Delta p_r^2 \quad (2.20)$$

Für die Messung der Einfachionisation von Helium im Laserfeld ergibt sich mit $\Delta p_{x,z} = 0,12 \text{ a.u.}$ und $\Delta p_y = 0,24 \text{ a.u.}$ (siehe Abschnitt 2.1.2) eine erreichbare Auflösung von

$$\Delta k_{R,x} \approx 0,13 \text{ a.u.} \quad (2.21)$$

$$\Delta k_{R,y} \approx 0,25 \text{ a.u.} \quad (2.22)$$

$$\Delta k_{R,\parallel} \approx 0,12 \text{ a.u.} \quad (2.23)$$

Man erreicht somit in longitudinaler Richtung die beste Auflösung für die Impulse der Ionen. Die wesentliche Begrenzung wird in y -Richtung, die Ausbreitungsrichtung des Targetstrahles, durch die thermische Impulsbreite des Targetstrahls verursacht.

Die Akzeptanz des Ionenspektrometers in transversaler Richtung wird durch die Größe des Detektors und des angelegten elektrischen Feldes bestimmt. So können nur Ionen nachgewiesen werden, deren Anfangsenergie in radialer Richtung so klein ist, daß sie noch auf den Detektor abgebildet werden. Der daraus resultierende, maximal meßbare Transversalimpuls bei gegebener Feldstärke des Extraktionsfeldes E_B läßt sich aus Gleichung 2.10 bestimmen zu

$$k_{R,\perp} < \frac{r_{max}}{(2a)} \sqrt{\frac{E_B M}{2}}. \quad (2.24)$$

Für einen Radius $r_{max} = 1,5 \text{ cm}^*$ und eine Absaugspannung von 25 V ergibt sich somit eine Impulsakzeptanz für Helium von $k_{R,\perp} \approx 4 \text{ a.u.}$.

Ionen, die das elektrische Extraktionsfeld aufgrund ihrer hohen Anfangsenergie auf der dem Ionendetektor gegenüberliegenden Seite verlassen können, sind nicht mehr nachweisbar. Bei einer Absaugspannung von 25 V entspricht das einem Impuls von $k_{R,\parallel} = 116 \text{ a.u.}$. Da solch hohe Impulse in atomaren Stößen praktisch nicht auftreten, hat diese Einschränkung in longitudinaler Richtung keinen merklichen Einfluß auf die Messung.

2.3.2 Das Elektronenspektrometer

Die Bewegung der Elektronen ist durch den Einfluß des Magnetfeldes und durch die im Vergleich zur Extraktionsenergie im Allgemeinen nicht vernachlässigbaren Anfangsenergie komplizierter als die der Ionen. So kann man für die Elektronenimpulse

*Für den maximalen Radius kann man den Detektorradius (2 cm) nur einsetzen, wenn die Ionen mit $k_{R,\perp} \approx 0$ auf die Detektormitte treffen. Ansonsten muß man den minimalen Abstand der Mitte der Verteilung zum Rand, also im vorliegenden Experiment ca. $1,5 \text{ cm}$, benutzen.

2.3. Akzeptanz und Auflösung

keinen allgemeingültigen Wert für die Auflösung angeben, der über den gesamten Impulsraum konstant wäre. Die Auflösung des Longitudinal-, des Transversalimpulses sowie damit auch des Azimutal- und Polarwinkels des Elektrons sind von den gemessenen Parametern der Elektronenflugzeit t , des Auftreffortes R_e und wegen $t = t(E_{\parallel})$ auch von der Anfangsenergie abhängig

$$\Delta k_{e,\parallel}(t), \quad \Delta k_{e,\perp}(t, R_e) \quad \text{und} \quad \Delta\varphi(R_e).$$

Für die Bestimmung der Auflösung des Longitudinalimpulses benutzt man die Beziehung $\Delta k_{e,\parallel} = (dt/dk_{e,\parallel})^{-1} \cdot \Delta t$ und Gleichung 2.4. Man erhält

$$\Delta k_{e,\parallel} = \frac{1}{a} \frac{(A + fk_{e,\parallel})^2 A^3}{A^3 + fk_{e,\parallel} A^2 + fk_{e,\parallel} (A + fk_{e,\parallel})^2} \cdot \Delta t \quad (2.25)$$

mit $f^2 = 1/(2m)$ und $A^2 = fk_{e,\parallel}^2 + E_B$.

In Abbildung 2.10 (a) ist die Auflösung $\Delta k_{e,\parallel}(k_{e,\parallel}, E_B)$ zu sehen. Sie wird zwar für größer werdenden Impuls $k_{e,\parallel}$ und damit für kleiner werdende Elektronenflugzeit schlechter. Die Impulsabhängigkeit wird dadurch verursacht, daß bei abnehmender Flugzeit der relative Fehler durch die konstante Flugzeitauflösung Δt größer wird. Ebenso ist die Auflösung für eine kleine Absaugspannung und damit kleinem E_B besser als für eine große Spannung. So reicht die Auflösung im ausgewählten Bereich der Abbildung von $\Delta k_{e,\parallel} = 0,01 \text{ a.u.}$ für $k_{e,\parallel} = -3 \text{ a.u.}$ und $E_B = 15 \text{ eV}$ bis $\Delta k_{e,\parallel} = 0,08 \text{ a.u.}$ für $k_{e,\parallel} = 3 \text{ a.u.}$ und $E_B = 35 \text{ eV}$ und ist damit sehr gut und bei kleinen Impulsen sogar hervorragend.

Die Auflösung im Transversalimpuls läßt sich direkt aus Gleichung 2.16 herleiten

$$\Delta k_{e,\perp}^2 = \left(\frac{1}{2} \frac{\omega m}{|\sin(\omega t/2)|} \right)^2 \cdot \Delta r^2 + \left(\frac{\omega^2 m R_e}{4 |\sin(\omega t/2)| \tan(\omega t/2)} \right)^2 \cdot \Delta t^2. \quad (2.26)$$

Man sieht in Abbildung 2.10 (b), daß diese Gleichung für Elektronenflugzeiten, die einem ganzzahligen der Zyklotronzeit entsprechen ($\alpha = n\omega T = 2\pi n$ ($n \in \mathbb{N}$)) singularär wird. Die Auflösung wird für diese Flugzeiten also schlecht. Genau zwischen zwei Singularitäten, also für $t = \pi/\omega$, ist die Auflösung am besten und beträgt, abhängig vom Radius R_e , $\Delta k_{e,\perp} = 0,008 \text{ a.u.}$ bis $0,08 \text{ a.u.}$.

Für den Azimutalwinkel φ aus Gleichung 2.17 muß die Unschärfe des gemessenen Auftreffortes, die in die Bestimmung des Winkels ϕ_e eingeht, berücksichtigt werden. Dafür benutzt man die Relationen $\phi_e = \arctan(x/y)$ und $R_e^2 = x^2 + y^2$. Ebenso muß die Unschärfe aus der Flugzeit, die sich indirekt in $\alpha = \omega t$ wiederfindet, in Rechnung gezogen werden. Man erhält

$$\Delta\varphi^2 = \left(\frac{1}{R_e} \right)^2 \cdot \Delta r^2 + \left(\frac{\omega}{2} \right)^2 \cdot \Delta t^2. \quad (2.27)$$

Daraus ist ersichtlich, daß für kleine Radien auf dem Detektor $R_e \rightarrow 0$, also für $t = nT$ oder für kleine Transversalimpulse $k_{e,\perp} \rightarrow 0$ die Winkelauflösung singularär wird. Für einen Radius von $R_e = 1 \text{ cm}$ beträgt die Auflösung zum Beispiel $\Delta\varphi = 5^\circ$.

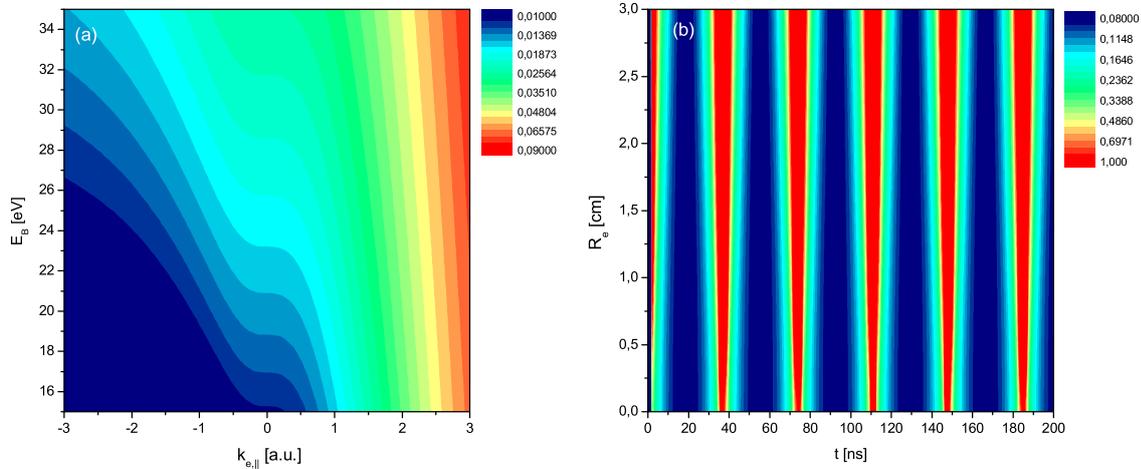


Abbildung 2.10: Auflösung im Elektronenlongitudinalimpuls (a) und Elektronentransversalimpuls (b) in atomaren Einheiten.

Beim Elektronenspektrometer ist die Nachweisakzeptanz in radialer Richtung bei gegebener Magnetfeldstärke ebenfalls durch die Größe des Detektors, bzw. durch die Ausdehnung des Spektrometers begrenzt. Elektronen, die im Magnetfeld eine Spiralbahn beschreiben, deren Radius größer ist als der Detektorradius oder so groß, daß sie vor Erreichen des Detektors auf der Kammerwand auftreffen, können nicht detektiert werden. Somit ergibt sich für die Akzeptanz in radialer Richtung aus Gleichung 2.15 und Gleichung 2.16

$$k_{e,\perp} < r_{max} Bq. \quad (2.28)$$

Für einen minimalen Abstand der Elektronenverteilung zum Detektorrand von $r_{max} = 2,6 \text{ cm}$ und einem Magnetfeld von $B = 9,7 \text{ Gauss}$ erhält man eine Akzeptanz von $k_{e,\perp} \leq 1 \text{ a.u.}$ was einer maximalen transversalen Energie von $E_{e,\perp} \approx 13,6 \text{ eV}$ entspricht.

Aufgrund der im Vergleich zu den Ionen höheren Energie der Elektronen ist in longitudinaler Richtung die begrenzte Akzeptanz ebenfalls nicht mehr vernachlässigbar. Nur Elektronen, die das elektrische Extraktionsfeld nicht auf der dem Detektor abgewandten Seite verlassen, sind nachweisbar. Damit ergibt sich eine Akzeptanz von

$$k_{e,\parallel} < \sqrt{2mE_B}. \quad (2.29)$$

Für 25 V Absaugspannung entspricht das einem Impuls von $k_{e,\parallel} \approx 1,4 \text{ a.u.}$

Bei der Messung der Doppelsonnenionisation, bei der zwei Elektronen b und c emittiert werden, kann nur für diejenigen Elektronenpaare das zweite Elektron nachgewiesen werden, bei denen sich die Flugzeit um mehr als 10 ns unterscheidet, also

$$|t_b - t_c| > 10 \text{ ns}. \quad (2.30)$$

Das liegt daran, daß der *Time-To Digital-Converter*, *TDC*, der die Elektronenflugzeit digitalisiert, eine Totzeit von 10 ns aufweist. Diese Bedingungen schränkt somit den meßbaren Impulsraum der beiden Elektronen für Doppelionisation weiter ein.

2.4 Einstellungen bei der $(e, 2e)$ -Messung im Laserfeld

Um die Wirkungsquerschnitte, die in der Überlagerung mit dem Laserfeld gemessen wurden, absolut mit denen ohne Laserfeld vergleichen zu können, wurde die Elektronenkanone mit der doppelten Repetitionsrate des Lasers gepulst. Somit hat man abwechselnd einen Schuß der Elektronenkanone mit Laserpuls und einen ohne. Auf diese Weise können reine $(e, 2e)$ -Reaktionen direkt, unter exakt denselben experimentellen Bedingungen bei identischer Normierung und Kalibration, mit $(e, 2e)$ -Prozessen im Laserfeld verglichen werden.

Die Parameter, bei denen die Experimente durchgeführt wurden, sind in folgender Liste zusammengefasst.

Projektilenergie	$E_0 = 1000\text{ eV}$
Absaugspannung	$U = 55\text{ V}$
Magnetfeld	$B = 9,7\text{ Gauss}$
Gasvordruck	
@Helium	$p_0 = 18\text{ bar}$
@Argon	$p_0 = 3\text{ bar}$
e^- -Kanone	$f_{e^-} = 20\text{ Hz}$
Laser	$f_\gamma = 10\text{ Hz}$
Laserintensität	
@ 1 m-Linse	$I = 5,0 \times 10^{12}\text{ W/cm}^2$
@ 2 m-Linse	$I = 1,2 \times 10^{12}\text{ W/cm}^2$

Der Elektronenstrahl hat im Wechselwirkungsvolumen eine Ausdehnung von ungefähr $\varnothing = 140\text{ }\mu\text{m}$ und eine Pulslänge von $\Delta t_{\text{Elektronen}} = 1\text{ ns}$ während der Laserstrahl bei Verwendung der 2 m-Linse einen Fokusbereich von $\varnothing = 200\text{ }\mu\text{m}$ bei einer Pulslänge von $\Delta t_{\text{Laser}} = 7\text{ ns}$ hat.

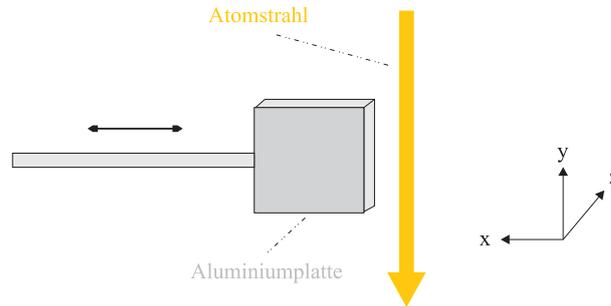


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der Justage des räumlichen Überlappes mit Hilfe der Aluminiumplatte.

2.4.1 Justierung des Atom-, des Elektronen- und des Laserstrahles

Eine wesentliche Schwierigkeit bei der Durchführung des Experimentes bestand darin, den zeitlichen Überlapp zwischen dem gepulsten Elektronenstrahl und dem ebenfalls gepulsten Laserstrahl sowie den räumlichen Überlapp zwischen allen drei Strahlen einzustellen und über einen langen Zeitraum stabil zu halten.

Räumlicher Überlapp

Der räumliche Überlapp von Elektronen- und Atomstrahl wird mit Hilfe einer kleinen ($2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$) Aluminiumplatte, die mit einem phosphorisiertem Pulver beschichtet ist, eingestellt. Die Platte kann in der Kammer mit Hilfe eines Manipulators gedreht und in alle Raumrichtungen verschoben werden. Die Position des Targets wird über den Druckabfall im Targetsumpf bestimmt, der durch das Abschneiden des Gasjets durch die Platte verursacht wird (siehe Abbildung 2.11). Die Kante der Platte kann dadurch genau an die Position des Targets geschoben werden. Der Elektronenstrahl erzeugt einen leuchtenden Fleck auf der Platte, der mit einer CCD-Kamera aufgenommen wird. Dieser Fleck wird nun an die Plattenkante justiert, wodurch sich Atom- und Elektronenstrahl überlappen. Auch der Laserstrahl verursacht einen Leuchtpunkt auf der Platte, so daß man durch Justieren dieses Punktes auf den Elektronenfleck letztendlich den Überlapp von allen drei Strahlen erzielt.

Um den räumlichen Überlapp weiter zu optimieren, wurde im Anschluß an die Einstellung des zeitlichen Überlapps (siehe unten) eine Testmessung durchgeführt. Dabei wurde die He^+ -Ionenrate der im Elektronenstoß entstandenen Rückstoßionen mit und ohne Laserfeld gemessen. Das Verhältnis der beiden Raten entspricht dem Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte σ_{mL}/σ_{oL} . Der Querschnitt σ_{mL} im Laserfeld ist wegen eines zusätzlichen Reaktionskanales, der zur Ionisation führt, größer als derjenige ohne Laser σ_{oL} . Dabei wird ein im Elektronenstoß zunächst angeregtes Targetatom durch Absorption eines oder mehrerer Photonen ionisiert. In

2.4. Einstellungen bei der $(e, 2e)$ -Messung im Laserfeld

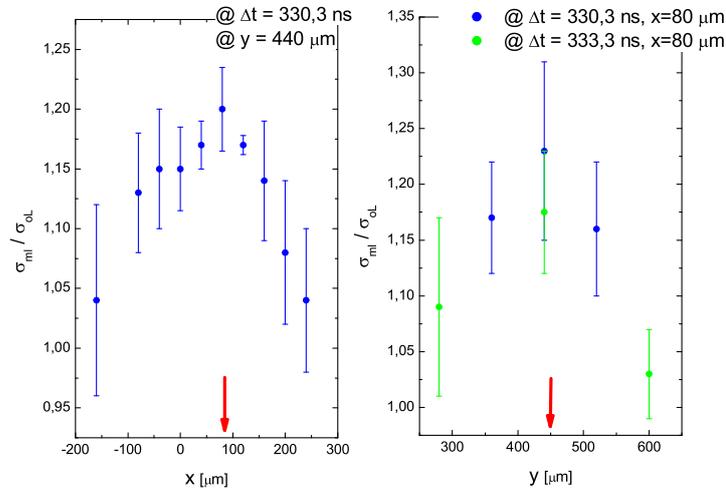


Abbildung 2.12: Testmessung des räumlichen Überlapps mit Helium als Target unter Verwendung der $1m$ -Linse. Aufgetragen ist das Verhältnis der totalen $(e, 2e)$ -Wirkungsquerschnitte mit und ohne Laserfeld σ_{mL}/σ_{oL} , bestimmt durch die Ionenzählrate, abhängig von der x - bzw. y -Position des Laserfokuses. Die im Experiment verwendete Einstellung ist mit einem roten Pfeil gekennzeichnet.

der Testmessung wird nun diese Erhöhung der Ionenrate und damit auch der Überlapp optimiert. Das Ergebnis einer solchen Testmessung ist in Abbildung 2.12 zu sehen. Aufgetragen ist das Verhältnis des experimentellen Signals bei Überlagerung mit dem Laser zum Signal ohne Laser in Abhängigkeit von der x - und y -Position des Fokus. Dabei ist in x -Richtung die gemessene Verteilung breiter als in y -Richtung, was eventuell durch einen nicht ganz symmetrischen Fokus des Laser- und/oder des Elektronenstrahls verursacht wird. Die Fokusposition mit der maximalen Überhöhung (markiert mit einem Pfeil) wurde für das anschließende Experiment verwendet.

Zeitlicher Überlapp

Der zeitliche Überlapp wird, ebenso wie der räumliche Überlapp, zunächst mit Hilfe der Aluminiumplatte grob eingestellt. Dabei wird die Platte so gedreht, daß sowohl der Elektronen- als auch der Laserstrahl die Kante der Platte nur streifen. Beide Strahlen erzeugen dabei niederenergetische Elektronen, die durch das elektrische Feld im Spektrometer extrahiert und auf den Elektronendetektor abgebildet werden. Aus der Flugzeitverteilung der Elektronen kann der zeitliche Abstand der beiden Pulse bestimmt und somit eingestellt werden*. In Abbildung 2.13 (a) ist solch eine Verteilung der Flugzeit verursacht durch den Laserstrahl (rot) und durch den

*Bei einem direkten Treffer des Lasers auf die Platte wird ein Plasma produziert, dessen Elektronen und Ionen einen großen Energiebereich überstreichen und sich außerdem zunächst gegenseitig von äußeren Feldern abschirmen. Somit erhält man kein verlässliches Zeitsignal von diesen Elektronen. Durch das Streifen werden jedoch nur wenige Elektronen herausgelöst, die man gut nachweisen kann.

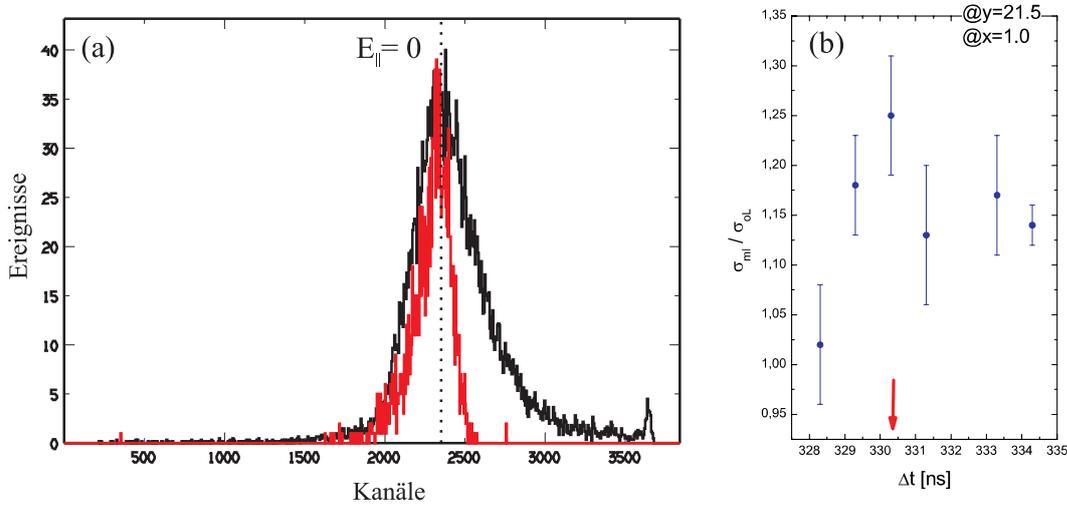


Abbildung 2.13: (a) Zeitsignal der niederenergetischen Elektronen, die aus einer Aluminiumplatte im Wechselwirkungsvolumen durch Beschuss mit dem Elektronenstrahl (schwarze Kurve) und dem Laserstrahl (rote Kurve) emittiert wurden. (b) Verhältnis der Ionenrate mit und ohne Laserfeld, das dem Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte σ_{mL}/σ_{oL} entspricht, in Abhängigkeit des Delays des Laserpulses relativ zum Projektilpuls (siehe auch Anhang A.4.2) (Nullpunkt beliebig). Das im Experiment verwendete Delay ist mit einem roten Pfeil gekennzeichnet.

Elektronenstrahl (schwarz), gezeigt. Die schwarze Kurve ist zu größeren Kanälen hin breiter als die rote. Das bedeutet, daß hier die Elektronen eine kürzere Flugzeit und damit eine größere Energie in Richtung des Elektronendetektors haben. Den durch Elektronenstoß ausgelösten Elektronen wird also im Stoß mehr Energie übertragen als den durch Photonenabsorption freigesetzten Elektronen.

Zur Feineinstellung (Abbildung 2.13 (b)) kann wiederum das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte für die Ionisation des Heliumtargets im Laserfeld zur Messung ohne Laser, diesmal als Funktion der Verzögerung des Laserpulses relativ zum Elektronenpuls, verwendet werden. Bei zunehmendem Delay des Laserpulses steigt das Verhältnis zunächst schnell an, bis der optimale Überlapp erreicht ist, fällt dann aber nicht auf den Wert eins zurück sondern scheint einen konstanten Wert anzunehmen. Dies wird durch die im Elektronenstoß angeregten Atome verursacht, die durch den Laserstrahl ionisiert werden, auch wenn er zeitlich nach dem Elektronenpuls auf das Target trifft. Dabei kann man aus dem Abfall der Kurve auf die Lebensdauer der angeregten Zustände schließen. Eine ausführliche Diskussion dieser Beobachtung findet sich in Abschnitt 3.2.4.

Die Einstellung mit Hilfe der Aluminiumplatte muß nur einmal durchgeführt werden. Für weitere Experimente, benutzt man den dadurch kalibrierten zeitlichen Abstand des Triggersignals für den Wehneltzylinder der Elektronenkanone von dem mit einer schnellen Photodiode gemessenen Streulicht des Lasers am ersten Umlenkspiegel. Mit dieser Methode kann auch während der Messung immer wieder überprüft werden, ob ein zeitlicher Drift auftrat.

2.5 Einstellungen bei der $(e, 3e)$ -Messung

Bei der Messung der Doppelionisation benutzt man einen Multihit-TDC, um die Impulse der beiden Elektronen zu messen. Da dieser eine Verarbeitungszeit und damit eine Totzeit hat, bedeutet das, daß bei Elektronen, die zur selben Zeit am selben Ort auf den Detektor treffen, nur das erste Elektron registriert werden kann. Somit gibt es eine Einschränkung im Impulsraum für Elektronen mit ähnlichem Longitudinalimpuls.

Die in dieser Arbeit bei einer Projektilgeschwindigkeit von $v_p = 6 \text{ a.u.}$ durchgeführte Messung wird mit einer früheren Messung mit einer höheren Geschwindigkeit bei $v_p = 12 \text{ a.u.}$ der Projektilelektronen verglichen. Die benutzten Parameter sind in folgender Tabelle zusammengefasst:

Experiment mit	$v_p = 12 \text{ a.u.}$	$v_p = 6 \text{ a.u.}$
Projektilenergie E_0	2000 eV	500 eV
Absaugspannung U	55 V	28 V
Magnetfeld B	13 Gauss	6,5 Gauss
Gasvordruck p_0	20 bar	20 bar
e^- -Kanone f_{e^-}	400 kHz	400 kHz
Detektortotzeit Δt	10 ns	10 ns

Kapitel 3

Experimentelle Ergebnisse

3.1 $(e, 3e)$ an Helium

Die Doppelionisation von Atomen im Stoß mit geladenen Teilchen oder durch Photoionisation war Gegenstand vieler experimenteller und theoretischer Arbeiten. In den ersten Untersuchungen zur Doppelionisation stand vor allem das Verhältnis des totalen Wirkungsquerschnittes von Doppel- σ^{++} zu Einfachionisation σ^+ von Helium, dem einfachsten System mit zwei Elektronen, im Zentrum des Interesses. Schon alleine aus diesem Verhältnis wurden viele Erkenntnisse über verschiedene Ionisationsmechanismen, die zur Doppelionisation beitragen, gewonnen. In Abbildung 3.1 ist das Verhältnis $R = \sigma^{++}/\sigma^+$ in Abhängigkeit von der Projektilgeschwindigkeit v_p für verschiedene einfach geladene Projektile, Elektronen, Positronen, Protonen und Antiprotonen, dargestellt. Dabei lassen sich drei Geschwindigkeitsbereiche unterscheiden. Im Bereich (c) erreicht R für alle Projektile den selben Grenzwert. In (b) kommt es zu einer ladungsbedingten Aufspaltung. Im Bereich (a) schließlich wird zusätzlich eine Massenabhängigkeit von R beobachtet. Für leichte Elektronen und Positronen nimmt das Verhältnis nach Erreichen eines Maximums für kleinere Geschwindigkeiten ab. Dies läßt sich dadurch erklären, daß für die Doppelionisation mindestens das entsprechende Ionisationspotential $IP = 79 \text{ eV}$ im Stoß überwunden werden muß. Bei gleicher Geschwindigkeit ist die Energie von Elektronen und Positronen jedoch um den Faktor 1836 kleiner als bei den schwereren Protonen und Antiprotonen. Dementsprechend zeigen die leichteren Projektile dieses Schwellenverhalten bei größeren Geschwindigkeiten $v_p^{Schwelle}$ als die schwereren ($v_p^{Schwelle} = 2,4 \text{ a.u.}$ für Elektronen, $v_p^{Schwelle} = 0,056 \text{ a.u.}$ für Protonen).

Der Verlauf des Verhältnisses R wurde zuerst von McGuire [McG82] diskutiert. Dabei wurde zwischen zwei Mechanismen, die zur Doppelionisation beitragen, dem *Shakeoff*, (*SO*)- Mechanismus und dem *Two-Step-2*, (*TS2*)-Mechanismus, unterschieden. Beim *SO*- Mechanismus wird ein Targetelektron durch einmaliges Wechselwirken mit dem Projektil emittiert. Durch die als plötzlich angenommene Änderung des Targetpotentials (*Sudden Approximation*) hat die Wellenfunktion des zweiten Elektrons einen Überlapp mit dem Kontinuum und es kann somit ebenfalls

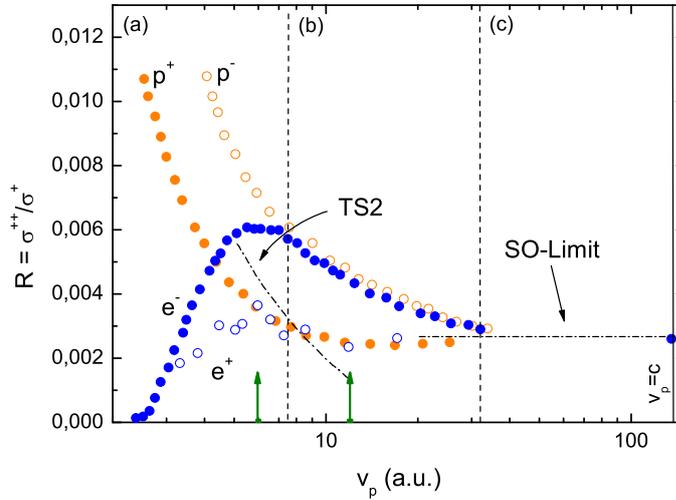


Abbildung 3.1: Verhältnis $R = \sigma^{++}/\sigma^+$ von totalen Doppel- zu Einfachionisationsquerschnitt in Abhängigkeit der Projektilgeschwindigkeit v_p für Elektronen (blaue volle Kreise, aus [SBK66, MGK 83]), Positronen (blaue offene Kreise, aus [CABN 88]), Protonen (gelbe volle Kreise, aus [AHK 86]) und Antiprotonen (gelbe offene Kreise, aus [AHK 86, AHK 89]). Die Strichpunktlinien markieren das Hochenergielimit für den SO -Mechanismus und die theoretische Geschwindigkeitsabhängigkeit des $TS2$ -Prozesses (aus [McG82]). Die beiden grünen Pfeile kennzeichnen die Projektilgeschwindigkeiten der beiden im Folgenden diskutierten Experimente.

emittiert oder „abgeschüttelt“ werden. Das zweite Elektron (SO -Elektron) wechselwirkt also in diesem Falle nicht direkt mit dem Projektil. Das erste Elektron wird im Wesentlichen in Richtung des Impulsübertrages emittiert (siehe Kapitel 1.1.2), während die Emissionscharakteristik des zweiten Elektrons, welches als Folge einer Monopolwechselwirkung („plötzliche Änderung des Potentials“) abgeschüttelt wird, derjenigen einer s -Welle entsprechen und damit isotrop sein sollte. Das Rückstoßion kompensiert dabei den Impuls des SO -Elektrons. In einem einfachen Modell für diesen Prozeß mit unabhängigen Elektronen läßt sich die Übergangsamplitude T_{fi}^{SO} vom Anfangszustand $|i\rangle$ zum Endzustand $|f\rangle$ der beiden Elektronen folgendermaßen schreiben ([McG82]):

$$T_{fi}^{SO} = \langle f_1 | \hat{V} | i_1 \rangle \langle f_2 | i_2 \rangle. \quad (3.1)$$

Der erste Faktor beschreibt die Übergangsamplitude des durch die Wechselwirkung mit dem Projektil emittierten Elektrons und der zweite Faktor ist der sogenannte SO -Faktor*. Da der SO -Faktor unabhängig von der Projektilladung Z_p und der Projektilgeschwindigkeit v_p ist, wird auch das Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation in diesem Modell konstant und ist weder von Z_p noch von v_p abhängig. (siehe entsprechende Strichpunktlinie in Abbildung 3.1). Der SO -Prozeß erfordert eine

*Der SO -Faktor wird nicht Null, da sich der Hamiltonoperator für den Anfangs- und Endzustand unterscheidet und somit $|f_2\rangle$ und $|i_2\rangle$ nicht Eigenfunktionen zum gleichen Operator sind. $|i\rangle_2$ und $|f\rangle_2$ sind daher nicht orthogonal.

schnelle Änderung des Targetpotentials. Deshalb tritt er in einer Form vor allem bei relativ großer Geschwindigkeit des ersten emittierten Elektrons (schnelle Änderung der Abschirmung und damit der effektiven Kernladung) auf. Wird das Elektron, wie in der Mehrzahl der Fälle, mit kleiner Energie emittiert, so tragen im Sinne einer „Many-Body-Perturbation-Theorie“ weitere Matrixelemente, wie „Interception“ (auch „Two-Step-1“, TS1) oder „Ground-State-Correlation“ (GS; siehe [McG97]) bei. Beim *TS1*-Mechanismus z. B. wechselwirkt das Projektil mit einem der beiden Targetelektronen und dieses wechselwirkt beim Verlassen des Atoms mit dem zweiten Elektron in einem direkten Stoß. Dabei tritt Impulsaustausch im Wesentlichen zwischen den beiden Elektronen auf, so daß das zurückbleibende Ion nur einen relativ kleinen Impuls besitzt, und der relative Winkel zwischen den beiden emittierten Elektronen im Idealfall 90° betragen sollte. Sowohl „TS1“ als auch „GS“ sind jedoch im Wesentlichen unabhängig von der Projektilladung und Geschwindigkeit, so daß für den Fall, daß die Wechselwirkung des Targets mit dem Projektil in Erster Ordnung beschrieben wird, auch hier ein konstantes „Hochenergielimit“ in R erreicht wird, dessen Wert lediglich durch die Elektronenkorrelation bestimmt ist. Wie in Kapitel 1.1 beschrieben, dominieren Prozesse Erster Ordnung bei der Targetionisation bei kleiner Störung Z_p/v_p , so daß hier ein konstantes R erreicht wird.

Bei kleineren Geschwindigkeiten wird zunehmend der (*TS2*)-Mechanismus wichtig. Da die Stoßzeit länger ist, können beide Elektronen unabhängig voneinander mit dem Projektil in Wechselwirkung treten und emittiert werden. Somit ergibt sich für die Übergangsamplitude T_{fi}^{TS2} :

$$T_{fi}^{TS2} = \langle f_1 | \hat{V} | i_1 \rangle \langle f_2 | \hat{V} | i_2 \rangle \quad (3.2)$$

Man erhält eine Doppelionisationswahrscheinlichkeit, die mit $(Z_p/v_p)^4$ skaliert. Damit ist das Verhältnis R nicht mehr konstant sondern verhält sich wie $\sigma^{++}/\sigma^+ \propto (Z_p/v_p)^2$ und steigt für kleinere Projektilgeschwindigkeit an (siehe auch die entsprechende Strichpunktlinie in Abbildung 3.1).

Die Ladungsabhängigkeit im Bereich (b) wurde in einem einfachen Modell mit einem Interferenzeffekt der beiden Amplituden T_{fi}^{SO} und T_{fi}^{TS2} erklärt:

$$\sigma^{++} \propto |T_{fi}^{SO} + T_{fi}^{TS2}|^2 = |c_1 (Z_p/v_p) + c_2 (Z_p/v_p)^2|^2, \quad (3.3)$$

mit komplexen Koeffizienten c_i . Dabei tragen nicht nur die beiden Z_p^- - und Z_p^4 -Terme bei, sondern zusätzlich auch ein Z_p^3 -Term, der vom Vorzeichen der Projektilladung abhängt und daher zu einem Unterschied in R bei unterschiedlicher Projektilladung führt.

Mit diesem einfachen Modell von McGuire lassen sich also viele Eigenschaften des Verhältnisses R erklären. Bei der systematischen Analyse aller möglichen Reaktionsmechanismen, wie sie in der Vielteilchenstörungstheorie durchgeführt wird, treten, wie oben bereits diskutiert, weitere mögliche Matrixelemente auf, die schon im Rahmen einer Theorie Erster Ordnung (Projektil-Target-Wechselwirkung) zur Doppelionisation führen.

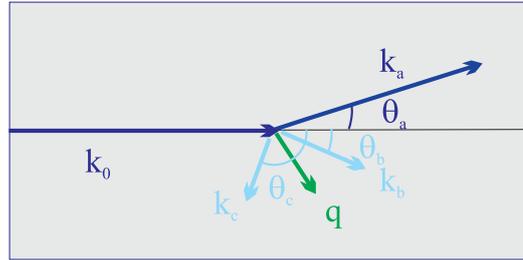


Abbildung 3.2: Koplanare Geometrie: Das Projektilektron mit dem Impuls \vec{k}_0 kommt von links, überträgt beim Stoß mit dem Target den Impuls \vec{q} und wird nach oben rechts mit dem Impuls \vec{k}_a gestreut. Die beiden emittierten Elektronen b und c verlassen das Targetatom mit den Impulsen $\vec{k}_{b,c}$ unter den Winkeln $\theta_{b,c}$. Hier dargestellt ist die sogenannte koplanare Geometrie, bei der sich alle Impulse in derselben Ebene befinden.

Bisher wurde im Wesentlichen der totale Wirkungsquerschnitt diskutiert. Weitaus detailliertere Informationen können aus höher differentiellen Wirkungsquerschnitten gewonnen werden. So sollten die verschiedenen Reaktionsmechanismen, wie oben beschrieben, zu charakteristischen Winkelverteilungen der emittierten Elektronen führen. In vollständig differentiellen Experimenten, bei denen die Impulse aller Kontinuumsteilchen bekannt sind, können somit oft die Beiträge verschiedener Matrixelemente identifiziert und quantifiziert werden. Damit wiederum lassen sich theoretische Ansätze sehr detailliert überprüfen und es können zum Teil konkrete Hinweise gegeben werden, welche „Mechanismen“ (Matrixelemente) berücksichtigt werden müssen.

Der vollständige, fünffach differentielle Wirkungsquerschnitt wird üblicherweise als Funktion des Streuwinkels des Projektils Ω_a und der Emissionswinkel $\Omega_{b,c}$ sowie der Energien $E_{b,c}$ der emittierten Elektronen angegeben:

$$FDCS = \frac{d^5\sigma}{d\Omega_a d\Omega_b d\Omega_c dE_b dE_c}. \quad (3.4)$$

Aus der Vielzahl aller möglichen Reaktionsgeometrien wird im Experiment wie auch in der Rechnung meist die koplanare Streuebene gewählt, wobei die ionisierten Targetelektronen in der durch das ein- und auslaufende Projektil definierten Streuebene nachgewiesen werden. In diesem Fall kann der Wirkungsquerschnitt, wie in Abbildung 3.2 dargestellt, als Funktion der Emissionswinkel $\theta_{a,b,c}$ bezüglich der Projektilstrahlachse angegeben werden. Alternativ zum Projektilstreuwinkel kann auch der Impulsübertrag $|\vec{q}|$ angegeben werden. Beide sind über folgende Beziehung miteinander verknüpft:

$$\cos\theta_a = -\frac{q^2 - k_0^2 - k_a^2}{2k_0k_a}. \quad (3.5)$$

Somit ist der fünffach differentielle Wirkungsquerschnitt eine Funktion von $|\vec{q}|$, von $\theta_{b,c}$ sowie von den Energien der beiden emittierten Elektronen $E_{b,c}$.

In dieser Arbeit werden die oben dargestellten und in der Literatur diskutierten „Mechanismen“, die zur Doppelsonisation von Helium im Elektronenstoß führen, bei

verschiedenen Projektilgeschwindigkeiten erstmals systematisch anhand vollständig differentieller Wirkungsquerschnitte untersucht. Diese werden bei sehr guter Statistik* bei einer Projektilgeschwindigkeit von $v_p = 12,1 a.u.$ mit denen bei einer Geschwindigkeit von $v_p = 6,1 a.u.$ verglichen. Bei der höheren Projektilgeschwindigkeit treten hauptsächlich Prozesse Erster Ordnung auf und Prozesse Höherer Ordnung sind noch relativ unwichtig. Für die kleinere Projektilgeschwindigkeit hingegen spielen Prozesse Zweiter Ordnung eine größere Rolle. Es zeigt sich, daß der Beitrag der Zweiten Ordnung zur Ionisation (TS2) empfindlich von der Kinematik des Stoßes abhängt. Bei der Diskussion einzelner Mechanismen sollte man nicht vergessen, daß sie mit einzelnen quantenmechanischen Matrixelementen zu identifizieren sind, die miteinander interferieren können.

3.1.1 Kleine Störung

Die Doppelionisation bei kleiner Störung wurde mit Projektilelektronen der Energie $E_i = 2000 eV$ durchgeführt (siehe [DMS 99, DKS 01, DKS 02]). Das ergibt eine Störung von $\eta = Z_p/v_p = 1/12,1 a.u. = 0,08 a.u.$. Diese Geschwindigkeit ist durch einen Pfeil in Bereich (b) in Abbildung 3.1 markiert. Hier sollten Stöße Erster Ordnung überwiegen. Wie man jedoch schon aus der erheblichen Abweichung vom Hochenergiebereich erkennen kann, ist zu erwarten, daß bereits hier auch höhere Ordnungen merklich beitragen. Anhand einer kleinen Auswahl vollständig differentieller Wirkungsquerschnitte für kleinen ($q = 0,6 a.u.$) und großen ($q = 2 a.u.$) Impulsübertrag sowie bei jeweils gleichen Elektronenenergien $E_b = E_c$ soll im Folgenden diskutiert werden, ob die verschiedenen Ionisationsmechanismen identifiziert werden können und wie stark sie beitragen.

Kleiner Impulsübertrag: $|q| < 1$

In Abbildung 3.3 (a) ist der experimentelle, fünffach differentielle Wirkungsquerschnitt für einen Impulsübertrag von $q = 0,6 \pm 0,2 a.u.$ dargestellt. Dabei ist die Energieaufteilung der beiden emittierten Elektronen symmetrisch $E_{b,c} = 5 \pm 2,5 eV$. Die Projektilenergie ist $E_0 = 2000 eV$, damit ergibt sich der Winkel des Impulsübertrags zu $\theta_q = 55^\circ$ (in Abbildung 3.3 durch den weißen Punkt angedeutet). In dieser Dichteplotdarstellung kann man sehr gut die Struktur des FDCS, seine Symmetrien und Knotenlinien erkennen. Der Wirkungsquerschnitt besteht aus einer Vierpeakstruktur, d.h. es treten nur bestimmte Kombinationen der Emissionswinkel θ_b und θ_c auf. Die Peaks A und A' entsprechen einer Winkelkombination, in der beide Elektronen in die Halbebene des Impulsübertrages \vec{q} emittiert werden (siehe Abbildung 3.3 (c)). Der Summenimpuls zeigt in Richtung des Impulsübertrags.

*Elektronenstoßexperimente können mit einer einfachen Elektronenkanone betrieben werden und sind somit unabhängig von Großeinrichtungen, bei denen man nur kurze Strahlzeiten zur Verfügung hat. Somit ist es einfacher, längere Zeit zu messen und eine bessere statistische Signifikanz zu erreichen.

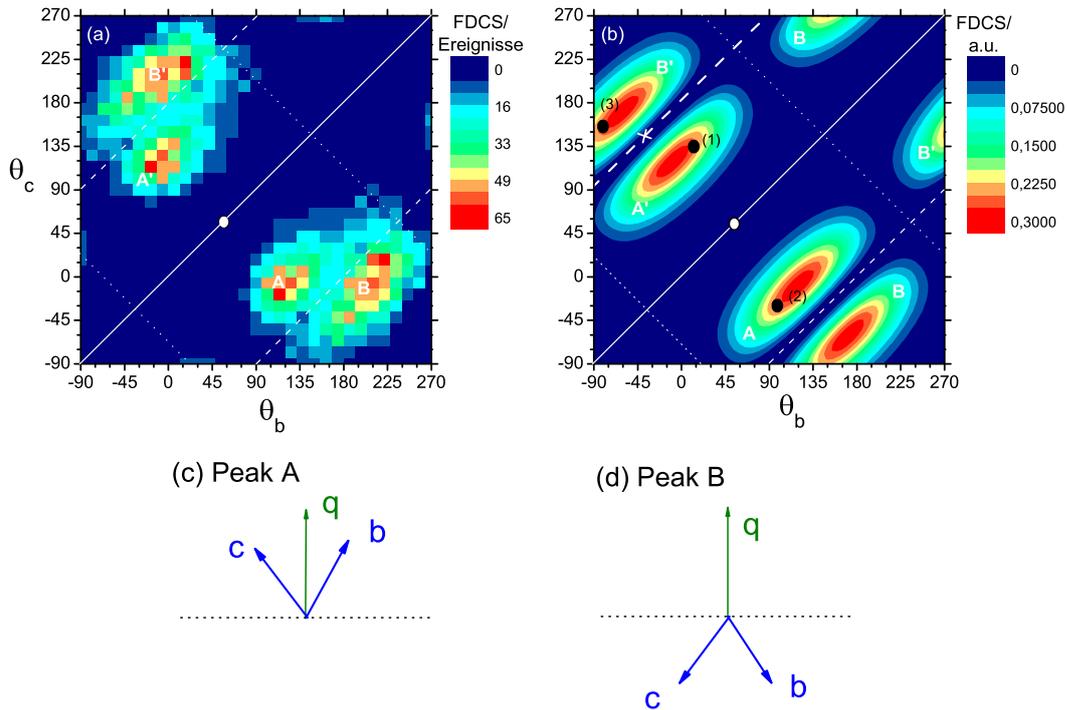


Abbildung 3.3: (a): Fünffach differentieller Wirkungsquerschnitt in der koplanaren Ebene als Funktion der Winkel θ_b und θ_c der emittierten Elektronen relativ zur z -Achse. Die Einschüßenergie ist hier $E_0 = 2000 \text{ eV}$, der Impulsübertrag $|q| = 0,6 \text{ a.u.}$ und die Elektronen haben beide eine Energie von $E_{b,c} = 5 \text{ eV}$. Die Richtung des Impulsübertrags ergibt sich aus dem weißen Punkt. (b): Wirkungsquerschnitt für die Photodoppelionisation nach der Parametrisierung von Huetz et al. [HPW 91]. Die Richtung der Polarisation ist ebenfalls mit dem weißen Punkt markiert ($\theta_E = \theta_q \approx 55^\circ$), siehe Text. (c) und (d): Veranschaulichung der Elektronenemission, welche zu den beiden Peaks A (c) und B(d) führt.

3.1. ($e, 3e$) an Helium

Man kann das Maximum A deshalb in Analogie zur Einfachionisation Binarypeak nennen. Peaks B und B' entsprechen dagegen gerade dem Fall der entgegengesetzten Emission (siehe Abbildung 3.3 (d)) und wird deshalb mit dem Recoilpeak der Einfachionisation identifiziert.

Die zwei Peaks unten rechts (A und B) sind äquivalent zu denen oben links (A' und B'), da bei symmetrischer Energieaufteilung die Elektronen ununterscheidbar sind. Es ergibt sich somit eine Spiegelsymmetrie zur Hauptdiagonalen (weiße Linie). Zum Vergleich ist in Abbildung (b) der Wirkungsquerschnitt für die Doppelphotoionisation (DPI) dargestellt. Die DPI von Helium ist seit dem ersten Experiment von 1993 [SKE 93] in vielen Arbeiten untersucht worden und inzwischen recht gut verstanden (für einen neuen Überblick siehe [BS00]). Eine sehr gute Beschreibung der DPI liefert die zur Berechnung des dargestellten Wirkungsquerschnittes benutzte Parametrisierung von Huetz et al. [HPW 91], die bei symmetrischer Energieaufteilung der beiden Elektronen folgendermaßen lautet:

$$\sigma_{PDI} = (\cos \theta_{b\mathbf{E}} + \cos \theta_{c\mathbf{E}})^2 \cdot C(b, c). \quad (3.6)$$

Hier bezeichnen $\theta_{b,c\mathbf{E}}$ die Winkel der emittierten Elektronen bezüglich der Richtung des elektrischen Feldes \mathbf{E} . (Im Bild 3.3 (b) ist dabei der elektrische Feldvektor \mathbf{E} so gedreht, daß er parallel zur Richtung des Impulsvektors \vec{q} steht, und damit beide Prozesse direkt vergleichbar werden.) Der erste Winkelfaktor beinhaltet die Dipolauswahlregeln und die Funktion C beschreibt die Korrelation der Elektronen untereinander. Die Winkelverteilung des Wirkungsquerschnittes folgt den Dipolauswahlregeln, die die folgenden Emissionswinkel $\theta_{b,c}$ verbieten: Die gestrichelte Linie gibt das Winkelpaar an, in dem die Elektronen entgegengesetzt zueinander emittiert werden $|\theta_b - \theta_c| = 180^\circ$. Die gepunktete Linie gibt an, daß der Summenimpuls der beiden Elektronen senkrecht zum elektrischen Feldvektor steht, oder, was gleichbedeutend damit ist, daß $\theta_b + \theta_c = 180^\circ$ gilt. Von den Dipolauswahlregeln unabhängig bedeutet die durchgezogene Linie entlang der Hauptdiagonalen, daß die beiden Elektronen, die die gleiche Energie haben, nicht in dieselbe Richtung emittiert werden dürfen ($\theta_b - \theta_c = 0^\circ$). Hier verschwindet der Korrelationsfaktor des Wirkungsquerschnittes $C(b, c)$ aufgrund der Elektron-Elektron-Abstoßung, bzw. exakt auf der Diagonalen aufgrund des Pauli-Prinzips.

Zusätzlich zur bereits diskutierten Symmetrie entlang der Hauptdiagonalen (wegen $E_b = E_c$) gibt es noch die folgende: Der Wirkungsquerschnitt muß zunächst symmetrisch zur Richtung des elektrischen Feldes \mathbf{E} sein, die in Abbildung 3.3 (b) durch den weißen Punkt gekennzeichnet ist. Um zu veranschaulichen, was das bedeutet, sind in Abbildung 3.4 (1) die Winkel am Punkt (1) aus Abbildung 3.3 (b) bezüglich \mathbf{E} gezeigt. Die Symmetrie zur Richtung des elektrischen Feldes entspricht hier einer Spiegelung an \mathbf{E} , in der die Winkelkombination des Punktes (1) in die des Punktes (2) in Abbildung 3.3 und 3.4 übergeht. Im differentiellen Wirkungsquerschnitt ist das eine Punktsymmetrie bezüglich der Richtung von \mathbf{E} . Eine weitere Symmetrie ergibt sich aus der Tatsache, daß durch \mathbf{E} nur eine Achse aber keine Richtung ausgezeichnet ist. Somit geht die Winkelkombination (1) in Abbildung

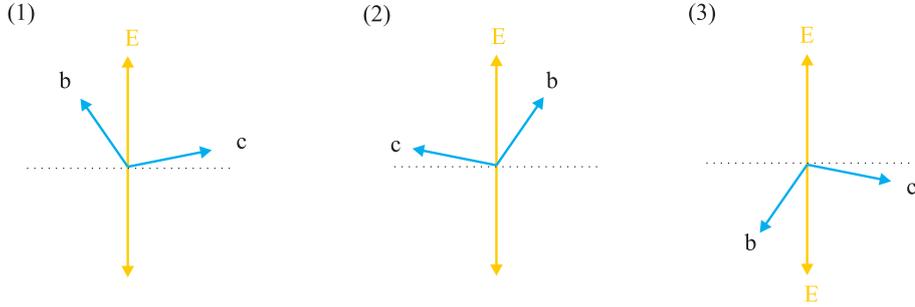


Abbildung 3.4: Zur Veranschaulichung der Symmetrie des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Doppelphotoionisation in Abbildung 3.3 (b).

3.4 durch Spiegelung an der gepunkteten Linie in die von Punkt (3) über. Im Wirkungsquerschnitt ist das gleichbedeutend mit einer Punktspiegelung an einem Punkt senkrecht zu \mathbf{E} (Kreuz in Abbildung 3.3). Aus dieser Symmetrie ergibt sich, daß die Peaks A und B identisch sind.

Es ist deutlich zu erkennen, daß der FDCS für die Elektronenstoßdoppelionisation in Abbildung 3.3 (a) dieselbe Struktur und dieselben Knotenlinien aufweist. Auch hier besteht der Wirkungsquerschnitt aus vier Peaks, ebenso werden keine Elektronen in dieselbe Richtung emittiert. Und auch die Dipolauswahlregeln entlang der gestrichelten und der gepunkteten Linien sind zu erkennen.

Neben diesen Gemeinsamkeiten sind aber auch deutliche Abweichungen der $(e, 3e)$ - von den DPI-Daten zu sehen. So sind die Minima entlang der Dipolverbotenen Linien bei der Stoßionisation nicht so stark ausgeprägt wie bei der DPI. Die beiden Peaks A und B sind ebenfalls nicht symmetrisch zueinander, was, wie beim dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt der Einfachionisation in Abschnitt 1.1.2, damit erklärt werden kann, daß der Impulsübertrag nicht nur eine Achse sondern eine Richtung ausweist, während die Richtung des elektrischen Feldes, wie oben bereits diskutiert, bei der DPI eine Raumachse auszeichnet. Die Beobachtung dieser Abweichung vom DPI-Fall zeigt, daß das Dipollimit nicht erreicht ist und nicht nur Dipolbeiträge sondern auch höhere Multipolübergänge zur Ionisation beitragen. Wie in den Abschnitten 1.1.1 und 1.1.2 beschrieben, lautet das Übergangsmatrixelement in der Ersten Bornschen Näherung

$$T_{fi} \propto \langle \varphi_f | e^{i\vec{q}\vec{r}} | \varphi_i \rangle, \quad (3.7)$$

mit $\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f$ dem Impulsübertrag des Projektils auf das Target. Im Dipollimit wird $e^{i\vec{q}\vec{r}}$ für kleinen Impulsübertrag entwickelt

$$e^{i\vec{q}\vec{r}} = 1 + i\vec{q}\vec{r} + -(\vec{q}\vec{r})^2/2 + \dots \quad (3.8)$$

und nur der erste nicht verschwindende Term $i\vec{q}\vec{r}$ berücksichtigt. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus dem Übergangsmatrixelement $\sigma \propto |T_{fi}|^2$. Somit spielt die

Richtung von \vec{q} keine Rolle. Ist das Dipollimit aber keine gute Näherung und muß der nächst höhere Term aus der Reihenentwicklung mitgenommen werden, so hängt der Wirkungsquerschnitt auch von ungeraden Potenzen von $(\vec{q}\vec{r})$ ab (Mischterm) und es ergibt sich somit eine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Richtung des Impulsübertrages.

Die Symmetrie zur Richtung des Impulsübertrages, ebenfalls durch einen weißen Punkt markiert, ist im Gegensatz zur DPI in den experimentellen ($e, 3e$)-Daten nicht strikt gegeben. Während das Maximum A die Symmetrie noch erfüllt, ist das Maximum B zu größeren Winkeln hin verschoben. Dies ist nun ein eindeutiger, theorieunabhängiger Hinweis auf die Bedeutung von Termen Höherer Ordnung, welche sich ja schon in den totalen Wirkungsquerschnitten andeuteten, da eine Theorie Erster Ordnung per definitionem die Symmetrie zu \vec{q} erhält.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß man im Vergleich mit den DPI-Wirkungsquerschnitten viele Eigenschaften des FDCS erklären kann. Die Unterschiede zwischen dem ($e, 3e$)- und dem DPI-Wirkungsquerschnitt sind eindeutig Beiträgen von Nichtdipol-Übergängen sowie von Wechselwirkungen höherer Ordnung mit dem Projektil zuzuschreiben.

Im Folgenden sollen die experimentellen Daten mit aktuellen Rechnungen verglichen werden. In Abbildung 3.5 wird der diskutierte experimentelle Wirkungsquerschnitt (1a) mit der *Convergent-Close-Coupling*, (*CCC*)-Rechnung (für eine kurze Diskussion siehe Abschnitt 1.2.2) (1b) und einer Rechnung unter Verwendung der *Dynamical Screening 3-Coulomb*, (*DS3C*)-Wellenfunktionen (siehe Abschnitt 1.2.1) (1c) verglichen. In beiden Modellen ist die Projektil-Target-Wechselwirkung in Erster Bornscher Näherung behandelt, während bei der Beschreibung der drei Helium-Fragmente alle drei Zweikörperwechselwirkungen berücksichtigt sind. Die nicht von der Detektortotzeit betroffenen Emissionswinkel liegen innerhalb der eingezeichneten Kreise. Außerhalb dieser Kreise können im Experiment keine Datenpunkte aufgenommen werden. Die *CCC*-Rechnung ist in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen FDCS. Einzig Peak B in Abbildung 3.5 (1a) weicht, wie bereits diskutiert, von der Symmetrie bezüglich der Richtung des Impulsübertrages ab. Eine Rechnung Erster Ordnung kann diesen Effekt nicht erklären, da sie diese Symmetrie immer erfüllt. Auch die *DS3C*-Rechnung (1c) zeigt eine gute Übereinstimmung. Allerdings existiert zusätzlich ein Peak für entgegengesetzte Elektronenemission, der laut Dipolauswahlregeln strikt verboten ist und der experimentell nicht beobachtet wird.

In Abbildung 3.5 (2) ist der FDCS für eine Elektronenenergie von $E_{b,c} = 20 \pm 4 eV$ ((a) Experiment) dargestellt. Im Vergleich zu den kleineren Elektronenenergien wird hier im FDCS Peak A, der Binary-Peak, dominanter. Diese Beobachtung kann man analog zum Verhalten der relativen Höhen von Binary- und Recoilpeak bei der Einfachionisation verstehen. Zum Recoilpeak tragen in einer anschaulichen Interpretation Ereignisse bei, bei denen das zunächst vom Projektil in Richtung des Impulsübertrages \vec{q} gestoßene Targetelektron im Potential des Ions streut und in die zu \vec{q} entgegengesetzte Richtung emittiert wird. Die Wahrscheinlichkeit dieses Rückstreuprozesses nimmt ab, je höher die Energie des emittierten Elektrons ist. Diese Ener-

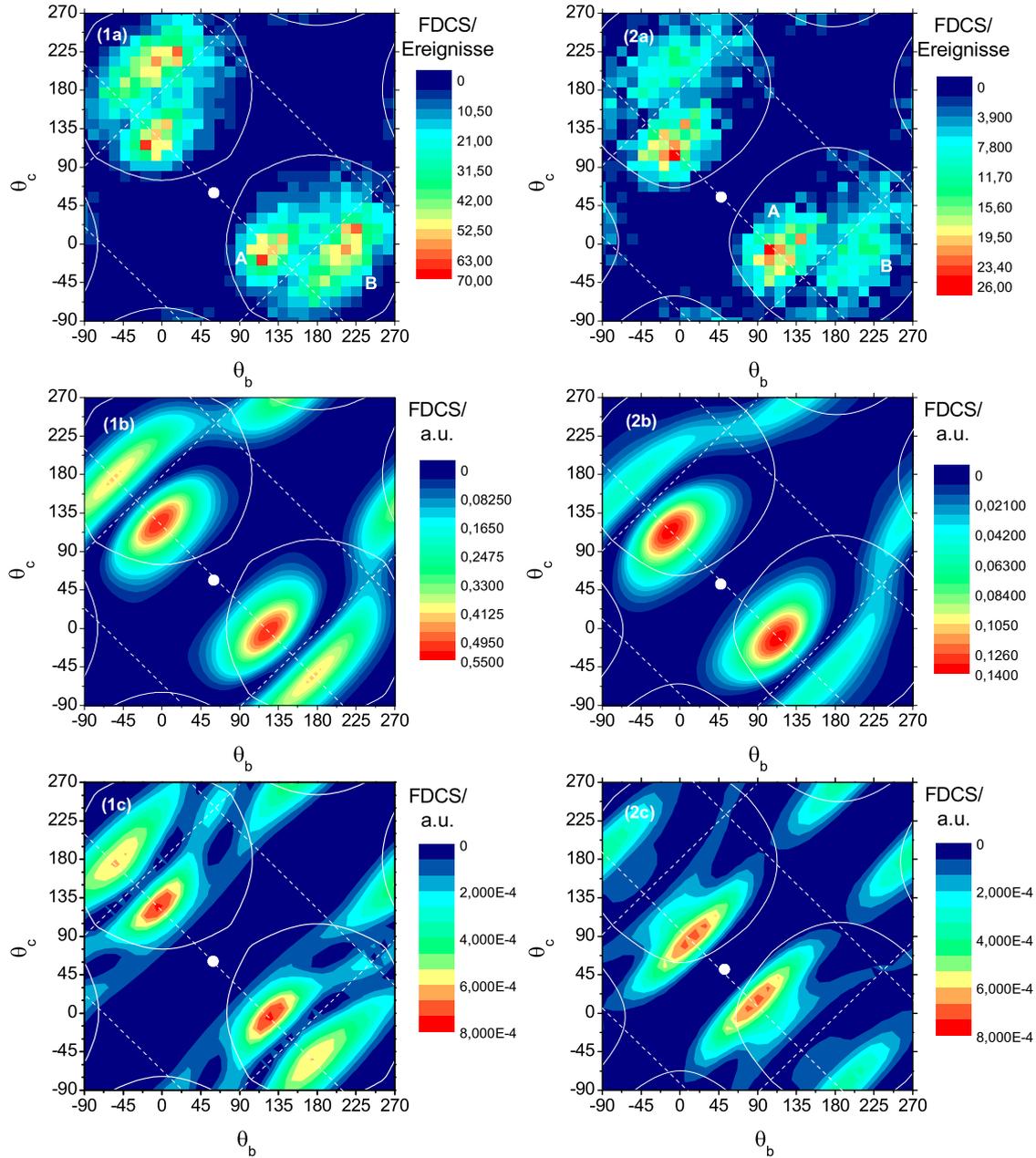


Abbildung 3.5: Fünffach differentieller Wirkungsquerschnitt in der koplanaren Ebene als eine Funktion der Winkel θ_b und θ_c der emittierten Elektronen relativ zur z -Achse. Die Einschüßenergie ist hier $E_0 = 2000 \text{ eV}$ und der Impulsübertrag $|q| = 0,6 \text{ a.u.}$. Die Richtung des Impulsübertrags ergibt sich aus dem weißen Punkt. Der Winkelbereich, der nicht durch die Detektortotzeit beeinflusst wird, liegt innerhalb der angedeuteten Kreise: (1) für eine Elektronenenergie von $E_{b,c} = 5 \text{ eV}$ (2) für eine Elektronenenergie von $E_{b,c} = 20 \text{ eV}$ (a) experimenteller FDCS (b) CCC-Rechnung in Erster Ordnung [DKS01] (c) DS3C-Rechnung in Erster Ordnung [Göt04].

gieabhängigkeit der relativen Höhe des Recoilpeaks ist konsistent mit der Abnahme des Peaks B von Abbildung (1a) nach (2a). In Abbildung (2b) ist der FDCS einer in Erster Ordnung *CCC*-Rechnung dargestellt. Auch hier ergibt die Rechnung bis auf die Position von Peak B eine sehr gute Übereinstimmung. Die *DS3C*-Rechnung (2c) ergibt eine nicht ganz so gute Übereinstimmung. Zwar ist das Größenverhältnis von Peak A und B wiedergegeben, aber die Position der Peaks stimmt nicht ganz mit dem experimentellen Befund überein.

Eine detaillierte Analyse der Reaktionsmechanismen bei der DPI konnten von Knapp et al. [KKB02] bei höherer Überschußenergie und asymmetrischer Energieaufteilung der Elektronen durchgeführt werden. Dabei gibt es immer ein sehr langsames und ein sehr schnelles Elektron. Wenn die Energie des langsamen nahe Null ist, dann wird es durch einen *SO*-Mechanismus emittiert und hat eine isotrope Winkelverteilung. Wenn es allerdings eine Energie von etwa 30 eV hat, dann ist der Ionisationsmechanismus der *TS1*-Prozeß und es hat einen Relativwinkel zum schnellen von 90°.

Großer Impulsübertrag: $|q| > 1$

Im Folgenden soll diskutiert werden, wie sich die Struktur des Doppelionisationswirkungsquerschnittes für einen größeren Streuwinkel des Projektils und damit für größeren Impulsübertrag ändert. Zunächst ist zu erwarten, daß die Emissionscharakteristik der Elektronen nicht mehr durch Dipolauswahlregeln eingeschränkt ist, und daß daher detaillierte Aussagen über zugrundeliegende Reaktionsmechanismen möglich sind. Von der Untersuchung der Einfachionisation bei großem Impulsübertrag weiß man, daß hier direkte Stöße des Projektilelektrons mit dem Targetelektron sehr wahrscheinlich sind. Diese Kinematik, in der das Ion nicht am Stoß beteiligt ist und daher keinen großen Impuls erhält, wird auch *Bethe*-Kinematik genannt. Das ionisierte Elektron wird dabei in Richtung des Impulsübertrages emittiert.

In Abbildung 3.6 sind ebenso, wie in Abbildung 3.5, volldifferentielle experimentelle Wirkungsquerschnitte (a) für zwei verschiedene Energien der emittierten Elektronen (1) $E_{b,c} = 5 \text{ eV}$ sowie (2) $E_{b,c} = 20 \text{ eV}$ sowie die entsprechenden *CCC*- (b) und *DS3C*-Rechnungen (c) dargestellt. Dabei beträgt der Impulsübertrag hier $q = 2 \pm 0.4 \text{ a.u.}$. Die Bereiche, die nicht durch die Totzeit des Detektors beeinträchtigt sind, liegen wiederum innerhalb der weißen Kreise.

Auch unter diesen kinematischen Bedingungen zeigt der FDCS vier Maxima, deren relative Höhe und Winkelpositionen verglichen mit den Stößen bei kleinem q aber stark verändert sind. Für $E_{b,c} = 5 \text{ eV}$ (Abbildung 3.6 (1a)) ist Peak B das dominante Maximum. Es befindet sich an einer Winkelkombination, bei der ein Elektron nahezu in Richtung des Impulsübertrages emittiert wird, während das zweite in die entgegengesetzte Richtung läuft. Da der Relativwinkel von 180° für Dipolübergänge verboten ist, zeigt diese Beobachtung, daß diese Übergänge für $q = 2 \text{ a.u.}$ keine wesentliche Rolle mehr spielen. Die Position von Peak A hat sich im Vergleich zum kleinen Impulsübertrag nicht wesentlich verändert. Der Summenimpuls der beiden

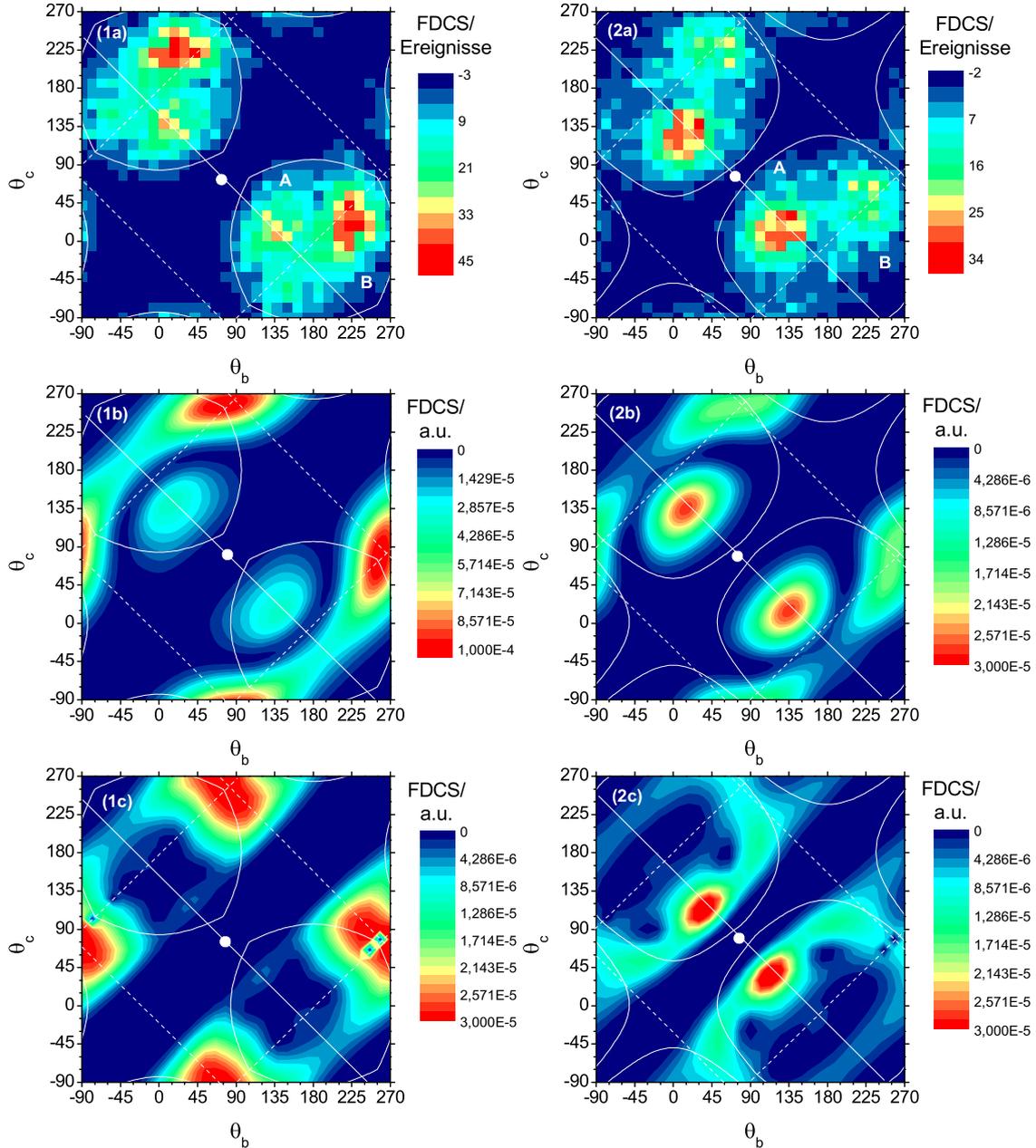


Abbildung 3.6: Fünffach differentieller Wirkungsquerschnitt in der koplanaren Ebene als Funktion der Winkel θ_b und θ_c der emittierten Elektronen relativ zur z -Achse. Die Einschüßenergie ist hier $E_0 = 2000 \text{ eV}$ und der Impulsübertrag $|q| = 2 \text{ a.u.}$. Die Richtung des Impulsübertrags ergibt sich aus dem weißen Punkt. Der Winkelbereich, der nicht durch die Detektortotzeit beeinflusst wird, liegt innerhalb der angedeuteten Kreise: (1) für eine Elektronenenergie von $E_{b,c} = 5 \text{ eV}$ (2) für eine Elektronenenergie von $E_{b,c} = 20 \text{ eV}$ (a) experimenteller FDCS (b) CCC-Rechnung in Erster Ordnung [DKS 02] (c) DS3C-Rechnung in Erster Ordnung [Göt04].

3.1. $(e, 3e)$ an Helium

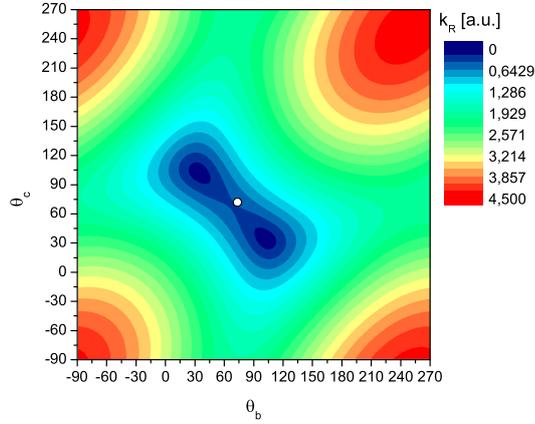


Abbildung 3.7: Der Ionenimpuls als Funktion der Emissionswinkel der beiden ionisierten Elektronen.

Elektronen geht ungefähr in Richtung des Impulsübertrages, beide Elektronen haben einen Winkel von $\sim 60^\circ$ zum Impulsübertrag und einen Relativwinkel zueinander von $|\theta_b - \theta_c| \cong 120^\circ$.

Für größere Elektronenenergien von $E_{b,c} = 20 \text{ eV}$ in Abbildung (2a) bleibt die Struktur des FDCS praktisch unverändert, aber die relative Größe der Maxima A und B verändert sich drastisch. So dominiert nun Peak A den Wirkungsquerschnitt, bei dem beide Elektronen in die Halbebene des Impulsübertrags emittiert werden. Dies wird dadurch begünstigt, daß für die entsprechenden Emissionswinkel die Bedingung für die Bethe-Kinematik erfüllt ist. In Abbildung 3.7 ist für die kinematischen Bedingungen von Abbildung 3.6 (2a) der Impuls \vec{k}_R des Heliumions im Endzustand aufgetragen, wie er für die gegebenen Parameter \vec{q} , \vec{k}_b und \vec{k}_c berechnet werden kann:

$$\left| \vec{k}_r \right| = \left| \vec{q} - \vec{k}_b - \vec{k}_c \right|. \quad (3.9)$$

Man sieht, daß $|\vec{k}_r|$ bei Elektronenemissionswinkeln $\theta_{b,c}$, die der Position von Peak A in Abbildung 3.6 (2a) entsprechen, minimal wird. Der Impuls wird dann durch einen binären Stoß auf die emittierten Elektronen übertragen. Der beobachtete Relativwinkel $|\theta_b - \theta_c| \simeq 110^\circ$ ist dabei konsistent mit dem *TS1*-Mechanismus, der für schnelle auslaufende Elektronen zu einem Relativwinkel von 90° führt. Bei kleinen Energien $E_{b,c}$, wie sie hier vorliegen, führt die Elektronenabstoßung zu einem höheren Relativwinkel.

Zusätzliche Hinweise über die zugrundeliegenden Mechanismen kann der Vergleich mit der Rechnung liefern. In Abbildung 3.6 (b) sind die *CCC*-Wirkungsquerschnitte für die entsprechenden Elektronenenergien gezeigt. Die Rechnungen sind in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten. Sie reproduzieren sowohl die Struktur des Wirkungsquerschnittes als auch die Unterschiede in der relativen Peakhöhe. Auch die Position von Peak A ist durch die Rechnung

in erster Ordnung in der Projektil-Target-Wechselwirkung gut wiedergegeben. Dies unterstützt die Zuordnung von Peak A zum *TS1*-Mechanismus. Eine kleine, jedoch signifikante Abweichung des berechneten WQs vom experimentellen kann in der Position von Peak B beobachtet werden. Da die Rechnung in der Wechselwirkung des Projektils mit dem Target in der Ersten Bornschen Näherung berechnet sind, zeigt sie die dafür typische Symmetrie zur Richtung des Impulsübertrages auf. Deshalb ist Peak B exakt an der Position, an der ein Elektron in Richtung von q emittiert wird, während das zweite genau entgegengesetzt ausläuft. Im experimentellen Wirkungsquerschnitt sind in Peak B beide Elektronen zu leicht kleineren Winkel hin verschoben. Solche Abweichungen sind immer ein Anzeichen für Wechselwirkungen des Projektils mit dem Target in Zweiter oder Höherer Ordnung.

In Abbildung 3.6 (c) ist der *DS3C*-Wirkungsquerschnitt für beide Elektronenenergien zu sehen. Hier ist die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten kleine Energie der emittierten Elektronen (1c) nicht ganz so gut wie bei kleinem Impulsübertrag. So wird Peak A für in seinem Anteil stark unterschätzt. Dagegen ist die Übereinstimmung für große Energie (2c) gut. Um auch eine quantitative Aussage über die relative Größe der verschiedenen Wirkungsquerschnitte zu haben, sind in Abbildung 3.8 Schnitte durch die zweidimensionalen Verteilungen aus Abbildung 3.6 gezeigt, wobei der Winkel eines Elektrons bei $\theta_b = 0^\circ$ festgehalten wird. Die Energie der beiden Elektronen ist (a) $E_{b,c} = 5 \text{ eV}$ und (b) $E_{b,c} = 20 \text{ eV}$. Das bedeutet in Abbildung 3.6, daß man für einen festen Winkel $\theta_b = 0^\circ$ vertikal auf einer Linie durch den entsprechenden Graphen fährt. Die Datenpunkte sind die experimentellen Daten, die blaue Kurve ist der WQ der *CCC*-Rechnung und die rote der WQ der *DS3C*-Rechnung. Da experimentell keine absoluten Wirkungsquerschnitte gemessen werden, sind die Werte der Rechnung an das experimentelle Maximum angepaßt. Deutlich erkennt man in beiden Fällen die bessere Übereinstimmung der experimentellen Daten mit der *CCC*-Rechnung. Die *DS3C*-Rechnung beschreibt in (a) nicht das relative Höhenverhältnis, während in (b) das Größenverhältnis zwar richtig vorhergesagt wird, allerdings, die Position der beiden Peaks nicht mit der experimentellen Beobachtung übereinstimmt.

3.1.2 Größere Störung

Um die Effekte höherer Ordnung deutlicher untersuchen zu können, wurde ein Experiment bei einer größeren Störung von $Z/v_p = 1/6, 1 \text{ a.u.} = 0,16 \text{ a.u.}$, also bei einer Projektilenergie von nur $E_0 = 500 \text{ eV}$ durchgeführt. Für diesen Wert von v_p ist das Verhältnis $R = \sigma^{++}/\sigma^+$ maximal (linker Pfeil in Abbildung 3.1). Man kann erwarten, daß bei der Beschreibung des Prozesses der Doppelionisation höhere Ordnungen nun eine noch wichtigere Rolle spielen, als dies bei der kleineren Störung im vorangegangenen Abschnitt der Fall war.

3.1. $(e, 3e)$ an Helium

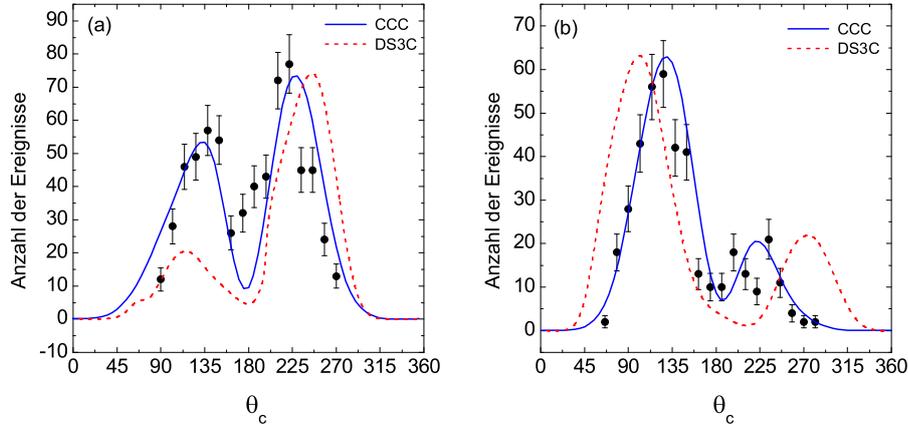


Abbildung 3.8: Fünffach differentieller Wirkungsquerschnitt in der koplanaren Ebene als Funktion des Winkels θ_c eines der emittierten Elektronen relativ zur z -Achse. Der Winkel des anderen Elektrons ist festgehalten $\theta_b = 0^\circ$. Die Einschußenergie ist hier $E_0 = 2000 \text{ eV}$ und der Impulsübertrag ist $|q| = 2 \text{ a.u.}$. (a) für eine Elektronenenergie von $E_{b,c} = 5 \text{ eV}$ (b) für eine Elektronenenergie von $E_{b,c} = 20 \text{ eV}$. Die Datenpunkte sind die experimentelle Wirkungsquerschnitte, die blaue durchgezogene Linie ist der WQ der *CCC*-Rechnung und die rote gestrichelte Linie ist der WQ der *DS3C*-Rechnung.

Kleiner Impulsübertrag: $|q| < 1$

In Abbildung 3.9 (1a) ist der Wirkungsquerschnitt analog zu den kinematischen Bedingungen in Abbildung 3.5 als Funktion der Emissionswinkel für eine symmetrische Energieaufteilung $E_b = E_c = 5 \text{ eV}$ und einen Impulsübertrag von $q = 0,8 \text{ a.u.}$ in der koplanaren Ebene zu sehen. Hier ist der FDCS nun stark von Peak B dominiert, für den ein Elektron unter einem Winkel von $\theta_b = 180^\circ$ bis 210° emittiert wird, während das andere in die Vorwärtsrichtung $\theta_c = 0^\circ$ geht. Der zweite Peak A hingegen ist deutlich schwächer ausgeprägt, wobei hier den $\theta_b = 90^\circ$ und $\theta_c = -30^\circ$ bis 0° zu beobachten ist.

In Abbildung (1b) wird der experimentelle FCDS mit der Vorhersage einer *CCC*-Rechnung in der Ersten Ordnung verglichen. Diese Rechnung liefert für die höhere Einschußenergie von $E_0 = 2000 \text{ eV}$ (also einer kleineren Störung von $Z/v_p = 1/12$) sehr gute Übereinstimmung und lediglich eine Abweichung in der Position des Peaks B (siehe vorherigen Abschnitt). Im Fall der doppelt so großen Störung allerdings reproduziert die Theorie den FDCS weder im Größenverhältnis der beiden Maxima noch in ihrer Position. Es gibt zuvor diskutierte Symmetrien, von denen die experimentellen Daten stark abweichen und somit zum Einen auf Abweichungen vom Dipollimit sowie zum Anderen auf mehrfache Projektil-Target Wechselwirkungen hinweisen. Erstens sollte, wie bei 2000 eV zu beobachten, in der Dipolnäherung der Ersten Bornschen Approximation bei symmetrischer Energieaufteilung, ein Minimum für die entgegengesetzte Emission der beiden Elektronen (gestrichelte Linie in (1a)) zu beobachten sein. Der theoretische FDCS in (1b) folgt auch dieser Aus-

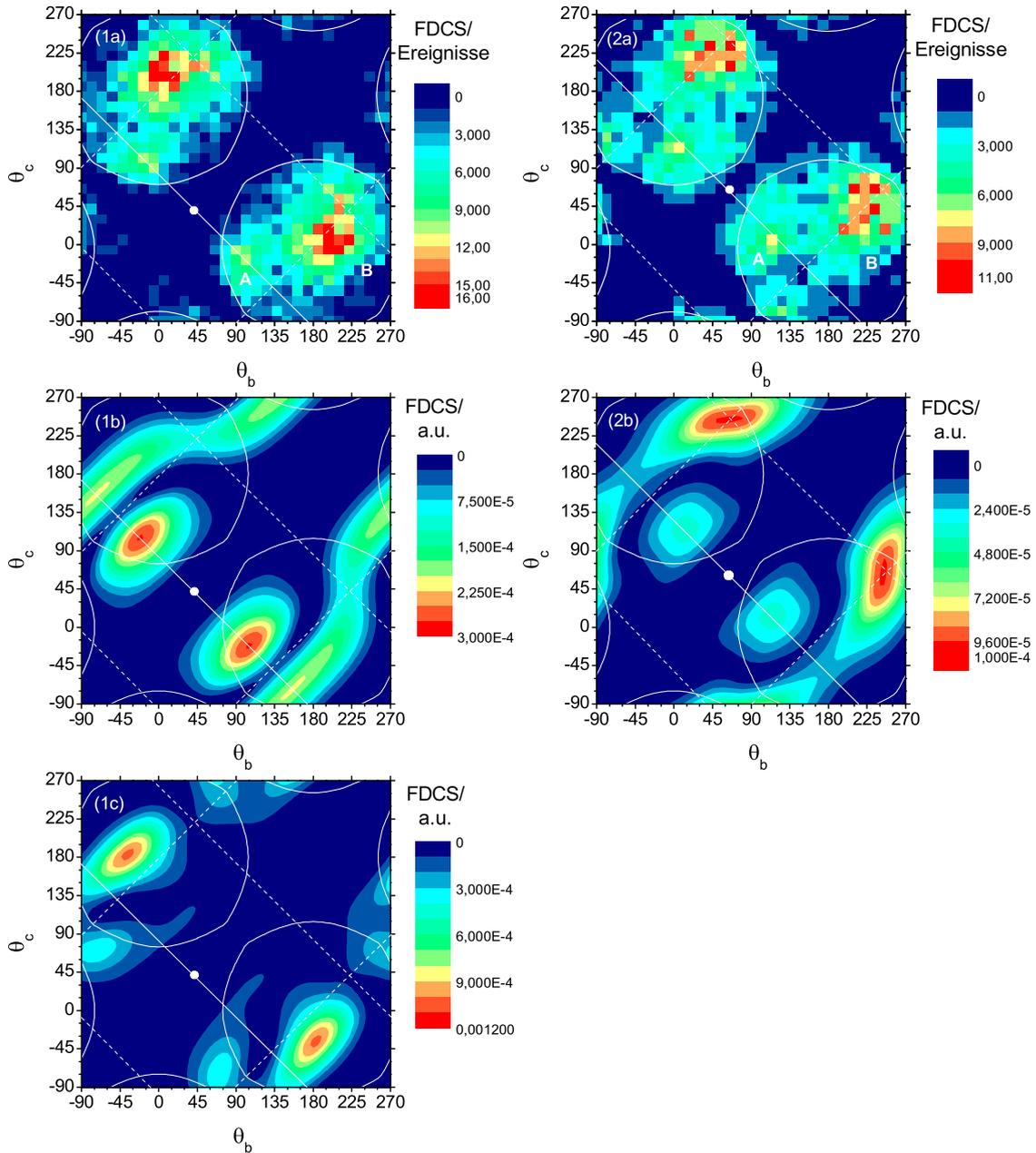


Abbildung 3.9: Fünffach differentieller Wirkungsquerschnitt für eine Projektilenergie $E_0 = 500\text{eV}$ in der koplanaren Ebene als eine Funktion der Emissionswinkel θ_b und θ_c der beiden langsamen Elektronen. In (1) ist der Impulsübertrag $q = 0,8 \pm 0,1 \text{ a.u.}$ und in (2) $q = 2 \pm 0,2 \text{ a.u.}$. (a) Experimenteller Wirkungsquerschnitt für symmetrische Energieaufteilung $E_{b,c} = 5 \pm 2 \text{ eV}$. Die Richtung des Impulsübertrages wird durch den weißen Punkt markiert. Der Winkelbereich, der nicht durch die Detektortotzeit beeinflusst wird, liegt innerhalb der angedeuteten Kreise. (b) Erste Ordnung CCC-Rechnung [DKS 03] (c) Zweite Ordnung CCC-Rechnung [DKS 03].

wahlregel weitgehend und es gibt nur eine geringe Wahrscheinlichkeit für den Fall, daß ein Elektron in Richtung des Impulsübertrages emittiert wird. Im Gegensatz dazu verletzt der experimentelle FDCS diese Symmetrie maximal, da Peak B, das dominierende Maximum im untersuchten Wirkungsquerschnitt, gerade der entgegengesetzten Emission entspricht. Unter der Annahme, daß dipolartige Stöße immer noch den wichtigsten Anteil an diesem Prozeß haben, kann das nur bedeuten, daß mindestens zwei Stöße beteiligt sein müssen und es somit zu Monopol- oder Quadrupolübergängen kommt, bei denen die entgegengesetzte Emission erlaubt ist.

Zweitens ist die Verletzung der Symmetrie zum Impulsübertrag, entlang der durchgezogenen Linie, wie sie in Abbildung (1b) eindeutig zu erkennen ist, ein klares Zeichen für mehrfaches Wechselwirken von Projektil und Target. Im Experiment verletzt wiederum das größere Maximum B diese Symmetrie und nur das schwächere Maximum A liegt auf der durchgezogenen Linie.

Somit ist es durch die Form des experimentellen FDCS und dem Vergleich mit der Theorie der ersten Ordnung eindeutig klar, daß die zweite Ordnung für die hier vorliegende Kinematik und Störung nicht vernachlässigt werden kann. Und in der Tat modifiziert das Berücksichtigen der zweiten Ordnung den Wirkungsquerschnitt, wie man in Abbildung 3.9 (1c) sieht, in der die *CCC*-Rechnung in der Zweiten Ordnung gezeigt ist, ganz erheblich. Es wird sowohl die Übereinstimmung im Bezug auf die relative Intensität der Maxima als auch ihre jeweilige Winkelposition im Vergleich mit dem Experiment deutlich verbessert. So wird Peak B von der Impulsübertragungssymmetrielinie in Richtung des experimentellen Befundes verschoben, allerdings nicht weit genug, um in perfekter Übereinstimmung zu sein. Peak A wird in einen Bereich verschoben, der für das Experiment, auf Grund der Detektortotzeit, nicht vollständig zugänglich ist. Somit ist nur der Ausläufer, der innerhalb der Kreise liegt, in guter Übereinstimmung mit dem Experiment.

In Abbildung 3.10 sind die entsprechenden Rechnungen der *DS3C*-Theorie für dieselben kinematischen Bedingungen wie in Abbildung 3.9 gezeigt. Bei kleinem Impulsübertrag (1) scheitert die Beschreibung in Erster Ordnung Störungstheorie, wie auch schon bei der *CCC*-Theorie. Weder die Position noch das Größenverhältnis der beiden Peaks A und B wird annähernd wiedergegeben.

Großer Impulsübertrag: $|q| > 1$

In Abbildung 3.9 (2) ist der experimentelle (2a) und theoretische (2b) FDCS in Erster Ordnung unter denselben kinematischen Bedingungen wie in Abbildung (1) jedoch für einen größeren Impulsübertrag von $q = 2 a.u.$ analog zu Abbildung 3.6 (a) für 2000 eV Einschußenergie zu sehen. Da die vorliegende *CCC*-Rechnungen unter Einbeziehung von Zweite-Born-Terme auf kleine Impulsüberträge ($q < 1 a.u.$) beschränkt ist, kann sie hier keine Anwendung finden. Das Muster des Wirkungsquerschnittes ähnelt hier sehr demjenigen bei hoher Projektilgeschwindigkeit und großem Impulsübertrag ($v_p = 12 a.u.$ und $q = 2 a.u.$) in Abbildung 3.6 (1a). In beiden Fällen ist der Prozeß am wahrscheinlichsten, bei dem ein Elektron in Richtung von \vec{q} und

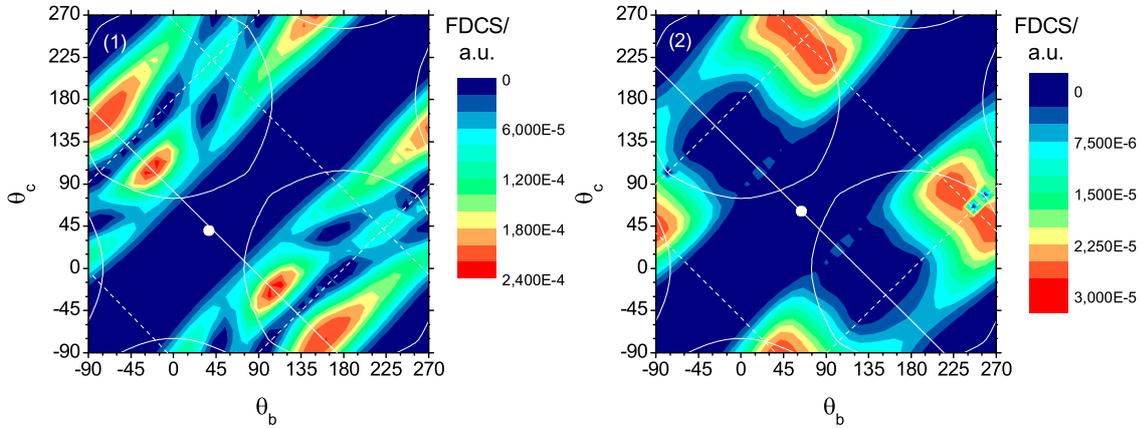


Abbildung 3.10: Fünffach differentieller Wirkungsquerschnitt für eine Projektilenergie $E_0 = 500 \text{ eV}$ in der koplanaren Ebene als Funktion der Emissionswinkel θ_b und θ_c der beiden langsamen Elektronen der Energie $E_{b,c} = 5 \pm 2 \text{ eV}$ in Erster Ordnung *DS3C*-Rechnung [Göt04]. In (1) ist der Impulsübertrag $q = 0,8 \pm 0,1 \text{ a.u.}$ und in (2) $q = 2 \pm 0,2 \text{ a.u.}$.

das zweite entgegengesetzt dazu emittiert wird (Peak B). Die Emission beider Elektronen in die Halbebene des Impulsübertrages ist dagegen weniger wahrscheinlich (Peak A). Auch im hier diskutierten Fall reduzierter Projektilgeschwindigkeit reproduziert die *CCC*-Theorie bereits in Erster Ordnung das Größenverhältnis der beiden Maxima A und B gut. Die Erste Born-Rechnung zeigt dabei die bekannte Symmetrie zum Impulsübertrag, bzw. zur markierten durchgezogenen Linie. Im experimentellen Fall ist Peak B möglicherweise leicht zu kleineren Winkeln $\theta_{b,c}$ für beide Elektronen verschoben. Berücksichtigt man aber, daß ein Teil des theoretischen Wirkungsquerschnittes in dem Bereich liegt, der von der Detektortotzeit betroffen ist, so kann man sagen, daß es eine sehr gute Übereinstimmung der Theorie der ersten Ordnung mit dem Experiment gibt. Daraus kann man schließen, daß bei hohem Impulsübertrag q der einfache Stoß des Projektils mit dem Target den Hauptmechanismus zur Doppelionisation darstellt.

In Abbildung 3.10 (2) ist der entsprechende Wirkungsquerschnitt der *DS3C*-Theorie gezeigt. Wie im Falle der *CCC*-Theorie beschreibt die *DS3C*-Theorie den experimentellen Wirkungsquerschnitt besser, wenn auch nicht ganz so gut, wie für kleine Impulsübertrag. Peak B wird an der richtigen Stelle wiedergegeben, allerdings wird Peak A wieder völlig unterschätzt.

Zusammenfassend kann man sagen, daß bei einer größeren Störung, wie im hier vorliegenden Fall mit einer Projektilenergie von nur $E_0 = 500 \text{ eV}$, erstmals untersuchte Prozesse höherer Ordnung wie erwartet generell wichtig sind, aber die Abweichung von der Ersten Bornschen Näherung auch stark von der Größe des Impulsübertrages abhängig ist. So wurden hier zwei verschiedene Kinematiken untersucht. Im ersten Fall bei einem Impulsübertrag von $q = 0,6 \text{ a.u.}$ hat das Projektil einen großen

Stoßparameter, also einen großen Abstand zum Target. Somit ist die Stoßzeit auch relativ groß und das Projektil kann offensichtlich zweimal oder mehrmals mit dem Target wechselwirken. Deshalb muß man für eine korrekte theoretische Beschreibung mindestens den ersten und zweiten Term in der störungstheoretischen Entwicklung ($TS2$ -Mechanismus) mitnehmen. Im zweiten Fall des relativ großen Impulsübertrages von $q = 2 a.u.$, also für einen kleinen Stoßparameter und kleiner Stoßzeit, reicht für eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment bereits die erste Bornsche Näherung aus, also das Berücksichtigen einer einzelnen Wechselwirkung zwischen Projektil und Target.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zum ersten Mal vollständig differentielle Wirkungsquerschnitte für die Doppelionisation bei einer relativ großen Störung gewonnen. Sie waren unter anderem Anlaß dafür, auch theoretische CCC -Rechnungen weiterzuentwickeln und Terme höherer Ordnung mit einzubeziehen. Aufgrund der enormen Komplexität solcher Rechnungen, mußte die weitere Näherung gemacht werden, daß in zweiter Ordnung lediglich Dipolübergänge berücksichtigt werden. Wie der Vergleich mit dem Experiment zeigt, wird offensichtlich, daß diese Näherung sehr wohl berechtigt ist: Beiträge zum Doppelionisationsquerschnitt, bei denen hohe Impulstransfers auftreten, lassen sich offensichtlich nach wie vor, auch bei größerer Störung, sehr gut in erster Ordnung beschreiben. Unter anderem kann dies durch die bei erhöhtem Impulstransfer kürzer werdenden Stoßzeit verstanden werden, die, neben der Größe des Störungsparameters Z/v_p , wesentliches Kriterium für die Anwendbarkeit der Ersten Bornschen Näherung ist.

Der hier gemachte Vergleich zwischen Theorie und Experiment demonstriert überdeutlich, daß kinematisch vollständige Messungen hervorragend dazu geeignet sind, einzelne Mechanismen, Matrixelemente, sowie Beiträge verschiedener Ordnungen zu identifizieren und sie zu quantifizieren, und damit für die Entwicklung adäquater theoretischer Beschreibungen von entscheidender Bedeutung sind.

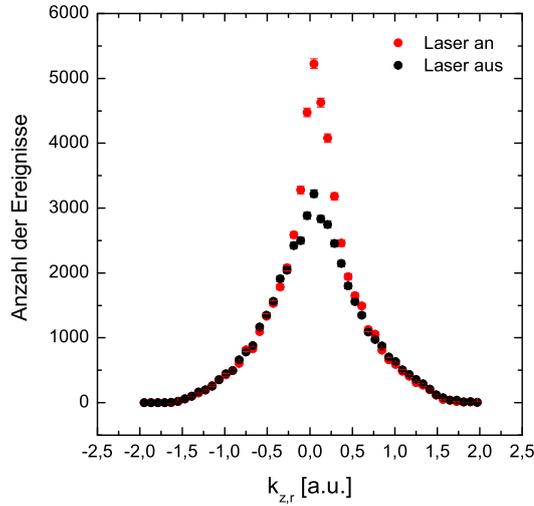
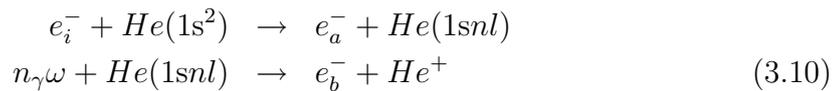


Abbildung 3.11: Longitudinalimpuls der einfachgeladenen Heliumionen bei einer Laserintensität von $I_{2m} = 1,2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ sowohl mit als auch ohne überlagertes Laserfeld.

3.2 Stoßanregung und Photoionisation

Bei der stoßinduzierten Ionisation im starken Laserfeld kann neben dem direkten Stoß das Targetelektron auch dadurch ins Kontinuum gelangen, daß das Elektron erst durch den Elektronenstoß angeregt und anschließend aus dem angeregten Niveau durch das Laserfeld $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(\omega t)$ photoionisiert wird. Die Reaktionsgleichung läßt sich folgendermaßen schreiben:



Im ersten Schritt wird ein Targetelektron durch den Stoß in ein höheres Niveau angeregt. Man kann davon ausgehen, daß bei der in dieser Arbeit untersuchten Projektilenergie der Elektronen von $E_0 = 1000 \text{ eV}$ die Dipolnäherung gut erfüllt ist und hauptsächlich optisch erlaubte Übergänge auftreten. Für Helium als Targetatom bedeutet dies für die Drehimpulsquantenzahl l der angeregten Zustände $l = 1$. Anschließend wird das im angeregten Zustand befindliche Elektron durch die Absorption eines oder mehrerer Photonen ionisiert.

In Abbildung 3.11 ist das Ionenflugzeitsignal als Funktion des Longitudinalimpulses $k_{z,R}$ für eine Intensität von $I = 1,2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ gezeigt. Man sieht deutlich die Überhöhung des Signals für kleine Longitudinalimpulse, wenn der Stoßprozess im Laserfeld stattfindet. Dabei ist die Breite der Überhöhung schmaler als die Impulsbreite in einem reinen $(e, 2e)$ -Prozeß. Das kann damit erklärt werden, daß der Impuls des Ions in longitudinaler Richtung dem Compton-Profil des gebundenen Elektrons entspricht, und dies ist für angeregte Zustände schmaler als für den Grundzustand.

3.2. Stoßanregung und Photoionisation

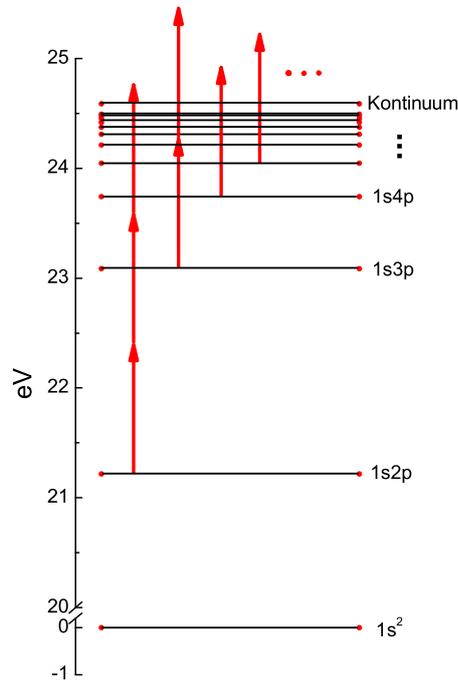


Abbildung 3.12: Energieschema für den Grundzustand und die angeregten p -Niveaus in Helium. Die Pfeile symbolisieren die für die Photoionisation benötigte Anzahl von Photonen.

Diese Überhöhung der Ionisation im Laserfeld ist in mehrfacher Hinsicht hilfreich. So kann durch Optimieren der Überhöhung, wie in Abschnitt 2.4 gezeigt, sowohl der räumliche als auch der zeitliche Überlapp des Elektronenstrahls mit dem Laserstrahl justiert werden. Darüber hinaus kann man den Prozeß selbst, also die Elektronenstoßanregung im Laserfeld, untersuchen. Für kleine Intensitäten, bei denen die Stoßanregung unbeeinflusst und die Photoionisation gut verstanden ist, kann die Stoßanregung in bisher unerreichtem Detail und Umfang untersucht werden. So kann die Besetzung der magnetischen Unterzustände durch die Photoionisation abgefragt werden. Weiterhin kann man aus dem Summenimpuls des Ions und des Elektrons auf den Streuwinkel des Projektilelektrons schließen.

Für Helium als Target und eine Photonenenergie von $\omega = 1,17 \text{ eV}$ ($\hat{=} 1064 \text{ nm}$) genügt für alle Zustände mit der Hauptquantenzahl $n \geq 4$ ein Photon zur PI (siehe das Energieschema in Abbildung 3.12). In Abschnitt A.3 sind die Oszillatorstärken für die Anregung und die Lebensdauern sowie die Energien der Niveaus zusammengestellt. Außerdem findet sich dort eine Abschätzung für die Wirkungsquerschnitte der Stoßanregung im Elektronenstoß für optisch erlaubte Übergänge (A.3.1). Im Weiteren werden die Raten der Photoionisation in Abhängigkeit der Laserintensität und der zeitlichen Verschiebung des Laserpulses im Bezug auf den Projektilpuls untersucht. Außerdem wird näher auf die Impulsverteilung der Elektronen und Ionen und insbesondere die Winkelverteilung der Elektronen eingegangen.

3.2.1 Ratengleichungen

Zur Berechnung der Anzahl der Ionisationsereignisse aus der Photoionisation muß man die entsprechenden Ratengleichungen lösen. Für die Entvölkerung des Grundzustandes aufgrund der Stoßanregung in den Zustand n mit den Raten $w_n^{Stoß}$ gilt folgende Gleichung:

$$\frac{dN_{1s}(t)}{dt} = \sum_n w_n^{Stoß} N_n(t) \quad (3.11)$$

Da aber die Pulsdauer der Elektronenquelle (1 ns) kurz ist im Vergleich zur Lebensdauer der meisten angeregten Zustände und im Vergleich zur Laserpulsdauer (7 ns), soll hier die Stoßanregung als instantan angenommen werden.

Die folgende Gleichung beschreibt die Änderung der Bevölkerung eines angeregten Zustandes n in Abhängigkeit von der Zeit.

$$\frac{dN_n(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau_n} N_n(t) - w_n N_n(t) \quad (3.12)$$

Der Zustand n wird aufgrund seiner endlichen Lebensdauer τ_n durch spontane Emission und durch die (Multi)-Photonenabsorption mit der Rate w_n entvölkert. Die Rate w_n ergibt sich unter der Annahme einer *Volkov*-Wellenfunktion für das photoionisierte Elektron zu:

$$w_n = \int d\Omega 2\pi (E_f - E_i)^2 |\tilde{\varphi}_n(\vec{k}_e)|^2 \sum_{n_\gamma} J_{n_\gamma}^2 \left(\frac{\vec{E}_0 \vec{k}_e}{\omega^2} \right) \delta(E_f + n_\gamma \omega - E_i), \quad (3.13)$$

mit E_i und E_f der Energie des Elektrons im Anfangszustand und im Endzustand, \vec{k}_e dem Impuls des emittierten Elektrons und $\tilde{\varphi}_n(\vec{k}_e)$ der Fouriertransformierten der Anfangszustandsfunktion des Targetelektrons im Ortsraum φ_n .

Dieser Ausdruck liefert besonders dann gute Ergebnisse, wenn das Laserfeld schwach ist und, da das emittierte Elektron als phasenmodulierte ebene Welle beschrieben wird, wenn die Energie des ionisierten Elektrons groß ist, so daß es das Coulombfeld des Ions schnell verläßt. Da die Energien der photoionisierten Zuständen aber in diesem Experiment sehr klein sind, gibt Formel 3.13 nur sehr ungenaue Ergebnisse für die Raten. Bei kleiner Laserintensitäten, so daß $\vec{E}_0 \vec{k}_e / \omega^2 \ll 1$ gilt, ist die Rate w_n näherungsweise proportional zur n_γ -ten Potenz der Intensität $I(t)$:

$$w_n = a_n I(t)^{n_\gamma} \quad (3.14)$$

Für die Ionisation durch die Absorption eines Photons $n_\gamma = 1$ gibt es zwischen a_n und dem Wirkungsquerschnitt σ_n für die Photoionisation den einfachen Zusammenhang $\sigma_n = a_n / (\hbar\omega)$. Unter der Annahme, daß $I(t)$ die Form einer Gaußverteilung $I(t) = I_0 \exp(-2((t - t_0)/b)^2)$ der Breite b hat und daß das Maximum des Laserpulses zur Zeit t_0 erreicht ist, lautet die Lösung von Gleichung 3.12:

$$N_n(t) = N_n \exp \left(-t/\tau_n - a_n I_0^{n_\gamma} \sqrt{\pi b/4} [erf(t - t_0) + erf(t_0)] \right) \quad (3.15)$$

3.2. Stoßanregung und Photoionisation

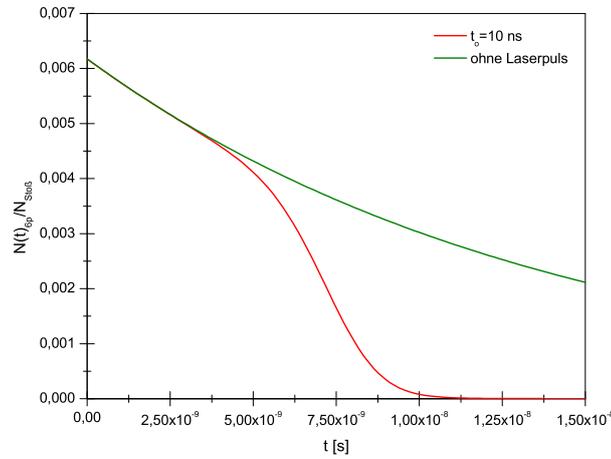


Abbildung 3.13: Die zeitliche Änderung der Population des Zustandes $6p$ durch die spontane Emission mit der Lebensdauer $\tau_{6p} = 13,91 \text{ ns}$ in den Grundzustand (grüne Kurve) und zusätzlich durch die Photoabsorption aufgrund eines Laserpulses zur Zeit $t_0 = 10 \text{ ns}$ ins Kontinuum.

Dabei ist erf das Gaußsche Fehlerintegral:

$$erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt. \quad (3.16)$$

Gleichung 3.15 ist in Abbildung 3.13 für die zeitliche Abnahme der Bevölkerung des $6p$ -Zustandes mit einer Lebensdauer von $\tau_{6p} = 13,91 \text{ ns}$ gezeigt. Die grüne Kurve ist die zeitliche Abnahme, die sich alleine durch die natürliche Lebensdauer ergibt. Bei der roten Kurve wird der Zustand zusätzlich durch die Photoabsorption entvölkert. Dabei befindet sich das Maximum des Laserpulses bei $t_0 = 10 \text{ ns}$.

Die Änderung der Anzahl der Ereignisse, die durch die Photonenabsorption ionisiert werden, wird folgendermaßen beschrieben:

$$\frac{dN_{PI}(t)}{dt} = \sum_n w_n N_n(t) \quad (3.17)$$

Gleichung 3.17 kann durch Einsetzen von $N(t)$ aus Gleichung 3.15 numerisch integriert werden. Für den einfachen Fall eines sich zeitlich nur sehr langsam ändernden Laserpulses lauten die Lösungen von Gleichung 3.12 und 3.17 näherungsweise:

$$N_n(t) = N_n e^{-\left(\frac{1}{\tau_n} + w_n\right)t} \quad (3.18)$$

$$N_{PI}(t) = \sum_n N_n \frac{w_n}{\left(\frac{1}{\tau_n} + w_n\right)} \left(1 - e^{-\left(\frac{1}{\tau_n} + w_n\right)t}\right) \quad (3.19)$$

Das heißt, daß die Photoionisationsrate w_n hier zeitunabhängig wird.

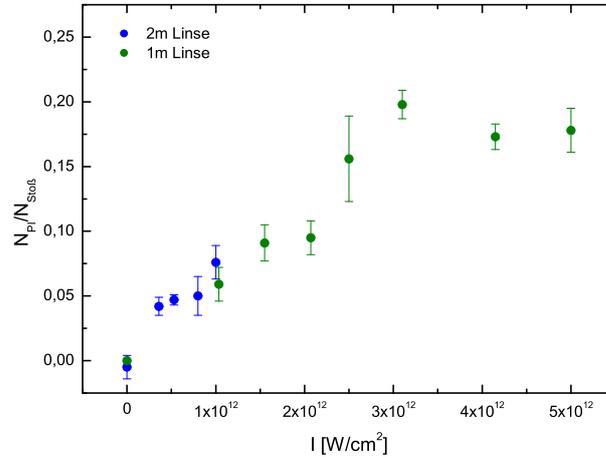


Abbildung 3.14: Das experimentell bestimmte Verhältnis $N_{PI}/N_{Stoß}$ in Abhängigkeit von der Laserintensität. Dabei wurden zwei Messungen mit unterschiedlichen Linsen durchgeführt, $f = 1\text{ m}$ und $f = 2\text{ m}$, die zu den maximal erreichbaren Intensitäten $I = 5 \times 10^{12}\text{ W/cm}^2$ und $I = 1,2 \times 10^{12}\text{ W/cm}^2$ führen.

3.2.2 Einfluß der Laserintensität

In Abbildung 3.14 ist der Einfluß der Laserintensität auf die Anzahl der photoionisierten Ereignisse zu sehen. Gezeigt ist das Verhältnis der Anzahl der Ereignisse aus der Photoionisation zu der Anzahl der Ereignisse aus der Stoßionisation $N_{PI}/N_{Stoß}$. Dabei sind Ergebnisse aus zwei verschiedenen Messungen mit unterschiedlichen Linsen zur Fokussierung und damit unterschiedlich erreichbaren maximalen Intensitäten aufgetragen. Man sieht, daß für größer werdende Intensität das Verhältnis in zwei Stufen ansteigt, bevor es bei einer Intensität von $I = 3 \times 10^{12}\text{ W/cm}^2$ in Sättigung geht. Eine mögliche Erklärung für dieses Stufenverhalten könnte sein, daß bei der ersten Stufe bei einer Intensität von $I = 0,5 \times 10^{12}\text{ W/cm}^2$ die Rate für die Zweiphotonenionisation ansteigt, bevor dann die Dreiphotonenabsorption bei $I = 2,5 \times 10^{12}\text{ W/cm}^2$ ebenfalls zur Ionisation beiträgt. Um dies jedoch nachzuprüfen, müsste man Kenntnis über die jeweiligen Raten haben, die Formel 3.13 in dieser Genauigkeit jedoch nicht liefert.

3.2.3 Die Impulsverteilung der Elektronen im Laborsystem

Unter Verwendung des Reaktionsmikroskops können alle Impulskomponenten und somit die vollständigen Impulsvektoren der Stoß- und Photoionisationsfragmente, zum Teil direkt aus den Meßgrößen, zum Teil unter zusätzlicher Ausnutzung der Erhaltungssätze, bestimmt werden. Somit können auch differentielle Wirkungsquerschnitte und der Einfluß des Laserfeldes auf diese untersucht werden. Die emittierten Elektronen sollten so zum Beispiel, je nach angeregtem Energieniveau mit dem jeweiligen Ionisationspotential IP_n , die feste Energie $E_b = n_\gamma E_\gamma - IP_n$ haben (siehe auch

3.2. Stoßanregung und Photoionisation

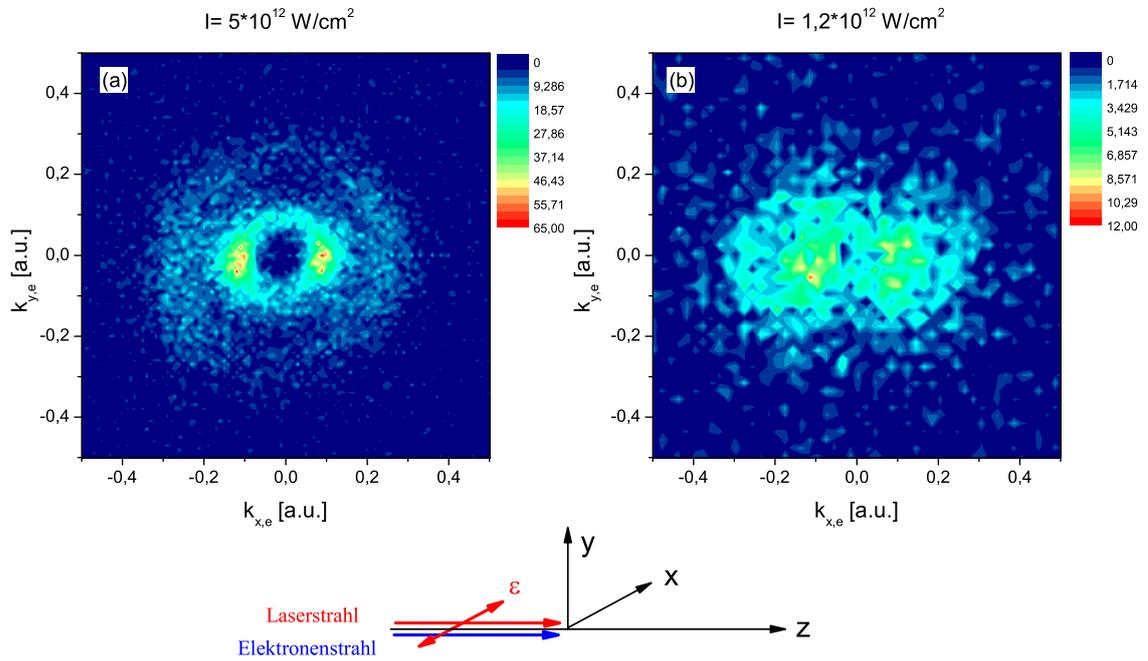


Abbildung 3.15: Impulsverteilung der Elektronen im Laborsystem in der xy -Ebene senkrecht zur Laserpropagationsrichtung. Die Laserpolarisation liegt in der x -Richtung. In (a) ist die Verteilung für eine Intensität von $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ und in (b) für $I = 1,2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ zu sehen. Für die Diskussion siehe Text.

Abbildung 3.12). Ebenso sollte man aus ihrer Winkelverteilung auf ihren Drehimpuls l im angeregten Niveau zurückschließen können.

In Abbildung 3.15 ist die gemessene Impulsverteilung der Elektronen für $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (a) und für $I = 1,2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (b) dargestellt, wobei die Laserpolarisation in x -Richtung zeigt. Zur Verbesserung der Statistik wurde die Rotationssymmetrie des Photoionisationsquerschnittes zur Laserpolarisation ausgenutzt und alle Impulsvektoren in die xy -Ebene gedreht. So ist die hier gezeigte Impulsverteilung gleichbedeutend mit dem Wirkungsquerschnitt $d\sigma_L/(dk_{r,e}dk_{z,e})$. Zu sehen ist die Ausbildung von Ringen, die, hier allerdings nicht zu sehen, rotationssymmetrisch um die Richtung der Laserpolarisation sind. Für die höhere Intensität $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ in (a) ist die Struktur deutlicher ausgeprägt, da bei dieser Messung mehr Daten gesammelt wurden und somit eine bessere Statistik erreicht werden konnte. Der Radialimpuls der Elektronen ist in Abbildung 3.16 wieder für beide Intensitäten aufgetragen.

Man kann in beiden Fällen deutlich zwei Maxima für verschiedene Radialimpulse bei $k_{r,e} \approx 0,13 \text{ a.u.}$ und bei $\approx 0,25 \text{ a.u.}$ sehen, unterschiedlich ist lediglich ihre relative Höhe. Unter beiden Graphen ist außerdem derjenige Impuls $|\vec{k}_{r,e}(n_\gamma, n)|$ aufgetragen, den man für die Absorption von n_γ Photonen aus dem Zustand $1snl$

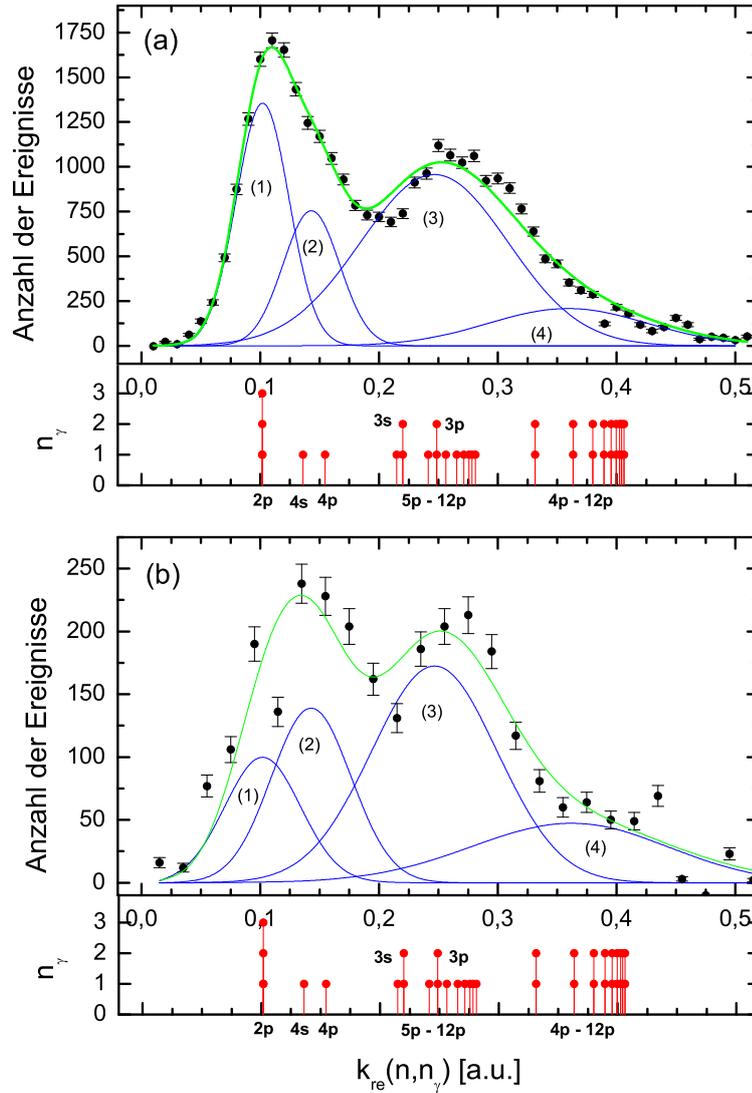


Abbildung 3.16: Verteilung des Impulsbetrages $d\sigma/dk_{r,e}$ aus Abbildung 3.15, wobei in (a) die Laserintensität $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ und in (b) $I = 1,2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ ist. Die grüne Kurve ist ein Fit der Formel 3.20, wobei zum Teil mehrere Zustände zusammen gefaßt wurden (blaue Kurven). Unter beiden Graphen ist außerdem derjenige Impuls $|\vec{k}_{re}(n_\gamma, n)|$ aufgetragen, den man für die Absorption von n_γ Photonen aus dem Zustand $1snl$ mit der Ionisationsenergie IP_n erwartet.

mit der Ionisationsenergie IP_{nl} erwartet, wobei der Einfluß des Laserfeldes auf die jeweiligen Zustände (Starkshift) vernachlässigt ist. Daraus kann man erkennen, daß der innere Ring sich aus Elektronen, entstanden bei der Dreiphotonenionisation des 1s2p-Zustandes und der Einfachionisation des 1s4p- und des 1s4s-Zustandes, zusammensetzt. Der äußere Ring ergibt sich dann durch die immer dichter werdenden Radialimpulse der Elektronen durch die Ein- und Zweiphotonenabsorption aus den Zuständen $n > 3$. Obwohl die Impulse bei verschiedenen Anregungsenergien für den äußeren Ring nicht mehr aufgelöst werden können, so kann doch für den inneren Ring die Herkunft der Elektronen auf nur drei Zustände zurückgeführt werden.

Um die Beiträge der einzelnen Prozesse zu untersuchen, kann man die in Abschnitt A.3 berechneten Wirkungsquerschnitte der Stoßanregung in Zustände mit $l = 1$ (Dipolübergänge) benutzen. Anregung in höhere l können vernachlässigt werden und Anregung in $l = 0$ (Monopolübergänge) sind in etwa halb so wahrscheinlich wie Dipolübergänge [FB95]. Eine Faltung der entsprechenden Wirkungsquerschnitte mit einer Gaußfunktion der Breite entsprechend der experimentellen Auflösung $\Delta k_{re} = 0,05 \text{ a.u.}$ und anschließende Summation über alle beteiligten n_γ -Photonen Prozesse und angeregten Zustände nl ergibt:

$$\frac{d\sigma_L}{dk_{r,e}} \propto f(k_e) = \sum_{n_\gamma, n} \sigma_{np} \exp\left(\frac{-2(k_{re} - k_{re}^{n, n_\gamma})^2}{0,05^2}\right), \quad (3.20)$$

mit k_{re}^{n, n_γ} dem Impuls des Elektrons, der sich aus der Energie $E_e^{n, n_\gamma} = n_\gamma E_\gamma - IP_n$ aus Tabelle A.1 ergibt.

In Abbildung 3.17 ist die Verteilung des Impulsbetrages für den Fall der Einphotonenionisation, der Zweiphotonenionisation und der Berücksichtigung der Dreiphotonenionisation unter der Annahme, daß die Ein- bis Dreiphotonenprozesse gesättigt* sind, sowie die Summe aller Beiträge gezeigt.

Bei der reinen Einphotonenionisation erhält man eine Verteilung der Impulse, die eine Doppelpeakstruktur bei $0,15 \text{ a.u.}$ und $0,25 \text{ a.u.}$ aufweist. Wenn zwei Photonen bei der Ionisation beteiligt sind, ergibt sich wieder eine Doppelpeakstruktur bei $0,25 \text{ a.u.}$ und $0,35 \text{ a.u.}$. Unter Berücksichtigung der Dreiphotonenionisation bildet sich deutlich ein Peaks bei $0,1 \text{ a.u.}$ heraus. Die Dreiphotonenionisation aus den höheren Zuständen ist nicht berücksichtigt, weil dafür in den experimentellen Daten kein Hinweis gefunden wurde.

Dieser Impulsverlauf kann nun an die experimentellen Daten gefittet werden (grüne Kurve in Abbildung 3.16). Dabei wurde nicht jeder einzelne Peak berücksichtigt, sondern immer eine Überlagerung von mehreren Gaußpeaks, gewichtet mit der Anfangspopulation ihres Zustandes. Zusammengefaßt wurden die Zustände 4p und 4s (2), die Zustände 5p bis 12p, 3p und 3s (3) und die Zustände 4p bis 12p (4), die mittels der Zweiphotonenabsorption ionisiert werden. Nur der Zustand 2p wird alleine durch einen Gaußpeak (1) repräsentiert. Somit ergibt sich als Fitfunktion

*Die Rate der Photoionisation w_n in Sättigung ist gerade $1/w_n > \Delta t_{Laser}$, mit Δt_{Laser} der Laserpulslänge. Daraus ergibt sich, daß alle angeregten Zustände durch den Laser ionisiert werden.

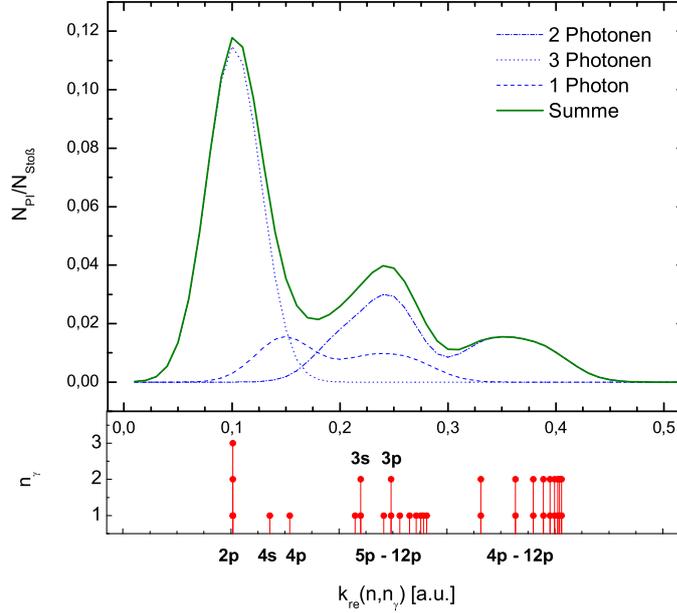


Abbildung 3.17: Elektronenimpulsverteilung nach der Photoionisation aus verschiedenen Niveaus, berechnet mit Formel 3.20. Die angenommene Breite der einzelnen Gaußkurven von $0,05 \text{ a.u.}$ ergibt sich aus der in Abschnitt 2.3 diskutierte Impulsauflösung.

$f(k_{re})$:

$$\begin{aligned}
 f(k_{re}) = & \underbrace{\frac{A_1}{w_1 \sqrt{\pi/2}} e^{-2(k_{re}-k_1)^2/w_1^2}}_{(1)} + \underbrace{\frac{A_2}{w_2 \sqrt{\pi/2}} e^{-2(k_{re}-k_2)^2/w_2^2}}_{(2)} \\
 & + \underbrace{\frac{A_3}{w_3 \sqrt{\pi/2}} \sum_n \sigma_n e^{-2(k_{re}-k_n)^2/w_3^2}}_{(3)} + \underbrace{\frac{A_4}{w_4 \sqrt{\pi/2}} \sum_n \sigma_n e^{-2(k_{re}-k_n)^2/w_4^2}}_{(4)}
 \end{aligned} \quad (3.21)$$

Die Fitparameter sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt.

Da man davon ausgehen kann, daß die Einphotonenionisation bei beiden Intensitäten $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ und $1,2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ in Sättigung ist, kann man aus dem Flächenverhältnis der Peaks (1) und (2) auf den Rückgang der Dreiphotonenionisation schließen:

$$\frac{A_{b1}/A_{b2}}{A_{a1}/A_{a2}} = 0,50 \pm 0,02 \quad (3.22)$$

Aus Abbildung 3.14 kann man im Prinzip davon ausgehen, daß die gesamte und damit auch die Photoionisation aus dem 2p-Zustand für eine Laserintensität von $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ in Sättigung ist. Somit erhält man unter Verwendung der

3.2. Stoßanregung und Photoionisation

Peak	Fläche A_i	Halbwertsbreite w_i	Position k_i
(a1)	$75,6 \pm 0,1$	$0,043 \pm 0,002$	$0,102 \pm 0$
(a2)	$44,9 \pm 0,2$	$0,046 \pm 0,006$	$0,143 \pm 0,002$
(a3)	$148,5 \pm 0,6$	$0,12 \pm 0,02$	—
(a4)	$34,8 \pm 0,7$	$0,13 \pm 0,04$	—
(b1)	$10,1 \pm 0,3$	$0,06 \pm 0$	$0,102 \pm 0$
(b2)	$12,0 \pm 0,2$	$0,06 \pm 0,01$	$0,143 \pm 0$
(b3)	$22,8 \pm 0,4$	$0,11 \pm 0,03$	—
(b4)	$10,1 \pm 0,9$	$0,16 \pm 0,07$	—

Tabelle 3.1: Fitparameter aus Abbildung 3.16.

Näherungsformel 3.14 für die Rate aus dem 2p-Zustand

$$w_{2p}(I) = \frac{0,5w_{2p}^S}{I_j^3} I^3, \quad (3.23)$$

mit $w_{2p}^S = 1/7 \text{ ns}$ der Rate der Sättigung und I_j der Laserintensität $I_j = 1,2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. Diese Rate kann nun in Formel 3.17 eingesetzt werden, um die Anzahl der Ereignisse der Photoionisation aus dem 2p Zustand abzuschätzen. Im nächsten Abschnitt wird mit diesem Ergebnis, bei einer Laserintensität, bei der alle Raten aus den höher angeregten Zuständen in Sättigung sind, Formel 3.17 numerische für verschiedene Zeitverschiebungen des Laserpulses t_0 gelöst.

Allerdings muß man bei diesem Schluß berücksichtigen, daß für die Messung der Intensitätsabhängigkeit aus Abbildung 3.14 nur ein Tag Meßzeit nötig war, während für den Radialimpuls aus Abbildung 3.16 (b) 20 Tage und für die höhere Intensität von $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ aus Abbildung 3.16 (a) sogar 42 Tage gemessen wurde, um ausreichend Statistik zu sammeln. Die Einstellungen des zeitlichen und räumlichen Überlappes der Strahlen und die Leistung des Lasers wurden jeweils nach einer Woche überprüft und gegebenenfalls nachjustiert. Trotzdem kann man davon ausgehen, daß während des Experimentes im Durchschnitt eine etwas kleinere Intensität erreicht wurde als im optimalen Fall direkt nach der Justage. Dies würde auch erklären, warum Peak (1) in Abbildung 3.16 (a) nicht dasselbe Größenverhältnis zu den anderen Peaks aufweist wie in Abbildung 3.17. Somit ist Gleichung 3.23 mehr als grobe Abschätzung als ein genaues Ergebnis zu sehen.

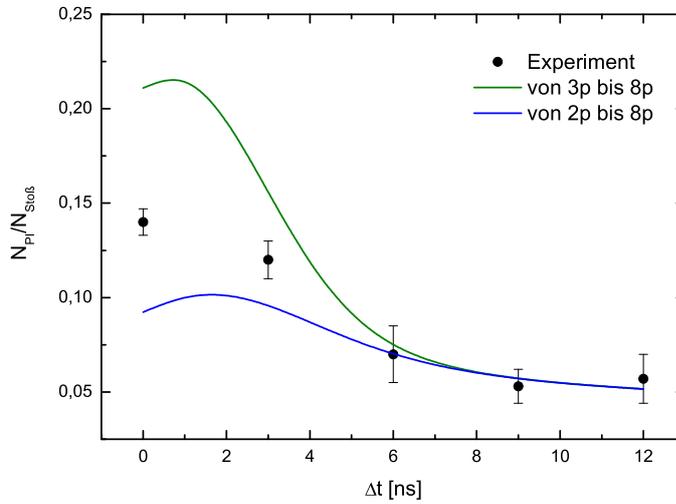


Abbildung 3.18: Das Verhältnis $N_{PI}/N_{Stoß}$ bei einer Laserintensität von $I = 1 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ in Abhängigkeit von der Verschiebung des Laser- bzgl. des Elektronenpulses.

3.2.4 Lebensdauer der angeregten Zustände

Da die angeregten Zustände in Helium Lebensdauern im ns -Bereich haben, von $\tau_n = 0,5 \text{ ns}$ für $1s2p$ bis zu $\tau_n = 96 \text{ ns}$ für $1s12p$ (für alle Lebensdauern siehe Tabelle A.1), kann man mit dem Laser den zeitlichen Verlauf der Besetzungswahrscheinlichkeit der Niveaus abfragen. Dazu wird der Laserpuls bezüglich des Elektronenpulses zeitlich nach hinten verschoben (für eine schematische Skizze der Elektronik siehe Abbildung A.4).

In Abbildung 3.18 ist das Verhältnis der Anzahl der Ereignisse aus der Photoionisation zu der der Stoßionisation $N_{PI}/N_{Stoß}$ bei einer Laserintensität von $I = 1, 2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ zu sehen. Wie erwartet nimmt das experimentelle Verhältnis mit zunehmenden Zeitabstand zwischen Elektronen- und Laserpuls ab. Außerdem sind die Raten für die Ionisation aus dem $3p$ bis $8p$ und aus $2p$ bis $8p$ Zustand, inklusive des $3s$ und $4s$ Zustandes, numerisch berechnet nach Gleichung 3.12 und 3.17 ebenfalls für die Laserintensität $I = 1, 2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ gezeigt. Die höheren Zustände haben nur noch einen sehr kleinen Anregungsquerschnitt und tragen zur Gesamtionisation nicht mehr wesentlich bei. In einfachster Näherung wurde angenommen, daß sich die Ionisation aus den einzelnen Zuständen (außer dem $2p$ -Zustand) jeweils beim Maximum des Lasers in Sättigung befindet. Die Übereinstimmung der experimentellen Werten mit beiden Kurven für große Zeitverschiebungen ist gut. Für kleine Zeitverschiebungen hingegen, bei denen der kurzlebige $2p$ -Zustand eine große Rolle spielt, ist die Kurve, die diesen nicht berücksichtigt, zu klein. Allerdings ist die zweite Kurve zu groß. Ein Grund dafür könnte sein, daß die Bedingungen für die Näherungsformel 3.14, die in die Berechnung der Raten eingeht, nämlich, daß das Laserfeld nicht zu groß ist und die Energie des emittierten Elektrons nicht zu klein ist, gerade für den $2p$ -Zustand nicht ausreichend erfüllt sind, bzw. daß Gleichung

3.23, die ebenfalls in die Berechnung eingeht, nur eine grobe Näherung ist.

3.2.5 Impulse der Ionen und Elektronen im Stoßsystem

Da die Kinematik jedes Einzelstoßes voll bestimmt ist, kann im Detail untersucht werden, wie die Impulsverteilung der emittierten Elektronen und Ionen im Bezug auf die Projektilstrebene in Abhängigkeit von der Richtung der Laserpolarisation aussieht. Dazu wird für jeden Stoß das verwendete Koordinatensystem so gedreht, daß der Impulsübertrag \vec{q} in der xz -Ebene liegt. Dabei bleibt die z -Koordinate, also die Projektilstrahlrichtung, unverändert.

In Abbildung 3.19 sind die Impulse der Elektronen (*a*) und der Ionen (*b*) in der Streuebene (1) und in der dazu senkrechten yz -Ebene (2), wobei der Öffnungswinkel der Ebene jeweils $\pm 20^\circ$ beträgt, zu sehen. In dem dargestellten Fall liegt die Laserpolarisation $\hat{\epsilon}$ in der Streuebene ($\pm 30^\circ$). Für die Elektronen können in beiden Ebenen zwei Ringe beobachtet werden, allerdings ist deren Winkelverteilung unterschiedlich. In der Streuebene (a1) ist die Emission in die Polarisationsrichtung des Lasers ausgerichtet, während sie in der dazu senkrechten Ebene (a2) nahezu isotrop ist.

Die Ionen haben in der Streuebene (*b*1) eine breite, ausgeschmierte Verteilung, die sowohl etwas in z - als auch deutlich in x -Richtung verschoben ist. Senkrecht dazu (*b*2), in der yz -Ebene, erkennt man dagegen auch bei den Ionen die Ausbildung von zwei Ringen mit denselben Radien wie bei den Elektronen.

Diese Beobachtung kann damit erklärt werden, daß die hier betrachtete Ionisation durch einen Zweistufenprozeß verursacht wird. Zuerst wird auf das Targetatom durch den Elektronenstoß Impuls übertragen. Das angeregte Elektron und der Targettrumpf haben nach dem Stoß dieselbe Geschwindigkeit v . Da aber die Masse des Heliumkerns um den Faktor $4m_p/m_e \approx 7200$ größer ist als die des Elektrons, kann der daraus resultierende Impuls des Elektrons vernachlässigt werden. Praktisch der gesamte im Stoß übertragene Impuls \vec{q} wird vom Ion aufgenommen. Danach wird das Elektron, das sich in einem angeregten Zustand befindet, durch Photonen ins Kontinuum rotationssymmetrisch um die Polarisationsrichtung mit der Energie $n_\gamma E_\gamma - IP_n$ emittiert. Das Ion erhält dabei zusätzlich den entsprechenden Rückstoßimpuls. Die Impulsverteilung des Ions in Abbildung 3.19 (b1) entspricht also der Überlagerung der Elektronenimpulsverteilung aus (a1) und der Verteilung des Impulsübertrages \vec{q} . Dadurch geht die Ringstruktur verloren. In der senkrechten Ebene muß das Ion alleine den Impuls des Elektrons kompensieren. Deshalb beobachtet man die entsprechende Impulsverteilung wie für die Elektronen.

In Abbildung 3.20 sind ebenfalls die Impulsverteilungen für Elektronen (*a*) und Ionen (*b*) in der Streuebene (1) und senkrecht dazu (2) zu sehen, allerdings steht hier die Laserpolarisation $\hat{\epsilon}$ senkrecht zur Streuebene. Für die Elektronen bietet sich ein ähnliches Bild wie in Abbildung 3.19. In beiden Ebenen gibt es wieder zwei Ringe und in der Ebene, in der auch die Laserpolarisation liegt (hier (*a*2)), ist die Winkelverteilung wiederum in Richtung der Laserpolarisation ausgerichtet. Das Ion kompensiert

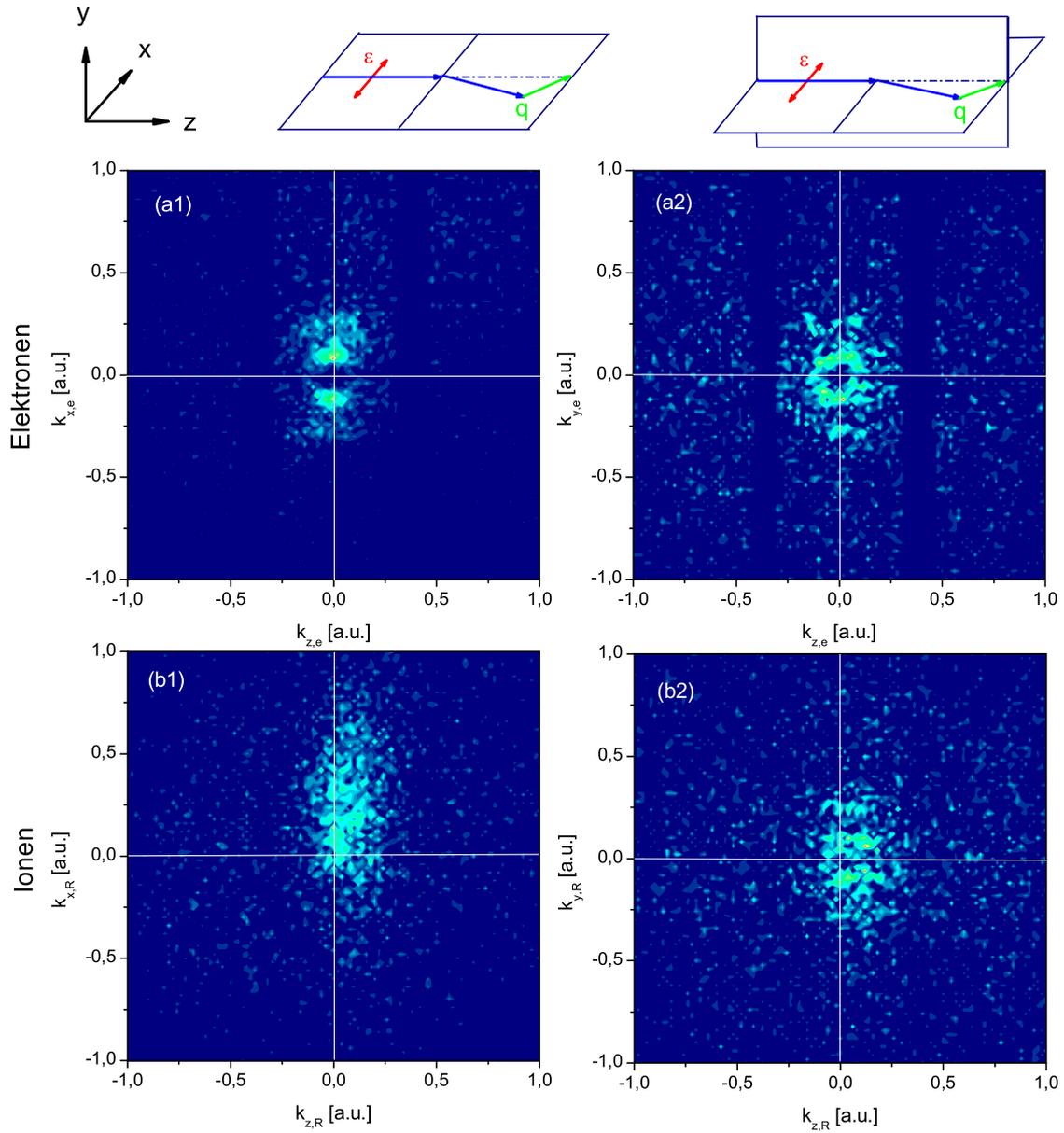


Abbildung 3.19: Impulsverteilung der Elektronen (a) und der Ionen (b) in der koplanaren (1) und senkrechten (2) Geometrie für $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. Die Laserpolarisation ε liegt in der Streuebene (1).

3.2. Stoßanregung und Photoionisation

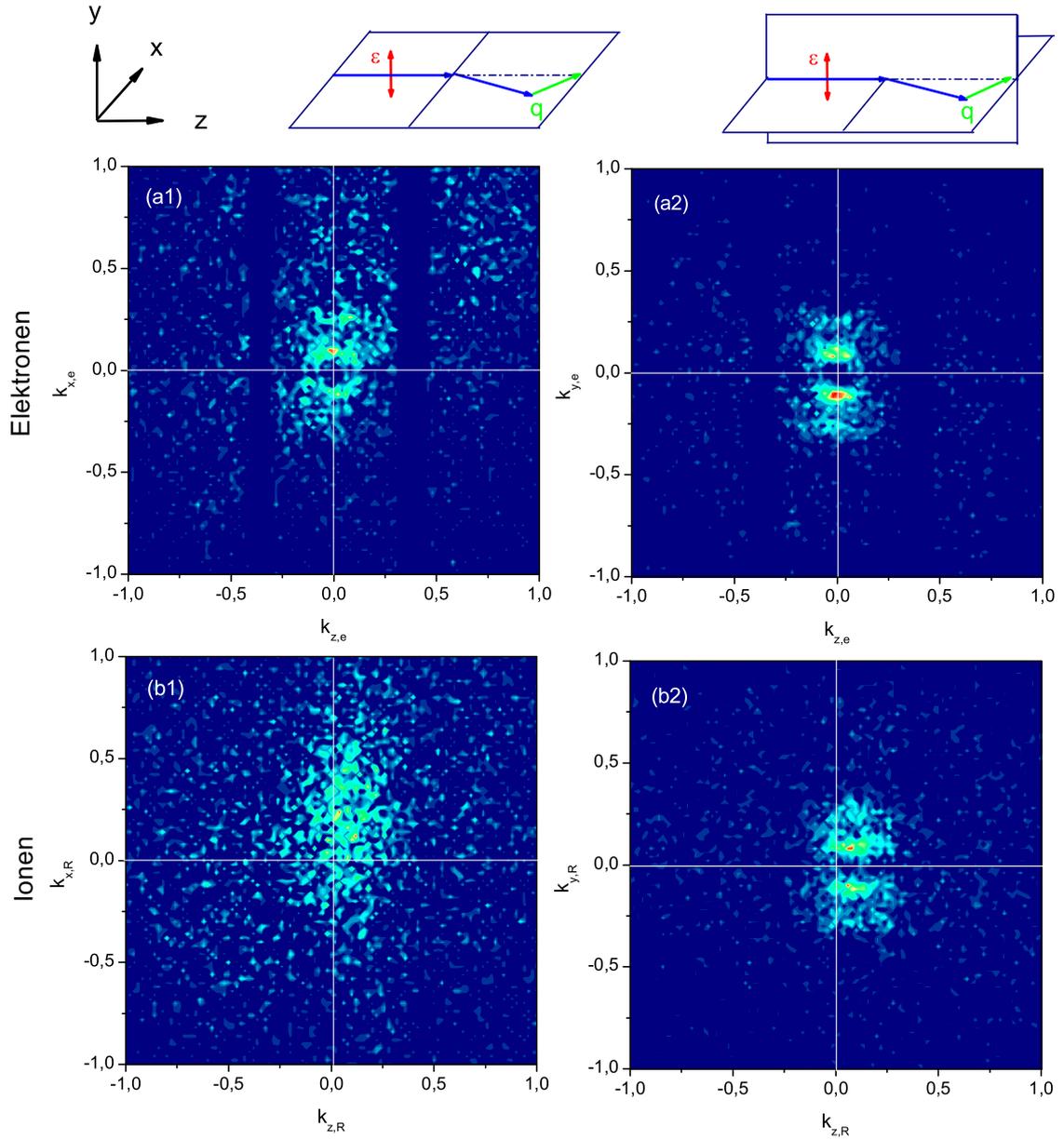


Abbildung 3.20: Impulsverteilung der Elektronen (a) und der Ionen (b) in der koplanaren (1) und senkrechten (2) Geometrie für $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. Die Laserpolarisation $\hat{\epsilon}$ liegt in der senkrechten Ebene (2).

in der senkrechten Ebene (b2) wieder den Impuls des Elektrons, deshalb weißt auch seine Winkelverteilung, im Gegensatz zu 3.19 (b2), eine deutlichere Orientierung entlang $\hat{\epsilon}$ auf. Der Ionenimpuls wird in diesem Fall nur durch die Absorption der Photonen, nicht aber durch den beim Stoß übertragenen Impuls bestimmt, d.h. hier wird der Impuls nicht durch den Impulsübertrag verschmiert. Die Winkelverteilung der Elektronen wird im nächsten Abschnitt ausführlich diskutiert werden.

Auffällig ist auch, daß die Impulsverteilung des Ions in der Streuebene, die ein Bild der Verteilung des Impulsübertrages bei Anregung ist, ausgeschmierter ist, als in dem Fall, in dem die Laserpolarisation in der Streuebene liegt. Das kann aber auch ein Effekt der Statistik sein, da im Fall $\hat{\epsilon} \parallel \hat{x}$ ungefähr 3400 Ereignisse im Spektrum 3.19 (b1) dargestellt sind, während es für den Fall $\hat{\epsilon} \perp \hat{x}$ nur ungefähr 2300 sind. Somit ist im zweiten Fall das Spektrum 3.20 (b1) stärker durch den Untergrund beeinträchtigt.

3.2.6 Die Winkelstruktur der Elektronenemission

Bei der Photoionisation entstehen Elektronen mit einer charakteristischen Winkelverteilung, die sowohl von der Anzahl der absorbierten Photonen als auch vom Anfangszustand des Elektrons abhängt. Prinzipiell kann man aus einer Analyse der Winkelverteilung daher detaillierte Information sowohl über den Photoionisationsprozeß als auch über die Stoßanregungsamplituden gewinnen. Beim Stoß mit dem Projektilelektron wird ein Elektron aus dem Heliumgrundzustand mit den Quantenzahlen $n, l, m_l = 1, 0, 0$ angeregt (der Einfluß des Spins soll hier vernachlässigt werden). Bei einer Projektilenergie von $E_0 = 1000 \text{ eV}$ dominieren Dipolübergänge, für welche die Auswahlregeln $\Delta l = 1$ und $\Delta m_l = 0$ gelten. Daneben tragen aber auch Nichtdipolübergänge mit $\Delta l \neq 0$, bzw. $\Delta m_l \neq 0$, bei. Besonders der Monopolübergang mit $\Delta l = 0$ ist hier wichtig [FB95]. Weiterhin stimmt die Quantisierungsachse der Stoßionisation, bei schnellen Stößen die Richtung des Impulsübertrages, im Allgemeinen nicht mit der Laserpolarisationsachse, der Quantisierungsachse der anschließenden Photoionisation überein. Dies führt dazu, daß die Winkelverteilung nicht axialsymmetrisch zur Laserpolarisation ist, sondern auch vom Azimutalwinkel θ_e abhängt. Bei der Photoionisation hängen die Quantenzahlen l und m_l der emittierten Partialwelle von der Anzahl der beteiligten Photonen mit jeweils $l_\gamma = 1$ und $m_\gamma = 0$ ab. Daraus folgt nun, ausgehend von angeregten Elektronen mit der Drehimpulsquantenzahl $l = 0$ und $l = 1$, daß nach der Absorption von einem Photon ($n_\gamma = 1$) die Drehimpulsquantenzahl die Werte $l = 0$ bis 2 mit allen $2l + 1$ möglichen Werten für m_l annehmen kann. Bei $n_\gamma = 2$ ergibt sich $l = 0$ bis 3 und bei $n_\gamma = 3$ sogar $l = 0$ bis 4.

Die Winkelverteilung $f(\phi_e, \theta_e)$ von Elektronen aus zufällig orientierten Atomen, wie sie vorliegen, wenn man über die Richtung des Impulsübertrages mittelt, durch die Absorption von n_γ Photonen wird mit einer Superposition aus Kugelflächenfunk-

tionen beschrieben [Yan48, Sch98]

$$f(\phi_e, \theta_e) = f(\phi_e) = \sum_{k=0}^{n_\gamma} \beta_{2k,0} Y_{2k,0}(\phi_e). \quad (3.24)$$

Dies kann allgemein als Summe von Legendre-Polynomen dargestellt werden:

$$f(\phi_e) = \sum_{k=0}^{n_\gamma} \beta_{2k} P_{2k}(\cos \phi_e), \quad (3.25)$$

läßt sich also als eine Reihe von geraden Potenzen von $\cos \phi_e$ schreiben.

Da, wie bereits diskutiert, der äußere Ring in Abbildung 3.15 eine Überlagerung aus der Photoionisation mit einem und zwei Photonen ist, während der innere Ring fast ausschließlich durch die Dreiphotonenionisation verursacht wird, kann man die jeweilige Winkelverteilung mit einer Überlagerung der entsprechenden Legendre-Polynome anfiten. So wurde hier als Fitfunktion eine Reihe von geraden Potenzen von sin-Funktionen (anstelle von cos-Funktionen, da der Winkel ϕ_e nicht der Winkel zwischen Elektronenimpuls und Laserpolarisation sondern Projektionsstrahlrichtung ist) verwendet, äquivalent zu den ersten Termen aus Formel 3.25:

$$f(\phi_e) = A_1 + A_2 \sin^2(\phi_e) + A_3 \sin^4(\phi_e) + A_4 \sin^6(\phi_e). \quad (3.26)$$

Für das emittierte Elektron kann der isotrope Anteil A_1 mit der Drehimpulsquantenzahl $l = 0$ identifiziert werden. Der A_2 -Term repräsentiert dann den Fall $l = 1$, der A_3 -Term den $l = 2$ -Fall und der A_4 -Term $l = 3$. Höhere Terme ergaben im Fit einen um Größenordnungen kleineren Anteil und sind deshalb hier nicht explizit erwähnt.

In Abbildung 3.21 ist die Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für beide Ringe aus Abbildung 3.15 (a) für $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ zu sehen, und zwar für den (a) inneren und für den (b) äußeren Ring. Dabei beginnt ϕ_e auf der x -Achse und läuft dann entgegen dem Uhrzeigersinn in der xy -Ebene. Ebenfalls ist das Ergebnis des Fites mit der Funktion $f(\phi_e)$ samt der einzelnen Komponenten gezeigt. Die Fitparameter sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Für beide Ringe gibt es einen erheblichen isotropen Anteil A_1 , der für den äußeren Ring (b) größer ist. Während der äußere Ring (b), zusätzlich zum isotropen Anteil, gut mit einer \sin^2 -Verteilung (A_2) beschrieben wird und nur zu einem kleinen Teil mit einer \sin^4 -Verteilung (A_3), ist der innere Ring (a) deutlich schmaler und wird vollständig von einer \sin^4 -Verteilung (A_3) reproduziert.

In den Abbildungen 3.15 und 3.21 wurde über alle Richtungen des Impulsübertrages gemittelt. Um zu untersuchen, wie die Winkelverteilung von der Richtung des Impulsübertrages bezüglich der Laserpolarisation abhängt, wurde die Verteilung für den Fall aus Abbildung 3.19 (a1) und Abbildung 3.20 (a2) untersucht. Im Fall der Abbildung 3.19 (a1) liegt die Laserpolarisation $\hat{\epsilon}$ in der Streuebene und der Impulsübertrag \vec{q} ist daher näherungsweise parallel zu $\hat{\epsilon}$ ($\hat{\epsilon} \parallel \vec{q}$). Die entsprechende

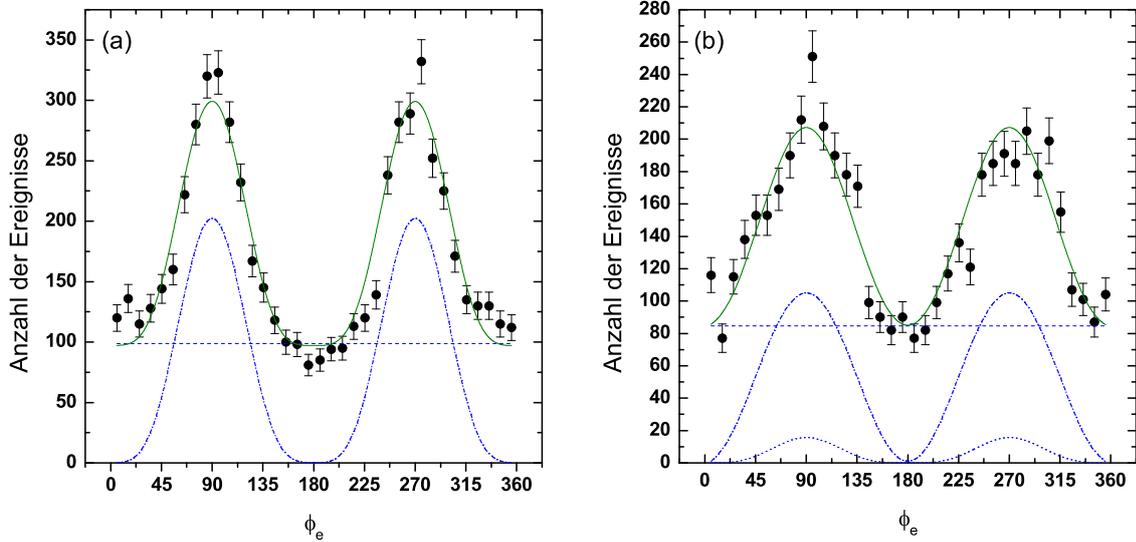


Abbildung 3.21: Winkelverteilung der beiden Ringe aus Abbildung 3.15 (a) für $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. In (a) ist die Winkelverteilung für den inneren Ring $k_{re} = 0,05 - 0,15 \text{ a.u.}$ und in (b) die Verteilung für den äußeren Ring $k_{re} = 0,2 - 0,3 \text{ a.u.}$ jeweils mit einem Fit nach Funktion 3.26 zu sehen.

Winkelverteilungen sind in Abbildung 3.22 in (a) für den inneren Teil des inneren Ringes, also von $k_{re} = 0,8 - 1,2 \text{ au}$, und in (b) für den äußeren Teil des inneren Ringes ($k_{re} = 1,3 - 1,7 \text{ au}$) zu sehen. In Abbildung 3.20 (a2) liegt die Streuebene senkrecht zur Laserpolarisation und damit gilt $\hat{\epsilon} \perp \vec{q}$. In Abbildung 3.22 (c) und (d) sind die entsprechenden Winkelverteilungen mit denselben Schnitten für $k_{\perp,e}$ wie in (a) und (b) zu sehen. Der innere Teil ((a) und (c)) sollte nach Abbildung 3.17 fast vollständig aus der Dreiphotonenionisation aus dem $2p$ -Zustand bestehen, während der äußere Teil ((b) und (d)) eine Überlagerung der Einphotonenionisation aus dem $4s$ - und $4p$ -Zustand ist.

Der Fit ergibt, daß alle Winkelverteilungen einen geringeren isotropen Anteil haben, als die über die Richtung von \vec{q} gemittelten Winkelverteilungen aus Abbildung 3.21. Außerdem ist der innere Teil (a) und (c) in beiden Fällen schmaler als der äußere Teil (b) und (d), was darauf zurückzuführen ist, daß im inneren Teil mehr Photonen beteiligt sind und damit ein höheres l für das auslaufende Elektron zu erwarten ist. Darüber hinaus sind die Winkelverteilungen für den Fall (a) und (b), daß die Laserpolarisation in derselben Ebene liegt wie der Impulsübertrag $\hat{\epsilon} \parallel \vec{q}$, schmaler als die jeweiligen Winkelverteilung (c) und (d) für $\hat{\epsilon} \perp \vec{q}$.

Im einfachen Fall der Dipolnäherung der Stoßanregung und Einphotonenabsorption ist das einfach zu verstehen. Wenn man davon ausgeht, daß es im schnellen Stoß nur zu Dipolübergängen kommt, wobei die Quantisierungsachse die Richtung des Impulsübertrages \vec{q} ist, so werden nur Zustände mit der Quantenzahl $l = 1$ und

3.2. Stoßanregung und Photoionisation

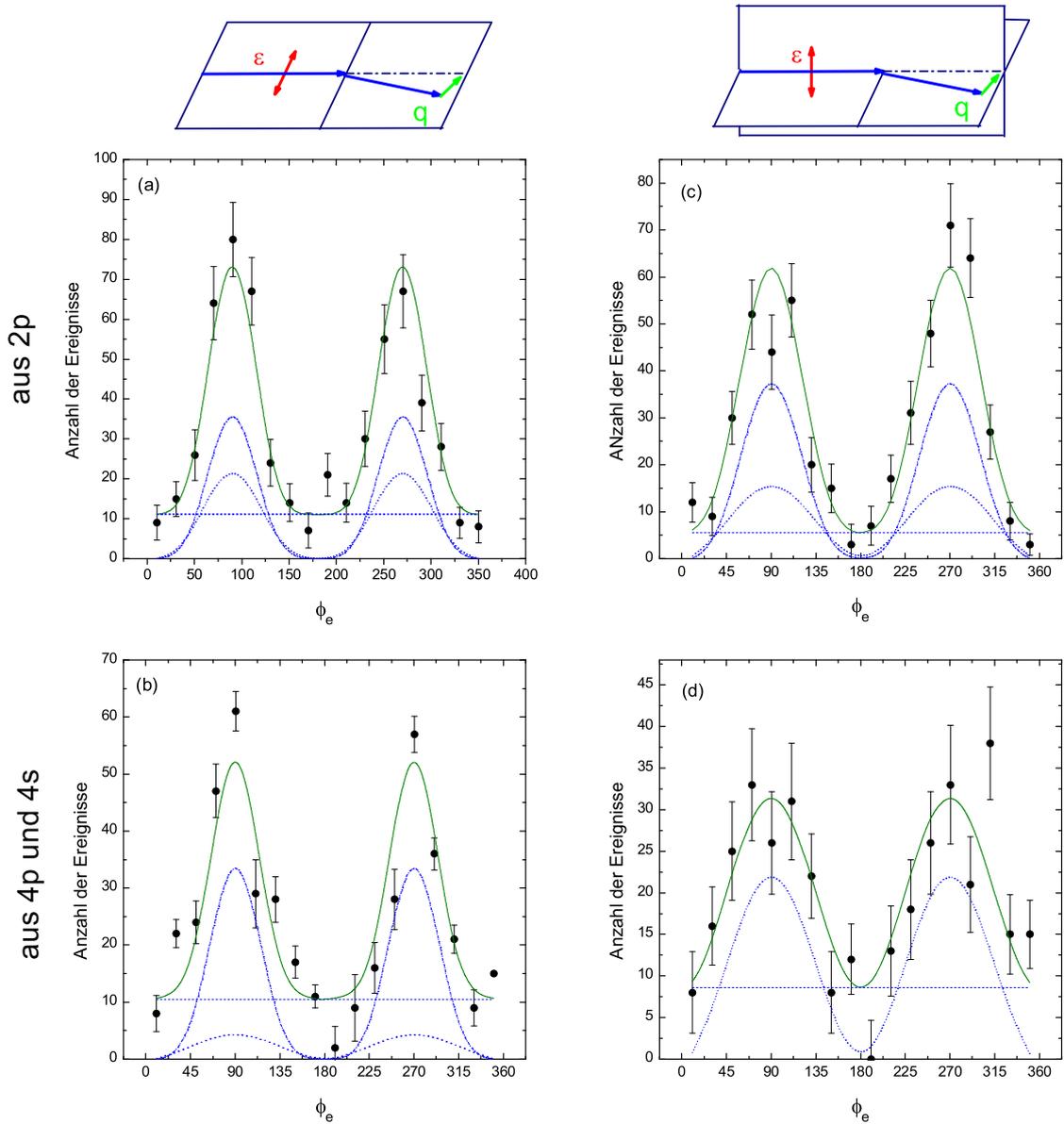


Abbildung 3.22: Winkelverteilung bei einer Intensität von $I = 5 \times 10^{12} W/cm^2$. In (a) ist die Winkelverteilung für den inneren Ring aus Abbildung 3.19 (a1) von $k_{re} = 0,8 - 1,2 a.u.$ und in (b) die Verteilung für den inneren Ring von $k_{re} = 1,3 - 1,7 a.u.$ jeweils mit einem Fit nach Formel 3.26 zu sehen. In (c) und (d) ist dasselbe für den inneren Ring aus Abbildung 3.20 (a2) dargestellt.

Bild	unorientiert		$\hat{\epsilon} \parallel \vec{q}$		$\hat{\epsilon} \perp \vec{q}$	
	3.21 (a)	3.21 (b)	3.22 (a)	3.22 (b)	3.22 (c)	3.22 (d)
A_1	$31, 1 \pm 0, 1$	$41, 1 \pm 0, 4$	15 ± 5	20 ± 7	9 ± 6	27 ± 7
A_2	—	$51, 3 \pm 22, 7$	—	8 ± 25	26 ± 39	73 ± 12
A_3	$68, 9 \pm 0, 3$	8 ± 34	31 ± 135	—	65 ± 32	—
A_4	—	—	54 ± 85	72 ± 30	—	—

Tabelle 3.2: Fitparameter der Fits 3.26 aus Abbildung 3.21 und 3.22 in Prozent.

$m_l = 0$ bezüglich dieser Achse angeregt. Bei der anschließenden Photoionisation müssen nun die beiden diskutierten Fälle betrachtet werden. Steht die Polarisation senkrecht zum Impulsübertrag, so ist für die Photoionisation die Besetzung der magnetischen Unterzustände in einem bezüglich der q -Richtung um 90° gedrehten Koordinatensystem relevant. Dies führt dazu, daß im neuen Bezugssystem nicht mehr nur der ($m_l = 0$)-Zustand besetzt ist sondern auch die ($m_l = \pm 1$)-Zustände beitragen. Beschreibt man diese Zustände näherungsweise mit gleichverteilter m_l -Besetzung (isotroper Zustand), so gilt für die Winkelverteilung der Photoelektronen durch Absorption eines Photons

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\phi_e) = \frac{\sigma}{4\pi} [1 + \beta P_2(\cos \phi_e)], \quad (3.27)$$

mit $P_2 = 1/2(3 \cos^2 \phi_e - 1)$. Die höheren Winkelterme P_i , mit i gerade, interferieren sich vollständig weg. Für den zweiten Fall, daß der Impulsübertrag parallel zur Polarisation steht, liegt dagegen ein anisotroper Anfangszustand mit maximalem “Alignment“ vor. Diese Anisotropie geht in die Winkelverteilung ein. Für die Photoionisation des Zustandes $l = 1$ und $m_l = 0$ trägt in der Winkelverteilung auch der P_4 -Term mit $P_4 = 1/8(35 \cos^4 \phi_e - 30 \cos^2 \phi_e + 3)$ bei. In diesem Fall ist die Winkelverteilung also schmäler als für zufällig verteilte Atome (siehe Abbildung 3.22 (b) und (d)). Für den allgemeinen Fall der Mehrphotonenabsorption kommt man zu dem analogen Schluß, wie auch in Abbildung 3.21 (a) und (c) zu erkennen ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde somit erstmals demonstriert, daß es möglich ist, kinematisch vollständige Stoßexperimente in Anwesenheit eines Laserfeldes durchzuführen. Die hier durchgeführte Analyse der Daten, welche aufgrund der beschränkten Zeit und der Vielzahl der anderen experimentellen Ergebnisse, bei weitem nicht vollständig ist, zeigt bereits deutlich, welche Vielzahl von Prozessen auftreten können, und wie diese mittels dieser vollständig neuen Klasse von Experimenten im Detail studiert werden können.

In zukünftigen systematischen Experimenten wird man bei verschiedenen In-

tensitäten und sicherlich auch höherer Laserrepetitionsrate Ein-, Zwei-, Drei- und Mehrphotonenprozesse deutlich trennen, und ihre jeweilige Winkelverteilung charakterisieren können. Wie gezeigt, wird die Anregung in verschiedene Zustände als Funktion des Impulsübertrages (Stoßparameterabhängigkeit) erstmals zugänglich und Lebensdauer angeregter Zustände können gezielt vermessen werden. Zur Zeit werden in unseren wie auch anderen Labors Laser entwickelt, welche bei einer Intensität von etwa 10^{12} W/cm^2 eine Repetitionsrate von MHz aufweisen, womit solche Experimente in Zukunft in Tagen statt wie hier in Monaten durchzuführen sein werden. Diese werden entscheidend dazu beitragen, die Wechselwirkung intensiver Laser mit Atomen, Molekülen und Clustern besser zu verstehen.

3.3 Einfachionisation im Laserfeld: $(en_\gamma, 2en'_\gamma)$

Bisher wurde die Photoionisation von stoßangeregten Zuständen behandelt. Nun soll der Einfluß des Laserfeldes auf die direkte Stoßionisation untersucht werden. Wie bereits in Kap 1.3 diskutiert wurde, werden bei der laserassistierten Ionisation sowohl der Anfangs- wie auch der Endzustand durch die Wechselwirkung mit dem Laserfeld modifiziert. Im klassischen Bild führen die geladenen Kontinuumsteilchen eine Zitterbewegung im oszillierenden Feld aus. Die zeitliche gemittelte Energie, die ein Elektron durch diese Bewegung aufnimmt, heißt Ponderomotives Potential. Diese Energie verschwindet für ein schon vor Beginn des Pulses freies, geladenes Teilchen nach dem Abklingen des Laserpulses wieder. Im Photonenbild kann ein freies Coulomb-Teilchen wegen der Impulserhaltung keine Photonen absorbieren. Dies ändert sich jedoch, falls ein weiteres Teilchen beteiligt ist und diese während des Pulses zum Beispiel in einem Streuprozess ihre quantenmechanischen Zustände ändern können. Im Falle der stoßinduzierten Ionisation erhält das emittierte Teilchen in Abhängigkeit vom Stoßzeitpunkt bzgl. der Phase der Lichtwelle einen Driftimpuls, der nach dem Laserpuls erhalten bleibt und daher messbar ist. Während eines Streuprozesses ist es also für ein Teilchen durchaus möglich, Photonen zu absorbieren, da der Rückstoßimpuls, der der Änderung der kinetischen Energie entspricht, vom Stoßpartner aufgenommen werden kann. Aufgrund der Wechselwirkung mit dem Lichtfeld wird sich also die Energiebilanz des Stoßes in ganzen Einheiten der Photonenenergie ändern.

Neben diesem reinen Energieaustausch sind besonders bei kleinen Energien E_b des ionisierten Elektrons weitere Effekte zu erwarten. Liegt E_b im Bereich der Photonenenergie, so koppeln die Kontinuumszustände mit Rydbergzuständen des neutralen Atoms. Wie Rechnungen von Maquet et al. [MVM 89] zeigen, ergeben sich dadurch im Energiespektrum der emittierten Elektronen charakteristische Resonanzen. Durch Interferenz verschiedener Ionisationspfade weisen diese Resonanzen Fano-profile auf. Weiterhin führt die Zitterbewegung des ionisierten Elektrons zu einer modifizierten Wechselwirkung mit dem Coulombpotential des zurückbleibenden Ions. Wie neue Rechnungen von K. Dimitriou et al. [DAY 04] zeigen, kann dies zu einer stark modifizierten Impulsverteilung der Atomfragmente führen, die transversal zur Richtung des treibenden Laserfeldes schmaler wird und einen Cusp bei $k_\perp = 0$ aufweist (siehe Abbildung 3.27). In longitudinaler Richtung entsteht dagegen ein Minimum für $k_\parallel = 0$.

Im Rahmen dieser Arbeit war es zum ersten Mal möglich, experimentelle Daten zur Einfachionisation im Laserfeld aufzunehmen. Da die Messung kinematisch vollständig war, können auch vollständig differentielle Wirkungsquerschnitte gewonnen werden. Dabei ist eine Einschränkung zu beachten: die experimentelle Auflösung der Energiebilanz der $(e, 2e)$ Reaktion von $\Delta Q/v_p = 0,14 a.u.$, die, wie in Abschnitt 1.1.3 dargestellt, aus den longitudinalen Impulskomponenten der Heliumfragmente sowie der Energie des ionisierten Elektrons gewonnen wird, war nicht ausreichend, um die Zahl n_γ der im Stoß ausgetauschten Photonen zu bestimmen (für ein Photon

3.3. Einfachionisation im Laserfeld: $(en_\gamma, 2en_\gamma)$

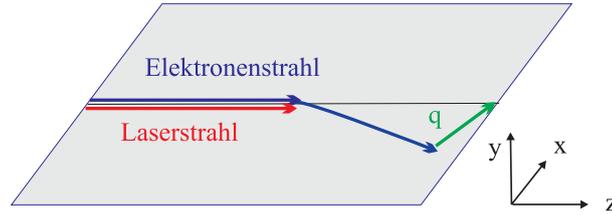


Abbildung 3.23: Koordinatensystem zur Beschreibung des Stoßes.

ist $Q/v_p = 0,005 \text{ a.u.}$). Daher sind die hier gemessenen Wirkungsquerschnitte mit Laserfeld immer ein Summe über die Querschnitte mit verschiedenen n_γ :

$$d\sigma_{mL} = \sum_{n_\gamma} d\sigma_{n_\gamma}^{mL}, \quad (3.28)$$

Trotz dieser Einschränkung weisen die experimentellen Spektren signifikante Unterschiede verglichen mit dem feldfreien Stoß auf. Wie in Abschnitt 3.2 dargestellt dominiert bei kleinen Energien der ionisierten Elektronen bis ca. 3 eV die Ionisation durch sequentielle Stoßanregung und anschließende Photoionisation. Um die laserassistierte Ionisation zunächst unbeeinflusst von diesem Prozess untersuchen zu können, werden in diesem Kapitel, außer in Abschnitt 3.3.2, nur solche Reaktionen diskutiert, bei denen das ionisierte Elektron mindestens 3 eV Energie hat. Im Folgenden sollen die vorliegenden Spektren diskutiert und, soweit bisher vorhanden, mit der Rechnungen, die in Abschnitt 1.3.3 vorgestellt wurde, verglichen werden.

3.3.1 Der Q -Wert

In Abbildung 3.23 ist das bei der folgenden Diskussion zur Beschreibung des Stoßes verwendete Koordinatensystem gezeigt. Die Projektilektronen und der Laserstrahl breiten sich in die z -Richtung aus. Der Impulsübertrag definiert die xz -Ebene. Somit zeigt die Laserpolarisation nicht mehr, wie im Laborsystem, in die x -Richtung, sondern befindet sich zufällig verteilt in der xy -Ebene. Prinzipiell können in der Auswertung entsprechende Bedingungen gesetzt werden, um nur Ereignisse zu untersuchen, bei denen die Richtung des Impulsübertrages relativ zur Laserpolarisation festgelegt ist und sie z. B. senkrecht oder parallel zueinander stehen. Da sich die relativen statistischen Fehler der Daten dadurch aber stark erhöhen und im Rahmen dieser Fehler kein signifikanter Unterschied zwischen den verschiedenen Richtungen der Laserpolarisation festgestellt werden konnte, werden hier nur die über die Richtung der Laserpolarisation gemittelten experimentellen Wirkungsquerschnitte gezeigt. Die in den folgenden Abschnitten zum Vergleich dargestellten berechneten Wirkungsquerschnitte sind ebenfalls über die Polarisationsrichtung gemittelt.

Eine Messung des Q -Wertes, der die Änderung der inneren Energie des Atoms bei der Stoßionisation angibt, kann Aufschluss über die mit dem Laserfeld ausgetauschte

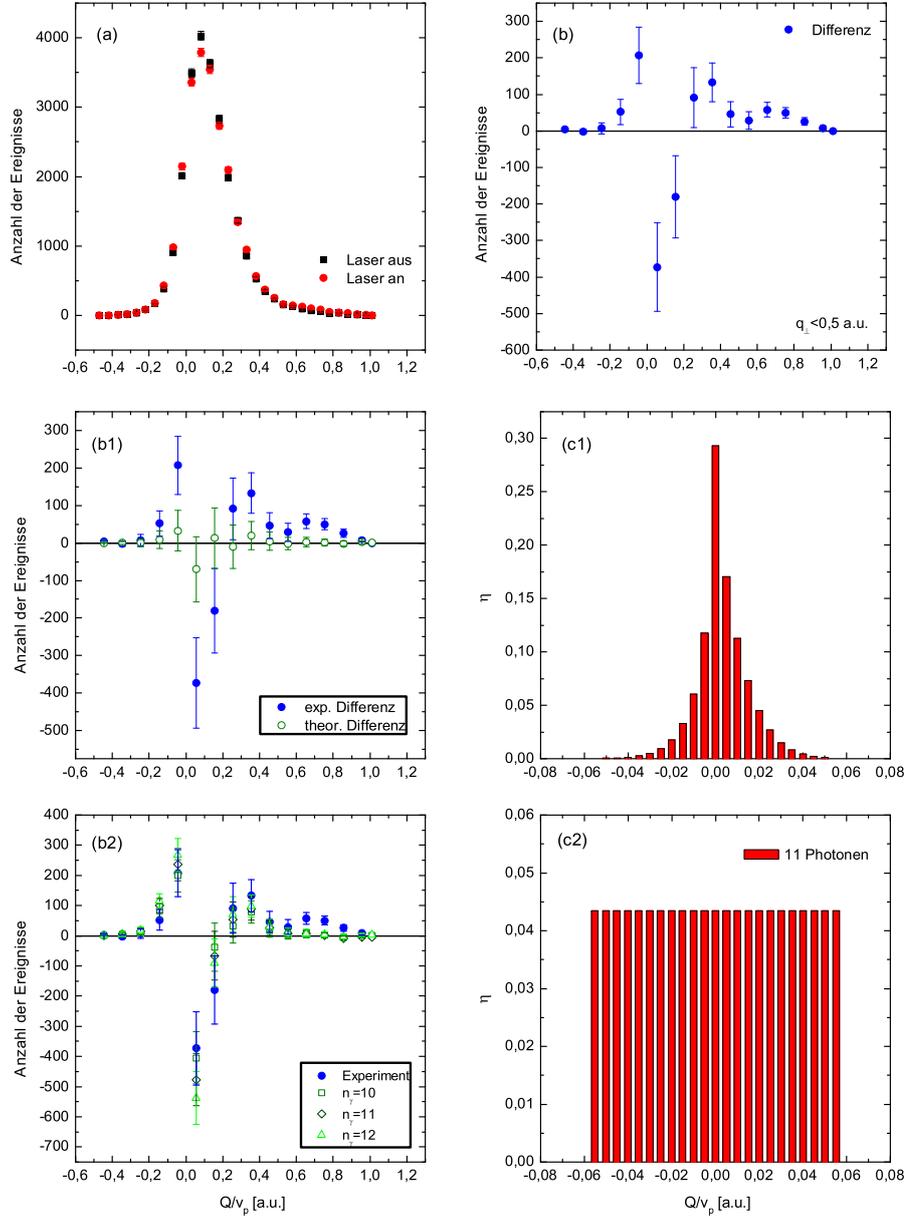


Abbildung 3.24: Q-Wert in Einheiten der Projekttilgeschwindigkeit v_p bei einer Laserintensität von $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ für Energien des emittierten Elektrons $E_b > 3 \text{ eV}$ und den transversalen Impulsübertrag $q_\perp < 0,5 \text{ a.u.}$. (a) Wirkungsquerschnitt ohne Laserfeld (schwarz) berechnet nach Formel 3.29, und mit Laserfeld (rot) berechnet nach Formel 3.30. (b) experimentelle Differenz. (b1) Reproduktion der experimentellen Differenz mit einer Faltung des feldfreien WQs mit der Photonenverteilung $\eta(Q/v_p)$ aus (c1), und (b2) Reproduktion der experimentellen Differenz mit einer Faltung des feldfreien WQs mit der Photonenverteilung aus (c2). Für eine ausführliche Diskussion siehe Text.

3.3. Einfachionisation im Laserfeld: $(en_\gamma, 2en_\gamma)$

Energie geben. Für kleine Streuwinkel des Projektils entspricht der Energieverlust des Projektils seinem longitudinalen Impulsverlust $\Delta k_{p\parallel}$. Der Q -Wert kann daher mit Formel 1.41 aus Abschnitt 1.1.3 mittels der im Experiment gemessenen Ionen- und Elektronenlongitudinalimpulse sowie der Energie des ionisierten Elektrons bestimmt werden

$$\frac{Q}{v_p} = k_{R\parallel} + k_{e\parallel} - \frac{E_b}{v_p}, \quad (3.29)$$

wobei alle Größen in atomaren Einheiten angegeben sind. Für den Fall der Einfachionisation entspricht der Q -Wert gerade dem Ionisationspotential IP . Daraus folgt für das in dieser Arbeit durchgeführte Experiment an Helium ($IP = 24,59 \text{ eV}$) mit einer Projektilenergie von 1000 eV ($v_p = 8,57 \text{ a.u.}$) für den Q -Wert in Einheiten von v_p $Q/v_p = 0,1 \text{ a.u.}$. In Abbildung 3.24 (a) ist der Q -Wert in schwarz für die Einfachionisation im Stoß ohne Laserfeld dargestellt für $q_\perp < 0,5 \text{ a.u.}$. Das Maximum der Verteilung befindet sich bei $Q/v_p = 0,1 \text{ a.u.}$. Die Breite der Verteilung ohne Laser ergibt sich aus der Impulsaufösung des Spektrometers. Wird im Stoß zusätzlich Energie mit dem Laserfeld ausgetauscht, so entspricht der Impulsverlust $\Delta k_{p\parallel}$ des Projektils nicht dem Q -Wert der Reaktion. Anstelle von Gleichung 3.29 erhält man folgende Beziehung für den Fall, dass n_γ Photonen absorbiert bzw. emittiert werden:

$$\frac{Q}{v_p} \mp \frac{n_\gamma E_\gamma}{v_p} = k_{R\parallel} + k_{e\parallel} - \frac{E_b}{v_p} = \frac{Q^*}{v_p}. \quad (3.30)$$

Dies führt zu einem scheinbar veränderten Q -Wert der Reaktion. Werden viele Ionisationsereignisse mit allen möglichen n_γ aufsummiert, so ergibt sich eine zusätzliche Verbreiterung der Verteilung aus der die mit dem Laserfeld ausgetauschte Zahl der Photonen abgeschätzt werden kann. Die mit Laserfeld der Intensität $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ aufgenommene Kurve ist in Abb. 3.24 (a) rot dargestellt. Zur Verdeutlichung der relativ geringen Verbreiterung dieser Q -Wert-Kurve ist in Abb. 3.24 (b) die Differenz beider Verteilungen gezeigt. Beim Maximum der beiden Wirkungsquerschnitte ergibt die Differenz ein Minimum und links und rechts davon im Abstand von jeweils $0,2 \text{ a.u.}$ ein Maximum. Im Rahmen der Statistik ist das Integral der Differenz $\int (d\sigma_{mL} - d\sigma_{oL}) = 0$, d.h. daß die Flächen der beiden Verteilungen identisch sind. Der absolute Wirkungsquerschnitt wird also im Rahmen der Meßgenauigkeit durch das Laserfeld nicht verändert.

Die in Abschnitt 1.3.3 vorgestellte Rechnung ergibt eine Verteilung der im Stoß absorbierten und emittierten Photonen $\eta(Q/v_p)$, wie sie in Abbildung 3.24 (c1) dargestellt ist. Durch eine Faltung dieser Photonenverteilung, deren Summe auf eins normiert ist, mit dem feldfreien Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{oL}$ aus Abbildung (a)

$$d\sigma_{falt} = \int_0^{Q/v_p} d\sigma_{oL}(\Lambda) \eta(Q/v_p - \Lambda) d\Lambda \quad (3.31)$$

und anschließender Subtraktion $d\sigma_{falt} - d\sigma_{oL}$ sollte sich der Verlauf von Abbildung (b) reproduzieren lassen. Das Ergebnis ist in Abbildung (b1) im Vergleich mit der

Differenz der experimentellen Daten aus (b) zu sehen. Die Form wird zwar gut wiedergegeben, allerdings ist die absolute Höhe nicht erreicht. Diese Diskrepanz kann zwei Ursachen haben. Zum einen könnte die Breite der in Abbildung 3.24 (c1) gezeigten Verteilung größer sein. Hierfür müsste die Laserintensität im Experiment aber deutlich höher sein als die ermittelten $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$, was sehr unwahrscheinlich ist. Zum anderen kann die Photonenverteilung η eine andere Form haben.

Um dem zweiten Fall nachzugehen, könnte man z. B., als einfachste Annahme, von einer Gleichverteilung — im Widerspruch zur BF-Formel — der Anzahl ausgetauschter Photonen ausgehen (siehe Abbildung (c2)). Diese auf den ersten Blick willkürlich erscheinende die Annahme einer Gleichverteilung der Anzahl der am Austausch beteiligten Photonen ist jedoch, wie anhand von zwei Fällen deutlich wird, möglicherweise gerechtfertigt:

(1): Wie in Abschnitt 1.3 bereits dargelegt, ist die Kroll-Watson-Formel für die Beschreibung der elastischen Streuung von Elektronen an Helium im Laserfeld insbesondere für kleine Streuwinkel nicht streng anwendbar. So wird die Verteilung η viel zu schmal vorhergesagt. Eine *gekoppelte-Kanäle*-Rechnung von Geltman [Gel02] ergibt dagegen eine wesentlich breitere Verteilung (siehe Abbildung 1.7), die der Beschreibung des Experiments erheblich näher kommt.

(2): Auch im verwandten Prozeß der *Zwei-Farben*-Ionisation kommt man zu einem ähnlichen Ergebnis. Dabei wird das Target mit Laserlicht zweier Frequenzen bestrahlt wird, wobei die Frequenz des einen bereits ausreicht, um das Target zu ionisieren, und das zweite Laserfeld, analog zur laserunterstützten Ionisation, Photonen zum zusätzliche Austausch bereitstellt. So findet sich in einer theoretischen Beschreibung dieses Prozesses in Abbildung 1.8 aus [TVM96] bei der entsprechenden Intensität von $I = 3 - 8 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ für η annähernd eine Gleichverteilung.

In Abbildung 3.24 (b2) ist das Ergebnis für $n_\gamma^{max} = \pm 11$ Photonen zu sehen. Mit einer Gleichverteilung für η läßt sich nicht nur die Form, sondern auch die Höhe sehr gut wiedergeben. Um den Einfluß von n_γ^{max} zu veranschaulichen, ist in Abbildung (b2) auch das Ergebnis für $|n_\gamma^{max}| = 10$ und $|n_\gamma^{max}| = 12$ gezeigt.

3.3.2 Der longitudinale Ionenimpuls

Ein Spektrum, in dem die Veränderung aufgrund des Laserfeldes besonders deutlich wird, ist der einfachdifferentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_{\parallel,R}$, der in Abbildung 3.25 als Funktion des Ionenimpulses entlang des Projektilstrahles für zwei verschiedene Intensitäten, für (a) $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ und für (b) $I = 1,2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$, mit Helium als Target gezeigt ist. Dabei sind auch die Ereignisse des Zweistufenprozesses der Stoßanregung und anschließender Photoionisation mitberücksichtigt (eine ausführliche Diskussion dieses Prozesses findet sich in Kapitel 3.2). In Abbildung 3.25 (1) ist jeweils der Wirkungsquerschnitt im Laserfeld, ohne Laserfeld und deren Differenz $d\sigma = d\sigma_{mL} - d\sigma_{oL}$ zu sehen*. Wie schon in Kapitel 3.2 diskutiert, ist der

*Im Folgenden beschreibt $d\sigma$ ohne weiteren Zusatz immer die Differenz zwischen feldunterstützten WQ und feldfreien WQ.

3.3. Einfachionisation im Laserfeld: $(en_\gamma, 2en_\gamma)$

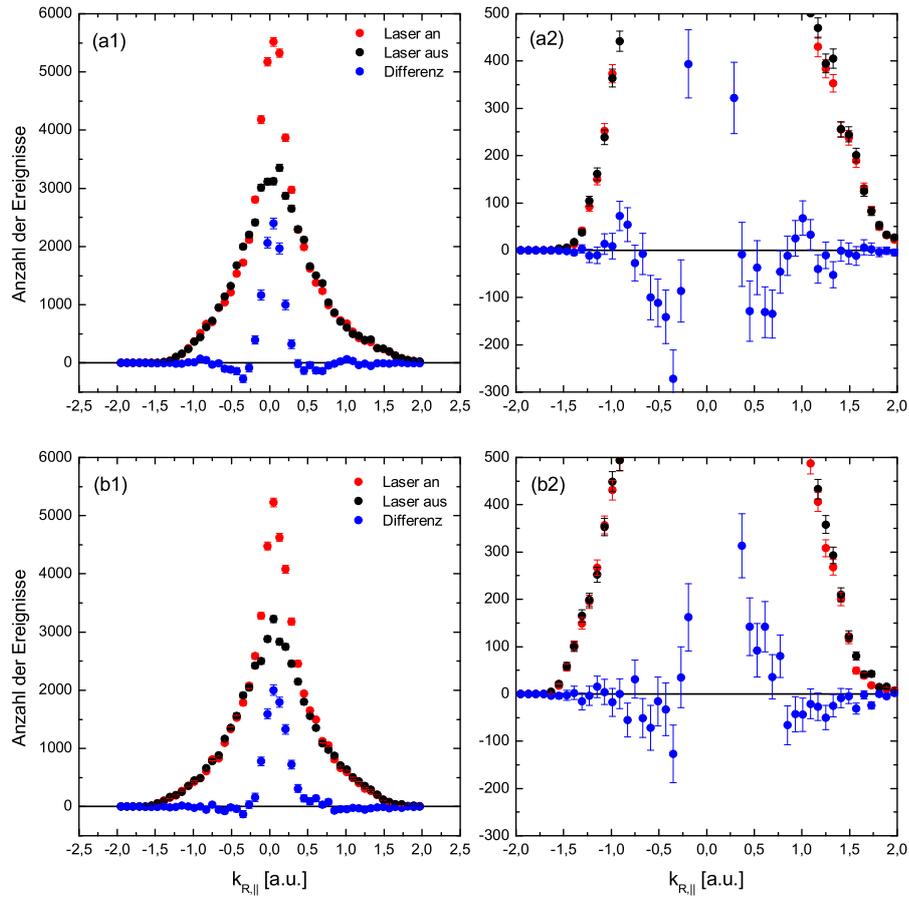


Abbildung 3.25: Longitudinalimpuls der Ionen mit (rot) und ohne (schwarz) Laserfeld sowie deren Differenz (blau) für (a) $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ und (b) $I = 1,2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. (2) ist eine Vergrößerung, um die Oszillation in der Differenz besser zu erkennen.

Wirkungsquerschnitt für kleine Impulse durch das Laserfeld stark vergrößert. Die Ursachen dafür liegen in dem Zweistufenprozeß, bei dem das Targetatom im Stoß mit dem Projektilektron zunächst angeregt und dann durch die Absorption von einem oder mehrerer Photonen ionisiert wird. Der Longitudinalimpuls des Ions entspricht dabei näherungsweise dem Compton-Profil des gebundenen Elektrons. Auch bei größeren Longitudinalimpulsen hat der Wirkungsquerschnitt im Laserfeld eine andere Form als der feldfreie. So ergibt die Differenz der beiden eine Schwingung mit negativen und positiven Anteilen welche in (2) vergrößert dargestellt ist, um sie klarer zu erkennen. Die Differenz weist negative Anteile bei $\pm 0,5 a.u.$ und etwas schwächer ausgeprägte positive Anteile bei $\pm 1 a.u.$ auf. Außerdem skaliert dieser Effekt mit der Intensität, da diese Beobachtung in Abbildung (a2) mit $I = 5 \times 10^{12} W/cm^2$ stärker ausgeprägt ist als für kleinere Intensität $I = 1 \times 10^{12} W/cm^2$ in Abbildung (b2). Der Zweistufenprozeß kann als Ursache ausgeschlossen werden, da dabei das emittierte Elektron einen kleineren Impuls hat.

Um den Einfluß des Targets auf den Effekt der Oszillation zu untersuchen, wurde im Rahmen dieser Arbeit auch ein Experiment mit Argon durchgeführt. In Abbildung 3.26 ist der Longitudinalimpuls für Argonionen, genau wie in Abbildung 3.25 für Heliumionen, dargestellt. Auch hier ist für (a) $I = 5 \times 10^{12} W/cm^2$ eine Oszillation zu erkennen. Für die kleinere Intensität (b) $I = 1,2 \times 10^{12} W/cm^2$ allerdings scheint sie zu verschwinden. Dieser Effekt ist also auch für Argon zu beobachten, allerdings scheint er bei gleicher Intensität nicht gleich stark wie bei Helium zu sein. Das heißt, daß die Ursache dieser Oszillation nicht das Dressing des Targets sein kann, da dann der Effekt bei Argon wegen seines kleineren Ionisationspotentials stärker sein sollte.

Da die Laserpolarisation senkrecht zur z -Richtung steht, sollte man zunächst erwarten, daß der Ionenlongitudinalimpuls $k_{R\parallel}$ vom Laserfeld unbeeinflusst ist. Wie man jedoch an Formel 3.30 erkennt, ist $k_{R\parallel}$ über den Q -Wert mit der vom Laserfeld aufgenommenen bzw. an diese abgegebenen Energie verknüpft:

$$k_{R\parallel} = (Q \pm n_\gamma \omega + E_b)/v_p - k_{e\parallel} \quad (3.32)$$

Für den Fall kleiner Energie des emittierten Elektrons, also $E_b \approx 0$ und $k_{e\parallel} \approx 0$, sieht man direkt, daß das Ion bei der laserassistierten Ionisation den zusätzlichen Longitudinalimpuls $\pm(n_\gamma \omega)/v_p$ trägt. Aber auch für größere Emissionsenergien E_b ist das Ion in der longitudinalen Impulsbilanz beteiligt.

Eine weitere mögliche Ursache für die beobachtete Form des Wirkungsquerschnittes ist der Einfluß des Ionenpotentials auf das im Laserfeld oszillierende Elektron. In Abbildung 3.27 (a) ist eine entsprechende semiklassische Rechnung von [DAY 04] für die Tunnelionisation durch einen intensiven Laserpuls dargestellt ($I = 3,5 \times 10^{14} W/cm^2$). Aufgetragen ist die Impulskomponente des emittierten Elektrons senkrecht zur Laserpolarisation. Der Impuls des Elektrons entspricht bis auf einen vernachlässigbar kleinen Anteil des Photonenimpulses gerade dem negativen Impuls des Ions, so daß beide Spektren direkt verglichen werden können. Gezeigt sind zwei verschiedene Rechnungen. In der einen („No Coulomb“) wird der Einfluß des Coulombfeldes auf das durch das Laserfeld getriebene Elektron vernachlässigt.

3.3. Einfachionisation im Laserfeld: ($en_\gamma, 2en_\gamma$)

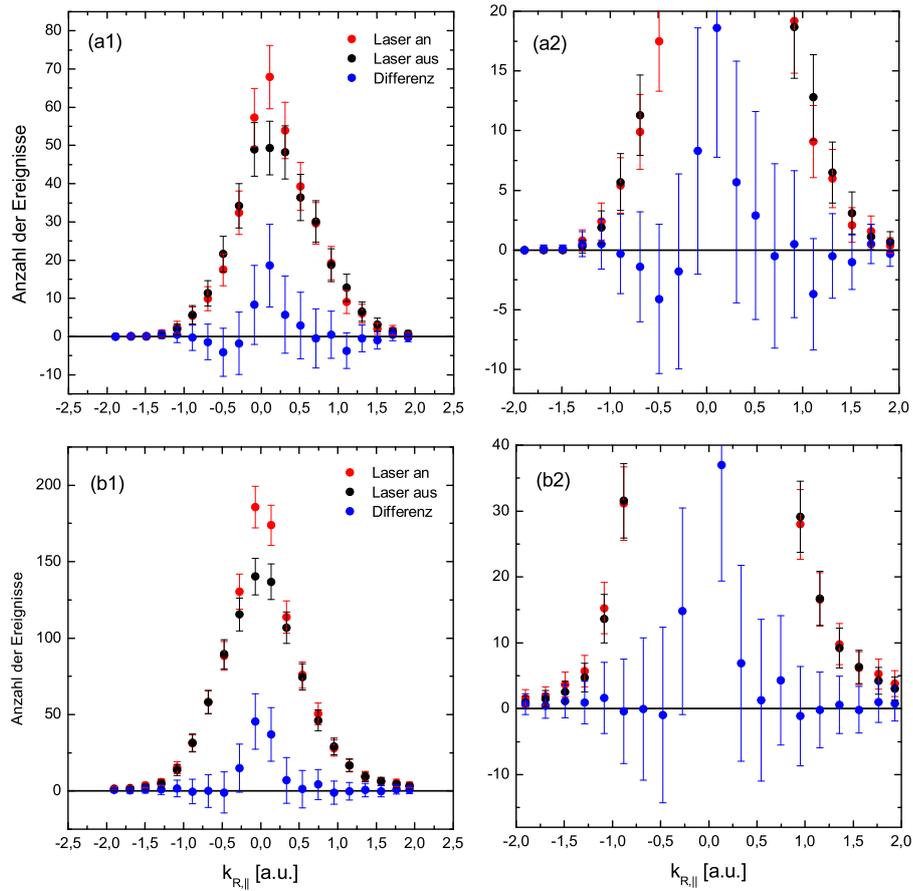


Abbildung 3.26: Wie Abbildung 3.25 mit Argon als Target: Longitudinalimpuls der Ionen mit (rot) und ohne (schwarz) Laserfeld sowie deren Differenz (blau) für (a) $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ und (b) $I = 1,2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. (2) ist eine Vergrößerung, um eine mögliche Oszillation in der Differenz besser zu erkennen.

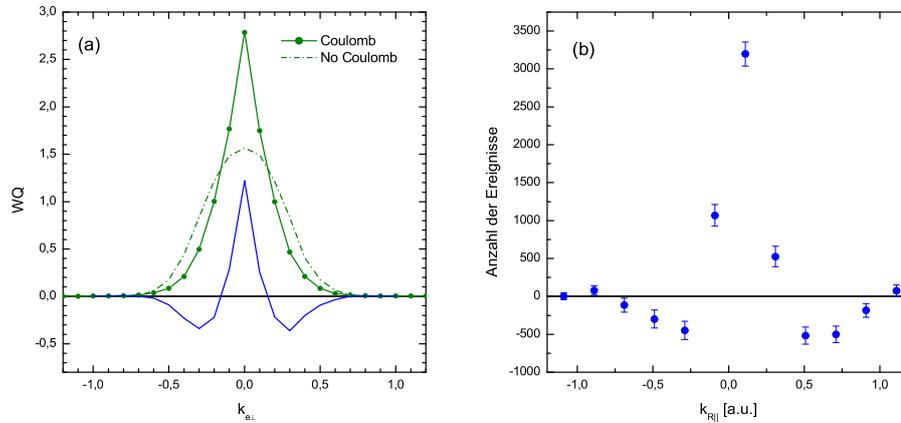


Abbildung 3.27: (a) Impuls eines aus einem Wasserstoffatom emittierten Elektrons aus der Ionisation im starken Laserfeld senkrecht zur Laserpolarisation. Die Laserintensität beträgt $I = 3,5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$, die Pulsdauer 30 fs und die Wellenlänge $\lambda = 910 \text{ nm}$. In der Rechnung (No coulomb) wird der Einfluß des Coulombfeldes auf das durch das Laserfeld zurückgestreute Elektron vernachlässigt, in der Rechnung (Coulomb) dagegen berücksichtigt. In grün ist die Differenz gezeigt [DAY 04]. (b) Ionenlongitudinalimpuls von Helium ohne Elektronen der Energie $E_b < 3 \text{ eV}$ bei einer Laserintensität von $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$.

In der anderen („Coulomb“) wird die Wechselwirkung des oszillierenden Elektrons mit dem Coulombfeld des Ions berücksichtigt und die Impulsverteilung wird signifikant schmaler. Die Differenz der beiden Rechnungen zeigt große Ähnlichkeit mit der beobachteten Ionenimpulsverteilung in Abbildung 3.27 (b) (äquivalent zu Abbildung 3.25, nur ohne Elektronen der Energie $E_b < 3 \text{ eV}$). Auch hier könnten niederenergetische Elektronen durch das Laserfeld in radialer Richtung mehrmals zum Ion zurückgetrieben werden und durch entsprechende Wechselwirkung mit dem Coulombfeld senkrecht zur Laserpolarisation, also in longitudinaler Richtung, in ihrer Impulsverteilung modifiziert werden.

3.3.3 Zweifach differentielle Wirkungsquerschnitte

In diesem Abschnitt wird die Differenz der zweifachdifferentiellen Wirkungsquerschnitte mit und ohne Laserfeld bei einer Intensität von $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$

$$\frac{d^2\sigma}{dq_{\perp}dE_b} \quad (3.33)$$

sowohl als Funktion des Transversalimpulsübertrags als auch als Funktion der Elektronenenergie des emittierten Elektrons untersucht.

In Abbildung 3.28 ist der Wirkungsquerschnitt, bzw. die Differenz der Wirkungsquerschnitte mit und ohne Laserfeld, für drei Bereiche des Impulsübertrages, für (a) $q_{\perp} = 0, 1-0, 3 \text{ a.u.}$, für (b) $q_{\perp} = 0, 3-0, 5 \text{ a.u.}$ und für (c) $q_{\perp} = 0, 5-0, 7 \text{ a.u.}$, normiert

3.3. Einfachionisation im Laserfeld: $(en_\gamma, 2en_\gamma)$

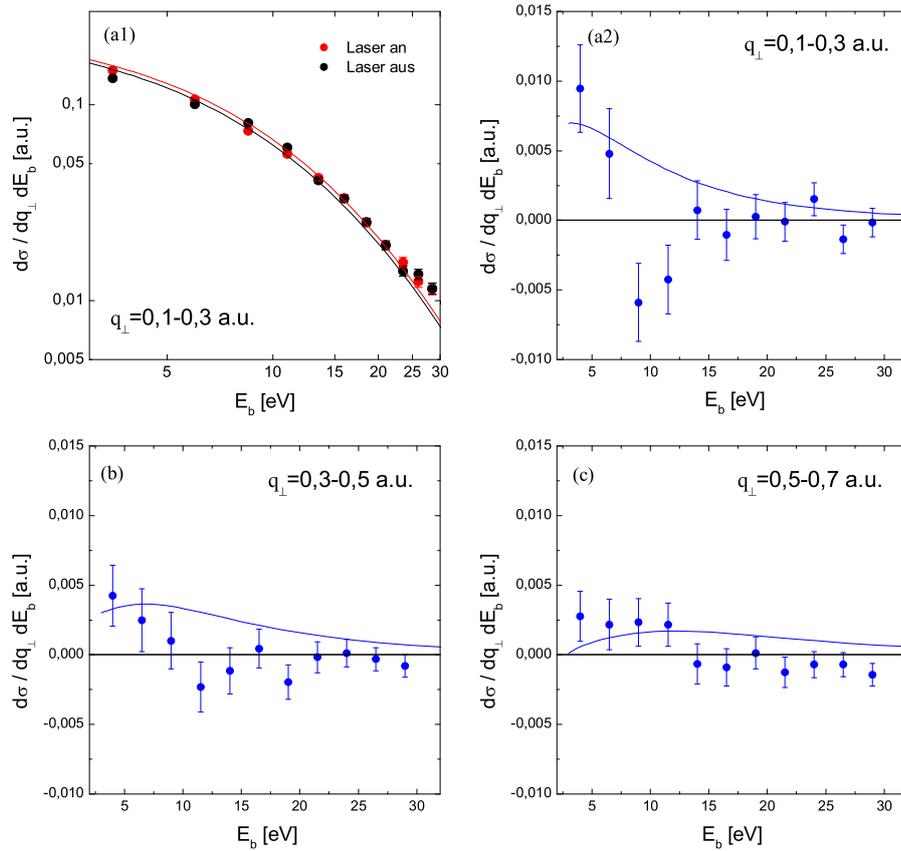


Abbildung 3.28: Differenz der zweifachdifferenziellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma = d^2\sigma_{mL} - d^2\sigma_{oL}$ als Funktion der Elektronenenergie E_b für verschiedene Transversalimpulsüberträge q_\perp , wobei nur Elektronen mit $E_b > 3$ eV berücksichtigt sind. Die Laserintensität beträgt $I = 5 \times 10^{12}$ W/cm². Die durchgezogene Kurve ist die entsprechende theoretische Beschreibung aus Abschnitt 1.3.3. Die experimentellen Daten sind auf die Fläche des berechneten feldfreien Wirkungsquerschnittes $d^2\sigma_{oL}$ normiert.

auf die Fläche des berechneten Wirkungsquerschnittes ohne Laserfeld, aufgetragen. Drei Dinge sind dabei augenfällig:

(1): Die Differenz wird für größeren Transversalimpuls kleiner. So hat die Differenz der Wirkungsquerschnitte in (a2) einen maximalen Wert von 0,01, in (b) noch von 0,005 und in (c) schließlich von 0,003.

(2): Die Differenz der Wirkungsquerschnitte weist eine Oszillation auf. Für kleine Elektronenenergie ist sie positiv, bevor sie für $E_b \approx 10 \text{ eV}$ in (a2), $E_b \approx 12 \text{ eV}$ in (b) und $E_b \approx 15 \text{ eV}$ in (c) negativ wird. Diese Oszillation ist besonders für kleinen Transversalimpuls (a2) stärker ausgeprägt und wird für größere q_\perp (c) schwächer.

(3): Insgesamt wird die Verteilung für größeres q_\perp breiter und der Nulldurchgang verschiebt sich dementsprechend zu größerer Elektronenenergie.

Die theoretische Beschreibung durch die BF-Formel, die durchgezogene Kurve in Abbildung 3.28, gibt zwei dieser drei Eigenschaften wieder. So wird der berechnete Wirkungsquerschnitt mit zunehmendem Transversalimpulsübertrag ebenfalls kleiner und die Verteilung breiter. Allerdings scheitert die Rechnung bei der Vorhersage des Verlaufs der Spektren völlig, Oszillation werden nicht berechnet.

Um die beobachtete Schwingung näher zu untersuchen, wurde ein einfaches klassisches Modell zu Hilfe gezogen, das in der Literatur starker Laser als *the simpleman's theory* bekannt ist [SBA 94]. Ein Elektron mit der Energie E_b wird in einem optischen Feld $\vec{\mathcal{E}}(t) = \vec{\mathcal{E}}_0 \cos(\omega t)$ zur Zeit t_0 erzeugt. Von da an bewegt es sich als eine freie Punktladung. Die mittlere kinetische Energie des Elektrons im Feld \tilde{E}_b ergibt sich durch Integrieren der Bewegungsgleichung zu

$$\tilde{E}_b \approx E_b - \sqrt{8E_b U_p} \sin(\omega t_0) \cos(\theta) + U_p (1 + 2 \sin^2(\omega t_0)), \quad (3.34)$$

mit θ dem Winkel zwischen dem Feldvektor $\vec{\mathcal{E}}_0$ des optischen Feldes und dem Impuls \vec{k}_b des Elektrons und $U_p = \mathcal{E}_0^2 / (4\omega^2)$ dem Ponderomotiven Potential, also die mittlere Energie der Zitterbewegung des Elektrons im oszillierenden äußeren Feld (für die Herleitung siehe A.2.2). Da die Elektronen aufgrund ihrer Anfangsenergie während der Pulsdauer des Lasers aus dem Fokus laufen, ist dies auch die Energie, die für die Elektronen gemessen wird.

Dieses klassische Bild besagt, daß, abhängig von t_0 , die kinetische Energie E_b des Elektrons um $\Delta E_b = \tilde{E}_b - E_b$ erhöht oder vermindert werden kann. Dieser Energieaustausch ist quantenmechanisch bezüglich Vielfacher (n_γ) der Photonenenergie $\hbar\omega$ quantisiert, was für eine bestimmte Energie E_b zu Nebenlinien führt. Aus Gleichung 3.34 ergibt sich die maximale* Anzahl der ausgetauschten Photonen zu:

$$n_\gamma^{max} = \pm \frac{\Delta E_b}{\hbar\omega} = \pm \frac{\sqrt{8E_b U_p} + 3U_p}{\hbar\omega}. \quad (3.36)$$

*Wenn man annimmt, daß die Elektronen unabhängig von der Phase ωt_0 entstehen, man also Ausdruck 3.36 über die Phase integriert, erhält man als mittlere Anzahl \tilde{n}_γ der ausgetauschten Photonen

$$\tilde{n}_\gamma = \pm \frac{2U_p}{\hbar\omega}. \quad (3.35)$$

3.3. Einfachionisation im Laserfeld: $(en_\gamma, 2en_\gamma)$

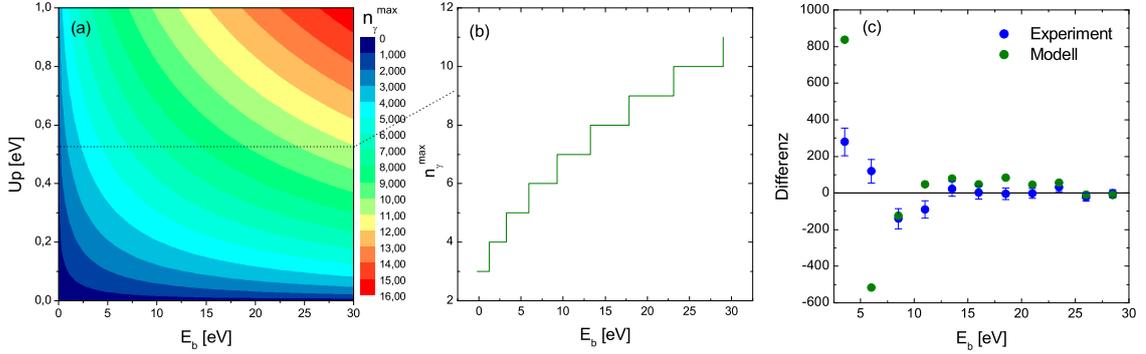


Abbildung 3.29: Maximale Anzahl der ausgetauschten Photonen n_γ^{max} nach Gleichung 3.36 (a) in Abhängigkeit des Ponderomotiven Potentials U_p und der Elektronenenergie E_b und (b) für festes $U_p = 0,53$ eV, was einer Laserintensität von $I = 5 \times 10^{12}$ W/cm² entspricht. (c) Differenz des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnittes $d^2\sigma$ als Funktion der Elektronenenergie bei einem transversalen Impulsübertrag $q_\perp = 0,1 - 0,3$ a.u.. Die Laserintensität beträgt $I = 5 \times 10^{12}$ W/cm². In blau ist die experimentelle Differenz aus Abbildung 3.28 (a2) zu sehen, in grün eine Differenz, die sich aus dem im Text erklärten Modell ergibt.

Dabei gilt für die Phase des Laserfeldes $\omega t_0 = 3\pi/2$, was gerade dem Nulldurchgang des Laserfeldes entspricht.

In Abbildung 3.29 ist die Verteilung der ausgetauschten Photonen n_γ^{max} nach Gleichung 3.36 in (a) in Abhängigkeit der Elektronenenergie E_b und des Ponderomotiven Potentials U_p und in (b) für festes $U_p = 0,53$ eV dargestellt, welches gerade der im Experiment verwendeten Laserintensität von $I = 5 \times 10^{12}$ W/cm² entspricht. In (b) sieht man, daß die Anzahl der Photonen n_γ^{max} stark von der Elektronenenergie E_b abhängt. Außerdem nimmt die Anzahl n_γ^{max} für kleine Energie schneller als für große Energie zu.

Unter der Annahme, daß bei einem bestimmten E_b die Anzahlen der ausgetauschten Photonen n_γ bis zu n_γ^{max} gleichverteilt sind, kann aus den experimentellen Daten für den feldfreien Fall die Wirkung des Laserfeldes simuliert werden. Die so bestimmte Differenz ist in Abbildung 3.29 (c) in grün zu sehen. Zum Vergleich ist die experimentelle Differenz aus Abbildung 3.28 (a2) ebenfalls eingezeichnet. Mit diesem einfachen Modell erzielt man in der Form eine deutlich bessere Übereinstimmung als mit der Theorie in Abbildung 3.28. So hat das Modell ebenfalls einen „Unterschwinger“ bei größerer Elektronenenergie. Die absolute Größe der Differenz wird allerdings überschätzt. Die Form des Spektrums läßt sich anhand des verwendeten Modells verstehen: Dadurch, daß die Anzahl ausgetauschter Photonen bei kleiner Elektronenenergie kleiner ist als bei großer, werden durch diesen Austausch mehr höherenergetische Elektronen in den Bereich kleiner Energie gebracht, als niederenergetische Elektronen in den Bereich höherer Energie. Aus der besseren Übereinstimmung dieses einfachen Modells mit den experimentellen Daten im Vergleich zur BF-Rechnung kann man schlußfolgern, daß die Verteilung der ausge-

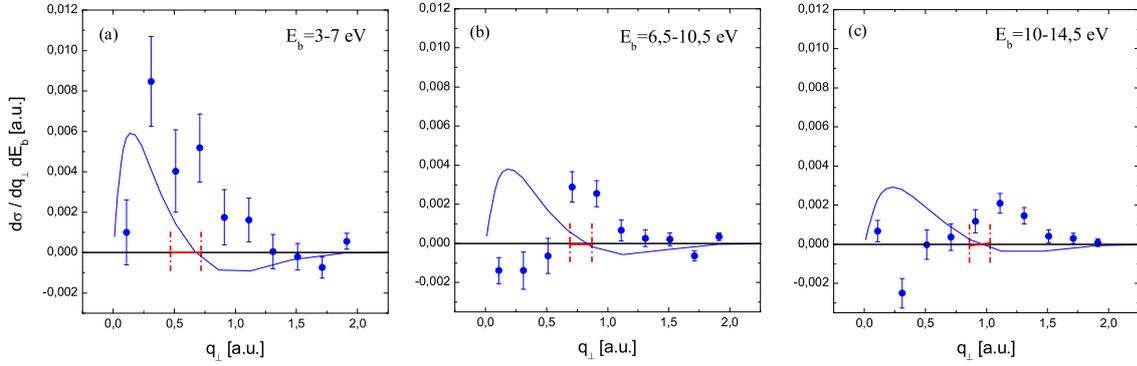


Abbildung 3.30: Differenz der zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma = d^2\sigma_{mL} - d^2\sigma_{oL}$ als Funktion des Betrages des Transversalimpulses q_{\perp} für verschiedene Elektronenenergien E_b , wobei nur Elektronen mit $E_b > 3 \text{ eV}$ berücksichtigt sind. Die Laserintensität beträgt $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. Die durchgezogene Kurve ist die entsprechende BF-Beschreibung. Die experimentellen Daten sind auf den berechneten feldfreien Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma_{oL}$ normiert. Die roten Striche kennzeichnen den Bereich, in dem die Elektronenenergie dem jeweiligen transversalen Impulsübertrag entspricht.

tauschten Photonen, wie schon in Abschnitt 3.3.1 diskutiert, wahrscheinlich breiter ist als die Verteilung, die sich aus der Rechnung ergibt.

In Abbildung 3.30 ist der Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dq_{\perp}dE_b$ nun für feste Energie (a) $E_b = 3 - 7 \text{ eV}$, (b) $E_b = 6,5 - 10,5 \text{ eV}$ und (c) $E_b = 10 - 14,5 \text{ eV}$ wiederum auf den berechneten Wirkungsquerschnitt ohne Laserfeld normiert dargestellt. Für kleine Elektronenenergie (a) ist die Verteilung ausschließlich zu positiven Werten überhöht, für die höheren Elektronenenergien gibt es für kleinen Transversalimpulstransfer bis etwa $0,5 \text{ a.u.}$ einen negativen Anteil. Auch hier wird die Differenz von feldunterstütztem zu feldfreiem Stoß für zunehmende Elektronenenergie kleiner. Auffällig ist, daß der experimentelle Wirkungsquerschnitt immer für den denjenigen Transversalimpuls q_{\perp} ein Maximum aufweist, der ungefähr der Elektronenenergie $E_b = q_{\perp}^2/2$ entspricht (in Abbildung 3.30 durch den rot gekennzeichneten Striche angedeutet). Unter diesen Bedingungen tritt in einem Stoßprozeß ohne Laserfeld der sogenannte Binary Peak auf.

Die BF-Rechnung für diesen Wirkungsquerschnitt zeigt wiederum deutliche Unterschiede zum Experiment auf. Sie sagt in (b) und (c) bei denjenigen q_{\perp} ein Maximum voraus, wo das Experiment ein Minimum aufweist. An der Position des experimentellen Maximums hingegen besitzt die theoretische Beschreibung einen Nulldurchgang. Das letztere ist einfach zu verstehen. Wie erwähnt, ist das gerade an der Position der Fall, an der das Elektron den Impulsübertrag des Stoßes aufnimmt. Dort wird das Argument in der Besselfunktion aus Gleichung 1.63

$$\frac{d^3\sigma_{mL}^{n\gamma}}{d\Omega_a d\Omega_b dE_b} = \frac{k_a k_b}{k_0} J_{n\gamma}^2 \left((\vec{q} - \vec{k}_b) \vec{\alpha}_0 \right) \frac{d^3\sigma_{oL}}{d\Omega_a d\Omega_b dE_b} \quad (3.37)$$

gerade Null ($\vec{q} - \vec{k}_b = 0$) und alle Terme mit $n_\gamma \neq 0$ verschwinden. Das bedeutet, daß für diesen speziellen Fall die theoretische Beschreibung keinen Austausch von Photonen vorhersagt. Ähnliches wurde auch schon bei der elastischen Streuung beobachtet (siehe Abschnitt 1.3.2 und [WH94b, WH01]). Dort sagt die Theorie für bestimmte Bedingungen vorher, daß der Wirkungsquerschnitt verschwindendet, wofür es allerdings im Experiment kein Anzeichen gibt.

Auch in der laserunterstützten Einfachionisation steht also die experimentelle Beobachtung in direktem Widerspruch zu der theoretischen Beschreibung. Ein großer Teil des Einflusses, den das Laserfeld auf die Einfachionisation im Elektronenstoß hat, wird in der Rechnung anscheinend nicht berücksichtigt.

3.3.4 Dreifach differentielle Wirkungsquerschnitte

In Abbildung 3.31 sind für ausgewählte Elektronenenergien E_b und Beträge des Impulsübertrages \vec{q} dreifach differentielle Wirkungsquerschnitte

$$TDCS = \frac{d^3\sigma}{d\Omega_a d\Omega_b dE_b}$$

in der koplanaren Ebene zu sehen. Die Laserintensität beträgt $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. Der feldfreie Wirkungsquerschnitt ist auf den feldfreien berechneten Wirkungsquerschnitt im feldfreien Fall normiert. Der Betrag des Impulsübertrages wird nach rechts hin größer, während die Elektronenenergie des emittierten Elektrons nach unten hin zunimmt. Die dargestellten Querschnitte zeigen das von der Stoßionisation bekannte Verhalten. Die wahrscheinlichsten Emissionswinkel ϕ_e liegen im Bereich der Richtung des Impulsübertrags \vec{q} . Die hier beobachteten Elektronen werden in binären Stößen mit dem Projektil ionisiert (Binary Peak). Daneben wird vor allem für kleine Impulsüberträge und kleine Energien E_b auch Emission in die entgegengesetzte Richtung ($-\vec{q}$) beobachtet. Dies kann durch einen zusätzlichen Streuprozess des emittierten Elektrons im Ionenpotential erklärt werden (Recoil Peak). Eine leichte Abweichung der Symmetrie des experimentellen Wirkungsquerschnittes bezüglich der \vec{q} -Achse kann durch Prozesse Höherer Ordnung erklärt werden, in denen das Projektil mehrmals mit dem Targetelektron wechselwirkt.

Der Vergleich des dreifach differentiiellen Wirkungsquerschnittes ist der sensitivste Test für theoretische Modelle. Hier reproduziert die Erste Born Rechnung die Form der Wirkungsquerschnitte, abgesehen von der genauen Position der Maxima, in allen gezeigten Fällen sehr gut. Die Wirkungsquerschnitte, die im Laserfeld gemessen werden, zeigen nur kleine, aber signifikante Änderungen. Um dies zu verdeutlichen, ist in Abbildung 3.32 jeweils die Differenz zwischen Wirkungsquerschnitt im Laserfeld und feldfreiem Wirkungsquerschnitt dargestellt. Wie es sich schon bei den doppelt differentiiellen Wirkungsquerschnitten $d\sigma/(dE_b dq_\perp)$ abgezeichnet hat, ist in den meisten Fällen eine Zunahme des binären Maximums zu beobachten. Nur für den Querschnitt (1c) mit relativ hoher Energie E_b und kleinem $|q|$ ist eine Abnahme festzustellen. Dies ist konsistent mit Abbildung 3.30 c und 3.28, wo für Energien

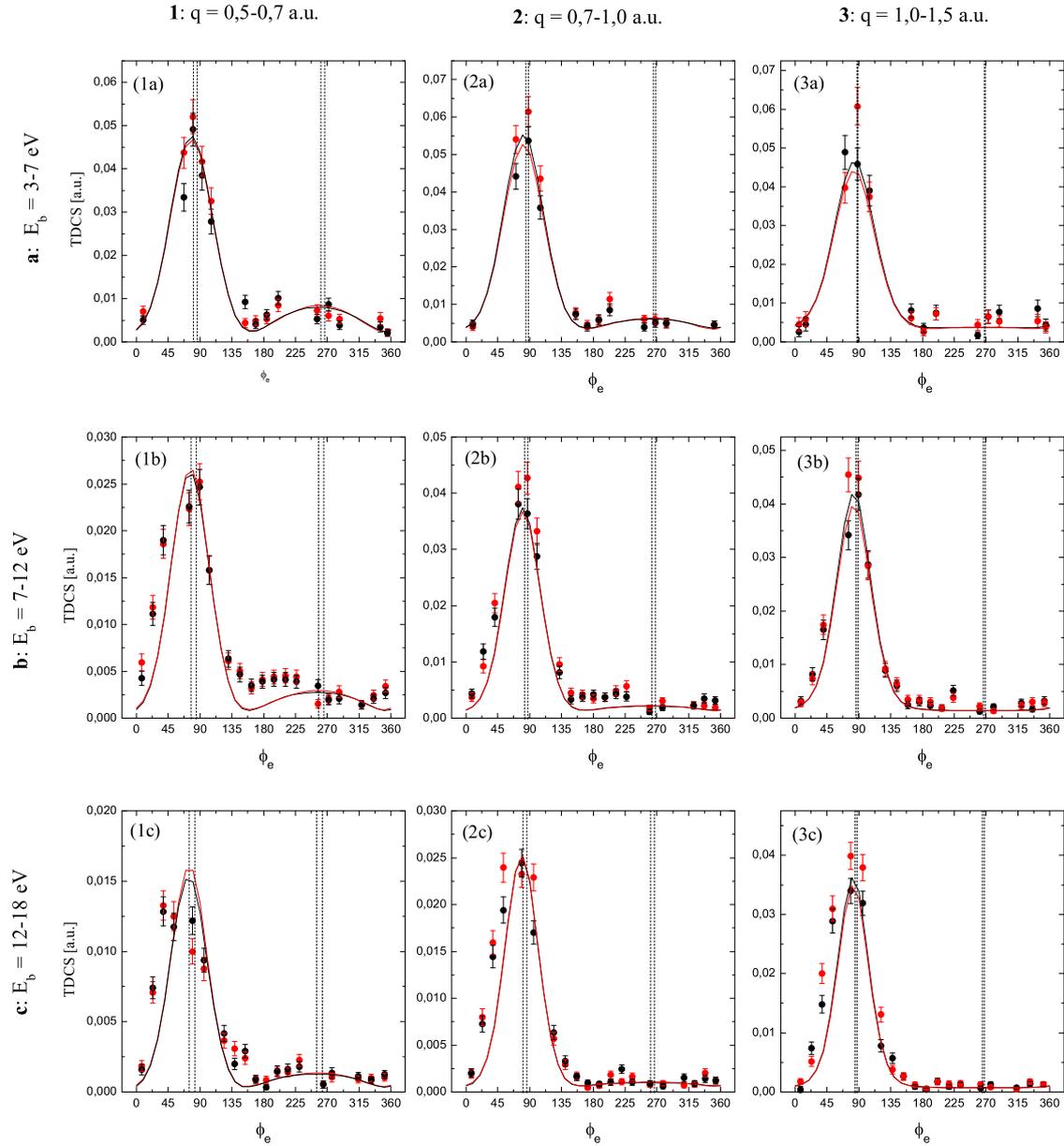


Abbildung 3.31: Dreifach differenzielle Wirkungsquerschnitte $d^3\sigma = d^3\sigma_{mL} - d^3\sigma_{oL}$ in der koplanaren Ebene für verschiedene Impulsüberträge q und Elektronenenergien E_b . Die roten Kurven sind im Laserfeld und die schwarzen ohne Laserfeld. Die durchgezogene Kurve ist die Vorhersage in Erster Bornscher Näherung (Abschnitt 1.3.3). Die experimentellen Daten sind auf den berechneten feldfreien Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma_{oL}$ normiert. Die Bereiche der *Wiggles* (siehe Abschnitt 2.2) sind herausgeschnitten. Der Bereich zwischen den gestrichelten Linien gibt die Richtung des Impulsübertrages an.

3.3. Einfachionisation im Laserfeld: $(en_\gamma, 2en_\gamma)$

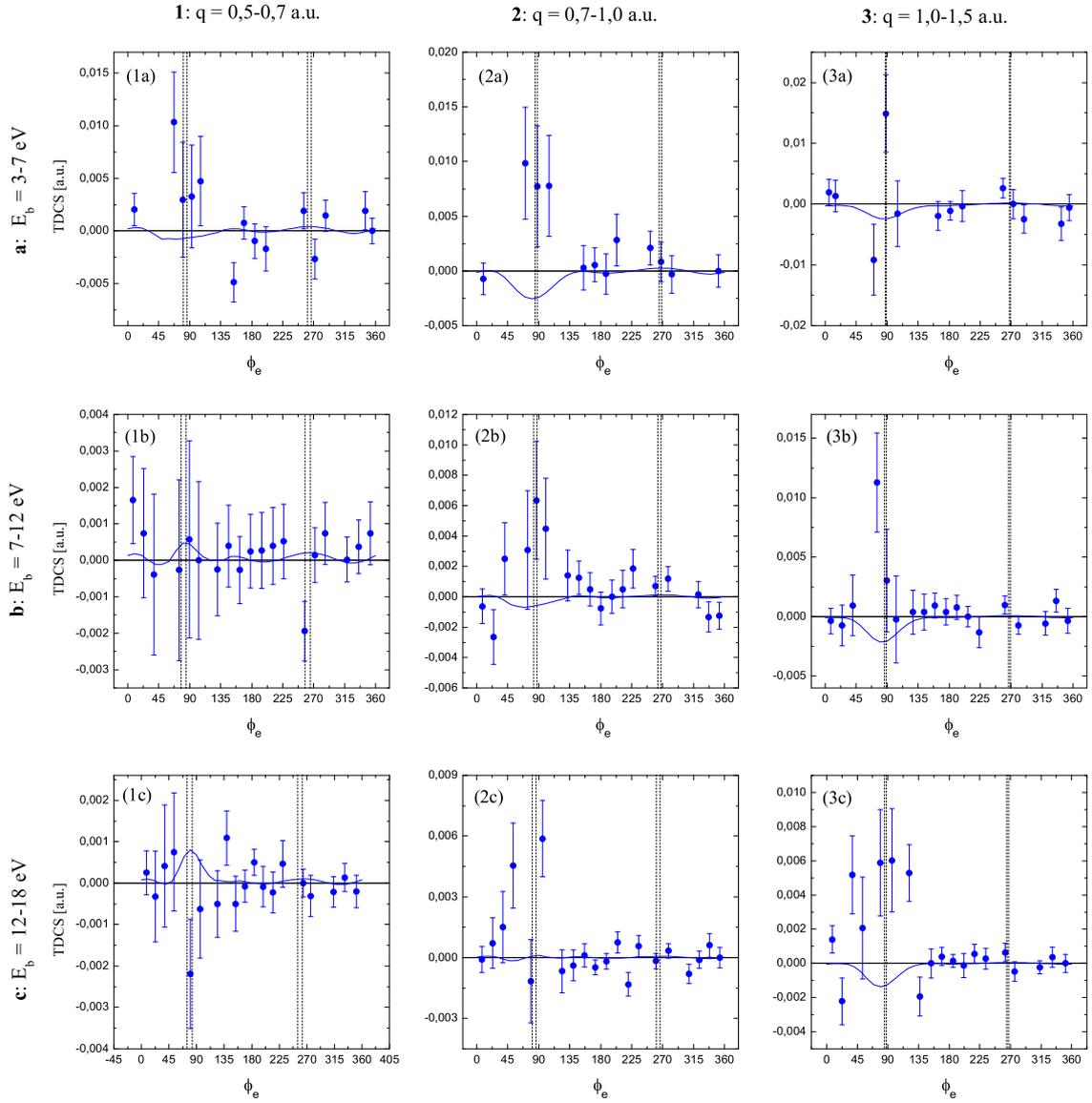


Abbildung 3.32: Differenz der dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^3\sigma = d^3\sigma_{mL} - d^3\sigma_{oL}$ in der koplanaren Ebene für verschiedene Impulsüberträge q und Elektronenenergien E_b . Die Laserintensität beträgt $I = 5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$. Die roten Kurven sind im Laserfeld und die schwarzen ohne Laserfeld. Die durchgezogene Kurve ist die Vorhersage in Erster Bornscher Näherung (Abschnitt 1.3.3). Die experimentellen Daten sind auf den berechneten feldfreien Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma_{oL}$ normiert. Die Bereiche der *Wiggles* (siehe Abschnitt 2.2) sind herausgeschnitten. Der Bereich zwischen den gestrichelten Linien gibt die Richtung des Impulsübertrages an.

$E_b = 7 - 13 eV$ und kleinem Impulsübertrag der Querschnitt mit Laser kleiner ist als ohne Laser.

Auch hier ist der Vergleich mit der Rechnung nicht zufriedenstellend. In den Fällen, in denen experimentell eine Zunahme des Binary Peaks beobachtet wird, ergibt die Rechnung eine Abnahme und in (1c) ist anstelle einer Abnahme eine Zunahme zu verzeichnen. Dies bestätigt die Annahme, daß das theoretische Modell bei der Beschreibung der Einfachionisation im Laserfeld einen wesentlichen Prozeß nicht berücksichtigt oder die gemachten Näherungen nicht gerechtfertigt sind.

In diesem Kapitel wurden experimentelle Daten zur Einfachionisation im Laserfeld diskutiert. Dabei waren Beiträge durch den Zweistufenprozeß der Stoßanregung und anschließender Photoionisation unterdrückt, indem nur Ereignisse mit Elektronenenergien $E_b > 3 eV$ betrachtet wurden. Die experimentellen Daten zeigen signifikante Änderungen der Wirkungsschnitte bei Anwesenheit des Laserfeldes verglichen mit den Querschnitten ohne Laserfeld. So wird eine Verbreiterung des effektiven Q -Wertes beobachtet, die man gut mit der Absorption und Emission einer vernünftigen Zahl von Photonen erklären kann. Weiterhin wird eine modifizierte Energieverteilung der emittierten Elektronen beobachtet. Durch das Laserfeld werden mehr Elektronen in den Bereich kleiner Energie gebracht als in den Bereich größerer Energie. Beide Beobachtungen können durch ein einfaches Modell, bei dem eine Gleichverteilung der Zahl der ausgetauschten Photonen angenommen wird, qualitativ verstanden werden. Begründet durch gekoppelte Kanäle Rechnungen und Rechnungen zur Zwei-Farben-Photoionisation ist die Annahme einer Gleichverteilung η gerechtfertigt.

Die bisher vorliegenden Rechnungen, die auf der BF -Formel basieren, können die Daten nicht reproduzieren. Ein Grund hierfür könnte sein, daß die Verteilung η der Photonen dieser Rechnung zu schmal ist. Zudem hat η bei $n_\gamma = 0$ in dieser Rechnung ein scharfes Maximum. Weiterhin wird in dieser Rechnung der Einfluß des Ionenpotentials nur teilweise und Resonanzen werden überhaupt nicht berücksichtigt. Neue, verbesserte Rechnungen werden in Kürze zur Verfügung stehen [KMT 97]. Wünschenswert wären weitere experimentelle Daten mit verbesserter Statistik und eine systematische Untersuchung der Abhängigkeit von der Laserpolarisation.

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die Ionisation von Helium im Elektronenstoß in kinematisch vollständigen Experimenten untersucht. Dabei standen Reaktionen im Vordergrund, die über das reine Drei-Körper-Coulomb-Problem hinausgehen. Dies waren zum einen die Elektronenstoßdoppelionisation und zum anderen die laserassistierte Elektronenstoßeinfachionisation.

Als erstes wurde die Doppelionisation von Helium im Stoß mit Elektronen bei einer Projektilenergie von $E_0 = 500 \text{ eV}$ untersucht. Die dabei gemessenen Wirkungsquerschnitte wurden sowohl mit den Ergebnissen einer früheren Messung, die bei einer Projektilenergie von $E_0 = 2000 \text{ eV}$ [DKS 01, DKS 02] durchgeführt worden war, als auch mit zum Teil unveröffentlichten Rechnungen der *CCC*- [DKS 01, DKS 02] und *DS3C*-Theorie [Göt04] verglichen. Untersucht wurde, inwieweit die gegenüber dem früheren Experiment bei einer Projektilgeschwindigkeit von $v_p = 12 \text{ a.u.}$ (Störungsparameter $\eta = 0,08 \text{ a.u.}$) die halbierte Geschwindigkeit $v_p = 6 \text{ a.u.}$ ($\eta = 0,16 \text{ a.u.}$) das Auftreten von Mechanismen höherer Ordnung beeinflusst und ob sie in differentiellen Wirkungsquerschnitten im selben Maße sichtbar sind wie dies schon früher im totalen Wirkungsquerschnitt beobachtet wurde. Die gemessenen Daten zeigen, daß für $v_p = 6 \text{ a.u.}$ Prozesse jenseits der Ersten Bornschen Näherung generell wichtig sind. Die Größe dieser Beiträge hängt jedoch auch stark vom Wert des Impulsübertrages ab. So wurden zwei kinematisch verschiedene Fälle untersucht. Bei großem Impulsübertrag von $|q| = 2 \text{ a.u.}$ sind Rechnungen in Erster Bornschen Näherung in recht guter Übereinstimmung mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten. Das heißt, das Projektil wechselwirkt in den meisten Fällen nur mit einem Targetelektron. Dies ändert sich bei kleinem Impulsübertrag von $|q| = 0,6 \text{ a.u.}$. Hier werden große Beiträge höherer Ordnung beobachtet. Rechnungen in Erster Bornschen Näherung sind nicht in der Lage, weder die relativen Peakhöhen noch deren Winkelposition in den experimentellen vollständig differentiellen Wirkungsquerschnitten zu reproduzieren. Die Übereinstimmung der zweiten Bornscher Näherung ist deutlich besser. Eine mögliche anschauliche Erklärung für diese Beobachtung ist, daß große Impulsüberträge nur bei kleinem Stoßparameter auftreten. Bei gegebener Projektilgeschwindigkeit ist die Wechselwirkungszeit bei kleinem Projektil-Target-Abstand aber relativ kurz, so daß die Wechselwirkung mit beiden Targetelektronen unwahrscheinlich ist. Dagegen ist die Wechselwirkungszeit bei großem Stoßparameter, bei dem kleine Impulsüberträge stattfinden, sehr viel länger. Damit werden auch Ionisationsprozesse wahrscheinlicher, bei denen beide Targetelektronen bei jeweils

kleinem Impulsübertrag mit dem Projektil stoßen und ins Kontinuum emittiert werden. Im Falle des kleinen Impulsübertrages standen zum Vergleich Berechnungen der *DS3C*-Theorie in Erster Ordnung und der *CCC*-Theorie in Erster und Zweiter Ordnung zur Verfügung. Wie erwartet beschreiben beide Modelle in der Ersten Ordnung die Form der experimentellen Verteilung nicht. Erst die Zweite Ordnung ergibt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen *CCC*-Theorie und Experiment. Beim großen Impulsübertrag hingegen ergibt die *CCC*-Rechnung Erster Ordnung eine sehr gute Übereinstimmung während die *DS3C*-Rechnung Erster Ordnung die Verteilung zwar besser als bei kleinem Impulsübertrag aber nicht ganz so überzeugend wie die *CCC*-Rechnung wiedergibt. Um mehr über die Bedeutung höherer Ordnungsbeiträge in Erfahrung zu bringen, ist ein Experiment in Vorbereitung, daß es ermöglichen wird, die Projektilenergie der Elektronen bis an die Schwelle der Ionisationsenergie zu verringern. Das gestreute Projektilelektron hat dann eine Energie in derselben Größenordnung wie die beiden emittierten Elektronen. Somit muß deren quantenmechanische Ununterscheidbarkeit voll berücksichtigt werden und man gewinnt Einsicht in das nun auftretende Vier-Körper-Coulomb-Problem, das sich nicht mehr, wie bei schnellen Projektilen, auf ein Drei-Körper-Problem reduzieren läßt.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde die Einfachionisation im Elektronenstoß bei gleichzeitiger Anwesenheit eines starken Laserfeldes untersucht. Motiviert wurde dies auch durch noch ungelöste Fragen bei der Doppelionisation im starken Laserfeld. Dabei tunnelt ein Elektron durch das intensive Laserfeld ins Kontinuum und kann dann, getrieben durch das Feld, in einem Elektron-Ion-Stoß das zweite Elektron ebenfalls ins Kontinuum bringen (Rückstreumechanismus). Dabei ist die Winkelverteilung dieser beiden Elektronen bisher unverstanden [MUF 03]. Im Rahmen dieser Arbeit gelang es, das erste Experiment zur Elektronenstoßeinfachionisation im Laserfeld durchzuführen. In diesem äußerst komplexen und schwierigen Experiment mußte der räumliche und zeitliche Überlapp von drei unterschiedlichen Strahlen, nämlich dem Laser-, dem Projektilelektronen- und dem Targetstrahl, mit einer Genauigkeit von 7ns und $100\mu\text{m}$ über Wochen gewährleistet werden. Dabei war eine der zentralen Fragen, in welcher Weise beim Stoß eines Elektrons mit einem atomaren Target Photonen mit dem äußeren Laserfeld ausgetauscht werden. Ein weiteres Ziel war es, die Übereinstimmung mit berechneten Wirkungsquerschnitten, basierend auf Theorien, die in ihrer Grundlage schon seit 1966 [BF66] existieren, zu untersuchen. Wichtig war außerdem, wie sich der laserunterstützte Wirkungsquerschnitt vom feldfreien Wirkungsquerschnitt unterscheidet. Es konnte experimentell, anhand des Q -Wert Spektrums, nachgewiesen werden, daß im Stoß Energie mit dem Laserfeld ausgetauscht wird. Anhand von doppelt differentiellen Elektronenimpulsspektren wurde gezeigt, daß dadurch die Energieverteilung der emittierten Elektronen beeinflusst wird. Es werden mehr Elektronen kleinerer Energie und dafür weniger Elektronen höherer Energie im Laserfeld emittiert als im feldfreien Fall. Anhand eines einfachen Modells konnte gezeigt werden, daß diese Umverteilung durch die klassische, oszillierende Beschleunigung im äußeren Lichtfeld qualitativ verstanden werden kann.

Weiterhin wurde beobachtet, daß durch das Laserfeld Ereignisse aus dem direkten Stoß des Projektilelektrons mit dem Targetelektron, der zum sogenannten „Binary Peak“ führt, bevorzugt werden. Es konnte keine überzeugende Übereinstimmung mit den hier gemessenen und den in dieser Arbeit vorgestellten berechneten Wirkungsquerschnitten [Naj03] gefunden werden. Sowohl in der Form als auch in der absoluten Größe gibt es deutliche Abweichungen. Die berechneten dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitte unterschätzen die gemessenen um bis zu eine Größenordnung. In naher Zukunft werden die gemessenen Wirkungsquerschnitt mit einer erweiterten theoretischen Berechnung von R. Taïeb et al. [KMT97] verglichen werden. Dabei wird das Heliumtarget nicht mehr als ein Einelektronensystem beschrieben werden, und es wird die Wechselwirkung des Targets mit dem Laserfeld berücksichtigt werden („Targetdressing“). Weiterhin ist es wünschenswert, das Experiment mit einer besseren Energieauflösung durchzuführen, um die Verteilung der ausgetauschten Photonen bestimmen zu können. Ein vergleichendes Experiment zur laserassistierten Umladung im Ionenstoß ist augenblicklich in Planung [Kir02].

Bei der Durchführung der Stoßionisation im Laserfeld wurden auch erstmals kinematisch vollständige Daten zur Stoßanregung und anschließenden Photoionisation gewonnen. Dabei konnte in einer vorläufigen Analyse gezeigt werden, daß diese neue Klasse von Experimenten es prinzipiell zuläßt, die Stoßparameterabhängigkeit der Anregung zustandsselektiv zu untersuchen. Beim vorliegenden Experiment war die statistische Signifikanz der Daten allerdings durch die niedrige Pulsrate des Lasers von 10 Hz eingeschränkt. Durch die Entwicklung intensiver neuer $f\text{s}$ -Laser mit Wiederholungsraten im $M\text{Hz}$ -Bereich werden diese Experimente in Zukunft in wesentlich kürzerer Zeit und mit höherer statistischer Relevanz durchführbar sein. Denkbar ist auch, diese Art von Experiment am VUV-Freien-Elektronen-Laser (*FEL*) bei TESLA in Hamburg durchzuführen. Da hier die geplante Photonenenergie bis zu 100 eV beträgt, könnten somit auch Innerschalenanregungen untersucht werden. Durch die Verwendung von kürzeren Pulsen (sowohl des Lasers als auch des Projektilstrahles, $\sim 200\text{ fs}$) würde man zudem eine bessere Zeitauflösung erzielen.

Zusammenfassend wurde durch den in dieser Arbeit durchgeführten Vergleich zwischen experimentellen und berechneten Wirkungsquerschnitten gezeigt, daß es durch kinematisch vollständige Messungen überzeugend möglich ist, die entsprechenden theoretischen Modelle zu testen und die vorgeschlagenen Mechanismen einzeln zu identifizieren. Die Experimente tragen also wesentlich dazu bei, theoretische Beschreibungen zu verbessern und das Verständnis der Dynamik atomarerer Stoßprozesse zu erweitern und zu vertiefen.

Anhang A

Anhang

A.1 Atomare Einheiten und Größen

In dieser Arbeit werden die in der Atomphysik üblichen atomaren Einheiten (engl: „*atomic units*“ (a.u.)) benutzt. Bei atomaren Stößen ist es sinnvoll, Einheiten zu benutzen, die sich nach der Ausdehnung eines Atoms, standardmäßig des Wasserstoffatoms, richten. Ein Nebeneffekt der atomaren Einheiten ist, daß theoretische Formeln einfacher aussehen.

$r_e = 1 \text{ a.u.} = 0.5291772083 \times 10^{-10} \text{ m}$	Radius des ersten Bohrschen Orbitals
$m_e = 1 \text{ a.u.} = 9.10938188 \times 10^{-31} \text{ kg}$	Ruhemasse des Elektrons
$e = 1 \text{ a.u.} = 1.602176462 \times 10^{-19} \text{ C}$	Elektronenladung
$v_e = 1 \text{ a.u.} = 2.1877 \times 10^6 \text{ m/s}$	Geschwindigkeit auf Bohrbahn
$\hbar = 1 \text{ a.u.} = 1.054571596 \times 10^{-34} \text{ Js}$	Drehimpuls
$\xi_0 = 1 \text{ a.u.} = 5.1422 \times 10^{11} \text{ V/m}$	Feldstärke des Protons im Abstand r_e
$E = 1 \text{ a.u.} = 4.36 \times 10^{-18} \text{ J} = 27,22 \text{ eV}$	Doppelte Ionisationsenergie von H
$p = 1 \text{ a.u.} = 1,9929 \times 10^{-24} \text{ kgm/s}$	klassischer Impuls auf erster Bohrbahn
$t = 1 \text{ a.u.} = 2,41888 \times 10^{-17} \text{ s}$	Zeit für $(2\pi)^{-1}$ eines Umlaufes

A.2 Laserparameter

A.2.1 Gaußsche Strahlen

Obwohl ein Laserstrahl in vielen Fällen mit der geometrischen Optik als linearer Strahl gut beschrieben wird, kann man beim Durchgang optischer Elemente seine Wellennatur nicht unberücksichtigt lassen. In der Wellenoptik wird er als eine Überlagerung von Gaußschen Moden beschrieben [KM87]. In guter Näherung kann er nur als Grundmode mit gaußschen Intensitätsprofil behandelt werden. Er wird, wie in der linearen Optik, mit zwei Größen beschrieben, nämlich mit dem Krümmungsradius R der kugelförmigen Wellenfront und dem Strahlhalbmesser w , der dem Abstand zur Strahlachse entspricht, in dem die Feldstärke auf $1/e$ abgefallen ist. Die beiden Strahlparameter werden zu dem *komplexen Krümmungsradius* q zusammengefaßt:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi w^2} \quad (\text{A.1})$$

mit λ Wellenlänge.

Ein beliebiger Gaußscher Strahl am Ort z_1 kann mit seinem *komplexen Krümmungsradius* q in seine Strahltaile $z_0 = 0$, mit den Strahlparametern $R_0 = \infty$ und w_0 , zurückverfolgt und von dort aus an einen beliebigen Punkt $z_1 + L$ fortgesetzt werden [Dem95]:

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (\text{A.2})$$

Mit Kenntnis von q ist also der gesamte Strahlverlauf bekannt. So erhält man bei einer festen Wellenlänge λ und einer Linse mit Brennweite $f \gg w_l$ (w_l Strahlhalbmesser an der Linse) einen Ausdruck für die Strahlabmessung im Fokus w_0 und eine Abschätzung über die Länge bis der Strahldurchmesser um einen Faktor $\sqrt{2}$ angestiegen ist, die Fokusslänge bzw. die *Rayleighlänge* z_R :

$$w_0 = \frac{f\lambda}{\pi w_l} \quad z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (\text{A.3})$$

A.2.2 Das Ponderomotive Potential

Befindet sich ein Elektron nach der Ionisation in einem starken Laserfeld der Feldstärke E_0 und der Frequenz ω , so beeinflusst das elektro-magnetische Feld natürlich die Bewegung des Elektrons. Für die Bewegungsgleichung gilt:

$$\ddot{\vec{x}} = \vec{E}_0 \cos(\omega t) \quad \text{integrieren ergibt} \quad (\text{A.4})$$

$$\dot{\vec{x}} = - \underbrace{\frac{\vec{E}_0}{\omega} \sin(\omega t_0)}_{\text{Driftgeschwindigkeit } v_D} + \underbrace{\frac{\vec{E}_0}{\omega} \sin(\omega t)}_{\text{Zittergeschwindigkeit } v_Z}, \quad (\text{A.5})$$

A.3. Helium als Target

wobei t_0 der Zeitpunkt der Ionisation ist. Dabei ist angenommen, daß sich die Einhüllende des Laserfeldes $\vec{E}(t) \approx \vec{E}_0$ nur langsam mit der Zeit ändert.

Die mittlere Energie aus der Zitterbewegung definiert nun das Ponderomotive Potential U_p .

$$U_p = \frac{E_0^2}{4\omega^2} \quad (\text{A.6})$$

Eine hilfreiche Formel ist

$$U_p(\text{eV}) = 9,33 \times 10^{-14} I(\text{W/cm}^2) \lambda^2(\mu\text{m}) \quad (\text{A.7})$$

Für ein Elektron mit einem Anfangsimpuls \vec{p}_0 lautet der Impuls

$$\vec{p} = \vec{p}_0 + \frac{\vec{E}_0}{\omega} (\sin(\omega t) - \sin(\omega t_0)). \quad (\text{A.8})$$

Die kinetische Energie \tilde{E}_b eines Elektrons im Laserfeld, gemittelt über eine Phase des Laserpulses $\varphi = \omega t$, lautet dann:

$$\tilde{E}_b = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{1}{2} p^2 = \frac{1}{2} p_0^2 + \frac{E_0^2}{4\omega^2} + \frac{E_0^2}{2\omega^2} \sin^2(\omega t_0) - \vec{p}_0 \vec{E}_0 \sin(\omega t_0). \quad (\text{A.9})$$

Mit $E_b = p_0^2/2$ der kinetischen Anfangsenergie und θ dem Winkel zwischen Feldvektor \vec{E}_0 und Anfangsimpuls \vec{p}_0 ergibt sich damit

$$\tilde{E}_b = E_b - \sqrt{8E_b U_p} \sin \omega t_0 \cos \theta + U_p (1 + 2 \sin^2(\omega t_0)) \quad (\text{A.10})$$

A.3 Helium als Target

In der folgenden Tabelle sind einige wichtige Größen von Helium, die in dieser Arbeit verwendet wurden, aufgeführt. Es findet sich der Energieunterschied E_n zwischen angeregten Zuständen und dem Grundzustand, das Ionisationspotential dieser Zustände IP_n , die Energie des Elektrons E_{PI} , das durch Photoionisation aus diesen Zuständen emittiert wurde, Lebensdauer τ_n und Oszillatorstärke f , und in der letzten Spalte der Wirkungsquerschnitt für die Anregung im Elektronenstoß mit einer Projektilenergie von 1000 eV in den jeweiligen Zustand.

A.3.1 Berechnung der Ionisations- und Anregungsquerschnitte

Um die totalen Wirkungsquerschnitte für die Stoßanregung in die verschiedenen Niveaus und den relativen Anteil im Verhältnis zur Stoßionisation abschätzen zu können, wurden die jeweiligen Querschnitte mit der *Van Regemorter* Formel für die Anregung und der *Bethe* Formel für die Ionisation berechnet (siehe [FBG 96] und Referenzen darin).

Konfg.	E_n [eV]	IP_n [eV]	E_{PI} [eV]	τ_n [ns]	f	σ_{np} [a.u.]
$1s^2 - 1s2p$	21,218	3,369	0,141	0,50	0,2763	0,11511
$1s^2 - 1s3p$	23,087	1,500	0,840	1,77	0,0734	0,02748
$1s^2 - 1s4p$	23,742	0,845	0,325	4,07	0,0302	0,01091
$1s^2 - 1s5p$	24,046	0,541	0,629	7,81	0,0153	0,00544
$1s^2 - 1s6p$	24,211	0,376	0,794	13,91	0,00848	0,00299
$1s^2 - 1s7p$	24,311	0,276	0,894	19,72	0,00593	0,00208
$1s^2 - 1s8p$	24,374	0,212	0,958	29,15	0,00399	0,00139
$1s^2 - 1s9p$	24,420	0,167	1,003	42,19	0,00275	0,000958
$1s^2 - 1s10p$	24,452	0,135	1,035	55,25	0,00209	0,000727
$1s^2 - 1s11p$	24,475	0,115	1,055	76,92	0,0015	0,000521
$1s^2 - 1s12p$	24,493	0,094	1,076	96,15	0,0012	0,000417
$1s^2 - \infty$	24,587	24,587	—	—	—	0,48429

Tabelle A.1: Wichtige Größen von Helium

In der genannten Publikation benutzen die Autoren die *Van Regemorter* Formel

$$\sigma_{ik}(x) = \frac{8\pi}{\text{sqrt}3} \pi a_0^2 f_{ik} \frac{\mathcal{R}^2}{E_{ik}^2} \frac{G_{ik}(x)}{x}. \quad (\text{A.11})$$

Mit dieser Formel kann man die Stoßanregungsquerschnitte optisch erlaubter Übergänge σ_{ik} für Anregung vom Niveau i zum Niveau k berechnen. Dabei ist $x = E_0/E_{ik}$ (mit E_0 der Anfangsenergie des Projektilelektrons und E_{ik} des Energieunterschieds der beiden Niveaus), a_0 der Bohrsche Radius, f_{ik} die Oszillatorstärke für den Übergang vom Zustand i nach k , \mathcal{R} ist die Rydbergenergieeinheit und G_{ik} ist der sogenannte *Gaunt Faktor*. Dieser Faktor unterscheidet sich für verschiedene Targets (Atome, einfach geladene Ionen oder mehrfachgeladene Ionen) und für den Fall, daß sich die Hauptquantenzahl n bei der Anregung ändert oder nicht ($\Delta n = 0$ oder $\Delta n > 0$). Die Autoren benutzen diesen Gaunt Faktor als eine Fitfunktion an vorhandene Daten und schätzen die Genauigkeit ihres Fits auf 10-30 % ab.

Ihr Fit für Atome und $\Delta n > 0$ ergibt für den Gaunt Faktor

$$G_{ik}(x) = (0,276 - 0,18x^{-1}) \ln(x). \quad (\text{A.12})$$

Für $x \rightarrow \infty$, das heißt für den Grenzfall der Stoßionisation, geht Gleichung A.12 in die Bethe Formel über

$$G_{i\infty}(x) \approx \frac{\text{sqrt}3}{2\pi} \ln(x). \quad (\text{A.13})$$

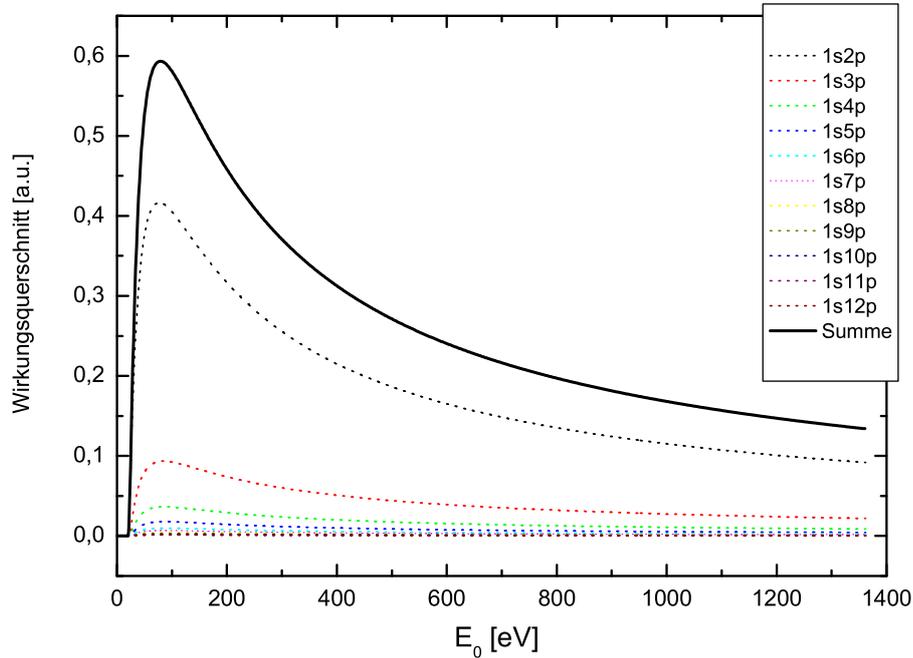


Abbildung A.1: Anregungs- und Ionisationsquerschnitt

Für $x < 10$ ist Gleichung A.12 eine deutlich genauere Beschreibung der experimentellen Daten als die asymptotische Gleichung A.13.

Es ist interessant zu bemerken, daß die Genauigkeit des Gauntfits in der selben Größenordnung liegt wie der Unterschied der Daten der verschiedenen Gruppen, die für den Fit verwendet wurden.

In Abbildung A.1 sind die nach Gleichung A.12 berechnete Stoßanregungsquerschnitt und ihre Summe gezeigt. In Abbildung A.2 ist die Summe im Vergleich zum Ionisationsquerschnitt nach Gleichung A.13 und ihr Verhältnis zueinander dargestellt. Man sieht daraus, daß, wenn man davon ausgeht, daß nach der Stoßanregung durch die Photoionisation durch den Laser bis zu Dreiphotonenionisation möglich ist, eine Überhöhung des Signal bis zu 35 % zu erwarten ist. In Tabelle A.1 sind die Größen der Wirkungsquerschnitt für die in dieser Arbeit verwendeten Einschüßenergie des Projektilelektrons von $E_0 = 1000 \text{ eV}$ aufgelistet.

A.4 Verschiedenes

A.4.1 Ein Elektronenspektrometer der dritten Generation

Die traditionelle Methode zur Messung der Impulse der beiden Elektronen in einem Einfachionisationsexperiment ist, die beiden Elektronen in zwei separaten Elektrendetektoren, wie zum Beispiel *Channeltrons*, nachzuweisen. Diese Detektoren der

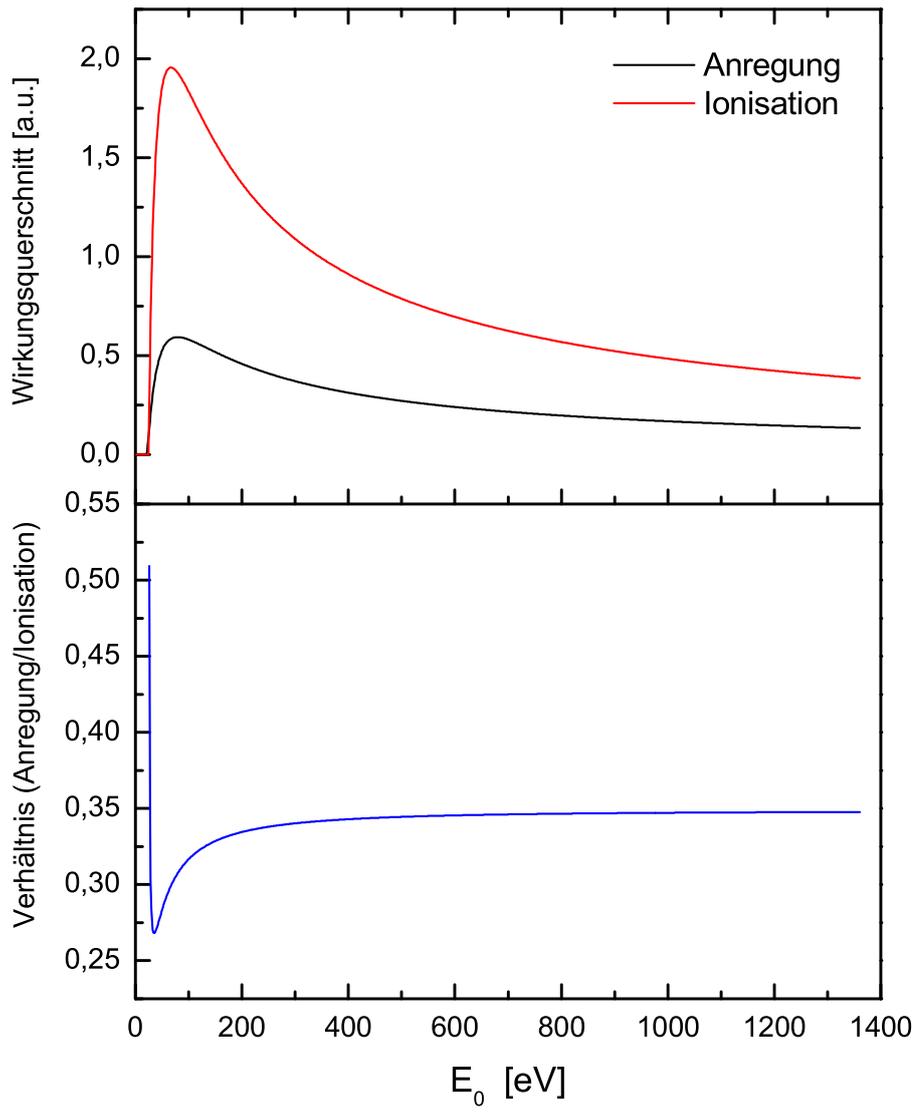


Abbildung A.2: Anregungs- und Ionisationsquerschnitt

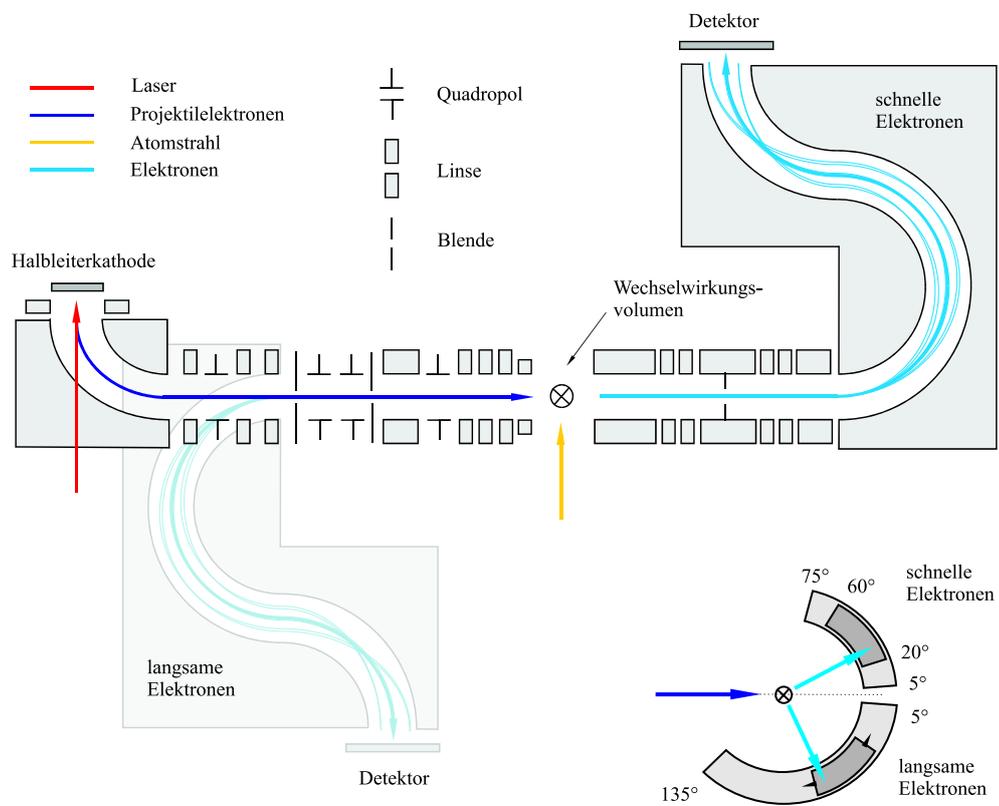


Abbildung A.3: Schnitt durch den experimentellen Aufbau eines Elektronenspektrometers der dritten Generation

ersten Generation sind aber nur für einen kleinen Winkel- und Energiebereich sensitiv [EST 69]. In der zweiten Generation war es entweder möglich, über einen größeren Energiebereich oder einen größeren Winkelbereich zu messen. Und in der dritten Generation schließlich ist es möglich, sowohl einen ausgedehnten Winkel- als auch Energiebereich zu haben, indem man zweidimensionale ortsauflösende Detektoren benutzt.

Ein solcher Aufbau ist in Abbildung A.3 zu sehen (siehe auch [LPW 02]). Die Elektronen werden an einer Galliumarsenidkathode mit Hilfe eines fokussierten Lasers erzeugt und über verschiedene elektrostatische Elemente im Wechselwirkungsvolumen mit einem Atomstrahl gekreuzt. Die gestreuten schnellen Elektronen werden dann in einem Toroidspektrometer (rechts oben) auf einen Channelplatedetektor fokussiert. Ebenso werden die emittierten langsamen Elektronen auf den Detektor links unten geführt. In diesem Aufbau werden also nur Elektronen aus einer Ebene, also koplanar, die die Schlitze passieren, detektiert. Beim Durchgang durch den Toroid resultieren verschiedene Flugradien in verschiedenen Energien. Die mittlere Energie wird durch die verwendeten Spannungen am Spektrometer bestimmt und man erhält so eine Energieakzeptanz von ungefähr 20 eV . Die Winkelakzeptanz wird durch die Ausdehnung des Detektors begrenzt (siehe Bild A.3 links unten) und beträgt bei den hier verwendeten 40° . Trotz dieses großen Aufwandes und dem beträchtlichen Wissen, das in dem Design steckt, erhält man somit nur eine Winkelakzeptanz von $1/1000$ des gesamten Raumwinkels.

A.4.2 Schaltungsskizze

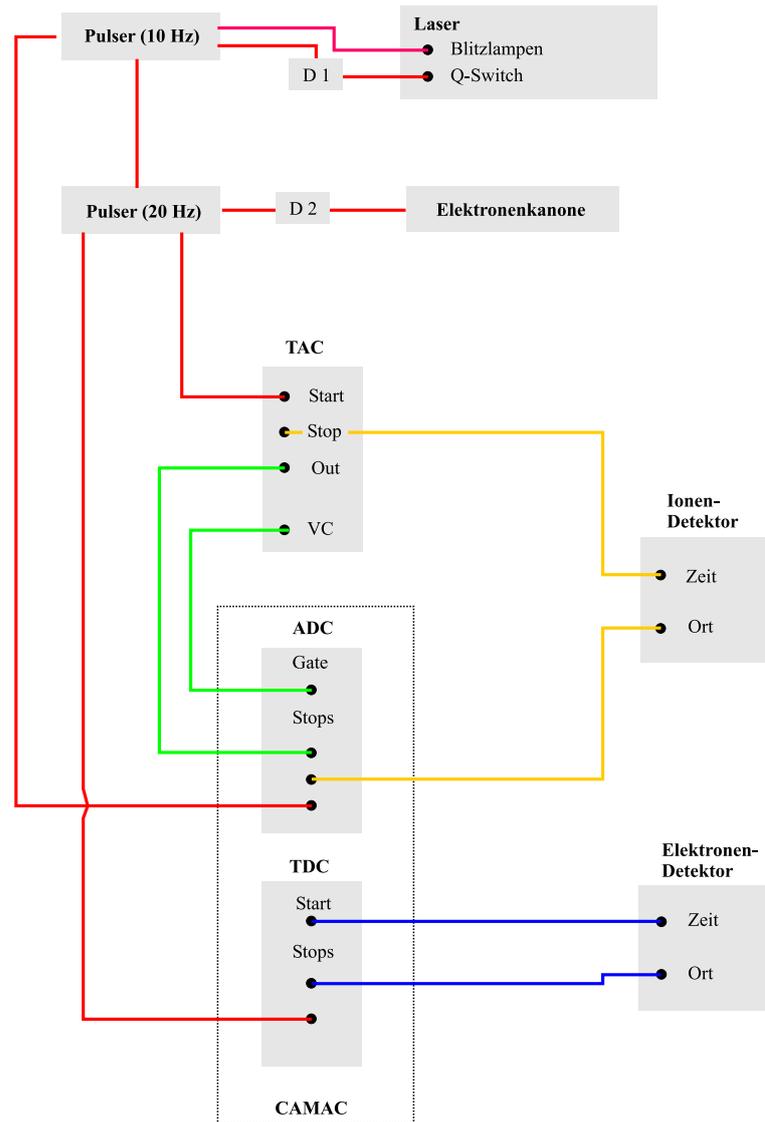


Abbildung A.4: Schematische Skizze der Schaltung. Mit dem Delay D1 zwischen den Blitzlampen und dem Q-Switch kann die Leistung des Lasers eingestellt werden. Das Delay D2 wird benutzt, um den zeitlichen Überlapp zwischen Elektronenpuls und Laserpuls einzujustieren.

Literaturverzeichnis

- [AHK 86] ANDERSEN, L.H. ; HVELPLUND, P. ; KNUDSEN, H. ; MØLLER, S.P. ; ELSENER, K. ; RENSFELT, K.G. ; UGGERHØJ, E.: Single and Double Ionization of Helium by Fast Antiproton and Proton Impact. In: *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986), S. 2147
- [AHK 89] ANDERSEN, L.H. ; HVELPLUND, P. ; KNUDSEN, H. ; MØLLER, S.P. ; PEDERSEN, J.O.P. ; TANG-PETERSEN, S. ; UGGERHØJ, E. ; ELSENER, K. ; MORENZONI, E.: Further Studies of Double Ionization of He, Ne, and Ar by Fast and Slow Antiprotons. In: *Phys. Rev. A* **40** (1989), S. 7366
- [AL76] ANDRICK, D. ; LANGHANS, L.: Measurement of Free-Free Transitions in e^- -Ar Scattering. In: *J. Phys. B* **9** (1976), S. L459
- [BB94] BERAKDAR, J. ; BRIGGS, J.S.: Three-Body Coulomb Continuum Problem. In: *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994), S. 3799
- [BBK89] BRAUNER, M. ; BRIGGS, J.S. ; KLAR, H.: Triply-Differential Cross Sections for Ionisation of Hydrogen Atoms by Electrons and Positrons. In: *J. Phys. B* **22** (1989), S. 2265
- [BBK 91] BRAUNER, M. ; BRIGGS, J.S. ; KLAR, H. ; BROAD, J.T. ; RÖSEL, T. ; JUNG, K. ; EHRHARDT, H.: Triply Differential Cross Sections for Ionization of Hydrogen Atoms by Electrons: The Intermediate and Treshold Energy Regions. In: *J. Phys. B* **24** (1991), S. 657
- [Ber96] BERAKDAR, J.: Approximate Analytical Solution of the Quantum-Mechanical Three-Body Coulomb Continuum Problem. In: *Phys. Rev. A* **53** (1996), S. 2314
- [Ber00] BERAKDAR, J.: Incremental Approach to Strongly Correlated Many-Body Finite Systems. In: *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000), S. 4036
- [BF66] BUNKIN, F.V. ; FEDOROV, M.V.: Bremsstrahlung in a Strong Radiation Field. In: *Sov. Phys. JETP* **22** (1966), S. 844

- [BJ84] BYRON, F.W. ; JOACHAIN, C.J.: Electron-Atom Collisions in a Strong Laser Field. In: *J. Phys. B* **17** (1984), S. L295
- [BLBD03] BERAKDAR, J. ; LAHMAM-BENNANI, A. ; DAL CAPPELLO, C.: The Electron-Impact Double Ionization of Atoms: An Insight Into the Four-Body Coulomb Scattering Dynamics. In: *Phys. Rep.* **374** (2003), S. 91
- [Bra02] BRAY, I.: Close-Coupling Approach to Coulomb Three-Body Problems. In: *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002), S. 273201
- [Bri89] BRIGGS, J.S.: Cusps, Dips and Peaks in Differential Cross-Sections for Fast Three-Body Coulomb Collisions. In: *Comment. At. Mol. Phys.* **23** (1989), S. 155
- [BS92] BRAY, I. ; STELBOVICS, A.T.: Convergent Close-Coupling Calculations of Electron-Hydrogen Scattering. In: *Phys. Rev. A* **46** (1992), S. 6995
- [BS00] BRIGGS, J.S. ; SCHMIDT, V.: Differential Cross Sections for Photo-Double-Ionization of the Helium Atom. In: *J. Phys. B* **33** (2000), S. R1
- [BTV89] BRUSDEYLINS, G. ; TOENNIES, J.P. ; VOLLMER, R.: Book of Abstracts. In: *XII. Symposium on Molecular Beams*. Perugia, 1989, S. 98
- [CABN 88] CHARLTON, M. ; ANDERSEN, L.H. ; BRUN-NIELSEN, L. ; DEUTCH, B.I. ; HVELPLUND, P. ; JACOBSEN, F.M. ; KNUDSEN, H. ; LARICCHIA, G. ; POULSEN, M.R. ; PEDERSEN, J.O.: Positron and Electron Impact Double Ionisation of Helium. In: *J. Phys. B* **21** (1988), S. L545
- [CFL80] CAVALIERE, P. ; FERRANTE, G. ; LEONE, C.: Particle-Atom Ionising Collisions in the Presence of a Laser Radiation Field. In: *J. Phys. B* **13** (1980), S. 4495
- [CLZ 81] CAVALIERE, P. ; LEONE, C. ; ZANGARA, R. ; FERRANTE, G.: Effects of a Laser Field on Electron-Atom Ionizing Collisions. In: *Phys. Rev. A* **24** (1981), S. 910
- [CMD94] COPLAN, M.A. ; MOORE, J.H. ; DOERING, J.P.: ($e, 2e$) Spectroscopy. In: *Rev. Mod. Phys.* **66** (1994), S. 985
- [DAY 04] DIMITRIOU, K. ; ARBO, D. ; YOSHIDA, S. ; PERSSON, E. ; BURGDÖRFER, J.: *Single Ionization of Atoms by Strong Fields: A Quasi-Classical Study of the Electron Dynamics*. 2004. – wird veröffentlicht
- [Dem95] DEMTRÖDER, W.: *Laser Spectroscopy*. Springer, 1995

- [DKS 01] DORN, A. ; KHEIFETS, A. ; SCHRÖTER, C.D. ; NAJJARI, B. ; HÖHR, C. ; MOSHAMMER, R. ; ULLRICH, J.: Double Ionization of Helium by Electron-Impact: Complete Pictures of the Four-Body Breakup Dynamics. In: *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001), S. 3755
- [DKS 02] DORN, A. ; KHEIFETS, A. ; SCHRÖTER, C.D. ; NAJJARI, B. ; HÖHR, C. ; MOSHAMMER, R. ; ULLRICH, J.: Double Ionization of Helium by Electron Impact in the Impulsive Regime. In: *Phys. Rev. A* **65** (2002), S. 032709
- [DKS 03] DORN, A. ; KHEIFETS, A. ; SCHRÖTER, C.D. ; HÖHR, C. ; SAKHELASHVILI, G. ; MOSHAMMER, R. ; LOWER, J. ; ULLRICH, J.: Appearance and Disappearance of the Second Born Effects in the $(e, 3e)$ Reaction on He. In: *Phys. Rev. A* **68** (2003), S. 012715
- [DMJ 00] DÖRNER, R. ; MERGEL, V. ; JAGUTZKI, O. ; SPIELBERGER, L. ; ULLRICH, J. ; MOSHAMMER, R. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: A ‘Momentum Microscope’ To View Atomic Collision Dynamics. In: *Phys. Rep.* **330** (2000), S. 95
- [DMS 99] DORN, A. ; MOSHAMMER, R. ; SCHRÖTER, C.D. ; ZOUROS, T.J.M. ; SCHMITT, W. ; KOLLMUS, H. ; MANN, R. ; ULLRICH, J.: Double Ionization of Helium by Fast Electron Impact. In: *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999), S. 2496
- [DSH 02] DORN, A. ; SAKHELASHVILI, G. ; HÖHR, C. ; KHEIFETS, A. ; LOWER, J. ; NAJJARI, B. ; SCHRÖTER, C.D. ; MOSHAMMER, R. ; ULLRICH, J.: $(e, 3e)$ and $(e, \gamma 2e)$ Experiments: Investigations of Fundamental Four-Body Coulomb Reactions. In: ANCARANI, L.U. (Hrsg.): *Electron and Photon Impact Ionisation and Related Topics 2002: Proceedings of the International Conference on Electron and Photon Impact Ionisation and Related Topics, Metz, France, 18 to 20 July 2002*, IOP Publishing, 2002
- [DWW 02] DÖRNER, R. ; WEBER, T. ; WECKENBROCK, M. ; STAUDTE, A. ; HATTASS, M. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: Multiple Ionization in Strong Laser Fields. In: *Adv. in At. Mol. and Opt. Phys.* **48** (2002), S. 1
- [EJK 86] EHRHARDT, H. ; JUNG, K. ; KNOTH, G. ; SCHLEMMER, P.: Differential Cross Sections of Direct Single Electron Impact Ionization. In: *Z. Phys. D* **1** (1986), S. 3
- [EJK98] EHLOTZKY, F. ; JAROŃ, A. ; KAMIŃSKI, J.Z.: Electron-Atom Collisions in a Laser Field. In: *Phys. Rep.* **297** (1998), S. 63
- [EST 69] EHRHARDT, H. ; SCHULZ, M. ; TEKAAT, T. ; WILLMANN, K.: Ionization of Helium: Angular Correlation Of The Scattered And Ejected Electrons. In: *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969), S. 89

- [FB95] FURSA, D.V. ; BRAY, I.: Calculation of Electron-Helium Scattering. In: *Phys. Rev. A* **52** (1995), S. 1279
- [FBC92] FITTINGHOF, D.N. ; BOLTON, P.R. ; CHANG, B. ; KULANDER, K.C.: Observation of Nonsequential Double Ionization of Helium with Optical Tunneling. In: *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992), S. 2642
- [FBG96] FISHER, V. ; BERNSTAM, V. ; GOLTEN, H. ; MARON, Y.: Electron-Impact Excitation Cross Sections for Allowed Transitions in Atoms. In: *Phys. Rev. A* **53** (1996), S. 2425
- [Gel95] GELTMAN, S.: Field-Induced Dipole Effects in Laser-Assisted Elastic Electron-Atom Scattering. In: *Phys. Rev. A* **51** (1995), S. R34
- [Gel97] GELTMAN, S.: Low-Energy Laser-Assisted Electron-Helium Collisions. In: *Phys. Rev. A* **55** (1997), S. 3755
- [Gel02] GELTMAN, S.: A Close-Coupling Approach to Laser-Assisted Electron-Atom Scattering. In: *J. Phys. B* **35** (2002), S. 4787
- [Göt04] GÖTZ, J.R. *Private Mitteilungen.* 2004
- [GWB03] GÖTZ, J.R. ; WALTER, M. ; BRIGGS, J.S.: Appearance of Non-First-Born Effects in ($e, 3e$) on Helium. In: *J. Phys. B* **36** (2003), S. L77
- [HPW91] HUETZ, A. ; P.SELLES ; WAYMEL, D. ; MAZEAU, J.: Wannier Theory for Double Photoionization of Noble Gases. In: *J. Phys. B* **24** (1991), S. 1917
- [JDB92] JOULAKIAN, B. ; DAL CAPPELLO, C. ; BRAUNER, M.: Double Ionization of Helium by Fast Electrons: Use of Correlated Two Electron Wavefunctions. In: *J. Phys. B* **25** (1992), S. 2863
- [JFM88] JOACHAIN, C. J. ; FRANCKEN, P. ; MAQUET, A. ; MARTIN, P. ; VENIARD, V.: ($e, 2e$) Collisions in the Presence of a Laser Field. In: *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988), S. 165
- [KB98a] KHEIFETS, A.S. ; BRAY, I.: Effect of the Ground-State Correlations on the Helium Double Photoionization and Ionization with Excitation. In: *Phys. Rev. A* **57** (1998), S. 2590
- [KB98b] KHEIFETS, A.S. ; BRAY, I.: Photoionization with Excitation and Double Photoionization of the Helium Isoelectronic Sequence. In: *Phys. Rev. A* **58** (1998), S. 4501
- [KBB99] KHEIFETS, A.S. ; BRAY, I. ; BARTSCHAT, K.: Convergent Calculations for Simultaneous Electron-Impact Ionization-Excitation of Helium. In: *J. Phys. B* **32** (1999), S. L433

- [KBB 02] KHEIFETS, A.S. ; BRAY, I. ; BERAKDAR, J. ; DAL CAPPELLO, C.: Comparative Theoretical Study of $(e,3e)$ on Helium: Coulomb-Waves versus Close-Coupling Approach. In: *J. Phys. B* **35** (2002), S. L15
- [KBLB 99] KHEIFETS, A. ; BRAY, I. ; LAHMAM-BENNANI, A. ; DUGUET, A. ; TAOUIL, I.: A Comparative Experimental and Theoretical Investigation of the Electron-Impact Double Ionization of He in the keV Regime. In: *J. Phys. B* **32** (1999), S. 5047
- [Kir02] KIRCHNER, T.: Manipulating Ion-Atom Collisions with Coherent Electromagnetic Radiation. In: *Phys. Rev Lett.* **89** (2002), S. 093203
- [KKB 02] KNAPP, A. ; KHEIFETS, A. ; BRAY, I. ; WEBER, Th. ; LANDERS, A.L. ; SCHÖSSLER, S. ; JAHNKE, T. ; NICKLES, J. ; KAMMER, S. ; JAGUTZKI, O. ; SCHMIDT, L.Ph.H. ; OSIPOV, T. ; RÖSCH, J. ; PRIOR, M.H. ; SCHMIDT-BÖCKING, H. ; COCKE, C.L. ; DÖRNER, R.: Mechanisms of Photo Double Ionization of Helium by 530 eV Photons. In: *Phy. Rev. Lett.* **89** (2002), S. 033004
- [KM87] KNEUBÜHL, F. K. ; M.W.SIGRIST: *Laser*. Teubner, 1987
- [KMT 97] KHALIL, D. ; MAQUET, A. ; TAÏEB, R. ; JOACHAIN, C.J. ; MAKHOUTE, A.: Laser-Assisted $(e, 2e)$ Collisions in Helium. In: *Phys. Rev. A* **56** (1997), S. 4918
- [KW73] KROLL, N.M. ; WATSON, K.M.: Charged-Particle Scattering in the Presence of a Strong Electromagnetic Wave. In: *Phys. Rev. A* **8** (1973), S. 804
- [LB91] LAHMAM-BENNANI, A.: Recent Developments and New Trends in $(e, 2e)$ und $(e, 3e)$ Studies. In: *J. Phys. B* **24** (1991), S. 2401
- [LDD89] LAHMAM-BENNANI, A. ; DUPRÉ, C. ; DUGUET, A.: Electron-Impact Double Ionization of Argon Studied by Double and Triple Coincidence Techniques: The First $(e, 3e)$ Experiment. In: *Phys. Rev. Lett.* **63** (1989), S. 1582
- [LDD 03] LAHMAM-BENNANI, A. ; DUGUET, A. ; DAL CAPPELLO, C. ; NEBDI, H. ; PIRAUX, B.: Importance of Non-First-Order Effects in the $(e, 3e)$ Double Ionization of Helium. In: *Phys. Rev. A* **67** (2003), S. 010701
- [LDG 01] LAHMAM-BENNANI, A. ; DUGUET, A. ; GABORIAUD, M.N. ; TAOUIL, I. ; LECAS, M. ; KHEIFETS, A. ; BERAKDAR, J. ; DAL CAPPELLO, C.: Complete Experiments for the Double Ionization of Helium: $(e, 3e)$ Cross Sections at 1 keV Impact Energy and Small Momentum Transfer. In: *J. Phys. B* **34** (2001), S. 3073

- [LDR02] LAHMAM-BENNANI, A. ; DUGUET, A. ; ROUSSIN, S.: Observation of Non-First-Order Effects in an $(e, 3 - 1e)$ Investigation of the Double Ionization of Helium and Molecular Hydrogen. In: *J. Phys. B* **35** (2002), S. L59
- [LPW 02] LOWER, J. ; PANAJOTOVIC, R. ; WEIGOLD, E. ; DORN, A. ; ULLMANN-PFLEGER, K. ; HÖHR, C. ; JAGUTZKI, O.: High Resolution $(e, 2e)$ Measurements Using a New Toroidal Spectrometer. In: *Electron and Photon Impact Ionisation and Related Topics 2002: Proc. International Conf. On Electron and Photon Impact Ionisation and Related Topics (Metz, France, 18-20 July 2002)*. Bristol: Institute of Physics Publishing : L U Ancarani, 2002
- [LTD 99] LAHMAM-BENNANI, A. ; TAOUIL, I. ; DUGUET, A. ; LECAS, M. ; AVALDI, L. ; BERAKDAR, J.: Origin of Dips and Peaks in the Absolute Fully Resolved Cross Sections for the Electron-Impact Double Ionization of He. In: *Phys. Rev. A* **59** (1999), S. 3548
- [Mas93] MASON, N.J.: Laser-Assisted Electron-Atom Collisions. In: *Rep. Prog. Phys.* **56** (1993), S. 1275
- [Mas03] MASON, N.: Electron Driven Processes - Technological Opportunities. In: *XXIV ICPEAC, Stockholm, Sweden 23-29 July, 2003*
- [MBB 95] MCGUIRE, J.H. ; BERRAH, N. ; BARTLETT, R.J. ; SAMSON, J.A.R. ; TANIS, J.A. ; COCKE, C.L. ; A.S.SCHLACHTER: The Ratio of Cross Sections for Double to Single Ionization of Helium by High Energy Photons and Charged Particles. In: *J. Phys. B* **28** (1995), S. 913
- [MC78] MOHAN, M. ; CHAND, P.: Electron-Impact Ionization of the Hydrogen Atom in the Presence of an Intense Laser Beam. In: *Phys. Lett. A* **65** (1978), S. 399
- [McG82] MCGUIRE, J.H.: Double Ionization of Helium by Protons and Electrons at High Velocities. In: *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982), S. 1153
- [McG97] MCGUIRE, J.H.: *Electron Correlation Dynamics in Atomic Collisions*. Cambridge University Press, 1997
- [MFF 03] MADISON, D.H. ; FISCHER, D. ; FOSTER, M. ; SCHULZ, M. ; MOSHAMMER, R. ; JONES, S. ; ULLRICH, J.: Probing Scattering Wave Functions Close to the Nucleus. In: *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003), S. 253201
- [MGK 83] MÜLLER, A. ; GROH, W. ; KNEISSL, U. ; HEIL, R. ; STRÖHER, H. ; SALZBORN, E.: Production of Multiply Charged Rare-Gas Ions by Relativistic Electrons. In: *J. Phys. B* **16** (1983), S. 2039

- [Mil88] Kap. Free Jet Sources In: MILLER, D.R.: *Atomic and Molecular Beam Methods, Volume One*. Oxford University Press, 1988, S. 14–53
- [MKM 99] MAKHOUE, A. ; KHALIL, D. ; MAQUET, A. ; JOACHAIN, C.J. ; TAÏEB, R.: Light Polarization Effects in Laser-Assisted ($e, 2e$) Collisions in Helium. In: *J. Phys. B* **32** (1999), S. 3255
- [MKZ 02] MAKHOUE, A. ; KHALIL, D. ; ZITANE, M. ; BOUZIDI, M.: The Second Born Approximation in Electron-Atom Collisions in the Presence of a Laser Field. In: *J. Phys. B* **35** (2002), S. 957
- [MMS 78] MOORE, J.H. ; M.A.COPLAN ; SKILLMAN, JR., T.L. ; BROOKS, III, E.D.: Multichannel ($e, 2e$) Apparatus. In: *Rev. Sci. Instr.* **49** (1978), S. 463
- [MN87] MASON, N.J. ; NEWELL, W.R.: Simultaneous Electron-Photon Excitation of the Helium 2^3S State. In: *J. Phys. B* **20** (1987), S. L323
- [MUF 03] MOSHAMMER, R. ; ULLRICH, J. ; FEUERSTEIN, B. ; FISCHER, D. ; DORN, A. ; SCHRÖTER, C.D. ; LÓPEZ-URRUTIA, J.R. C. ; HÖHR, C. ; ROTTKE, H. ; TRUMP, C. ; WITTMANN, M. ; KORN, G. ; HOFFMANN, K. ; SANDNER, W.: Strongly Directed Electron Emission in Non-Sequential Double Ionization of Ne by Intense Laser Pulses. In: *J. Phys. B* **36** (2003), S. L113
- [MUS 96] MOSHAMMER, R. ; UNVERZAGT, M. ; SCHMITT, W. ; ULLRICH, J. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: A 4π Recoil-Ion Electron Momentum Analyzer: A High-Resolution “Microscope” for the Investigation of the Dynamics of Atomic, Molecular and Nuclear Reactions. In: *Nucl. Instr. and Meth. B* **108** (1996), S. 425
- [MUU 94] MOSHAMMER, R. ; ULLRICH, J. ; UNVERZAGT, M. ; SCHMIDT, W. ; JARDIN, P. ; OLSON, R.E. ; MANN, R. ; DÖRNER, R. ; MERGEL, V. ; BUCK, U. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: Low-Energy Electrons and Their Dynamical Correlation with Recoil Ions for Single Ionization of Helium by Fast, Heavy-Ion Impact. In: *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994), S. 3371
- [MVM 89] MARTIN, P. ; VENIARD, V. ; MAQUET, A. ; FRANCKEN, P. ; JOACHAIN, C.J.: Electron-Impact Ionization of Atomic Hydrogen in the Presence of a Laser Field. In: *Phys. Rev. A* **39** (1989), S. 6178
- [MW91] MCCARTHY, I.E. ; WEIGOLD, E.: Electron Momentum Spectroscopy of Atoms and Molecules. In: *Rep. Prog. Phys.* **54** (1991), S. 789
- [Naj03] NAJJARI, B. *Private Mitteilungen*. 2003

- [OF03] OLSON, R.E. ; FIOL, J.: Dynamics Underlying Fully Differential Cross Sections for Fast $C^{6+} + He$ Collisions. In: *J. Phys. B* **36** (2003), S. L365
- [RBI99] RESCIGNO, T.N. ; BAERTSCHY, M. ; ISAACS, W.A. ; MCCURDY, C.W.: Collisional Breakup in a Quantum System of Three Charged Particles. In: *Science* **286** (1999), S. 2474
- [San02] SANCHE, L.: Interaction of Low-Energy Electrons with Biomolecules. In: BURGDORFER, J. (Hrsg.) ; COHEN, J.S. (Hrsg.) ; DATZ, S. (Hrsg.) ; VANE, C.R. (Hrsg.): *Photonic, Electronic and Atomic Collisions XXII ICPEAC Santa Fe, New Mexico, July 18-24 2001*, Rinton Proess. Inc., 2002
- [SBA94] SCHINS, J.M. ; BREGER, P. ; AGOSTINI, P. ; CONSTANTINESCU, R.C. ; MULLER, H.G. ; GRILLON, G. ; ANTONETTI, A. ; MYSYROWICZ, A.: Observation of Laser-Assisted Auger Decay in Argon. In: *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994), S. 2180
- [SBK66] SCHRAM, B.L. ; BOERBOOM, A.J.H. ; KISTEMAKER, J.: Partial Ionization Cross Sections of Noble Gases for Electrons with Energy 0.5-16 keV.: I. Helium and Neon. In: *Physica* **32** (1966), S. 185
- [Sch97] SCHMIDT, V.: *Electron Spectrometry of Atoms Using Synchrotron Radiation*. Cambridge University Press, 1997
- [Sch98] SCHYJA, V.: *Atome und Moleküle in Kurzen und Intensiven Laserfeldern*. 1998. – Dissertation, Universität Freiburg
- [SKE93] SCHWARZKOPF, O. ; KRÄSSIG, B. ; ELMIGER, J. ; SCHMIDT, V.: Energy- and Angle-Resolved Double Photoionization in Helium. In: *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993), S. 3008
- [SMF03a] SCHULZ, M. ; MOSHAMMER, R. ; FISCHER, D. ; KOLLMUS, H. ; MADISON, D.H. ; JONES, S. ; ULLRICH, J.: Three-Dimensional Imaging of Atomic Four-Body Processes. In: *Nature* **422** (2003), S. 48
- [SMF03b] SCHULZ, M. ; MOSHAMMER, R. ; FISCHER, D. ; ULLRICH, J.: Evidence for Significant Projectile-Target Nucleus Scattering in Single Ionization of Helium. In: *J. Phys. B* **36** (2003), S. L311
- [SMS00] SCHULZ, M. ; MOSHAMMER, R. ; SCHMITT, W. ; KOLLMUS, H. ; FEUERSTEIN, B. ; MANN, R. ; HAGMANN, S. ; ULLRICH, J.: Electron Correlations Observed Through Intensity Interferometry. In: *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000), S. 863

- [TLD 98] TAOUIL, I. ; LAHMAM-BENNANI, A. ; DUGUET, A. ; AVALDI, L.: Fully Determined ($e, 3e$) Experiments for the Double Ionization of Helium. In: *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998), S. 4600
- [TVM96] TAÏEB, R. ; VÉNIARD, V. ; MAQUET, A.: Two-Color Coherent Control of Atomic Multiphoton Ionization with High-Order Harmonics: Time-Dependent Schrödinger Equation Treatment. In: *J. Opt. Soc. Am. B* **13** (1996), S. 363
- [Ull93] ULLRICH, J. *Rückstossionen-Impulsspektroskopie: Ein Neuer Weg Zur Untersuchung der Dynamik Atomarer Reaktionen*. Habilitationsschrift, Universität Frankfurt (1993)
- [UMD 97] ULLRICH, J. ; MOSHAMMER, R. ; DÖRNER, R. ; JAGUTZKI, O. ; MERGEL, V. ; SCHMIDT-BÖCKING, H. ; SPIELBERGER, L.: Recoil-Ion Momentum Spectroscopy. In: *J. Phys. B* **30** (1997), S. 2917
- [UMD 03] ULLRICH, J. ; MOSHAMMER, R. ; DORN, A. ; DÖRNER, R. ; SCHMIDT, L.Ph.H. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: Recoil-Ion and Electron Momentum Spectroscopy: Reaction-Microscopes. In: *Rep. Prog. Phys.* **66** (2003), S. 1463
- [UMS 95] ULLRICH, J. ; MOSHAMMER, R. ; SCHMIDT, W. ; JARDIN, P. ; OLSON, R.E. ; DÖRNER, R. ; MERGEL, V. ; SCHMIDT-BÖCKING, H.: Ionization Collision Dynamics in 3.6 MeV/u Ni²⁴⁺ on Helium Encounters. In: *Nucl. Instr. and Meth. B* **98** (1995), S. 375
- [US03] ULLRICH, J. ; SHEVELKO, V.P.: *Many-Particle Quantum Dynamics in Atomic and Molecular Fragmentation*. Springer, 2003
- [VU01] VOITKIV, A.B. ; ULLRICH, J.: Binary-Encounter Electron Emission in Fast Atomic Collisions in the Presence of Coherent Electromagnetic Radiation. In: *J. Phys. B* **34** (2001), S. 1673
- [WCH 79] WEINGARTSHOFER, A. ; CLARKE, E.M. ; HOLMES, J.K. ; JUNG, C.: Experiments on Multiphoton Free-Free Transitions. In: *Phys. Rev. A* **19** (1979), S. 2371
- [WH93] WALLBANK, B. ; HOLMES, J.K.: Laser-Assisted Elastic Electron-Atom Collisions. In: *Phys. Rev. A* **48** (1993), S. R2515
- [WH94a] WALLBANK, B. ; HOLMES, J.K.: Differential Cross Sections for Laser-Assisted Elastic Electron Scattering from Argon. In: *J. Phys. B* **27** (1994), S. 5405

- [WH94b] WALLBANK, B. ; HOLMES, J.K.: Laser-Assisted Elastic Electron-Atom Collisions: Low Electron Energy and Small Scattering Angle. In: *J. Phys. B* **27** (1994), S. 1221
- [WH01] WALLBANK, B. ; HOLMES, J.K.: Laser-Assisted Elastic Electron Scattering from Helium. In: *Can. J. Phys.* **79** (2001), S. 1237
- [WHC 77] WEINGARTSHOFER, A. ; HOLMES, J.K. ; CAUDLE, G. ; CLARKE, E.M. ; KRÜGER, H.: Direct Observation of Multiphoton Processes in Laser-Induced Free-Free Transitions. In: *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977), S. 269
- [WHS 83] WEINGARTSHOFER, A. ; HOLMES, J.K. ; SABBAGH, J. ; CHIN, S.L.: Electron Scattering in Intense Laser Fields. In: *J. Phys. B* **16** (1983), S. 1805
- [WHW87] WALLBANK, B. ; HOLMES, J.K. ; WEINGARTSHOFER, A.: Experimental Differential Cross Sections for Multiphoton Free-Free Transitions. In: *J. Phys. B* **20** (1987), S. 6121
- [WHW89] WALLBANK, B. ; HOLMES, J.K. ; WEINGARTSHOFER, A.: Absorption and Emission of Radiation During Electron Excitation of the 2^1S and 2^1P States of Helium. In: *Phys. Rev. A* **40** (1989), S. 5461
- [Wol35] WOLKOW, D. M.: Über eine Klasse Von Lösungen der Diracschen Gleichung. In: *Z. Phys.* **94** (1935), S. 250
- [WSD 94] WALKER, B. ; SHEEHY, B. ; DIMAURO, L.F. ; AGOSTINI, P. ; SCHAFER, K.J. ; KULANDER, K.C.: Precision Measurement of Strong Field Double Ionization of Helium. In: *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994), S. 1227
- [Yan48] YANG, C.N.: On the Angular Distribution in Nuclear Reactions and Coincidence Measurements. In: *Phys. Rev.* **74** (1948), S. 764

Danksagung

Danke an alle, die mir in den letzten drei Jahren geholfen haben.

Alexander Dorn, für seine Betreuung und seine Bereitschaft, Zeit aufzubringen, um mir bei experimentellen Schwierigkeiten und Problemen zu helfen und Dinge auch mehr als einmal zu erklären.

Professor Ullrich, für das Überlassen dieser Arbeit und die Geduld, als am Ende doch irgendwie alles länger gedauert hat, als gedacht.

Robert Moshhammer, Claus-Dieter Schröter, Bernold Feuerstein und José Crespo, die „Post-Docs“, für all die Hilfe und Antworten bei Problemen und nicht immer schlaun Fragen.

Bennaceur Najjari und Alexander Voitkiv, die „Theoretiker“, für die unterstützenden Erklärungen und Rechnungen.

Thomas Ferger und Hjalmar Bruhns, fürs Korrekturlesen in letzter Minute.

Daniel Fischer, ohne den es einfach nicht gegangen wäre, mein Retter in auch wirklich jeder Lebenslage, sei es physikalisch, experimentell, computertechnisch oder vor allem privat.

Johannes Braun, Günter Brenner, Karl Zrost, Vitor Bastos de Jesus und Mike Trinczek, für die vielen echt guten Gespräche und Ablenkungen, die einem zeigen, daß es auch noch ein Leben nach der Physik gibt.

Julian Lower, für die wunderbare Zeit in seiner Gruppe, die mir die Freude an der Physik zurückgegeben hat.

Jens Prager, für all die Unterstützung, ohne den mein gesamtes Studium längst nicht so viel Spaß gemacht hätte.

Meinen Eltern, die mein Studium erst ermöglicht haben und die immer an mich glauben.

