

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Andreas Krauß

aus Tübingen
September 2008

Vollständig differentielle Experimente zum Elektroneneinfang im langsamen Ion-Atom Stoß

Die Diplomarbeit wurde von Andreas Krauß ausgeführt am
Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Priv. Doz. Dr. Robert Moshhammer

Zusammenfassung:

Durch eine detaillierte Untersuchung des simultanen Transfers mehrerer in einem atomaren Target gebundener Elektronen in gebundene Zustände eines hochgeladenen Projektilions kann ein tiefer Einblick in die zugrunde liegende korrelierte Qantendynamik gewonnen werden. Am Max-Planck-Institut für Kernphysik können solche Prozesse mit einem aus einer Elektronenstrahl-Ionenfalle (EBIT) und einem so genannten „Reaktionsmikroskop“ bestehenden experimentellen Aufbau untersucht werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde dieser durch die Implementierung einer Test-Ionenquelle sowie eines im Vergleich zu seinem Vorgängermodell deutlich vergrößerten Ionendetektors optimiert. Für Letzteren wurde ein innovatives Design mit zentralem Loch, durch welches der Projektilstrahl geführt werden kann, entwickelt. In einer ebenfalls durchgeführten Vermessung der Stoßsysteme ($Xe^{42+} + He, Ne, Ar$) konnte gezeigt werden, dass der Mehrfach-Elektroneneinfang durch den Aufbau des neuen Detektors einer hochaufgelösten Untersuchung zugänglich gemacht werden konnte.

Abstract:

The simultaneous transfer of several electrons, which are initially bound in an atomic target, into bound states of a highly charged projectile ion can reveal deep insights into the underlying correlated quantum dynamics. These processes can be investigated at the Max-Planck-Institute for nuclear physics, with an experimental setup consisting of an electron beam ion trap (EBIT) and a so-called „reaction-microscope“. In the framework of this thesis, a test ion source was constructed, to enable an adjustment of the spectrometer prior to the actual beam time. In addition, the setup was optimized by the implementation of a new detector, which is considerably larger than the one used so far. For the detector, a new design was developed, with a central hole, through which the projectile beam can be guided. In a measurement of the collision system ($Xe^{42+} + He, Ne, Ar$) we could demonstrate, that using the new detector, we have gained access to a detailed investigation of multiple electron capture processes.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	5
1.1 Kinematik des Elektroneneinfangs im Ion-Atom Stoß	8
1.2 Das klassische Over-Barrier-Modell	11
1.2.1 Das Over-Barrier-Modell nach Bohr und Lindhardt	11
1.2.2 Die Erweiterung des Over-Barrier-Modells nach Niehaus	14
1.3 Die Methode der gekoppelten Kanäle	20
1.3.1 Die Basis-Generator-Methode	26
2 Das Experiment	29
2.1 Der experimentelle Aufbau	31
2.2 Erzeugung hochgeladener Ionen	34
2.3 Das Reaktionsmikroskop	37
2.3.1 Das Target	38
2.3.2 Das Spektrometer	41
2.3.3 Berechnung der Impulse	44
2.3.4 Auflösung und Akzeptanz des Spektrometers	49
2.4 Aufbau eines neuartigen Ionendetektors	52
2.4.1 Microchannelplate-Detektoren	53
2.4.2 Das Design der neuen Anode	55
2.4.3 Der Aufbau des Detektors	57
2.4.4 Testmessung	60
2.5 Aufbau einer Test-Ionenquelle	63
2.5.1 Funktionsweise der Penning-Ionenquelle	63
2.5.2 Das differentielle Pumpsystem	66
2.5.3 Spannungsversorgung	68
2.5.4 Betrieb	70
3 Experimentelle Ergebnisse	75

3.1	Untersuchte Stoßsysteme und beobachtete Reaktionskanäle	76
3.2	Einfach-Elektroneneinfang	79
3.3	Mehrfach-Elektroneneinfang	84
	Zusammenfassung und Ausblick	89
	Anhang	93
	Literaturverzeichnis	95

Einleitung

Die Erforschung der Quantendynamik atomarer und molekularer Fragmentationsprozesse ist ein lebendiges und wachsendes Gebiet der modernen Atom-, Molekül- und Optischen Physik. Während für die Struktur der Atome und Moleküle sehr präzise theoretische Vorhersagen im Rahmen der Quantenelektrodynamik vorliegen, die in hervorragender Übereinstimmung mit experimentellen Daten sind (beispielsweise [KFK04]), treten insbesondere auf theoretischer Seite enorme Schwierigkeiten bei der Behandlung dynamischer Quantensysteme auf. Auf experimenteller Seite gelang durch die Entwicklung der so genannten „Reaktionsmikroskope“ – mit denen in Koizidenz die Impulse aller in einem Fragmentationsprozess entstandenen geladenen Teilchen mit einer Raumwinkelakzeptanz von nahezu 4π nachgewiesen werden können [MUS96] – Mitte der neunziger Jahre ein Durchbruch. Heute kommen Reaktionsmikroskope in unterschiedlichen Experimenten zum Einsatz. Beispiele hierfür sind Wechselwirkungsprozesse von Atomen oder Molekülen mit intensiven Laserpulsen im sichtbaren Bereich bei Femtosekunden Pulslängen [MFL02, LTR08], die Fragmentation von Atomen durch die kohärente VUV-Strahlung von Freie-Elektronen-Lasern [RFK08] sowie Untersuchungen atomarer Stoßprozesse mit gepulsten oder kontinuierlichen Elektronen- und Ionenstrahlen in einem Energiebereich von einigen 10 eV [DDU07] bis hin zu GeV [MSU97].

Angetrieben durch die Fortschritte auf experimenteller Seite sowie durch die wachsenden Möglichkeiten aufgrund der Leistungsfähigkeit moderner Computer, die nun auch äußerst aufwändige numerische Verfahren anwendbar machen, konnten auch auf theoretischer Seite enorme Fortschritte erzielt werden. So wurde beispielsweise im Jahr 1999 mit der so genannten „Exterior-Complex-Scaling“ Methode [RBI99] – in sehr guter Übereinstimmung mit experimentellen Daten – eine numerische und im mathematischen Sinne exakte Methode zur Beschreibung der Ionisation von atomarem Wasserstoff im Elektronenstoß vorgestellt. Allerdings ist deren Gültigkeit auf einen kleinen Energiebereich beschränkt und zunächst nicht auf schwere Projektile übertragbar.

Im Allgemeinen nehmen die Schwierigkeiten enorm zu, wenn weitere Elektronen berücksichtigt werden müssen. So wurden bei der Untersuchung der Einfach-Ionisation von Helium in Stößen mit schnellen C^{6+} -Projektilen erst vor wenigen Jahren erhebliche Diskrepanzen zwischen den gängigen Theorien und den experimentellen Daten festgestellt [SMF03]. Die Ursache dieser Abweichungen wird in der Anwesenheit des zweiten, passiven Elektrons des Heliumtargets vermutet, dessen Zustand mit demjenigen des aktiven, ionisierten Elektrons korreliert ist. Noch aufwändiger ist die theoretische Behandlung von expliziten Mehr-Elektronen Prozessen, da hier die Korrelation der Elektronen von entscheidender Bedeutung ist. Beispiele hierfür sind die Doppel- bzw. Mehrfach-Ionisation eines atomaren Targets durch einen Stoß mit Elektronen, Ionen oder Photonen sowie der simultane Transfer mehrerer zu Beginn im Targetsystem gebundener Elektronen in gebundene Zustände eines Projektilions.

Der Fokus der vorliegenden Arbeit liegt auf der Untersuchung von Einfach- bzw. Mehrfach-Elektroneneinfangprozessen in Stößen hochgeladener Projektilionen mit einem atomaren Target. Die theoretische Behandlung derartiger Prozesse hängt stark von der Projektilgeschwindigkeit ab. Bei sehr hohen Projektilgeschwindigkeiten kann in vielen Fällen ein perturbativer Ansatz gewählt werden (beispielsweise die so genannte Oppenheimer-Brinkmann-Kramers Näherung [Opp28, BK30]). Liegt die Relativgeschwindigkeit zwischen Projektil und Target jedoch unterhalb der klassischen Orbitalgeschwindigkeit des Wasserstoffatoms v_e – wie im Fall der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen – so sind die Voraussetzungen für eine störungstheoretische Behandlung nicht mehr gegeben. Für nicht zu hochgeladene Projektilen können Einfach-Elektroneneinfangprozesse in solchen langsamen Stößen im Rahmen der nicht-perturbativen „Methode der gekoppelten Kanäle“ sehr erfolgreich beschrieben werden (siehe zum Beispiel [FL91, KFX08]). Bislang ist eine Behandlung von Mehrfach-Einfangprozessen allerdings lediglich in der Näherung voneinander unabhängiger Elektronen möglich. Vorhersagen über Mehr-Teilchen Wirkungsquerschnitte werden durch geeignete statistische Kombination der Wahrscheinlichkeiten der Ein-Teilchen Prozesse gewonnen [KLH04]. Das Ziel einer detaillierten experimentellen Untersuchung dieser Mehrfach-Einfangprozesse besteht darin, mögliche Abweichungen von diesen Theorien aufgrund von Elektronen-Korrelationseffekten aufzuzeigen.

Werden in Stößen hochgeladener Ionen mit einem atomaren Target mehrere Elektronen in gebundene Zustände des Projektilions transferiert, so befinden sich diese nach der Reaktion typischerweise in hoch angeregten Zuständen. Man spricht da-

her auch von „hohlen Atomen“ [SAG95]. Diese kaskadieren durch Aussenden charakteristischer Photonen oder durch Autoionisationsprozesse in den Grundzustand. Mit einem Reaktionsmikroskop kann die Kinematik der Einfangreaktion vollständig erfasst und daraus die Bindungsenergie der bevölkerten Zustände berechnet werden (siehe beispielsweise [AWW98, FFD02, KKL05]). Daher ist der Anfangszustand dieser Abregungskaskade im Rahmen der experimentellen Auflösung bekannt. Es besteht demnach die Möglichkeit, komplexe atomare Relaxationsprozesse zustandsselektiv zu untersuchen.

Am Heidelberger Max-Planck-Institut für Kernphysik stehen durch die Kombination aus einem Reaktionsmikroskop und einer Elektronenstrahl-Ionenfalle (*Electron Beam Ion Trap*, EBIT) [CDM99] optimale Bedingungen für eine Untersuchung von Mehrfach-Einfangprozessen zur Verfügung. Aus der EBIT kann ein Strahl extrem hochgeladener Ionen mit Geschwindigkeiten von $v_p \lesssim v_e$ extrahiert werden. In früheren Strahlzeiten an diesem experimentellen Aufbau traten allerdings folgende Probleme auf: Zum einen liegen die erreichbaren Reaktionsraten für Stoßsysteme mit sehr hochgeladenen Ionen typischerweise unter einem Hertz, was das Justieren des Reaktionsmikroskops sehr mühsam und zeitaufwändig machte. Zum anderen ist der durch die Coulombabstoßung verursachte Impulsübertrag auf das Rückstoßion in solchen Stoßsystemen so groß, dass mit dem bislang verwendeten Spektrometer keine ausreichende Raumwinkelakzeptanz erzielt werden konnte. Eine detaillierte Untersuchung von Mehrfach-Einfangreaktionen war nur sehr eingeschränkt möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der experimentelle Aufbau optimiert, um diesen speziellen Anforderungen gerecht zu werden. Hierfür wurde einerseits eine Test-Ionenquelle aufgebaut, um die Funktionalität des Reaktionsmikroskops bereits vor einer Strahlzeit unter Realbedingungen testen zu können und so die angesprochenen Probleme bei der Justage des Spektrometers zu umgehen. Andererseits konnte durch die Entwicklung eines neuartigen, deutlich größeren Ionendetektors die zu geringe Akzeptanz des Spektrometers behoben werden. Des Weiteren wurde eine Reihe von Messungen mit Xe^{42+} -Projektilen und atomaren Helium-, Neon- bzw. Argontargets durchgeführt. Dabei stellte sich heraus, dass die Akzeptanz für große Impulsüberträge des durch das neue Detektorsystem verbesserten Spektrometers keine Einschränkung mehr für eine detaillierte Untersuchung des Mehrfach-Elektroneneinfangs darstellt.

Der Aufbau der vorliegenden Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 1 werden die theoretischen Grundlagen für eine Behandlung von Elektroneneinfangreaktio-

nen sowohl auf klassischer als auch auf quantenmechanischer Ebene diskutiert. In Kapitel 2 werden die in der vorliegenden Arbeit verwendeten experimentellen Techniken beschrieben. Dabei werden insbesondere der Aufbau sowie die Funktionsweise der neu aufgebauten Komponenten ausführlich besprochen. In Kapitel 3 werden schließlich die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse für den Einfach- bzw. Mehrfach-Elektroneneinfang vorgestellt und im Rahmen des klassischen Over-Barrier-Modells diskutiert.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

In Stößen von Ionen mit einem atomaren Target treten die Prozesse Targetanregung, Targetionisation und Elektroneneinfang auf. Dabei können mehrere Elektronen aktiv beteiligt sein und Kombinationen der Prozesse auftreten. Die theoretische Beschreibung eines solchen Stoßes im Rahmen der Quantenmechanik basiert auf einer Analyse der zeitabhängigen Schrödingergleichung¹

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = \mathcal{H}(t) |\Psi(t)\rangle . \quad (1.1)$$

Diese Gleichung determiniert die zeitliche Entwicklung eines vorgegebenen Mehr-Teilchen Anfangszustandes $|\Psi(t = -\infty)\rangle = |\Psi_0\rangle$. Der quantenmechanische Anfangszustand $|\Psi_0\rangle$ für ein System mit lediglich einem aktiven Elektron ist ein Produkt aus Wellenfunktionen, welche den Ort und die Position der Kerne beschreiben, und einem gebundenen Targetorbital für das aktive Elektron. Der Hamiltonoperator $\mathcal{H} = \mathcal{T} - \mathcal{V}$ beinhaltet die kinetischen und potentiellen Energien aller beteiligten Stoßpartner. Da eine direkte Lösung dieser Differentialgleichung nicht möglich ist, muss auf Näherungen zurückgegriffen werden.

Die Gültigkeit der verwendeten Näherungen hängt dabei stark von der so genannten Störung $\eta = q/v_p$, also dem Quotienten aus Projektilladung q und Projektilgeschwindigkeit v_p , ab. Ist die Projektilladung klein und die Wechselwirkungszeit kurz, d.h. $\eta \ll 1$, so kann das zeitabhängige Wechselwirkungspotential $\mathcal{V}(t)$ zwischen Projektil und Targetelektron als kleine Störung des statischen Target-Hamiltonoperators \mathcal{H}_0 aufgefasst werden. Ferner kann das einlaufende Projektil durch den Grenzwert eines unendlich scharfen Projektilimpulses als vollständig delokalisierte ebene Welle beschrieben werden. Infolgedessen sind Zeitpunkte vor dem Stoß und nach dem

¹Unter Verwendung von atomaren Einheiten gilt: $\hbar = m_e = e = 4\pi\epsilon_0 = 1$ (siehe Anhang)

Stoß nicht mehr unterscheidbar und die zeitabhängige Schrödingergleichung (1.1) kann formal in eine zeitunabhängige Differentialgleichung überführt werden. Der Ansatz zur Lösung der nun verbleibenden stationären Schrödingergleichung ist eine Reihenentwicklung bezüglich der Störung η . Die entscheidende Näherung einer störungstheoretischen Behandlung des Stoßprozesses besteht nun in einem Abbruch dieser Reihe nach wenigen Termen.

Im Rahmen dieser sehr erfolgreiche Methode gelang Oppenheimer [Opp28] sowie Brinkmann und Kramers [BK30] bereits in den Jahren 1928 bzw. 1930 die Berechnung der quantenmechanischen Übergangsamplitude in den Endzustand $|\psi_f\rangle$ für den Einfach-Elektroneneinfang durch Abbruch der Störungsreihe nach dem ersten Term:

$$a_f^{OBK} = -i \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \psi_f(t) | \mathcal{V}(t) | \Psi_0 \rangle dt . \quad (1.2)$$

Der daraus resultierende totale Wirkungsquerschnitt nimmt in guter Übereinstimmung mit Experimenten, die bei hohen Projektilgeschwindigkeiten durchgeführt wurden, mit v_p^{-11} ab. Eine detaillierte Behandlung schneller Ion-Atom Stöße findet sich zum Beispiel in [SDR97].

Bei langsamen Stößen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden, ist die notwendige Bedingung $\eta < 1$ für die Konvergenz der Störungsreihe nicht erfüllt. Eine störungstheoretische Behandlung ist daher nicht möglich. In diesem Fall hat das Elektron genug Zeit, sich den durch die Anwesenheit des Projektils veränderten Gegebenheiten anzupassen. Es durchläuft anschaulich gesprochen eine Reihe von quasimolekularen Zwischenzuständen. Diesem Bild entsprechend formulierten Massey und Smith [MS33] bereits 1933 eine erste nicht-störungstheoretische Behandlung des Elektroneneinfangs, indem sie die Elektronenwellenfunktion in einer endlichen Basis aus Molekülorbitalen entwickelten. Erst deutlich später wurde dann eine numerische Lösung des so entstandenen Systems aus gekoppelten Differentialgleichungen möglich. Es gibt inzwischen eine Vielzahl erfolgreicher Theorien dieser Art, die sich je nach Anforderung des speziellen Systems durch die Anzahl und Gestalt der Orbitale, welche die Basis für die Entwicklung der Elektronenwellenfunktion bilden, unterscheiden. Diese Theorien werden unter dem Begriff „Methode der gekoppelten Kanäle“ zusammengefasst. Eine ausführliche Abhandlung ist in [BM92] zu finden.

Auch klassische Modellvorstellungen sind zum Teil sehr nützlich, da sie einerseits zu einem intuitiven Verständnis solcher Prozesse beitragen, andererseits aber auch in

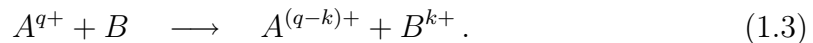
Bereichen, in denen noch keine Ergebnisse aus der Quantentheorie vorliegen, gute Vorhersagen liefern. Beispielsweise stößt die Methode der gekoppelten Kanäle bei Mehrfach-Einfangprozessen sowie bei Stößen mit sehr hochgeladenen Ionen, wie in dieser Arbeit untersucht, an ihre Grenzen.

In den folgenden Abschnitten wird zunächst kurz auf die Kinematik von Einfangreaktionen eingegangen. Anschließend wird das klassische Over-Barrier-Modell ausführlich vorgestellt. In diesem Rahmen werden Vorhersagen für das in dieser Arbeit betrachtete Stoßsystem abgeleitet. Schließlich folgt eine Diskussion der Methode der gekoppelten Kanäle.

1.1 Kinematik des Elektroneneinfangs im Ion-Atom Stoß

Der Endzustand eines atomaren Stoßsystems ist bekannt, wenn die Impulse aller beteiligten Stoßpartner sowie die Bindungsenergien der aktiven Elektronen nach dem Stoß bestimmt wurden. Man spricht in diesem Fall von der kinematisch vollständigen Information des Stoßprozesses. Da man es in atomaren Stoßsystemen bei Stoßenergien von einigen keV typischerweise mit – relativ zum Anfangsimpuls des Projektils \mathbf{p}_p – sehr kleinen Impulsüberträgen zu tun hat, ist die Änderung des Projektilimpulses $\Delta\mathbf{p}_p$ normalerweise experimentell nicht direkt zugänglich.

Dennoch kann aufgrund der Energie- und Impulserhaltung, welche den Phasenraum, der den beteiligten Stoßpartnern nach der Reaktion zur Verfügung steht, einschränkt, die vollständige kinematische Information des Stoßprozesses gewonnen werden. Eine detaillierte kinematische Behandlung unterschiedlicher Stoßsysteme findet sich beispielsweise in [UMD97, US03]. In diesem Abschnitt soll die Stoßkinematik für den Transfer von k im Target gebundenen Elektronen in gebundene Zustände des Projektils untersucht werden:



In dem betrachteten Stoßsystem definiert die Projektilstrahlachse eine ausgezeichnete Richtung. Man nennt die Projektion des Impulsvektors eines beteiligten Stoßpartners auf diese Achse den Longitudinalimpuls, die Projektion auf die senkrecht dazu stehende Ebene den Transversalimpuls. Es stellt sich heraus, dass letztlich aufgrund der oben genannten geringen Änderung des Projektilimpulses diese beiden Komponenten getrennt voneinander betrachtet werden können.

Unter der Annahme eines vor dem Stoß ruhenden Targets lautet die Energie- und Impulsbilanz für den Einfang von k Elektronen:

$$\Delta\mathbf{p}_p = -\mathbf{p}_r \quad (1.4)$$

$$\sum_{j=1}^k (\mathcal{E}_j^i - \mathcal{E}_j^f) = \Delta E_{kin}. \quad (1.5)$$

Dabei bezeichnet \mathbf{p}_r den Impuls des Rückstoßions, \mathcal{E}_j^i und \mathcal{E}_j^f die Bindungsenergie des j -ten Elektrons im Anfangs- bzw. Endzustand und ΔE_{kin} die Änderung der

kinetischen Energie aller beteiligten Teilchen. Für Letztere gilt explizit:

$$\Delta E_{kin} = \left(\frac{\mathbf{p}_p^2}{2M_p} - \frac{(\mathbf{p}_p + \Delta\mathbf{p}_p)^2}{2M_p} \right) - \frac{\mathbf{p}_r^2}{2M_r} - \frac{k}{2} \mathbf{v}_p^2. \quad (1.6)$$

Hier bezeichnet M_p und M_r die Masse des Projektils bzw. des Rückstoßions und \mathbf{v}_p die Geschwindigkeit des Projektils. Da sich letztere durch den Stoß nicht wesentlich ändert, wird hier nicht zwischen der Geschwindigkeit vor und nach dem Stoß unterschieden. Somit gibt der letzte Term von Gleichung (1.6) die kinetische Energie der nach dem Stoß im Projektil gebundenen Elektronen wieder.

Unter Verwendung der oben genannten Eigenschaft typischer atomarer Stoßsysteme $|\Delta\mathbf{p}_p| \ll |\mathbf{p}_p|$ können die in $\Delta\mathbf{p}_p$ und \mathbf{p}_r quadratischen Terme in Gleichung (1.6) vernachlässigt werden:

$$\Delta E_{kin} \cong \frac{\Delta\mathbf{p}_p \cdot \mathbf{p}_p}{M_p} - \frac{k}{2} \mathbf{v}_p^2. \quad (1.7)$$

Nach obiger Definition der longitudinalen Impulskomponenten $\Delta p_{p\parallel}$ und $p_{r\parallel}$ sowie unter Verwendung von $p_p = |\mathbf{p}_p|$ und Gleichung (1.4) gilt für das Skalarprodukt:

$$\Delta\mathbf{p}_p \cdot \mathbf{p}_p = p_p \cdot \Delta p_{p\parallel} = -p_p \cdot p_{r\parallel}. \quad (1.8)$$

Demnach vereinfacht sich Gleichung (1.6) zu:

$$\Delta E_{kin} = -v_p \cdot p_{r\parallel} - \frac{k}{2} v_p^2, \quad (1.9)$$

wobei $v_p = |\mathbf{v}_p|$ benutzt wurde. Unter Verwendung des so genannten Q-Wertes

$$Q = \sum_{j=1}^k (\mathcal{E}_j^i - \mathcal{E}_j^f), \quad (1.10)$$

also der Differenz der Bindungsenergien aller beteiligten Elektronen vor und nach der Reaktion, folgt aus den Gleichungen (1.5) und (1.9) für den longitudinalen Impuls des Rückstoßions:

$$p_{r\parallel} = \frac{Q}{v_p} - \frac{v_p}{2}. \quad (1.11)$$

Wie in den folgenden Abschnitten gezeigt wird, ist die Bindungsenergie der durch das Projektil eingefangenen Elektronen in Stößen mit hochgeladenen Ionen, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden, meist größer als in ihrem Anfangszustand. Der Q-Wert ist demnach in der Regel negativ. Infolgedessen werden die Rückstoßionen entgegen der Projektilstrahlrichtung emittiert.

1.1 Kinematik des Elektroneneinfangs im Ion-Atom Stoß

Für den Transversalimpuls erhält man folgende trigonometrische Beziehung für kleine Streuwinkel:

$$p_{r\perp} = \sin \Theta \cdot p_p \cong M_p v_p \cdot \Theta. \quad (1.12)$$

Mit dem Reaktionsmikroskop kann der dreidimensionale Rückstoßimpuls sehr genau bestimmt werden. Der Projektilimpuls vor dem Stoß ist bekannt. Durch obige Gleichungen kann also mit dem Q-Wert und dem Projektilstreuwinkel Θ die vollständige kinematische Information des Streuprozesses gewonnen werden.

1.2 Das klassische Over-Barrier-Modell

Das klassische Over-Barrier-Modell (OBM) wurde 1954 von Bohr und Lindhardt vorgestellt (siehe zum Beispiel [BM92]). Es beschreibt klassisch die Bewegung eines Elektrons in dem von Targetrumpf und Projektil gebildeten Potential. In seiner ursprünglichen Form gestattet es lediglich Vorhersagen des totalen Wirkungsquerschnitts des Einfach-Elektroneneinfangs als Funktion der Projektilenergie. Dabei kann der experimentell beobachtete Verlauf – ein beinahe konstanter Wert für kleine Projektilgeschwindigkeiten, gefolgt von einem raschen Abfall bei großen Geschwindigkeiten – erstaunlich gut reproduziert werden. In einer Erweiterung von Niehaus im Jahre 1985 wird für den Bereich kleiner Geschwindigkeiten zusätzlich der Einfang mehrerer Elektronen behandelt [Nie86]. Ferner werden Vorhersagen über die Endzustandsverteilung der eingefangenen Elektronen sowie eine Abschätzung des auf das Rückstoßion übertragenen Transversalimpulses gemacht.

1.2.1 Das Over-Barrier-Modell nach Bohr und Lindhardt

Im Folgenden soll das Projektil als nackter Kern mit der Ladung q behandelt werden. Im Fall eines hochgeladenen Ions stellt dies eine gute Näherung dar, da hier der Einfang in hohe Schalen des Projektils dominiert. In diesem Fall ist die Abschirmung der Kernladung durch die Rumpfelektronen sehr effektiv.

Nähert sich das Projektil dem Target, so verschiebt sich die Bindungsenergie des Targetelektrons aufgrund des durch das Coulombfeld des Projektils verursachten Starck-Effekts:

$$\mathcal{E}^S(R) = \mathcal{E} - \frac{q}{R}. \quad (1.13)$$

Hierbei bezeichnet $R = |\mathbf{R}|$ den internuklearen Abstand und \mathcal{E} die Bindungsenergie des ungestörten Targets.

Wird der Koordinatenursprung an den Ort des Targetkerns gelegt, so lautet das aus den beiden Kernen gebildete Potential am Ort \mathbf{r} :

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = -\frac{q}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|} - \frac{Z_T}{|\mathbf{r}|}. \quad (1.14)$$

Hierbei steht Z_T für die effektive Targetladung. Es weist einen Sattelpunkt der

Höhe

$$V_{SP} = -\frac{1}{R} \left(\sqrt{Z_T} + \sqrt{q} \right)^2 \quad (1.15)$$

auf. Aus klassischer Sicht kann das Elektron das Target verlassen, sobald seine Bindungsenergie diesen Sattelpunkt übersteigt. Dies geschieht bei einem kritischen Abstand von

$$R_1 = \frac{Z_T + 2\sqrt{q \cdot Z_T}}{-\mathcal{E}}. \quad (1.16)$$

Neben dieser Bedingung für das Ablösen des Elektrons vom Target gibt es eine weitere Bedingung für den Elektroneneinfang: Aus Sicht des Projektils trägt das Elektron die kinetische Energie $\frac{1}{2}v_p^2$. Diese muss nun durch die Bindungsenergie $\frac{q}{R}$ im Endzustand ausgeglichen werden. Daraus erhält man einen weiteren kritischen Abstand

$$R_2 = \frac{2q}{v_p^2}. \quad (1.17)$$

Je nach Projektilgeschwindigkeit ist nun R_1 größer oder kleiner als R_2 . Die Wirkungsquerschnitte in beiden Fällen unterscheiden sich erheblich.

$R_1 < R_2$: Hier wird angenommen, dass bei Unterschreiten des Abstands R_1 mit einer Wahrscheinlichkeit von 100% Einfang auftritt. Der Wirkungsquerschnitt ist dann

$$\sigma_1 = \pi R_1^2. \quad (1.18)$$

Er ist offensichtlich unabhängig von der Projektilgeschwindigkeit.

$R_2 < R_1$: Hier kann der Wirkungsquerschnitt nicht als der geometrische Querschnitt πR_2^2 gesetzt werden, denn dadurch würde folgende Tatsache vernachlässigt: Ist $R_2 < R < R_1$, kann das Elektron zwar ausgelöst, nicht jedoch eingefangen werden, was offenbar einer Targetionisation entspricht. Also muss für den Einfangquerschnitt berücksichtigt werden, dass – bevor der Einfang überhaupt möglich ist – bereits Ionisation auftreten kann. Der Einfangquerschnitt muss demnach mit der Ionisationswahrscheinlichkeit gewichtet werden. Diese wird als das Verhältnis der Reaktionszeit ($\frac{R_2}{v_p}$) zur Bohr'schen Umlaufzeit des Elektrons ($\frac{a_n}{u_n}$) gesetzt. Hierbei bezeichnen a_n und u_n den Bohr'schen Radius bzw. die Bohr'sche Orbitalgeschwindigkeit. Damit ergibt sich unter Verwendung von Gleichung (1.17) der Einfangquerschnitt

$$\sigma_2 = \pi R_2^2 \left[\frac{R_2}{v_p} \frac{u_n}{a_n} \right] = 8\pi q^3 \frac{u_n}{a_n} \cdot v_p^{-7}, \quad (1.19)$$

der nun sehr schnell mit der Projektilgeschwindigkeit abnimmt.

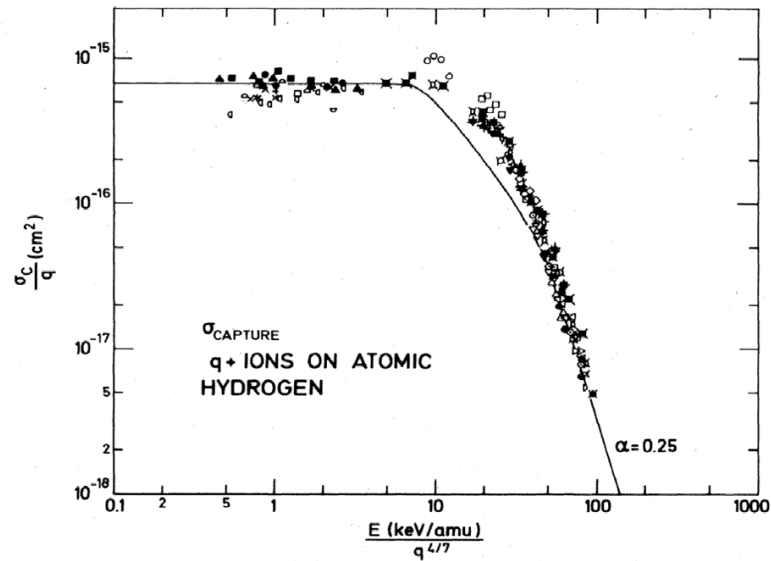


Abbildung 1.1: Vergleich des Bohr-Lindhardt Einfangquerschnitts (durchgezogene Linie) mit experimentellen Daten aus Knudsen *et al.* [KHH81].

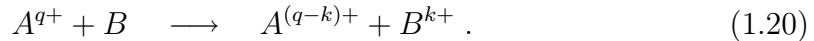
Ein Vergleich mit experimentellen Daten zeigt, dass dieses einfache Modell die Abhängigkeit des Einfangquerschnitts von der Projektilenergie erstaunlich gut wiedergibt (siehe Abbildung 1.1). Man stellt allerdings fest, dass es bei sehr hohen Geschwindigkeiten versagt. Hier sagt der oben genannte totale Wirkungsquerschnitt aus der perturbativen Näherung von Oppenheimer, Brinkmann und Kramers in guter Übereinstimmung mit dem Experiment einen Abfall des Wirkungsquerschnitts mit v_p^{-11} voraus.

Ein weiterer Schwachpunkt des Modells ist die Vorhersage der hundertprozentigen Effizienz des Elektroneneinfangs für $R_1 < R_2$. Tatsächlich aber wird auch bei kleinsten Geschwindigkeiten mit geringer Wahrscheinlichkeit noch Ionisation beobachtet.

Ein Mechanismus, der zu Targetionisation in sehr langsamen Stößen führt, ist die Sattelpunktionisation: Während sich Target und Projektil wieder voneinander entfernen, wächst der Sattelpunkt im gemeinsamen Potential an. Er bewegt sich mit der halben Projektilgeschwindigkeit längs der Verbindungsachse der Kerne. Bewegt sich nun ein Elektron mit dem Sattelpunkt mit, so wird es von diesem ins Kontinuum gehoben.

1.2.2 Die Erweiterung des Over-Barrier-Modells nach Niehaus

Eine Erweiterung des Over-Barrier-Modells wurde 1985 von Niehaus entwickelt. Gegenstand dieses Modells sind Reaktionen, in denen mehrere Elektronen eingefangen werden:



Neben den absoluten Wirkungsquerschnitten wird hier zusätzlich eine Vorhersage über die Endzustandsverteilung der eingefangenen Elektronen sowie deren Transversalimpulsverteilung gemacht.

Der Einfangprozess wird in zwei Phasen unterteilt. Die erste Phase beschreibt das Einlaufen des Projektils. Ebenso wie im Modell von Bohr und Lindhardt können die Elektronen in einen quasimolekularen Zustand übergehen, wenn ihre Bindungsenergie den Sattelpunkt des aus Projektil und Targetrumpf gebildeten Potentials übersteigt. Für die durch den Starck-Effekt verschobene Bindungsenergie des j -ten Elektrons

$$\mathcal{E}_j^S(R) = \mathcal{E}_j - \frac{q}{R} \quad (1.21)$$

und das von Projektil und Targetrumpf gebildete Potential am Ort \mathbf{r}

$$V_j^{ein}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = -\frac{q}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|} - \frac{j}{|\mathbf{r}|} \quad (1.22)$$

geschieht dies bei einem internuklearen Abstand

$$R_j^{ein} = \frac{j + 2\sqrt{jq}}{-\mathcal{E}_j} . \quad (1.23)$$

Von nun an wird die Energie des Elektrons als konstant angenommen. Nacheinander gehen also k Elektronen in den quasimolekularen Zustand über, bis der minimale internukleare Abstand erreicht ist.

Nun beginnt die zweite Phase, das Auseinanderlaufen der beiden Kerne. Erreicht der Sattelpunkt des gemeinsamen Potentials wieder die „eingefrorene“ Bindungsenergie eines Elektrons, so kann dieses entweder vom Projektil eingefangen oder vom Target zurückgeholt werden. Offenbar ändert sich dadurch das effektive Potential, das die übrigen Elektronen sehen, und damit auch deren kritischer internuklearer Abstand:

$$R_j^{aus} = R_j^{ein} \left(\frac{\sqrt{q - c_j} + \sqrt{j + c_j}}{\sqrt{q} + \sqrt{j}} \right)^2 . \quad (1.24)$$

Dabei bezeichnet c_j die Anzahl der bereits eingefangenen Elektronen.

Entfernen sich die Kerne weiter voneinander, so entfällt für das nun im Projektil gebundene Elektron das elektrostatische Potential des ionisierten Targets. Die Bindungsenergie beträgt demnach für große internukleare Abstände

$$\mathcal{E}_j^{final} = \mathcal{E}_j - \frac{q}{R_j^{ein}} + \frac{j + c_j}{R_j^{aus}}. \quad (1.25)$$

Man erhält also eine Vorhersage des so genannten Q-Wertes der Reaktion, definiert als die Differenz der Bindungsenergien vor und nach der Reaktion:

$$Q^{OBM} = \sum_j \left(\mathcal{E}_j^{final} - \mathcal{E}_j \right) \quad (1.26)$$

$$= \sum_j \mathcal{E}_j \cdot \frac{1}{j + 2\sqrt{jq}} \left(q - \left(\frac{\sqrt{q} + \sqrt{j}}{1 + \sqrt{\frac{q-c_j}{j+c_j}}} \right)^2 \right). \quad (1.27)$$

Hierbei wird über alle aktiven Elektronen summiert. Offenbar nimmt der Q-Wert in diesen langsamen Einfangreaktionen immer negative Werte an, d.h. die Bindungsenergie der Elektronen im Endzustand ist größer als vor der Reaktion.

Für eine Abschätzung des totalen Wirkungsquerschnitts für den Einfang mehrerer Elektronen muss untersucht werden, mit welcher Wahrscheinlichkeit die Elektronen, die in den quasimolekularen Zustand gelangt sind, beim Auseinanderlaufen vom Projektil eingefangen bzw. vom Targetrumpf zurückgeholt werden. Diese ist durch das im jeweiligen Endzustand zur Verfügung stehende Phasenraumvolumen gegeben. In der Näherung wasserstoffartiger Orbitale ist dann die Wahrscheinlichkeit für den Einfang des j-ten Elektrons durch das Projektil gegeben durch:

$$W_j = \frac{n_f^2}{n_f^2 + n_j^2}. \quad (1.28)$$

Dabei bezeichnen n_j und n_f die Hauptquantenzahlen der Elektronenorbitale im Target bzw. Projektil. Für den Fall eines sehr hoch geladenen Projektils ist $n_f \gg n_j$ und damit $W_j \approx 1$. Der totale Wirkungsquerschnitt für den Einfang von k Elektronen ist dann durch den geometrischen Querschnitt gegeben:

$$\sigma_k \approx \pi \left[(R_k^{ein})^2 - (R_{k+1}^{ein})^2 \right]. \quad (1.29)$$

Ebenso wie im Modell von Bohr und Lindhardt für kleine Projektilgeschwindigkeiten ist der Wirkungsquerschnitt hier konstant. Dies ist auch nicht überraschend, da die

Behandlung des Stoßes in diesem molekularen Modell komplett statisch erfolgt. Zwar wird ein durch den internuklearen Abstand $R(t)$ zeitabhängiges Potential betrachtet, eine explizite Geschwindigkeitsabhängigkeit wird jedoch nicht berücksichtigt.

Das bisher vorgestellte Modell sagt einen scharfen Wert für die Endzustandsenergie voraus. Es wird nun experimentell beobachtet, dass die eingefangenen Elektronen nur Zustände besetzen, deren Bindungsenergie in der Nähe dieses vorhergesagten Wertes liegt. Man spricht hier von dem so genannten Reaktionsfenster. Die Breite dieses Fensters, d.h. die Anzahl der besetzten Zustände, nimmt mit der Geschwindigkeit zu. In Abbildung 1.2 sind experimentelle Ergebnisse einer Messung von Abdallah *et al.* [AWW98] dargestellt. Man hat es hier also mit einem dynamischen Effekt zu tun. Dieser kann mit Hilfe der Heisenberg'schen Unschärferelation in das bislang statische Modell integriert werden.

Die Vorhersage des Q-Wertes (1.26) basiert auf Vergleichen der durch den Starck-Effekt verschobenen Bindungsenergie des Targetelektrons einerseits und der quasimolekularen Bindungsenergie andererseits mit der Höhe des Sattelpunktes V_{SP} des aus Projektil und Targetrumpf gebildeten Potentials. Diese ist zeitabhängig: $V_{SP} = V_{SP}(t)$. Die Übergänge zwischen dem atomaren und dem molekularen Zustand erfolgen in einem endlichen Zeitintervall Δt , woraus nach der Heisenberg'schen Unschärferelation eine minimale quantenmechanische Energieunschärfe $\Delta\mathcal{E}_{QM} \simeq \frac{1}{\Delta t}$ resultiert.

Ferner induziert dieses Zeitintervall eine Ungewissheit in der Höhe des Sattelpunktes:

$$\Delta V_{SP} = \frac{\partial V_{SP}}{\partial t} \Delta t = \frac{\partial V_{SP}}{\partial R} v_R \Delta t, \quad (1.30)$$

mit der Radialgeschwindigkeit $v_R = \frac{\partial R}{\partial t}$. Setzt man nun die Unsicherheit des Sattelpunktes ΔV_{SP} gleich der minimalen quantenmechanischen Unschärfe $\Delta\mathcal{E}_{QM}$, kann das Zeitintervall Δt eliminiert werden:

$$\Delta V_{SP} = \sqrt{\left| \frac{\partial V_{SP}}{\partial R} \right|} v_R. \quad (1.31)$$

Damit ergibt sich eine Unschärfe in der Vorhersage der Bindungsenergie des j -ten Elektrons

$$\Delta\mathcal{E}_j^{final} = \sqrt{\left| \frac{\partial V_{SP}^{ein}}{\partial R} \right| v_R^{ein} + \left| \frac{\partial V_{SP}^{aus}}{\partial R} \right| v_R^{aus}}. \quad (1.32)$$

Die Unschärfe des Q-Wertes der Reaktion erhält man durch quadratisches aufaddieren der Unschärfen für jedes eingefangene Elektron. Sie wächst mit $\sqrt{v_R}$ an. Das

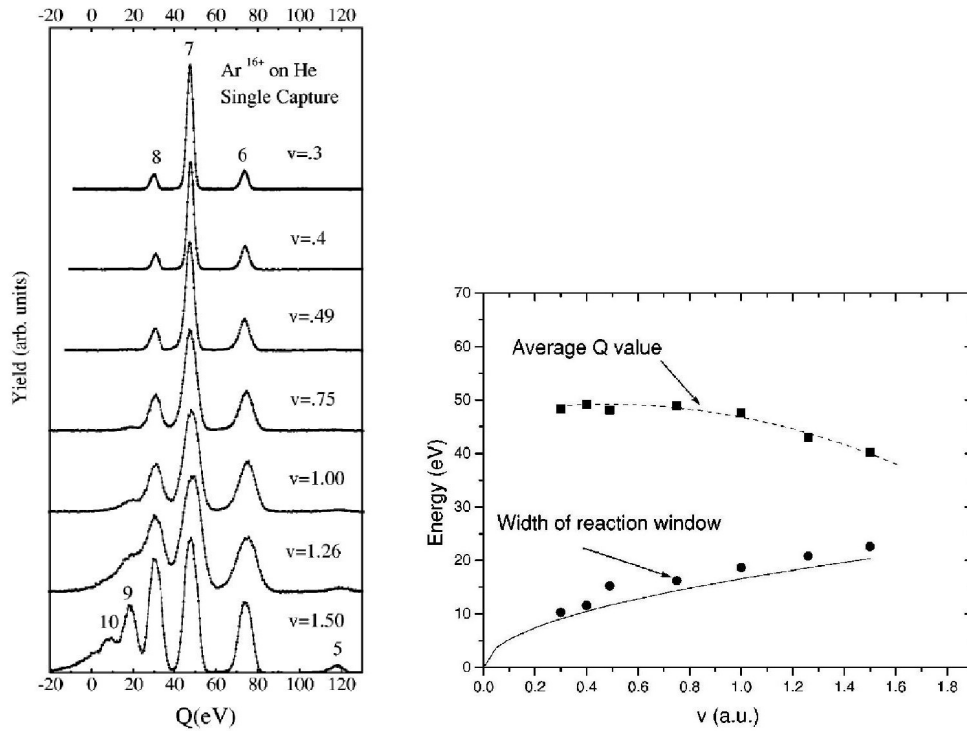


Abbildung 1.2: *links*: Q-Wert Spektren von Elektroneneinfangreaktionen in $(Ar^{16+} + He)$ -Stößen für verschiedene Projektilgeschwindigkeiten [AWW98]. *rechts*: Vergleich der experimentell bestimmten Breite des Reaktionsfensters mit der OBM-Vorhersage. Für den mittleren Q-Wert liefert das OBM eine Konstante. Die gestrichelte Kurve dient lediglich der Verdeutlichung des experimentell beobachteten Trends.

Reaktionsfenster ist nun definiert als eine Gauß-Verteilung um den erwarteten Wert Q^{OBM} mit der Halbwertsbreite ΔQ :

$$W(Q) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta Q} \exp\left(-\left(\frac{Q - Q^{OBM}}{\Delta Q}\right)^2\right). \quad (1.33)$$

Im Experiment erwartet man eine Besetzung von Endzuständen mit Bindungsenergien in der Nähe des vorhergesagten Wertes, deren relative Intensitäten durch obige Verteilung $W(Q)$ gegeben ist. Abbildung 1.2 zeigt einen Vergleich mit experimentellen Daten. Die Übereinstimmung ist sehr gut.

Zuletzt kann noch eine Abschätzung der Verteilung des Transversalimpulsübertrags

auf das Rückstoßion, also der Projektion des Rückstoßimpulses auf die Ebene senkrecht zur Projekttilstrahlachse, gewonnen werden. Ursache für den Rückstoßimpuls ist die Coulombabstoßung zwischen Projekttil und Targetrumpf. Es wird angenommen, dass die abschirmende Wirkung der Elektronen, die in den quasimolekularen Zustand übergegangen sind, vernachlässigbar ist. Somit stehen sich nach Unterschreiten des kritischen Abstandes R_j^{ein} der j-fach geladene Targetrumpf und das q-fach geladene Projekttil gegenüber. Die Coulombkraft beträgt also für den Einfang von k Elektronen:

$$\mathbf{F}_{Coul} = \begin{cases} jq \cdot \frac{\mathbf{e}_R}{R(t)} & , \text{ für } R_j^{ein} > R > R_{j+1}^{ein} \\ k(q - k + j) \cdot \frac{\mathbf{e}_R}{R(t)} & , \text{ für } R_{j+1}^{aus} < R < R_j^{aus} \end{cases} \quad (1.34)$$

Der Transversalimpulsübertrag ist dann durch das Integral über die Projektion der Coulombkraft auf die Ebene senkrecht zur Projekttilstrahlachse gegeben:

$$p_{trans} = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{Coul,\perp}(t) dt . \quad (1.35)$$

Zur Berechnung des Integrals wird die Trajektorie des Projekttils als eine Gerade – charakterisiert durch den Stoßparameter b und die Geschwindigkeit v_p – angenähert. Das Target wird als ruhend angenommen. Der dadurch verursachte Fehler ist gering, da das Target sich in der kurzen Stoßzeit nicht wesentlich bewegt. Damit vereinfacht sich obiger Ausdruck zu

$$p_{trans} = \frac{1}{v_p} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{Coul,\perp} dx = \frac{1}{v_p} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{q_1 q_2 b}{(x^2 + b^2)^{\frac{3}{2}}} dx , \quad (1.36)$$

mit q_1 und q_2 wie in Gleichung (1.34). Dieses Integral kann einfach berechnet werden:

$$p_{trans}(b) = \frac{1}{v_p b} \left(\sum_j \left[q \sqrt{1 - \left(\frac{b}{R_j^{ein}} \right)^2} + t_j \sqrt{1 - \left(\frac{b}{R_j^{aus}} \right)^2} \right] + (q - r)r \right) . \quad (1.37)$$

Dabei ist $t_j = (q - c_j)(j + c_j) - (q - c_{j-1})(j - 1 + c_{j-1})$ und r die Anzahl der insgesamt eingefangenen Elektronen. Man erhält demnach den Transversalimpuls in Abhängigkeit vom Stoßparameter b . Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist dann gegeben durch:

$$\frac{d\sigma}{dp_{trans}} = \frac{d\sigma}{db} \left| \frac{db}{dp_{trans}} \right| = 2\pi b \left| \frac{dp_{trans}}{db} \right|^{-1} . \quad (1.38)$$

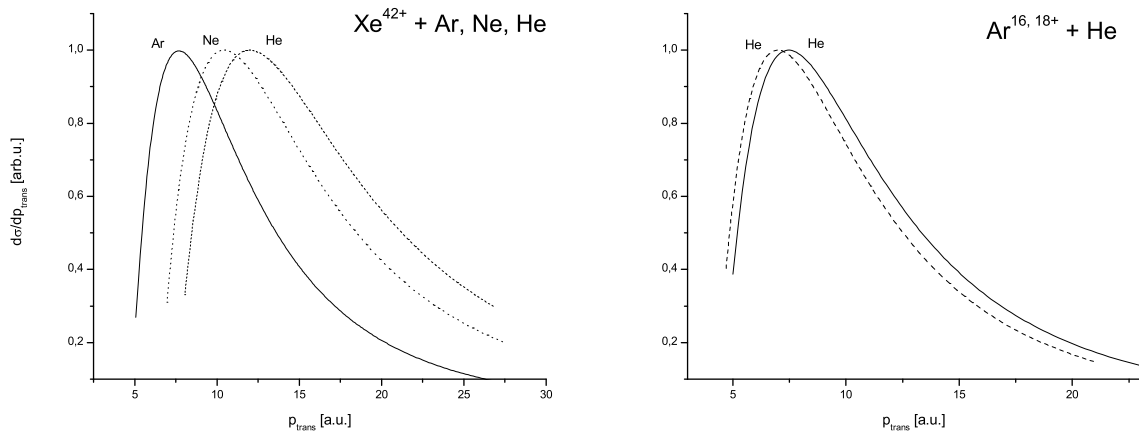


Abbildung 1.3: Nach dem OBM berechnete Transversalimpulsverteilungen der Stoßsysteme ($Xe^{42+} + He, Ne, Ar$) und ($Ar^{16+, 18+} + He$).

Die experimentell beobachtbare Transversalimpulsverteilung ergibt sich, indem man für die relevanten Stoßparameter mit Gleichung (1.37) den Betrag des Transversalimpulses und mit Gleichung (1.38) die zugehörige Gewichtung berechnet.

In Abbildung 1.3 sind einige auf diese Art berechnete Transversalimpulsverteilungen für den Einfach-Elektroneneinfang dargestellt. Um diese besser vergleichen zu können, wurden sie normiert. Auf der linken Seite sind die Verteilungen der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Stoßsysteme ($Xe^{42+} + He$), ($Xe^{42+} + Ne$) und ($Xe^{42+} + Ar$) dargestellt. Deutlich zu erkennen ist eine starke Zunahme des übertragenen Transversalimpulses für die leichteren Rückstoßionen. Da die Bindungsenergie des äußersten Elektrons für Helium mit 24,6 eV deutlich höher als die für Neon und Argon mit 21,5 eV bzw. 15,8 eV ist, nimmt der kritische Radius R_1 kleinere Werte an. Die somit härteren Stöße haben einen höheren Transversalimpulsübertrag zur Folge.

Auf der rechten Seite von Abbildung 1.3 sind Transversalimpulsverteilungen für die Stoßsysteme ($Ar^{16+, 18+} + He$) dargestellt. Deren durch das OBM vorhergesagte Maximum liegt mit circa 7 a.u. bei einem deutlich kleineren Wert als das des ($Xe^{42+} + He$)-Systems mit etwa 12 a.u.. In einer früheren Untersuchung dieses Stoßsystems mit hochgeladenen Argon-Projektilen hatte sich herausgestellt, dass die Akzeptanz des verwendeten Spektrometers für hohe Transversalimpulse den limitierenden Faktor für deren Durchführbarkeit darstellte. Wie in Kapitel 2 weiter ausgeführt, wurde zur Untersuchung von Stoßsystemen mit sehr hochgeladenen Ionen aufgrund dieser hohen Transversalimpulse der Aufbau eines größeren Ionendetektors nötig.

1.3 Die Methode der gekoppelten Kanäle

Das klassische Over-Barrier-Modell stellt ein nützliches und intuitiv verständliches Instrument zu einer qualitativen Vorhersage einiger Aspekte des Elektroneneinfangs dar. Aus theoretischer Sicht kann es aber dennoch nicht als befriedigendes Modell verstanden werden, da ein solches im Rahmen der Quantenmechanik formuliert werden muss. Wie eingangs erwähnt, ist im Fall der in dieser Arbeit untersuchten Stoßsysteme mit langsamen, hochgeladenen Projektilen (die kinetischen Energien liegen im keV-Bereich) eine Behandlung im Rahmen der Störungstheorie nicht möglich.

In einem ersten Schritt zur Vereinfachung des gegebenen Problems können – für nicht zu niedrige Projektilgeschwindigkeiten – die Kerne aufgrund ihrer großen Masse als klassische Teilchen behandelt werden. Bei typischen Projektilgeschwindigkeiten von $v_p \approx 10^{-1}$ a.u. liegt deren de Broglie Wellenlänge $\lambda = 1/Mv_p$ im Bereich von 10^{-3} a.u. und ist somit sehr viel kleiner als die typischen Stoßparameter, die einige atomare Einheiten betragen. Die Bewegung des Projektils kann demnach durch eine klassische Trajektorie $\mathbf{R}(\mathbf{v}_p, b, t)$ beschrieben werden. Lediglich die Elektronen werden dann quantenmechanisch behandelt. Dieses Vorgehen wird als die „semiklassische Näherung“ bezeichnet.

Im Folgenden soll die Bewegung eines einzelnen Elektrons in dem durch Projektil und Targetrumpf gebildeten, zeitabhängigen Potential betrachtet werden. Die Anwesenheit weiterer, allerdings passiver Elektronen im Targetrumpf kann durch einen zusätzlichen gemittelten Term im Targetpotential $v_{ee}(r)$ berücksichtigt werden. Damit verbleibt also die zeitabhängige Schrödingergleichung (1.1) für den Ein-Teilchen Hamiltonoperator

$$\mathcal{H}(t) = \mathcal{H}_0 + \mathcal{V}(t) = \left(-\frac{1}{2}\nabla^2 - \frac{Z_T}{r} + v_{ee}(r) \right) - \frac{q}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}(t)|} \quad (1.39)$$

zu lösen. In diesem Fall steht Z_T (im Gegensatz zu Gleichung (1.14)) für die tatsächliche Targetladung. \mathcal{H}_0 bezeichnet den ungestörten und daher zeitunabhängigen Target Hamiltonoperator. Wie oben wird das q-fach geladene Projektil als nackter Kern behandelt, was im Fall hochgeladener Projektile eine gute Näherung darstellt.

Eine quantenmechanische Behandlung des Einfangs mehrerer Elektronen in diesem Rahmen ist bislang nicht möglich. Differentielle Wirkungsquerschnitte für derartige Systeme können nur in der Näherung unabhängiger Teilchen durch eine geeignete

statistische Kombination der berechneten Übergangswahrscheinlichkeiten der Einzelteilchen Prozesse berechnet werden [KLH04].

Auch nach diesen Vereinfachungen kann die Schrödingergleichung als partielle Differentialgleichung im Hilbertraum der quadratintegrierbaren Funktionen noch immer nicht direkt gelöst werden. Der Grundgedanke der Methode der gekoppelten Kanäle ist nun der Folgende: Da die exakte Wellenfunktion $|\Psi(t)\rangle$ nur einen eindimensionalen Unterraum des Hilbertraumes darstellt, ist es unökonomisch, zu ihrer Bestimmung die Schrödingergleichung (1.1) auf dem gesamten Hilbertraum zu betrachten. Könnte man einen kleinen Unterraum \mathcal{A} des Hilbertraumes finden, der die Wellenfunktion $|\Psi(t)\rangle$ dennoch zu allen Zeiten enthält, wäre dies eine erhebliche Vereinfachung des Problems. Daher entstammt die Idee, diesen Raum \mathcal{A} durch einen endlich-dimensionalen Konfigurationsraum anzunähern, dessen Basis durch eine Menge von geeignet gewählten Orbitalen $\{\phi_k(\mathbf{r}, t) \mid k = 1, \dots, N\}$ gegeben ist. Damit sind beispielsweise Molekül- oder Atomorbitale gemeint. Die auf diese Weise eingeschränkte, angenäherte Elektronenwellenfunktion ist dann gegeben durch:

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{k=1}^N a_k(t) |\phi_k(t)\rangle, \quad (1.40)$$

mit zeitabhängigen, komplexen Amplituden $a_k(t)$. Wie in [FL91] detailliert ausgeführt, existiert eine große Zahl von Theorien dieser Art, die sich in der Anzahl und Gestalt der verwendeten Basisfunktionen unterscheiden.

Unter der Annahme, dass die Orbitale $\phi_i(\mathbf{r}, t = -\infty)$ und $\phi_f(\mathbf{r}, t = +\infty)$ die atomare Anfangswellenfunktion bzw. eine der möglichen atomaren Endzustandswellenfunktionen repräsentieren, ist deren Amplitude zu Beginn gegeben durch:

$$a_i(-\infty) = e^{i\alpha} \quad , \quad a_f(-\infty) = 0. \quad (1.41)$$

Nun wird für obige Wellenfunktion (1.40) die auf den Konfigurationsraum eingeschränkte Schrödingergleichung (1.1) mit der Randbedingung (1.41) für den Hamiltonoperator (1.39) betrachtet:

$$\langle \psi | \left(i \frac{\partial}{\partial t} - \mathcal{H}(\mathbf{R}, \mathbf{r}, t) \right) | \psi \rangle = 0. \quad (1.42)$$

Daraus ergibt sich folgendes System aus N gekoppelten Differentialgleichungen für die Koeffizienten $a_k(t)$:

$$\sum_{k=1}^N \mathcal{N}_{jk}(t) \frac{da_k(t)}{dt} = i \sum_{k=1}^N \mathcal{M}_{jk}(t) a_k(t). \quad (1.43)$$

Hierbei wurden die Überlappmatrix

$$\mathcal{N}_{jk}(t) = \langle \phi_j | \phi_k \rangle, \quad (1.44)$$

welche bei einer orthogonalen Basis durch die Einheitsmatrix gegeben ist, und die Kopplungsmatrix

$$\mathcal{M}_{jk}(t) = \langle \phi_j | \left(i \frac{\partial}{\partial t} - \mathcal{H}(\mathbf{R}, \mathbf{r}, t) \right) | \phi_k \rangle \quad (1.45)$$

verwendet. Die Kopplungsmatrix hängt von der gewählten Trajektorie $\mathbf{R}(\mathbf{v}_p, b, t)$ ab. Für eine feste Trajektorie können nun die Amplituden $a_k(t)$ für alle Zeiten numerisch berechnet werden, wodurch sich die Wahrscheinlichkeit für den Übergang in den Endzustand $\phi_f(\mathbf{r}, +\infty)$ durch

$$\mathcal{P}_{i \rightarrow f}(\mathbf{v}_p, b) = |a_f(+\infty)|^2 \quad (1.46)$$

berechnen lässt. Führt man diese Prozedur für eine Schar von relevanten Stoßparametern durch, erhält man den partiellen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{i \rightarrow f}(\mathbf{v}_p) = 2\pi \int_0^\infty b \mathcal{P}_{i \rightarrow f}(\mathbf{v}_p, b) db. \quad (1.47)$$

Bis zu diesem Punkt sind alle Ansätze zur Methode der gekoppelten Kanäle gleich. Wie schon angedeutet existiert eine Vielzahl an Lösungsansätzen, die sich in der Wahl der Basiswellenfunktionen unterscheiden. Dabei werden Molekülorbitale, Atomorbitale, Kombinationen aus diesen beiden oder auch „unphysikalische“ Wellenfunktionen als Basis verwendet.

Im Folgenden wird der vorgestellte Formalismus am Beispiel einer Entwicklung der elektronischen Wellenfunktion in Molekülorbitale (MO) diskutiert. Zu Beginn soll die physikalische Motivation für ein solches Vorgehen, die in der Gültigkeit der so genannten adiabatischen Näherung liegt, erläutert werden. Die kleine Projektilgeschwindigkeit, die uns dazu veranlasst hat, eine Behandlung des Stoßes im Rahmen der Störungstheorie aufzugeben, bringt auch einen Vorteil mit sich: Da das Elektron sich schneller als das Projektil bewegt, hat es genug Zeit, sich auf Veränderungen des Potentials – verursacht durch die langsame Kernbewegung – einzustellen. Daher können Kern- und Elektronbewegung näherungsweise unabhängig voneinander beschrieben werden.

Da dieses Vorgehen bereits aus der Born-Oppenheimer Näherung in der Molekülphysik bekannt ist [BO27], wird hierauf kurz eingegangen. Selbst das einfachste Molekül,

nämlich H_2^+ , ist wie der Elektroneneinfang als Dreikörper-Coulombproblem nicht direkt lösbar. Daher wird in einem ersten Schritt die Kernbewegung vernachlässigt und die zeitunabhängige Schrödingergleichung

$$\mathcal{H}(\mathbf{r}, R) |\chi_k(R)\rangle = \mathcal{E}_k(R) |\chi_k(R)\rangle \quad (1.48)$$

zur Bestimmung der elektronischen Wellenfunktion für einen festen Kernabstand gelöst. Man findet bindende elektronische Orbitale, also Zustände mit einem negativen Energieeigenwert \mathcal{E}_k , der vom vorher fixierten Abstand der Kerne abhängt. In einem zweiten Schritt wird dann die Kernbewegung nachträglich berechnet. Zu obiger elektronischer Bindungsenergie als Funktion des Kernabstandes $\mathcal{E}_k(R)$ wird das abstoßende Kern-Kern Potential addiert. Diese Summe wird als Potentialkurve bezeichnet. Anschließend wird noch einmal die zeitunabhängige Schrödingergleichung für die Kerne unter Verwendung dieser Potentialkurve als Wechselwirkungspotential gelöst, woraus dann Kernschwingungsmoden resultieren.

Folgendes kann also festgehalten werden: Ist die Geschwindigkeit der Kerne niedriger als diejenige der Elektronen, so kann eine Entkopplung von Kern- und Elektronenbewegung durchgeführt werden. Im Fall des Elektroneneinfangs wird nun die langsame Kernbewegung von außen vorgegeben. Da sich die Geschwindigkeit des Projektils im Stoß kaum ändert und die Geschwindigkeit, die das Rückstokion während des Stoßes aufnimmt, klein ist, kann die Trajektorie des Projektils als eine Gerade angenähert und das Target als ruhend betrachtet werden. Zu jedem Zeitpunkt ist die Lösung der zeitunabhängigen Schrödingergleichung (1.48) nun durch eine Superposition von MO gegeben. Es liegt also nahe, für die Bewegung des Elektrons nur diese Orbitale zuzulassen.

Es ist allerdings zu beachten, dass zur Berechnung der MO ein Koordinatensystem verwendet wird, welches von der axialen Symmetrie des Moleküls Gebrauch macht. Es bietet sich daher an, das MO-Modell in einem „körperfesten“ System durchzuführen, das sich im Verlauf der Reaktion mit der Verbindungsachse der Kerne mitdreht. Wird der Ursprung dieses Koordinatensystems zu jedem Zeitpunkt an den Ort des Targetkerns gelegt und bezeichnet y die Koordinatenachse, die senkrecht auf der Streuebene steht, so kann man den Drehwinkel $\Theta(t)$ zwischen der Projektilstrahlachse und der Verbindungsachse der Kerne einführen. Mit der y -Komponente des Drehimpulsoperators \mathcal{L}_y ist dann eine einfache Transformationsformel zwischen körper- und raumfestem System gegeben:

$$|\Psi(\mathbf{r}', t)\rangle = e^{i\Theta(t)\mathcal{L}_y} |\Psi(\mathbf{r}, t)\rangle . \quad (1.49)$$

Die gestrichenen Koordinaten bezeichnen das körperfeste System.

Die auf den Konfigurationsraum eingeschränkte Schrödingergleichung (1.42) nimmt im körperfesten System folgende Gestalt an:

$$\langle \psi(\mathbf{r}', t) | e^{i\Theta(t)\mathcal{L}_y} \left[i \frac{\partial}{\partial t} - \mathcal{H}(\mathbf{R}, \mathbf{r}, t) \right] e^{-i\Theta(t)\mathcal{L}_y} | \psi(\mathbf{r}', t) \rangle = 0. \quad (1.50)$$

Aufgrund der Drehimpulserhaltung ist der Hamiltonoperator rotationsinvariant. Gleichung (1.50) ist also äquivalent zu

$$\langle \psi(\mathbf{r}', t) | \left(i \frac{\partial}{\partial t} + \dot{\Theta} \mathcal{L}_y - \mathcal{H}(\mathbf{R}, \mathbf{r}', t) \right) | \psi(\mathbf{r}', t) \rangle = 0. \quad (1.51)$$

Da die Molekülorbitale $\{\chi_k(R) | k = 1, \dots, N\}$ als Eigenzustände desselben Hamiltonoperators paarweise orthogonal sind, ist die Überlappmatrix (1.44) einfach durch die Einheitsmatrix gegeben. Die Kopplungsmatrix (1.45) lautet:

$$\mathcal{M}_{jk}(R) = \langle \chi_j | \left(i \frac{\partial}{\partial t} + \dot{\Theta} \mathcal{L}_y - \mathcal{H}(\mathbf{R}, \mathbf{r}', t) \right) | \chi_k \rangle. \quad (1.52)$$

Unter Verwendung der so genannten radialen Kopplungsmatrix bzw. der Rotationskopplungsmatrix

$$\mathcal{M}_{jk}^R(R) = \langle \chi_j | \frac{\partial}{\partial R} | \chi_k \rangle \quad \text{und} \quad \mathcal{M}_{jk}^\Theta = \langle \chi_j | -i \mathcal{L}_y | \chi_k \rangle \quad (1.53)$$

lässt sich das Differentialgleichungssystem (1.43) vereinfachen zu:

$$\frac{da_j(t)}{dt} = \sum_{k=1}^N \left(i \dot{R} \mathcal{M}_{jk}^R(R) - \dot{\Theta} \mathcal{M}_{jk}^\Theta(R) - \mathcal{E}_k(R) \delta_{jk} \right) a_k(t). \quad (1.54)$$

Mithilfe dieser Formulierung wurde eine Trennung erreicht zwischen Größen, die der Kernbewegung zugeordnet sind ($\dot{R}, \dot{\Theta}$), und Größen, die der elektronischen Struktur des Quasi-Moleküls Rechnung tragen ($\mathcal{E}_k(R)$ sowie die Kopplungen (1.53)).

Zusammenfassend kann Folgendes festgestellt werden: Im Rahmen der adiabatischen Näherung wurden für einen festen internuklearen Abstand mit Hilfe der stationären Schrödingergleichung (1.48) Molekülorbitale gewonnen, welche als Basis für eine Entwicklung der elektronischen Wellenfunktion des dynamischen Stoßprozesses dienen. Wird auf diese Wellenfunktion die zeitabhängige Schrödingergleichung (1.1) angewendet, so erhält man eine dynamische Kopplung zwischen den MO (1.54).

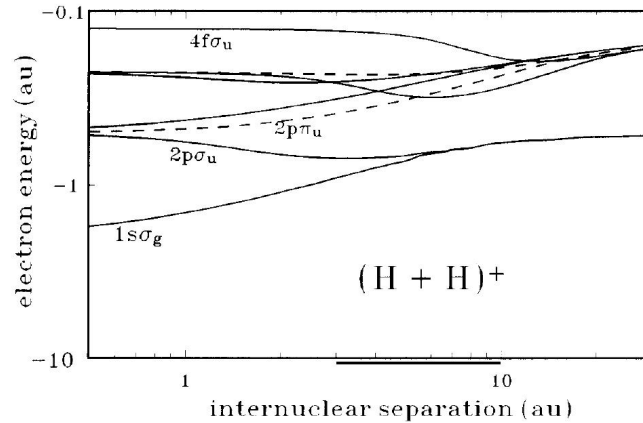


Abbildung 1.4: Korrelationsdiagramm des $(H-H)^+$ Quasi-Moleküls [FL91]. Durchgezogene und gestrichelte Kurven stellen die Bindungsenergien von σ - bzw. π -Orbitalen dar.

Bei der Auswahl der MO ist nun darauf zu achten, dass einerseits der Anfangszustand sowie alle relevanten Endzustände durch die MO-Basis repräsentiert werden und andererseits solche Zwischenzustände berücksichtigt werden, die eine starke, dynamische Kopplung mit den Anfangs- und Endzuständen aufweisen.

Am Beispiel des Elektroneneinfangs im Stoß eines Protons mit einem atomaren Wasserstofftarget sollen die vorgestellten Mechanismen verdeutlicht werden. Die Bindungsenergie des $(H-H)^+$ Quasi-Moleküls als Funktion des internuklearen Abstandes ist in Abbildung 1.4 dargestellt. Zu Beginn des Stoßes befindet sich das Wasserstoffatom im $1s$ -Grundzustand, welcher in der MO-Basis durch eine Linearkombination des $1s\sigma_g$ und des $2p\sigma_u$ Orbitals für einen unendlichen internuklearen Abstand repräsentiert wird. Im Verlauf des Stoßes nähern sich die Kerne bis zu einem minimalen internuklearen Abstand an und entfernen sich danach wieder voneinander, wobei sich die elektronische Bindungsenergie den Kurven des Korrelationsdiagramms entsprechend entwickelt.

Da der $1s$ -Grundzustand des Projektiles ebenfalls durch eine Linearkombination der $1s\sigma_g$ und $2p\sigma_u$ Orbitale darstellbar ist, wird für den Elektroneneinfang in diesen kein Übergang zwischen Quasi-Molekülzuständen benötigt. Beim Auseinanderlaufen der Kerne bewegt sich das Elektron in diesem Fall auf der gleichen Kurve des Korrelationsdiagramms wie beim einlaufenden Kanal wieder auf die rechte Seite des Diagramms. Folglich bleibt für diesen resonanten Prozess das Kronecker-Delta des letzten Summanden in Gleichung (1.54) stehen, wodurch der Wirkungsquerschnitt

gegenüber anderen möglichen Prozessen stark erhöht ist.

Zu den weniger wahrscheinlichen Prozessen gehört die elektronische Anregung des Targets sowie der Elektroneneinfang in angeregte Zustände des Projektils. Für kleine internukleare Abstände – also auf der linken Seite des Korrelationsdiagramms – erfolgt durch eine starke Rotationskopplung ein Übergang des $2p\sigma_u$ Orbitals im Eingangskanal in das angeregte $2p\pi_u$ Orbital, welches für große internukleare Abstände einen $2s$ -Zustand von Projektil bzw. Target darstellt. Die weiteren abgebildeten Orbitale tragen durch ihre jeweilige Kopplung an den $2p\pi_u$ -Zustand zu einer Besetzung der angeregten (l, m) Projektilzustände bei.

Vergleiche von theoretischen Arbeiten im Rahmen der hier vorgestellten Theorie mit experimentellen Daten zeigen eine sehr gute Übereinstimmung (siehe beispielsweise [FL91]). Im Bereich größerer Projektilgeschwindigkeiten zeigen diejenigen Modelle, die eine Entwicklung der Elektronenwellenfunktion in Atomorbitale wählen, bessere Ergebnisse als diejenigen, die eine Entwicklung in Molekülorbitale wählen. In letzterem Fall ist die Wechselwirkungszeit zu kurz, als dass sich Quasi-Molekülzustände effektiv ausbilden können. Es läßt sich demnach konstatieren, dass die Qualität einer gekoppelte Kanäle Rechnung stark von der Wahl der Basisorbitale abhängt.

Ferner ist festzustellen, dass bei den in dieser Arbeit zu untersuchenden Stößen mit sehr hochgeladenen Ionen eine Berechnung im Rahmen des bisher vorgestellten Modells sehr aufwändig wäre. Der Elektroneneinfang findet in diesem Fall – wie bereits bei der Diskussion des klassischen Over-Barrier-Modells festgestellt – in hohe Schalen des Projektils statt. Da dort die Zustände sehr dicht liegen, ist eine große Anzahl von Orbitalen in der Basis $\{\phi_k\}$ notwendig.

Einen Ausweg aus diesen Schwierigkeiten, sprich der Abhängigkeit der Ergebnisse von der Wahl der Basisorbitale sowie einer zu unhandlichen Basis für Stöße mit hochgeladenen Ionen, zeigt die im nächsten Abschnitt diskutierte Basis-Generator-Methode auf.

1.3.1 Die Basis-Generator-Methode

Die Basis-Generator-Methode wurde 1998 von Kroneisen et al. [KLK98] entwickelt. Sie ist eine ökonomische gekoppelte Kanäle Methode, bei der die Basis für den Konfigurationsraum, in dem die Elektronenwellenfunktion entwickelt wird, dynamisch

erzeugt wird. Damit wird insbesondere in Stoßsystemen mit hochgeladenen Ionen eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erreicht, ohne dabei auf zu große Basissätze zurückgreifen zu müssen bzw. ohne die Elektronenbewegung durch die im Vorfeld statische und subjektive Auswahl der Basisfunktionen zu beschränken. Eine Übersicht über neueste Ergebnisse kann in [KLH04] gefunden werden.

Wie im Falle gewöhnlicher gekoppelte Kanäle Rechnungen besteht der Grundgedanke darin, die exakte Elektronenwellenfunktion, welche einen eindimensionalen Unterraum des Hilbertraumes der quadratintegriblen Funktionen darstellt, durch Einschränkung der zeitabhängigen Schrödingergleichung auf einen endlichdimensionalen Konfigurationsraum zu bestimmen. Es ist praktisch nicht möglich, diesen Unterraum so zu konstruieren, dass er die exakte Wellenfunktion $|\Psi(t)\rangle$ zu allen Zeiten enthält; daher stellt jede Rechnung dieser Art eine Näherung dar.

Anders als bei den bislang diskutierten Modellen, wird bei der Basis-Generator-Methode der Konfigurationsraum $\mathcal{A}^{\mu\nu}$ nicht statisch konstruiert, sondern durch mehrfache Anwendung der zeitabhängigen Schrödingergleichung auf die so genannte erzeugende Basis $\{|\phi_\nu^0\rangle\}$, die aus Eigenfunktionen des ungestörten Target Hamiltonoperators \mathcal{H}_0 besteht, dynamisch generiert:

$$\mathcal{A}^{\nu\mu} = \{ |\phi_\nu^\mu(t)\rangle \mid \mu = 0, \dots, M \quad \nu = 1, \dots, N \} , \quad (1.55)$$

wobei gilt:

$$\mathcal{H}_0 |\phi_\nu^0\rangle = \mathcal{E}_\nu |\phi_\nu^0\rangle \quad (1.56)$$

$$|\phi_\nu^\mu(t)\rangle = \left(\mathcal{H}_0 - \mathcal{E}_\nu + \mathcal{V}(t) - i \frac{\partial}{\partial t} \right) |\phi_\nu^{\mu-1}(t)\rangle \quad (1.57)$$

$$= \left(\mathcal{H}_0 - \mathcal{E}_\nu + \mathcal{V}(t) - i \frac{\partial}{\partial t} \right)^\mu |\phi_\nu^0(t)\rangle . \quad (1.58)$$

Da die Elemente der erzeugenden Basis per Definition der zeitunabhängigen Schrödingergleichung genügen, gilt $\frac{\partial}{\partial t} |\phi_\nu^0\rangle = 0$. Damit erhält man für die ersten Ordnungen von μ explizit:

$$|\phi_\nu^1(t)\rangle = \mathcal{V}(t) |\phi_\nu^0\rangle \quad (1.59)$$

$$|\phi_\nu^2(t)\rangle = \left(-\frac{1}{2} \nabla^2 \mathcal{V}(t) + \mathcal{V}(t)^2 - i \frac{\partial}{\partial t} \mathcal{V}(t) - \nabla \mathcal{V}(t) \cdot \nabla \right) |\phi_\nu^0\rangle . \quad (1.60)$$

Es konnte bereits 1996 durch Lüdde und Kirchner [LHK96] gezeigt werden, dass unabhängig von der speziellen Wahl des Wechselwirkungspotentials $\mathcal{V}(t)$ die Kopp-

lung des so generierten Konfigurationsraumes an sein unendlichdimensionales Komplement minimiert werden kann. In diesem Sinn kann der Konfigurationsraum $\mathcal{A}^{\mu\nu}$ als dynamisch optimierte Repräsentation der Lösung der zeitabhängigen Schrödingergleichung verstanden werden.

An den Gleichungen (1.59) und (1.60) ist erkennbar, dass bei der Konstruktion des dynamisch generierten Konfigurationsraumes räumliche und zeitliche Ableitungen des Wechselwirkungspotentials $\mathcal{V}(t)$ verwendet werden. Also ist dieser nicht nur bezüglich der Gestalt der Wechselwirkung, wie beispielsweise der Projektilladung, sondern auch bezüglich der spezifischen experimentellen Parameter, wie zum Beispiel der Projektilgeschwindigkeit, optimiert.

Speziell zur Behandlung von Elektroneneinfangreaktionen existiert eine Zwei-Zentren Erweiterung der Basis-Generator-Methode. Zusätzlich zu den oben diskutierten Basisfunktionen werden zudem alle gebundenen Zustände des Projektils, die für den Einfangprozess in Frage kommen, in den Konfigurationsraum $\mathcal{A}^{\mu\nu}$ eingeschlossen. Hiermit wurden zum Beispiel in [KKL05] sehr gute Ergebnisse erzielt. Bei Stößen mit hochgeladenen Projektilen werden sehr viele Projektilorbitale benötigt, was die Rechnungen aufwändig werden lässt. Bislang wurde diese Methode auf Stoßsysteme mit bis zu 18-fach geladenen Projektilen erfolgreich angewendet [KFX08].

Kapitel 2

Das Experiment

In der vorliegenden Arbeit werden Elektroneneinfangprozesse in Stößen langsamer, hochgeladener Ionen mit Atomen eines kalten Gastargets untersucht. Am Heidelberger Max-Planck-Institut für Kernphysik stehen durch die Kombination aus einer Elektronenstrahl-Ionenfalle (EBIT) und einem Reaktionsmikroskop optimale Bedingungen für die Untersuchung derartiger Reaktionen zur Verfügung. Aus der Heidelberger EBIT können verschiedene Ionensorten mit sehr hohen Ladungszuständen extrahiert werden. Der extrahierte Ionenstrahl wird im Reaktionsmikroskop mit dem kalten atomaren Gasjet gekreuzt. Dort können mit hoher Auflösung die Impulsvektoren der geladenen Targetfragmente in Koinzidenz zu dem umgeladenen Projektil bestimmt werden.

Es besteht somit die Möglichkeit, vollständig differentielle Wirkungsquerschnitte zu bestimmen und diese mit den Vorhersagen der im vorherigen Kapitel diskutierten Theorien zu vergleichen. Dies liefert einen tiefen Einblick in die zugrunde liegende Stoßdynamik.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein bestehender experimenteller Aufbau optimiert, um speziell den Anforderungen von Ion-Atom Stößen mit sehr hochgeladenen Projektilen gerecht zu werden. Dazu wurde ein deutlich vergrößerter Ionendetektor aufgebaut, um bei den in Abschnitt 1.2 angesprochenen, sehr hohen Transversalimpulsen derartiger Stoßsysteme eine hohe Akzeptanz zu erzielen. Es hatte sich in einer Messreihe, welche mit dem alten Detektor durchgeführt worden war, herausgestellt, dass eine hochaufgelöste Untersuchung des zweifachen Elektroneneinfangs in ($Ar^{16+...18+} + He$)-Stößen aufgrund der zu geringen Streuwinkelakzeptanz faktisch nicht möglich war. In Kapitel 3 wird deutlich, dass solche Akzeptanzprobleme mit

dem neuen Detektor keine Rolle mehr spielen. Der sehr interessante Bereich des Mehrfach-Elektroneneinfangs wurde somit einer detaillierten Untersuchung zugänglich gemacht.

Des Weiteren wurde durch den Aufbau einer Test-Ionenquelle, welche niedrig geladene Ionen mit allerdings sehr hohen Strömen produziert, die Möglichkeit geschaffen, das Experiment noch vor einer Messung optimal zu testen und zu justieren. Dies stellt eine enorme Erleichterung dar, da die aus der EBIT erreichbaren Extraktionsströme für sehr hochgeladene Ionen typischerweise im Bereich weniger pA liegen, was in der Regel Reaktionsraten von weniger als einem Hz zur Folge hat und somit eine Justage sehr mühsam und zeitaufwändig macht.

Im Folgenden wird zunächst der in dieser Arbeit verwendete experimentelle Aufbau beschrieben. Anschließend wird die Funktionsweise der EBIT und des Reaktionsmikroskops diskutiert. Es folgen zwei detaillierte Abschnitte über die im Rahmen dieser Arbeit neu aufgebauten Komponenten. Dabei wird ausführlich auf die Arbeitsweise und die technische Umsetzung des neuen Detektors und der Test-Ionenquelle eingegangen.

2.1 Der experimentelle Aufbau

Der in der vorliegenden Arbeit verwendete experimentelle Aufbau stellt eine Kombination aus Reaktionsmikroskop, EBIT und Test-Ionenquelle dar. Damit stehen optimale Bedingungen für detaillierte Untersuchungen von Stößen hochgeladener Ionen mit Atomen zur Verfügung. Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Übersicht des Aufbaus.

Die hochgeladenen Ionen werden in der zentralen Driftröhre der EBIT produziert (siehe Abschnitt 2.2). Diese befindet sich auf einem positiven Potential U_{ext} von typischerweise 10–20 kV, wodurch die extrahierten Ionen auf eine kinetische Energie von 10–20 keV/ q beschleunigt werden. Im Falle hochgeladener Ionen entspricht dies einer Geschwindigkeit im Bereich von $v_p \lesssim 1$ a.u..

In der EBIT liegt in der Regel eine Mischung aus verschiedenen Ionensorten und Ladungszuständen vor. Mithilfe des 90°-Magnetens kann jedoch ein Strahl, welcher lediglich aus der gewünschte Ionensorte besteht, gewonnen werden. In dem homogenen, vertikalen Magnetfeld B durchlaufen die Ionen eine Kreisbahn mit dem Radius

$$r = \sqrt{\frac{2U_{ext}}{B} \cdot \frac{M_p}{q}}. \quad (2.1)$$

Durch eine geeignete Wahl der Magnetfeldstärke werden demnach nur Ionen mit dem gewünschten Verhältnis M_p/q um 90° abgelenkt, um anschließend den am Ausgang des Magnetens platzierten Schlitz zu passieren. Es folgt ein elektrostatisches Quadrupol-Triplett zur Fokussierung des Strahls.

Durch einen weiteren großen Magnetens, den so genannten Schaltmagnetens, kann nun der Strahl auf mehrere Experimente verteilt werden. Auf dessen Eingangsseite befindet sich neben dem EBIT-Strahlrohr die neu aufgebaute Test-Ionenquelle. Hinter dem Schaltmagnetens ist der Strahlengang des Teststrahls und des EBIT-Experimentierstrahls derselbe.

Drei Plattenkondensatoren bieten die Möglichkeit, den Strahl elektrostatisch abzulenken. Ferner befinden sich zwei Paare beweglicher Schlitze in horizontaler und vertikaler Richtung direkt hinter dem Schaltmagnetens bzw. direkt vor dem Reaktionsmikroskop. Dadurch kann einerseits der Strahl kollimiert werden, andererseits kann durch die Möglichkeit, auf jeder der Platten separat den Teilchenstrom zu

2.1 Der experimentelle Aufbau

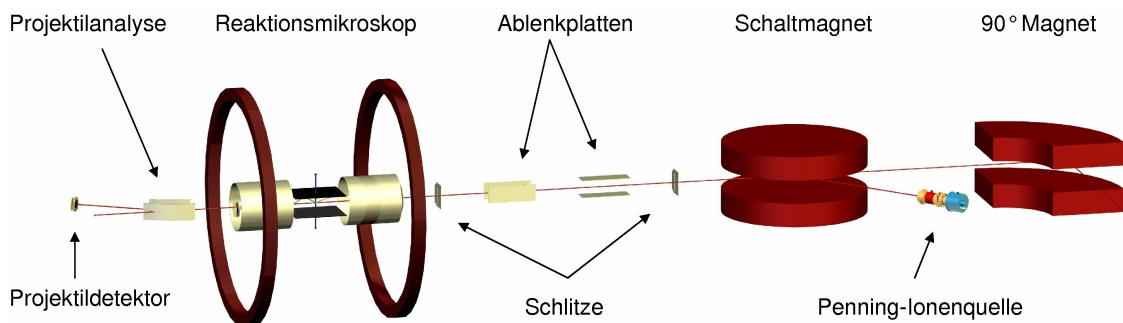


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus

messen, die Lage und Ausdehnung des Strahls bestimmt werden.

Anschließend passieren die Ionen das Reaktionsmikroskop und treffen dort auf das kalte atomare Gastarget. Hier findet nun die zu untersuchende Reaktion, also entweder Targetanregung, Targetionisation oder Elektroneneinfang, statt. Die geladenen Reaktionsfragmente, sprich das Rückstoßion sowie gegebenenfalls mehrere freie Elektronen, werden durch eine Kombination von schwachen, statischen und homogenen elektrischen und magnetischen Feldern auf den Ionen- bzw. Elektronendetektor projiziert. Da dieses Führungsfeld bekannt ist, kann der Impulsvektor der Rückstoßionen und der Elektronen mit hoher Genauigkeit rekonstruiert werden. Genauer hierzu findet sich in Abschnitt 2.3.3.

Die Projektile werden durch den Stoß kaum abgelenkt und passieren daher das Spektrometer längs einer geraden Bahn. Wie in Abschnitt 1.1 erwähnt, wird die Impulsänderung der Projektile nicht direkt gemessen. Mittels der sich anschließenden elektrostatischen Projektilanalyse besteht allerdings die Möglichkeit, den Ladungszustand der Projektile q^f , der sich durch den Elektroneneinfang ändern kann, zu bestimmen. Die Projektilanalyse besteht ähnlich wie ein Zylinderkondensator aus zwei Platten, welche ein radiales elektrostatisches Feld erzeugen. Für den zentralen Durchlauf steht das Feld somit immer senkrecht auf dem Geschwindigkeitsvektor des Projektils. Es findet demnach keine Änderung der kinetischen Energie des Projektils statt und es beschreibt eine Kreisbahn mit dem Radius

$$r = \frac{q^f E}{M_p v_p^2} . \quad (2.2)$$

Die verschiedenen Ladungszustände werden auf in horizontaler Richtung separierten Streifen auf den Projektildetektor abgebildet.

Ferner ist die äußere Platte des Zylinderkondensators mit einem Loch versehen, durch das diejenigen Projektile, die durch den Elektroneneinfang keine Ladung mehr tragen, auf ein Channeltron gelangen. Somit kann in Koinzidenz mit den übrigen Detektoren der Auftreffzeitpunkt dieser Projektile bestimmt werden.

2.2 Erzeugung hochgeladener Ionen

Zur Produktion eines Projektilstrahls hochgeladener Ionen müssen schwere Atome vielfach ionisiert werden. Ionisation tritt bei der Wechselwirkung von Atomen mit Photonen sowie beim Stoß mit Elektronen und Ionen auf. Bisher ist die Produktion höchstgeladener Ionen, bei denen auch die stark gebundenen Elektronen der tiefliegenden Schalen entfernt werden müssen, nur durch den Beschuß mit hochenergetischen Teilchen möglich.

Eine Technik zur Produktion hochgeladener Ionen, deren Ionisationsmechanismus der Stoß mit den Elektronen eines Festkörpers ist, stellt das so genannte „stripping“ dar. Hierbei werden sehr schnelle, niedrig geladene Ionen durch ein sehr dichtes Target, beispielsweise eine Goldfolie, geschossen und dadurch die Elektronen „abgestreift“. Um auf diese Weise die in tiefliegenden Schalen gebundenen Elektronen zu entfernen, sind allerdings sehr hohe Energien notwendig. Zum Beispiel bedarf es zur Erzeugung von nacktem Uran einer Ionenenergie von $300 \text{ MeV}/u$. Um Experimente mit langsamen, hochgeladenen Ionen durchzuführen, müssten die Ionen nach diesem Abstreifen der Elektronen wieder abgebremst werden.

Weitere gängige Techniken zur Erzeugung hochgeladener Ionen basieren auf dem Prinzip der durch Elektronenbeschuß induzierten Ionisation. Beispiele hierfür sind die ECR-Quelle (*Electron Cyclotron Resonance*) sowie die EBIS (*Electron Beam Ion Source*) und die EBIT. Eine ausführliche Behandlung dieser Techniken findet man in [SZ96]. Hier soll lediglich der prinzipielle Aufbau der Heidelberger EBIT besprochen werden. Für Details hierzu sei auf [CDM99, GM05] verwiesen.

Wie der Name schon sagt, handelt es sich bei der EBIT um eine Falle für hochgeladene Ionen. Mithilfe der EBIT können sowohl in der Falle selbst Präzisionsexperimente mit den gefangenen Ionen durchgeführt, als auch – wie in dieser Arbeit geschehen – ein Ionenstrahl extrahiert werden. Eine schematische Darstellung des Aufbaus zeigt Abbildung 2.2.

Das wesentliche Element der EBIT ist ein intensiver, hochenergetischer und stark kollimierter Elektronenstrahl. Die Ionen werden einerseits durch Stöße mit diesen Elektronen weiter ionisiert, andererseits sorgt die mit dem Strahl verbundene Raumladung für ein attraktives Potential in radialer Richtung. In Verbindung mit einer Anordnung von mindestens drei Driftröhren, die durch eine geeignete Wahl der Po-

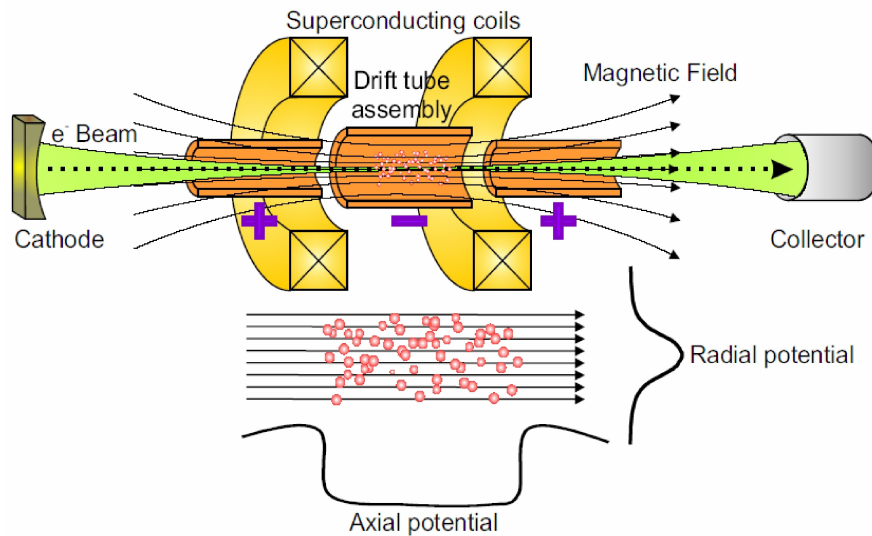


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der EBIT. Durch die supraleitenden Helmholtzspulen wird der Elektronenstrahl kollimiert. Die eingezeichnete Potentialanordnung an den Driftröhren erzeugt zusammen mit der Raumladung der Elektronen eine dreidimensionale Ionenfalle.

tentiale ein axiales Potentialminimum erzeugen (siehe Abbildung 2.2), erhält man eine dreidimensionale Falle für die Ionen.

Der Elektronenstrahl wird mit einer Elektronenkanone produziert, welche sich auf einem gegen die Driftröhren stark negativen Potential befindet. Hinter der Fallenregion werden die Elektronen abgebremst und im Collector aufgefangen. Eine supraleitende Helmholtzspule, welche mit flüssigem Helium auf circa 4 K abgekühlt wird, erzeugt ein axiales Magnetfeld mit einer Stärke von bis zu 8 T. Dieses Magnetfeld zwingt die Elektronen auf eine Spiralbahn und kollimiert somit sehr effektiv den Elektronenstrahl. In der Heidelberger EBIT wird ein Strahldurchmesser von circa $50 \mu\text{m}$ erreicht. Diese Kollimation ist essentiell, da durch diese zum einen die Raumladungsdichte der Elektronen zunimmt und somit ein tiefes radiales Potentialminimum entsteht und zum anderen die Kollisionsrate steigt.

Da sich die Ionen in der Umgebung sehr vieler Elektronen befinden, tritt auch der zur Ionisation umgekehrte Prozess der Rekombination auf. Die Ionen geben demnach so lange weitere Elektronen ab, bis ein Gleichgewicht zwischen Ionisation und Rekombination erreicht ist. Der maximale Ionisationsgrad ist dabei von der Energie und der Intensität des Elektronenstrahls abhängig. Typische Werte für den Betrieb

2.2 Erzeugung hochgeladener Ionen

der Heidelberger EBIT liegen für die Strahlenergie bei bis zu 100 keV und für die Stromstärke im Bereich von 250 – 500 mA.

Die EBIT befindet sich auf einer Hochspannungsplattform, die für Potentiale bis zu 350 kV ausgelegt ist. Da die Elektronenkanone auf einer separaten Plattform montiert ist, kann ein sehr hochenergetischer Elektronenstrahl erzeugt werden und so Ionen mit extremen Ladungszuständen wie zum Beispiel nacktes Uran U^{92+} erzeugt werden. Von dieser Option wurde jedoch bislang noch nicht Gebrauch gemacht. In der Super-EBIT des Lawrence Livermore National Laboratory (USA) ist es allerdings gelungen, besagte nackte Urankerne zu erzeugen [MEK94].

2.3 Das Reaktionsmikroskop

Reaktionsmikroskope bieten die Möglichkeit, kinematisch vollständige Untersuchungen atomarer oder molekularer Fragmentationsprozesse, bei denen mehrere geladene Teilchen im Endzustand vorliegen, durchzuführen. Gegenstand solcher Untersuchungen sind Elektronenstoßionisation, Ionisation und Elektroneneinfang in Ion-Atom Stößen sowie Einphotonen- und Multiphotonenionisation. Der Impuls aller beteiligten Teilchen im Endzustand kann dabei mit hoher Auflösung bestimmt werden. Dadurch haben sich Reaktionsmikroskope zu einer bewährten Technik der Atomphysik entwickelt. Eine Übersicht aktueller Resultate findet sich beispielsweise in [UMD97, DMJ00, UMD03].

Das Reaktionsmikroskop verbindet die bewährte COLTRIMS-Technologie (*Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy*), mit welcher der Impuls des Rückstoßions hochaufgelöst bestimmt werden kann, mit einem Spektrometer zum koinzidenten Nachweis mehrerer Elektronen. Der dahinter liegende Gedanke ist, die geladenen Stoßfragmente mit elektrischen und magnetischen Feldern auf die ortsauflösenden Detektoren zu führen. Auf diese Weise kann über einen großen Energiebereich eine Raumwinkelakzeptanz von nahezu 4π erreicht werden. Auf eine direkte Messung des Projektilimpulses wird verzichtet. Dieser kann jedoch aufgrund der Impulserhaltung eindeutig aus den Impulsen der übrigen Stoßpartner rekonstruiert werden (siehe Abschnitt 1.1).

Das Reaktionsmikroskop bietet erhebliche Vorteile gegenüber konventionellen Methoden zur kinematisch vollständigen Untersuchung solcher Prozessen. Bei diesen Methoden wird meist der Projektilstreuwinkel in Koinzidenz mit dem Impuls der Elektronen bestimmt. In der Regel überdecken die Detektoren dabei einen Raumwinkelbereich der Größenordnung $\Delta\Omega/4\pi \approx 10^{-3}$ und sind beweglich montiert, so dass der Endzustandsphasenraum größtenteils abgescannt werden kann. Der Bereich kleiner Streuwinkel ist solchen Experimenten jedoch nicht zugänglich, da hier eine Trennung der gestreuten Projektile vom Primärstrahl nicht möglich ist. Ferner beträgt die gesamte Raumwinkelakzeptanz beispielsweise für Einfachionisation, bei der koinzident das gestreute Projektil und das emittierte Elektron nachgewiesen werden müssen, nur noch etwa 10^{-6} . Prozesse mit kleinem Wechselwirkungsquerschnitt sind solchen Experimenten daher nicht zugänglich.

Da die maximal erreichbare Auflösung bei der Bestimmung der Rückstoßimpulse

durch die Breite der Impulsverteilung der Targetatome gegeben ist, stellt ein kaltes Target die Voraussetzung für eine hochauflösende COLTRIM-Spektroskopie dar. Dies wird im Reaktionsmikroskop durch den Einsatz eines so genannten „Überschall-Gasjets“ erreicht.

Im Folgenden wird zunächst auf diesen Überschall-Gasjet näher eingegangen. Anschließend wird der Aufbau des in der vorliegenden Arbeit verwendeten Spektrometers beschrieben. Zuletzt wird die Berechnung der Impulse aus den Messgrößen sowie die dabei erreichbare Auflösung und Akzeptanz diskutiert.

2.3.1 Das Target

Bei den zu untersuchenden Reaktionen treten Rückstoßimpulse im Bereich unter einer atomaren Einheit auf. Allerdings limitiert die Verteilung der Anfangsimpulse der Targetatome die erreichbare Auflösung der Rückstoßionen-Spektroskopie. So ist zum Beispiel für den Nachweis von Helium-Ionen mit einer Impulsauflösung von 0,1 a.u. eine Targettemperatur von 150 mK nötig. Um hochaufgelöste Impulsspektroskopie betreiben zu können, ist demnach ein kaltes Target notwendig. Ferner schränkt auch die Ausdehnung des Reaktionsvolumens die Auflösung des Spektrometers ein (siehe Abschnitt 2.3.4). Im Reaktionsmikroskop wird ein kaltes, gut lokalisiertes Target durch einen Überschall-Gasjet realisiert.

Bei dieser Überschallexpansion strömt das Gas durch eine schmale Düse aus einem Reservoir mit einem hohen Druck p_0 und einer Temperatur T_0 in einen Bereich mit einem um mehrere Größenordnungen geringeren Druck p_{exp} . Dieser Druckgradient beschleunigt die Gasteilchen in die so genannte Expansionskammer und wandelt dabei im Idealfall die komplette freie Enthalpie $H = \frac{5}{2}k_bT_0$ – also die Summe aus thermischer Energie und durch den Gasdruck gespeicherter Arbeit – in gerichtete kinetische Energie um. Daraus würde dann ein Impuls der Atome des Gasjets von

$$p_{Jet} = \sqrt{5k_bT_0M} \quad (2.3)$$

resultieren. Tatsächlich jedoch heizt sich der Jet durch Stöße der Atome untereinander sowie durch Wechselwirkungen mit dem Restgas auf. Im Folgenden werden die thermodynamischen Konsequenzen einer solchen Expansion skizziert. Eine ausführliche Behandlung findet sich in [Mil88].

Es zeigt sich, dass ab einem Verhältnis von $p_0/p_{exp} > 2,1$ der lokale Gasdruck der

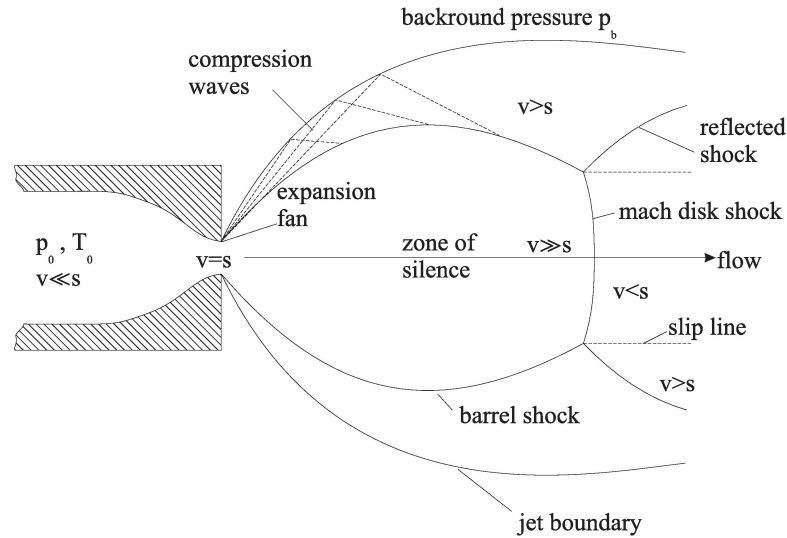


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Überschall-Gasjets (aus [Mil88]).

Targetatome am Düsenausgang größer ist als der Restgasdruck p_{exp} . Dies hat eine Expansion mit einer Geschwindigkeit v_{Jet} , die die lokale Schallgeschwindigkeit s übersteigt, zur Folge. In diesem Bereich ist es den Atomen deshalb nicht möglich, auf Randbedingungen zu reagieren, sodass sie zu Drücken kleiner als p_{exp} überexpandieren. Man spricht daher auch von der „Zone of Silence“. Durch Wechselwirkung mit dem Restgas wird die Bewegung allerdings verlangsamt, sodass bei einem bestimmten Abstand von der Düse die Geschwindigkeit des Jets wieder die lokale Schallgeschwindigkeit erreicht.

In dem sich anschließenden Bereich mit $v_{Jet} < s$ bewirkt die Abbremsung der Atome eine der Ausbreitung des Jets entgegengerichtete Druckwelle, die so genannte „Barrel-Schockwelle“. Hier herrschen hohe Druck- und Temperaturgradienten sowie eine hohe Teilchenzahldichte vor. Dadurch werden Gasteilchen an dieser Schockwelle reflektiert und bilden einen weiteren Bereich hoher Dichtegradienten, die „Mach-Disk-Schockwelle“ aus (siehe Abbildung 2.3).

In der Zone of Silence liegen die gewünschten Bedingungen einer gerichteten Bewegung mit einer großen mittleren freien Weglänge vor. Ein Maß für die Güte des Gasjets ist das so genannte „Speedratio“

$$S = \frac{v_{Jet}}{v_{therm}} = \sqrt{\frac{5 T_0}{2 T_{Jet}}}, \quad (2.4)$$

also das Verhältnis aus der gerichteten Jetgeschwindigkeit und dem Mittelwert der

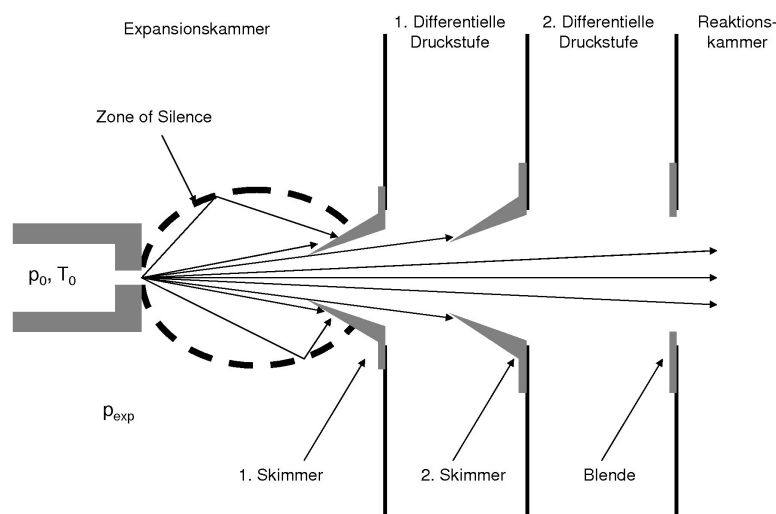


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Aufbaus des Gasjets

thermischen Geschwindigkeitsverteilung. Das Speedratio ist von der verwendeten Gassorte, dem Vordruck p_0 und dem Düsendurchmesser d abhängig. In dieser Arbeit lagen hierfür die Werte $p_0 = 6$ bar und $d = 30 \mu\text{m}$ für Helium, Neon und Argon vor. Für Helium ergibt sich damit ein Speedratio von $S \approx 20$ (siehe [Mil88]). Bei einer Temperatur von $T_0 = 300$ K führt dies nach Gleichung 2.4 zu einer internen Jettemperatur von $T_{Jet} \approx 1,9$ K bzw. einer Impulsbreite von $\Delta p_{therm||} \approx 0,36$ a.u..

Bringt man nun eine scharfkantige, kegelförmige Blende, einen so genannten „Skimmer“, in die Zone of Silence, so werden die an der Barrel-Schockwelle reflektierten Atome durch diesen aufgefangen und dadurch die Entstehung der Mach-Disk-Schockwelle unterbunden (siehe Abbildung 2.4). Bei dem in der vorliegenden Arbeit verwendeten Aufbau befinden sich zwischen Expansions- und Reaktionskammer noch zwei weitere separat gepumpte Kammern, die durch einen zweiten Skimmer bzw. eine Blende von der Expansions- bzw. Reaktionskammer getrennt sind (siehe Abbildung 2.4). Hinter der Reaktionskammer wird der Gasjet in einer weiteren Kammer, welche von der Reaktionskammer durch ein dünnes Röhrchen getrennt ist, abgepumpt. Dadurch wird gewährleistet, dass der Restgasdruck in der Reaktionskammer durch den Jetbetrieb kaum gestört wird. Während der durchgeführten Experimente lagen typischerweise Drücke von 10^{-3} mbar in der Expansionskammer, 10^{-6} mbar in der zweiten Jetstufe, 10^{-7} mbar in der dritten Jetstufe und ein Restgasdruck von etwa $5 \cdot 10^{-9}$ mbar in der Reaktionskammer vor.

Des Weiteren wird durch den zweiten Skimmer die Temperatur des Jets senkrecht zu dessen Ausbreitungsrichtung weiter verringert, da die Teilchen mit großer transversaler Geschwindigkeitskomponente abgeschnitten werden. Aus der gegebenen Geometrie sowie der durch Gleichung 2.3 gewonnenen Abschätzung der Jetgeschwindigkeit von $v_{Jet} \approx 6$ a.u. für Helium und $v_{Jet} \approx 13$ a.u. für Neon erhält man eine Impulsbreite senkrecht zur Ausbreitungsrichtung von $\Delta p_{therm,\perp} = 0,09$ a.u. bzw. $\Delta p_{therm,\perp} = 0,20$ a.u. sowie einen Jetdurchmesser am Targetort von 1,6 mm.

2.3.2 Das Spektrometer

Bei der Rückstoßionen-Impulsspektroskopie (COLTRIMS) werden die in einem atomaren Fragmentationsprozess entstandenen Targetionen mit einem schwachen statischen elektrischen Feld (typische Feldstärken liegen im Bereich einiger V/cm) auf einen zweidimensional ortsempfindlichen Detektor geführt. Aus der Flugzeit und dem Auftreffort kann dann der Startimpuls eindeutig rekonstruiert werden (siehe Abschnitt 2.3.3). Gegenüber solchen „herkömmlichen“ COLTRIMS-Apparaturen ist das Reaktionsmikroskop durch ein Elektronenspektrometer erweitert [MUS96]. Entstehen in einem Targetionisationsprozess ein oder mehrere Elektronen, so werden diese durch das elektrische Feld des Rückstoßionen-Spektrometers in die entgegengesetzte Richtung auf einen zweiten Detektor gelenkt. Die in derartigen Reaktionen auftretenden Elektronenimpulse sind von der gleichen Größenordnung wie diejenigen der Rückstoßionen. Daraus resultiert allerdings eine sehr viel höhere kinetische Energie im Bereich einiger eV. Allein durch das schwache elektrische Feld, würde daher nur ein kleiner Teil der Elektronen auf den Detektor treffen, da dieser lediglich einen geometrischen Raumwinkelbereich von circa 0,4% abdeckt. Durch ein statisches Magnetfeld im Bereich von 10 Gauss, welches parallel zu dem elektrischen Feld orientiert ist, werden die Elektronen auf Spiralbahnen gezwungen, wodurch für den Elektronendetektor ebenfalls eine Raumwinkelakzeptanz von 4π über einen großen Energiebereich erzielt wird. Die Trajektorie der Rückstoßionen wird aufgrund ihrer großen Masse durch das Magnetfeld kaum beeinflusst. Die Rekonstruktion der Elektronenstartimpulse ist dementsprechend komplizierter als die der Rückstoßimpulse, kann aber dennoch über fast den kompletten Endzustandsphasenraum durchgeführt werden.

In Abbildung 2.5 ist der Aufbau des in der vorliegenden Arbeit verwendeten Reaktionsmikroskops dargestellt. Ein kartesisches Koordinatensystem sei wie abgebildet

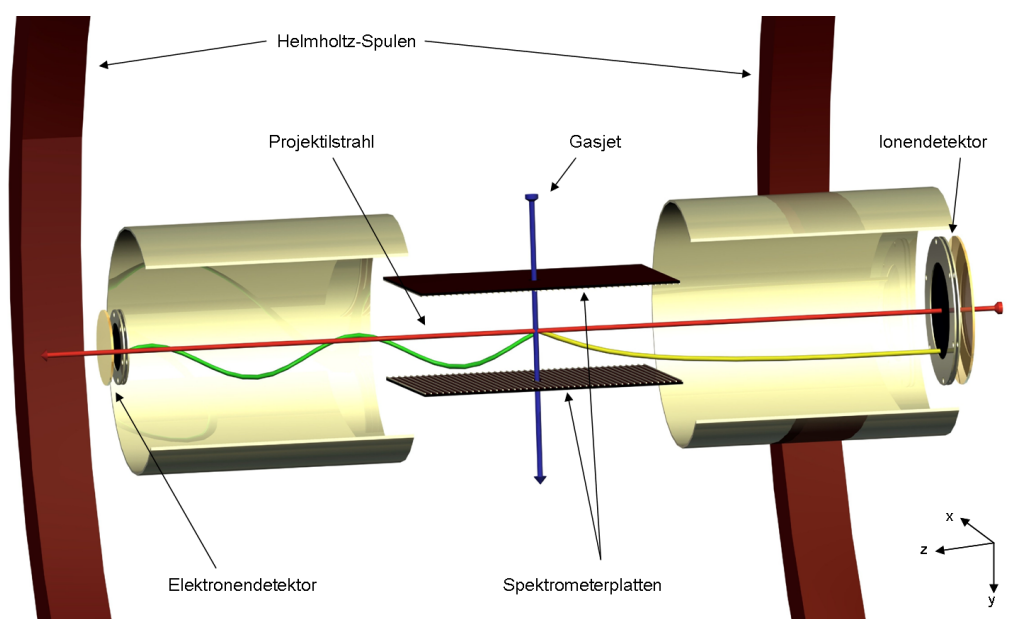


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Reaktionsmikroskops

durch die Projektilstrahlrichtung (z -Achse) und den Gasjet (y -Achse) definiert. Das Reaktionsvolumen ist durch den Überlapp des Projektilstrahls mit dem Gasjet gegeben. Mithilfe der Helmholtzspulen wird das Magnetfeld generiert. Das parallel zum Projektilstrahl orientierte elektrische Extraktionsfeld wird mit den Spektrometerplatten erzeugt. In dieser Arbeit wurden dafür erstmals an diesem Reaktionsmikroskop 20×22 cm große Kunststoff-Platinen verwendet, deren Oberfläche mit entlang der x -Richtung orientierten Leiterbahnen versehen ist. Diese 106 äquidistanten Leiterbahnen sind untereinander durch $20 \text{ k}\Omega$ Widerstände verbunden, wobei jeweils die äußerste Bahn kontaktiert werden kann. So fällt die angelegte Spannung gleichmäßig über die Länge der Spektrometerplatten in z -Richtung ab. Es können demnach an jeder Platte zwei Potentiale definiert werden. Dadurch entsteht zwischen den Platten ein homogenes elektrisches Feld, dessen Feldvektor beliebig in der yz -Ebene gedreht werden kann. Üblicherweise wird eine Extraktion, die ein wenig gegen die Projektilstrahlachse geneigt ist, gewählt. In der Mitte der Spektrometerplatten befindet sich ein Loch mit einem Durchmesser von $5,5 \text{ mm}$, durch welches der Gasjet strömen kann.

An den Bereich des homogenen Extraktionsfeldes schließt sich auf Ionen- und Elektronenseite ein elektrisch feldfreier Driftbereich einer Länge von 22 cm an. Dieser wird durch Driftröhren erzeugt, die auf das Potential U_{ext} des jeweiligen Endes der

Spektrometerplatten gelegt werden. Durch diese Geometrie, bei der die Driftstrecke gerade doppelt so lang wie die 11 cm lange Beschleunigungsstrecke ist, wird die so genannte Flugzeitfokussierung erreicht [Fis00, US03]. In diesem Fall hat die Ionenflugzeit als Funktion des Entstehungsortes ein Minimum und ist infolgedessen in einem kleinen Bereich nahezu unabhängig vom Entstehungsort. Daher spielt die Ausdehnung des Reaktionsvolumens für die Bestimmung der Flugzeit keine Rolle. Im Falle einer longitudinalen Extraktion – also einem Extraktionsfeldvektor in z -Richtung – ist der longitudinale Impulsübertrag, der wie aus Gleichung (1.9) ersichtlich die Energiebilanz des Stoßes wiedergibt, direkt proportional zur Ionenflugzeit. Nach obiger Argumentation ist die Unsicherheit bei dessen Bestimmung im Wesentlichen durch die Targettemperatur in Extraktionsrichtung gegeben. Gemäß der Diskussion in Abschnitt 2.3.1 ist diese noch kleiner als die Targettemperatur in y -Richtung. Die beste mit dieser Technik bislang erreichte Auflösung des longitudinalen Rückstoßimpulses liegt bei 0,07 a.u. [FFD02].

Auf den Driftbereich folgen die orts- und zeitauflösenden Detektoren. Beide bestehen im Wesentlichen aus zwei Teilen: einem Paar von so genannten „Microchannelplates“ (MCP), welche aus einem auf der Vorderseite auftreffenden Teilchen eine Elektronenwolke von circa 10^6 Teilchen produzieren, und einer zweidimensional ortsauflösenden Anode (siehe Abschnitt 2.4.1). Bei der Produktion der Elektronenwolke entsteht ein messbarer Strompuls, der zur Bestimmung der jeweiligen Flugzeit genutzt wird. Auf Elektronenseite ist seitlich versetzt neben der Projektilstrahlachse ein Detektor angebracht, dessen aktive Fläche einen Durchmesser von 8 cm besitzt und der mit einer „Delay-Line“-Anode ausgestattet ist. Die Elektronen werden durch das Magnetfeld, dessen Feldlinien vom Reaktionsort zum Zentrum des Detektors weisen, auf Spiralbahnen hin zum MCP geführt. Mit der hier verwendeten Anode können mehrere Elektronen innerhalb kürzester Zeit nachgewiesen werden, was beispielsweise bei einer zweifachen Targetionisation notwendig ist. Man bezeichnet diese Eigenschaft als „Multihit“-Fähigkeit. Für Details sei auf [Fis00, US03] verwiesen.

Auf der Rückstoßionenseite wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neuartiger, deutlich vergrößerter Detektor aufgebaut, der mit einer *Wedge&Strip*-Anode versehen ist. Seine aktive Fläche besitzt einen Durchmesser von 8 cm im Gegensatz zu einem Durchmesser von 4 cm bei dem bislang verwendeten Modell. In Abschnitt 2.4 wird der Aufbau und die Funktionsweise dieses neuen Detektors ausführlich beschrieben. Der zuvor genutzte Detektor war unterhalb der Projektilstrahlachse angebracht. Die Ionen wurden einerseits durch den Impuls des Gasjets und andererseits durch die Wahl eines nach unten weisenden Extraktionsfeldvektors auf den Detektor gelenkt.

Aufgrund seiner Größe findet der neue Detektor an dieser Stelle keinen Platz. Er besitzt daher ein zentrales Loch, sodass er symmetrisch um die Projektilstrahlachse angebracht und mittig von den Projektilen passiert werden kann. Dadurch kann einerseits tatsächlich eine longitudinale Extraktion gewählt und so eine optimale Auflösung erreicht werden. Andererseits wird die Akzeptanz für hohe Transversalimpulse, wie sie in den zu untersuchenden Stößen mit sehr hochgeladenen Ionen zu erwarten sind, erheblich verbessert (siehe Abschnitt 2.3.4).

2.3.3 Berechnung der Impulse

Wie im vorangegangenen Abschnitt diskutiert, stellt das Reaktionsmikroskop die Kombination aus einem Rückstoßionen- und einem Elektronenspektrometer dar. Aus den Flugzeiten und Auftrefforten der Stoßfragmente kann deren Impuls berechnet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Elektroneneinfangreaktionen im Stoß von 42-fach geladenen Xenon-Ionen mit Helium-, Neon- und Argonatomen untersucht. In solchen Stoßsystemen tritt Targetionisation nur mit sehr kleinem Wirkungsquerschnitt auf, weshalb auf die Verwendung des Elektronenspektrometers verzichtet wurde. Daher soll im Folgenden nur die Berechnung der Rückstoßionenimpulse diskutiert werden. Für die Berechnung der Elektronenimpulse sei beispielsweise auf [Fis03, US03] verwiesen.

Für das betrachtete Stoßsystem stellt die Projektilstrahlachse eine Symmetrieachse dar. Durch die Wahl einer longitudinalen Extraktion wird diese Symmetrie des Stoßsystems im Experiment erhalten. Es bietet sich also an, bei der Datenanalyse zwischen den longitudinalen und transversalen Impulskomponenten p_{\parallel} bzw. p_{\perp} zu unterscheiden und zudem mit Zylinderkoordinaten ein Koordinatensystem zu wählen, welches die physikalische Rotationsinvarianz um die Projektilstrahlachse durch eine Unabhängigkeit der Ergebnisse von dem Azimutalwinkel φ in der xy -Ebene widerspiegelt. Die Bestimmung des Azimutalwinkels eines Impulsvektors ist demnach nur dann relevant, wenn die Summe mehrerer Impulsvektoren gebildet werden soll.

Die Trajektorie der Rückstoßionen ist im Wesentlichen durch das elektrische Extraktionsfeld bestimmt. Ist beispielsweise in einem Ionisationsexperiment das Magnetfeld zur Detektion der Elektronen eingeschaltet, so werden diese auf Spiralbahnen auf den Detektor geführt. Die Ionen werden durch das Magnetfeld aufgrund ihrer höhe-

ren Masse kaum beeinflusst. Der Fokussierungseffekt liegt im Bereich von weniger als einem Prozent und kann vernachlässigt werden, wohingegen der Ablenkwinkel im Bereich von 20° bei der Bestimmung des Azimuthalwinkels berücksichtigt werden muss.

Berechnung des Longitudinalimpulses

Für die Berechnung des Longitudinalimpulses der Rückstoßionen ist lediglich die Kenntnis deren Flugzeit nötig. Dem im Stoß übertragenen longitudinalen Startimpuls kann die longitudinale kinetische Energie $E_{r\parallel} = \frac{p_{r\parallel}^2}{2M_r}$ zugeordnet werden. Das Rückstoßion durchläuft die Beschleunigungsstrecke der Länge a und nimmt dabei die kinetische Energie $q_r U_{ext}$ auf. Dabei steht q_r für den durch den Stoß erzeugten Ionsisationsgrad des Rückstoßions und U_{ext} für die an die Spektrometerplatten angelegte Extraktionsspannung. Anschließend durchläuft das Ion den feldfreien Driftbereich der Länge b und trifft schließlich auf das MCP. Für die gesamte Flugzeit ergibt sich damit:

$$t_{\pm}(E_{\parallel}) = f \cdot \sqrt{M_r} \cdot \left[\frac{2a}{\sqrt{E_{\parallel} + q_r U_{ext}} \pm \sqrt{E_{\parallel}}} + \frac{b}{\sqrt{E_{\parallel} + q_r U_{ext}}} \right] \quad (2.5)$$

mit $f = 719,9 \cdot \frac{\text{ns}}{\text{cm}} \sqrt{\frac{\text{eV}}{\text{amu}}}$.

Dabei beschreibt das „+“-Zeichen Ereignisse, bei denen das Rückstoßion in Richtung des Detektors emittiert wurde, das „-“-Zeichen bezieht sich auf Ereignisse, bei denen das Rückstoßion in die entgegengesetzte Richtung emittiert wurde. Gemäß der Diskussion in Abschnitt 1.1 ist für die in der vorliegenden Arbeit betrachteten Stoßprozesse immer das „+“-Zeichen zu verwenden. Der numerische Faktor f ist gültig, wenn in Gleichung (2.5) Zeiten in ns, Strecken in cm, Energien in eV und Massen in atomaren Masseneinheiten amu angegeben werden.

Zur Bestimmung der Rückstoßimpulse aus der gemessenen Flugzeit ist nun Gleichung (2.5) zu invertieren. Dies ist analytisch nicht möglich. Durch eine Taylorentwicklung der Flugzeit um den Wert $t(E_{r\parallel} = 0)$ kann jedoch näherungsweise ein Ausdruck für $p_{r\parallel}(t)$ gewonnen werden. Da die durch den Stoß übertragene kinetische Energie des Rückstoßions im Bereich einiger meV liegt und somit viel kleiner als die durch das Extraktionsfeld aufgenommene kinetische Energie $q_r U_{ext}$ ist, stellt dies

eine sehr gute Näherung dar:

$$t(p_{r\parallel}) \approx t(p_{r\parallel} = 0) + \left[\frac{dt(E_{r\parallel})}{dE_{r\parallel}} \cdot \frac{dE_{r\parallel}}{dp_{r\parallel}} \right]_{p_{r\parallel}=0} \cdot p_{r\parallel}. \quad (2.6)$$

Mit der Bezeichnung $\Delta t_r = t(E_{r\parallel}) - t(E_{r\parallel} = 0)$ sowie unter Verwendung von Gleichung (2.5) erhält man aus Gleichung (2.6) folgenden einfachen Ausdruck für den longitudinalen Rückstoßimpuls in atomaren Einheiten:

$$p_{r\parallel} = \left(8,039 \times 10^{-3} \frac{\text{cm a.u.}}{\text{eV ns}} \right) \cdot \frac{q_r U_{ext}}{a} \Delta t_r. \quad (2.7)$$

Die Schwierigkeit bei der Berechnung des Rückstoßimpulses besteht nun in der Bestimmung der Flugzeit $t(E_{r\parallel} = 0)$. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Elektreneinfangreaktionen kann die Flugzeit der Rückstoßionen nicht direkt gemessen werden, da die Extraktion des Projektilstrahls aus der EBIT kontinuierlich erfolgt. Es liegt also im Gegensatz zu Experimenten mit einem gepulsten Strahl kein Startsignal für eine Zeitmessung vor. Allerdings werden – wie in Abschnitt 2.1 besprochen – die Projektilionen, die in der Reaktion mindestens ein Targetelektron eingefangen haben, in der Projektilanalyse ebenfalls mit einem MCP-Detektor zeitaufgelöst nachgewiesen. Die Flugzeit der Projektile vom Reaktionsort bis zum Detektor beträgt wenige Nanosekunden, diejenige der Rückstoßionen hingegen mehrere Mikrosekunden. Somit kann der Detektionszeitpunkt der umgeladenen Projektile als Startzeit für die Messung der Flugzeit der Rückstoßionen genutzt werden.

Die Bestimmung des Zeitpunktes $t(E_{r\parallel} = 0)$ aus dieser Flugzeitdifferenz kann nur durch eine zusätzliche, externe Information erfolgen. Im Fall der in dieser Arbeit durchgeführten Messung wurde folgendermaßen vorgegangen: Nach den Gleichungen (1.11) und (2.7) besteht der folgende lineare Zusammenhang zwischen der Flugzeitdifferenz Δt und dem Q-Wert der Reaktion, also der Differenz der Bindungsenergien aller beteiligten Elektronen vor und nach dem Stoß:

$$\frac{Q}{v_p} - \frac{v_p}{2} = \left(8,039 \times 10^{-3} \frac{\text{cm a.u.}}{\text{eV ns}} \right) \cdot \frac{q_r U_{ext}}{a} \Delta t_r. \quad (2.8)$$

Werden nun mehrere Endzustände mit verschiedenen Bindungsenergien besetzt, so führt dies zu einem Flugzeitspektrum, welches mehrere scharfe Maxima aufweist. Können diese Maxima bestimmten Reaktionskanälen mit bekannten Q-Werten zugeordnet werden, erhält man ein Gleichungssystem mit $t(E_{r\parallel} = 0)$ als einziger unbekannter Größe. Das Problem ist demnach gelöst, wenn mindestens zwei der

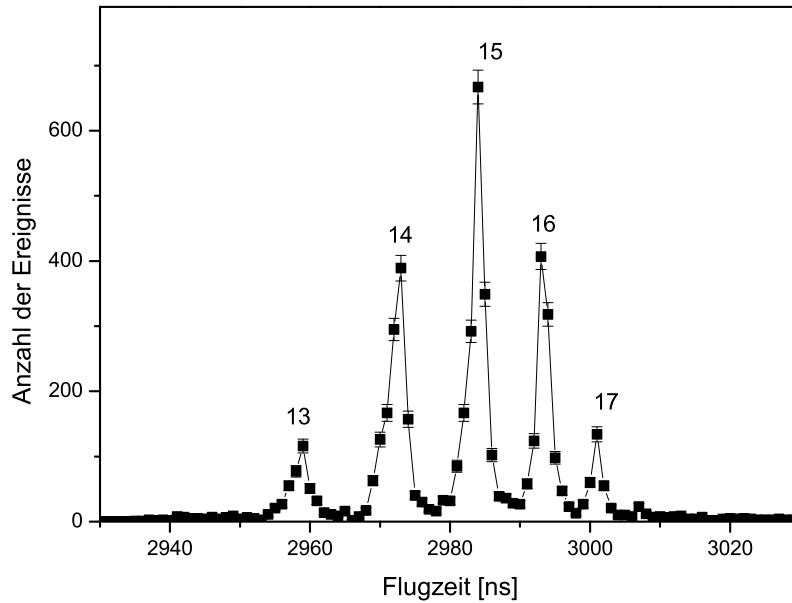


Abbildung 2.6: Flugzeitspektrum für Einfach-Elektroneneinfang im $(Xe^{42+} + He)$ -Stoß.

beobachteten Maxima identifiziert werden können. In Abbildung 2.6 ist das Flugzeitspektrum des Einfach-Elektroneneinfangs im $(Xe^{42+} + He)$ -Stoß, welches in der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messung gewonnen wurde, dargestellt. Die Maxima konnten Einfangprozessen in Bindungszustände des Projektils mit den eingetragenen Hauptquantenzahlen zugeordnet werden.

Berechnung des Transversalimpulses und des Azimuthwinkels

Zur Berechnung der Transversalimpulse der Rückstoßionen ist die Kenntnis der Flugzeit und des Auftreffortes auf dem Detektor notwendig. Aus Symmetriegründen ist die Verwendung von Polarkoordinaten (R, φ) sinnvoll. Der Koordinatenursprung wird auf den Symmetriepunkt der Ortsverteilung, welcher dem Auftreffort eines Rückstoßions mit einem Transversalimpuls $p_{r\perp} = 0$ entspricht, gelegt. In Abbildung 2.7 ist eine typische Ortsverteilung zusammen mit der Wahl der Koordinaten dargestellt.

Da das Extraktionsfeld senkrecht auf dem Transversalimpulsvektor steht, findet in dieser Richtung keine Beschleunigung statt. Unter Vernachlässigung des Magnetfeld-

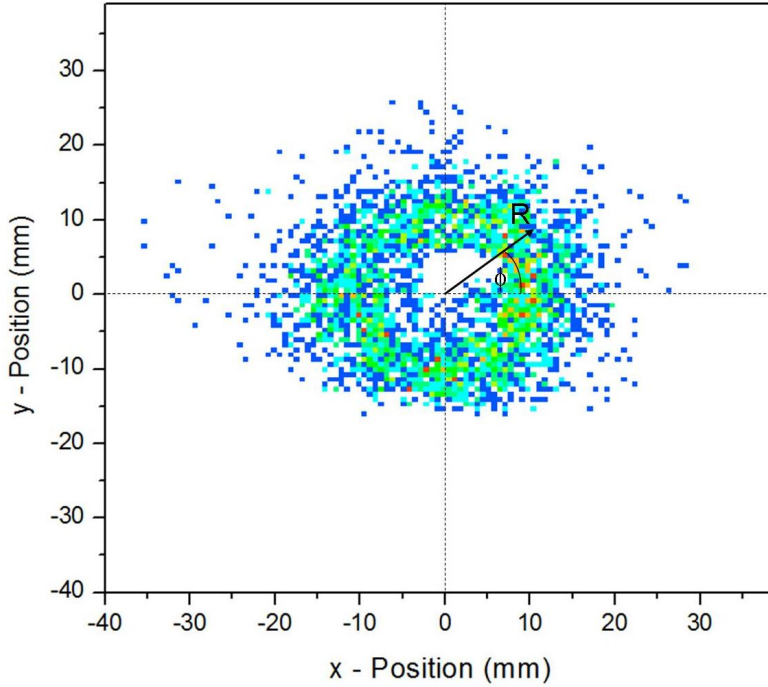


Abbildung 2.7: Ortsverteilung der Rückstöße nach der Korrektur von Linseneffekten. Eingezeichnet sind diejenigen Koordinaten, die zur Berechnung der Impulse notwendig sind.

des ergibt sich daher folgender einfacher Ausdruck für den Auftreffort der Rückstöße:

$$R = \left(1,200 \times 10^{-3} \frac{\text{mm amu}}{\text{ns a.u.}} \right) \cdot \frac{p_{r\perp} \cdot t_r(p_{r\parallel})}{M_r}. \quad (2.9)$$

Da wie oben erwähnt die Flugzeitdifferenz $\Delta t_r(p_{r\parallel})$ verglichen mit der Flugzeit eines Rückstoßions mit verschwindendem longitudinalem Startimpuls sehr klein ist, kann in Gleichung (2.9) näherungsweise

$$t_r(p_{r\parallel} = 0) = \left(719,9 \frac{\text{ns}}{\text{cm}} \sqrt{\frac{\text{eV}}{\text{amu}}} \right) \cdot \sqrt{\frac{M_r}{q_r}} \cdot \frac{(2a + d)}{U_{ext}} \quad (2.10)$$

verwendet werden. Damit ergibt sich für den transversalen Rückstoßimpuls:

$$p_{r\perp} = \left(11,6 \frac{\text{a.u.}}{\sqrt{\text{amu eV}}} \right) \cdot \frac{R}{(2a + d)} \cdot \sqrt{q_r U_{ext} M_r}. \quad (2.11)$$

Der Azimutalwinkel φ kann unter Berücksichtigung des durch das Magnetfeld verursachten Drehwinkels direkt aus dem Auftreffort bestimmt werden (siehe Abbildung 2.7).

2.3.4 Auflösung und Akzeptanz des Spektrometers

Beim Vergleich der mit dem Reaktionsmikroskop gewonnenen experimentellen Daten mit theoretischen Vorhersagen ist zu beachten, dass das Spektrometer ein endliches Auflösungsvermögen sowie eine begrenzte Akzeptanz besitzt. Da das Elektronenspektrometer in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen nicht verwendet wurde, wird an dieser Stelle auf dessen Diskussion verzichtet. Es stellt sich heraus, dass die Akzeptanz des COLTRIM-Spektrometers für hohe Transversalimpulse ein entscheidendes Kriterium für die Durchführbarkeit einer Untersuchung von Einfangreaktionen in Stößen mit sehr hochgeladenen Projektilen darstellt. Durch den im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Detektor konnte dieser Faktor entscheidend verbessert werden.

Die Auflösung des Rückstoßionen-Spektrometers wird im Wesentlichen durch die Targettemperatur sowie durch die Unsicherheit bei der Orts- und Zeitmessung beeinflusst. Unter Ortsmessung wird hier der transversale Abstand des Ionenauffreffortes vom Reaktionspunkt – nach obiger Nomenklatur die Koordinate R – verstanden. Zur Unsicherheit der Ortsmessung tragen dabei die Größe des Reaktionsvolumens, die Ortsauflösung des Detektors sowie Abbildungsfehler des Spektrometers, die durch Inhomogenitäten des Extraktionsfeldes verursacht werden, bei. Die Fehlerquellen in der Zeitmessung sind die Zeitauflösung des Detektors und der Elektronik sowie ebenfalls Inhomogenitäten des Extraktionsfeldes und des radialen Feldes der Projektilanalyse. Für eine Abschätzung der Fehler bei der Bestimmung der Impulskomponenten soll im Folgenden eine totale Unsicherheit in der Bestimmung der Zeit von $\Delta t = 1$ ns und des Ortes von $\Delta R = 1$ mm angenommen werden. Die thermische Impulsbreite beträgt für Helium nach Abschnitt 2.3.1 $\Delta p_{therm\parallel} = 0,36$ a.u. in longitudinaler und $\Delta p_{therm\perp} = 0,09$ a.u. in transversaler Richtung.

Aus diesen Fehlerquellen kann die Unsicherheit bei der Impulsbestimmung mittels Gauß'scher Fehlerfortpflanzung abgeschätzt werden (siehe beispielsweise [Bar89]):

$$\Delta f(x_1, \dots, x_n) = \sqrt{\sum_j \left(\frac{\partial}{\partial x_j} \Delta x_j \right)^2}. \quad (2.12)$$

Dabei bezeichnet x_j eine direkt gemessene Größe, Δx_j deren Messfehler und f die als Funktion dieser Größen zu bestimmende physikalische Messgröße.

Aus den Gleichungen (2.7) und (2.11) ergibt sich somit für die drei Komponenten

Target	U_{ext}	$\Delta p_{therm\parallel}$	$\Delta p_{therm\perp}$	$\Delta p_{r,x}$	$\Delta p_{r,y}$	$\Delta p_{r,z}$
He	200 V	0,36 a.u.	0,09 a.u.	0,75 a.u.	0,83 a.u.	0,17 a.u.
Ne	200 V	0,80 a.u.	0,20 a.u.	1,68 a.u.	1,84 a.u.	0,25 a.u.
Ar	100 V	1,14 a.u.	0,28 a.u.	1,68 a.u.	2,01 a.u.	0,29 a.u.

Tabelle 2.1: Berechnete Auflösung des Spektrometers

des Rückstoßimpulsvektors:

$$\Delta p_{r,x}^2 = \left(\left(11,6 \frac{\text{a.u.}}{\sqrt{\text{amu eV}}} \right) \cdot \frac{\sqrt{q_r U_{ext} M_r}}{(2a + d)} \right)^2 \cdot \Delta R^2 + \Delta p_{therm\perp}^2 \quad (2.13)$$

$$\Delta p_{r,y}^2 = \left(\left(11,6 \frac{\text{a.u.}}{\sqrt{\text{amu eV}}} \right) \cdot \frac{\sqrt{q_r U_{ext} M_r}}{(2a + d)} \right)^2 \cdot \Delta R^2 + \Delta p_{therm\parallel}^2 \quad (2.14)$$

$$\Delta p_{r,z}^2 = \left(\left(8,039 \times 10^{-3} \frac{\text{cm a.u.}}{\text{eV ns}} \right) \cdot \frac{q_r U_{ext}}{a} \right)^2 \cdot \Delta t^2 + \Delta p_{therm\perp}^2 \quad (2.15)$$

Aufgrund der in Abschnitt 2.3.2 diskutierten Flugzeitfokussierung kann in Gleichung (2.15) eine Beeinflussung der Flugzeit durch die Unsicherheit in der Beschleunigungsstrecke a vernachlässigt werden. Die damit berechnete Auflösung der Impulskomponenten für die verwendeten Targetatome ist in Tabelle 2.1 aufgeführt.

Die Akzeptanz des Rückstoßionen-Spektrometers für hohe Transversalimpulse hängt von der Extraktionsspannung ab. Denn nach Gleichung (2.9) gilt für den Abstand R des Auftreffpunktes der Rückstoßionen auf dem Detektor bei konstantem Transversalimpulsübertrag:

$$R \propto \frac{1}{\sqrt{U_{ext}}}. \quad (2.16)$$

Allerdings wird durch eine erhöhte Extraktionsspannung die Flugzeit der Ionen verkürzt, was eine Verschlechterung in der Impulsauflösung zur Folge hat. Nach Gleichung (2.15) wächst der Fehler bei der Auflösung des longitudinalen Rückstoßimpulses sogar linear mit U_{ext} . Im Experiment muss daher zwischen Akzeptanz und Auflösung abgewägt werden. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden Extraktionsspannungen von 100 V für das Argontarget und 200 V für das Helium- bzw. Neontarget verwendet.

Die aktive Fläche des neuen Detektors hat einen Radius von 4 cm. Durch das Extraktionsfeld wird der Schwerpunkt der Ortsverteilung allerdings etwas unter den

Detektormittelpunkt gedrückt, da andernfalls zu viele Ionen durch das zentrale Loch verloren gehen würden. Damit verbleibt in etwa ein effektiver Detektionsradius von 3 cm; für größere Radien wird nur noch der obere Teil des Detektors ausgeleuchtet. Daraus ergibt sich beispielsweise eine Akzeptanz für die Transversalimpulse der He^+ -Ionen von bis zu $p_{r\parallel} \approx 22,4$ a.u.. Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Stoßsysteme stellte sich heraus, dass die Akzeptanz des Rückstoßionendetektors keine Einschränkung mehr für eine hochaufgelöste Untersuchung des Mehrfach-Elektroneneinfangs darstellt (siehe Kapitel 3).

2.4 Aufbau eines neuartigen Ionendetektors

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein neuartiger Rückstoßionendetektor aufgebaut. Seine aktive Fläche besitzt einen Durchmesser von 8 cm im Gegensatz zu einem Durchmesser von 4 cm beim bislang verwendeten Modell. Der zuvor genutzte Detektor war unterhalb der Projektilstrahlachse angebracht. Die Ionen wurden einerseits durch den Impuls des Gasjets und andererseits durch die Wahl eines nach unten weisenden Extraktionsfeldvektors auf den Detektor gelenkt. Aufgrund seiner Größe findet der neue Detektor an dieser Stelle keinen Platz. Er besitzt daher ein zentrales Loch, sodass er symmetrisch um die Projektilstrahlachse angebracht werden und mittig von den Projektilen passiert werden kann. Dadurch ergeben sich zwei Vorteile:

- Zum einen kann nun die Richtung des Extraktionsfeldvektors entlang der Projektilstrahlachse gewählt werden und muss nicht mehr wie bislang nach unten geneigt werden. Bei dieser so genannten „longitudinalen Extraktion“ werden die Inhomogenitäten des Extraktionsfeldes beim Übergang zum Driftbereich minimiert. Somit ist gewährleistet, dass die oben genannte Bedingung für die Flugzeitfokussierung tatsächlich für alle Ionentrajektorien erfüllt ist. Die erreichbare Auflösung ist daher optimal.
- Zum anderen steigt – wie im vorangegangenen Abschnitt ausgeführt – durch die Vergrößerung des Detektors die Akzeptanz für hohe Transversalimpulsüberträge, wie sie bei den in dieser Arbeit betrachteten Einfangprozessen in Stößen mit hochgeladenen Ionen auftreten. So stellte sich in einer Messreihe mit dem Stoßsystem ($Ar^{16+...18+} + He$) heraus, dass der doppelte Elektroneneinfang aufgrund der zu geringen Akzeptanz des zuvor verwendeten Detektors faktisch nicht untersucht werden konnte. In Kapitel 3 wird ausgeführt, dass dieser Bereich nun zugänglich gemacht wurde. Durch den Aufbau des neuen Detektors sind demnach neue interessante Forschungsmöglichkeiten entstanden.

Im Folgenden wird zunächst die Funktionsweise eines MCP-Detektors im Allgemeinen erläutert und anschließend die speziell beim Aufbau des neuen Detektors verwendete Technologie beschrieben. Zuletzt wird die Leistungsfähigkeit des neuen Detektors anhand einer Testmessung mit einem α -Strahler diskutiert.

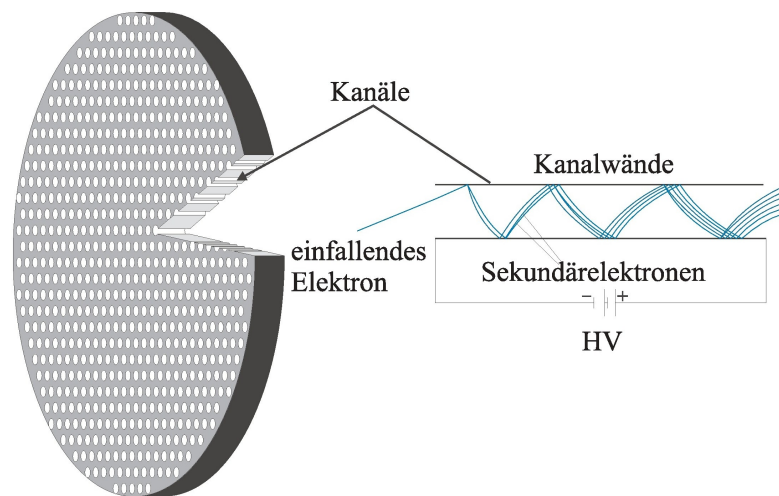


Abbildung 2.8: Funktionsweise der Microchannelplates

2.4.1 Microchannelplate-Detektoren

Das Prinzip eines MCP-Detektors besteht darin, aus einem einfallenden geladenen Teilchen eine Elektronenwolke von etwa 10^6 Teilchen zu erzeugen und anschließend den Schwerpunkt dieser Ladungswolke mit einer geeigneten Anode zu bestimmen.

Microchannelplates sind etwa 1 mm dicke Glasplatten, welche von mikroskopischen, sehr dicht beieinander liegenden Kanälen durchzogen sind. Eine schematische Darstellung zeigt Abbildung 2.8. Bei den im Reaktionsmikroskop verwendeten Modellen beträgt der Kanaldurchmesser $25 \mu\text{m}$ und der Abstand der Mittelpunkte zweier Kanäle $32 \mu\text{m}$. Die Kanalwände bestehen aus einem hochohmigen Material, wogegen die Oberfläche der MCP mit einer niederohmigen Schicht überzogen ist. Eine zwischen die Vorder- und Rückseite der MCP angelegte Hochspannung von typischerweise $1 - 2 \text{ kV}$ fällt dann gleichmäßig über die Länge der Kanalwände ab. Trifft ein geladenes Teilchen eine solche Kanalwand, löst es mehrere Elektronen aus, die ihrerseits durch die angelegte Hochspannung wieder auf die Kanalwand beschleunigt werden. So entsteht eine Lawine von Sekundärelektronen, die auf der Rückseite des hinteren MCP austritt und anschließend durch ein homogenes, orthogonal auf der Oberfläche des MCP stehendes, elektrisches Feld auf die ortsauflösende Anode beschleunigt werden kann. Dabei werden Verstärkungsfaktoren bis zu 10^4 erreicht [Wiz79].

Diese Verstärkung wird in der Regel durch den Einsatz zweier direkt aufeinandergepresster MCP erhöht. Die zwei MCP werden so aufeinander gelegt, dass die etwas gegen die Plattennormale geneigten Kanäle eine V-Struktur bilden. Durch diese so genannte „Chevron-Anordnung“ wird verhindert, dass Restgasatome, die durch die ursprüngliche Ladungswolke ionisiert wurden, eine zweite Elektronenlawine auslösen.

Für die ortsauflösende Anode kommen verschiedene Techniken zum Einsatz, die sich in ihrem Auflösungsvermögen und ihrer Totzeit unterscheiden. In dem in dieser Arbeit verwendeten Reaktionsmikroskop besitzen der Elektronen- und der Projektildetektor eine Delay-Line-Anode, der neu aufgebaute Ionendetektor eine Wedge&Strip-Anode. Die Kernstücke der Delay-Line-Anode sind zwei zueinander orthogonale Wicklungen langer Drähte. Die auftreffende Elektronenwolke verursacht in den Drähten einen Spannungspuls, der sich jeweils zu den Drahtenden ausbreitet. Aus der Laufzeitdifferenz der Signale zu den Enden eines Drahtes kann jeweils eine Koordinate des Entstehungsortes des Spannungspulses rekonstruiert werden.

Der Mechanismus zur Ortsbestimmung mit einer Wedge&Strip-Anode basiert auf einer geeigneten Ladungstrennung der auftreffenden Elektronenwolke. Die Oberfläche der Anode ist in drei voneinander isolierte Elektroden aufgeteilt, welche die Bezeichnungen „Wedge“, „Strip“ und „Mäander“ tragen. In Abbildung 2.9 ist die Geometrie dieser Elektroden schematisch dargestellt. Die Wedge-Elektrode besteht aus einer Aufreihung gleichschenkliger Dreiecke, deren relative Flächenüberdeckung in vertikaler Richtung linear zunimmt, in horizontaler Richtung aber konstant bleibt. Für die Strip-Elektrode, die aus einer horizontalen Abfolge breiter werdender Streifen besteht, verhält sich die Änderung der relativen Flächenüberdeckung gerade umgekehrt. Damit wächst das Verhältnis der auf die Wedge-Elektrode auftreffenden Ladungsmenge Q_W zu der gesamten Ladungsmenge der Elektronenwolke linear in vertikaler Richtung an. Gleiches gilt für die Strip-Elektrode in horizontaler Richtung. Die Position des Schwerpunktes der Ladungsverteilung auf der Anode kann demnach durch die Gleichungen

$$\begin{aligned}x &\propto \frac{Q_S}{Q_S + Q_W + Q_M} \\y &\propto \frac{Q_W}{Q_S + Q_W + Q_M}\end{aligned}\tag{2.17}$$

berechnet werden. Die Mäander-Elektrode dient lediglich der Normierung.

Während sich die erreichbare Ortsauflösung der vorgestellten Detektortypen jeweils

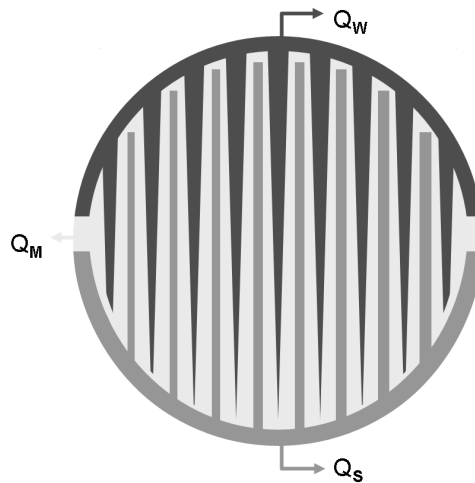


Abbildung 2.9: Geometrie der Wedge&Strip-Anode

im Bereich von etwa $50\ \mu\text{m}$ bewegt, gibt es bei der Dauer der Signalauslese und der damit einhergehenden Totzeiten der Detektoren deutliche Unterschiede. Während die Totzeit bei einer Wedge&Strip-Anode im Bereich von einer Mikrosekunde liegt, werden mit einer Delay-Line-Anode 10 – 20 Nanosekunden für Teilchen, welche am selben Ort der Anode auftreffen, erreicht. Für unterschiedliche Auftrefforte ist sogar der Nachweis gleichzeitig auftreffender Teilchen möglich. Daher werden Delay-Line-Anoden als Multihit-fähig bezeichnet.

2.4.2 Das Design der neuen Anode

Der im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Detektor basiert als MCP-Detektor mit einer Wedge&Strip-Anode auf vielfach bewährten Techniken. Innovativ ist dabei das Design mit zentralem Loch. Interessanterweise sind Delay-Line-Detektoren mit Loch sogar kommerziell erhältlich. Diese Anoden unterscheiden sich jedoch von den oben vorgestellten, da hier drei Wicklungen von Drähten zum Einsatz kommen, die gegeneinander um 60° versetzt sind. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von „Hexanoden“. Diese zeichnen sich im Vergleich zu gewöhnlichen Delay-Line-Anoden durch eine tatsächliche Multihit-Fähigkeit für beliebige Auftrefforte zweier Teilchen aus. Allerdings ist sowohl der Betrieb solcher Hexanoden als auch die Auswertung der damit gewonnenen Daten verglichen mit den gewöhnlichen Anoden deutlich aufwändiger.

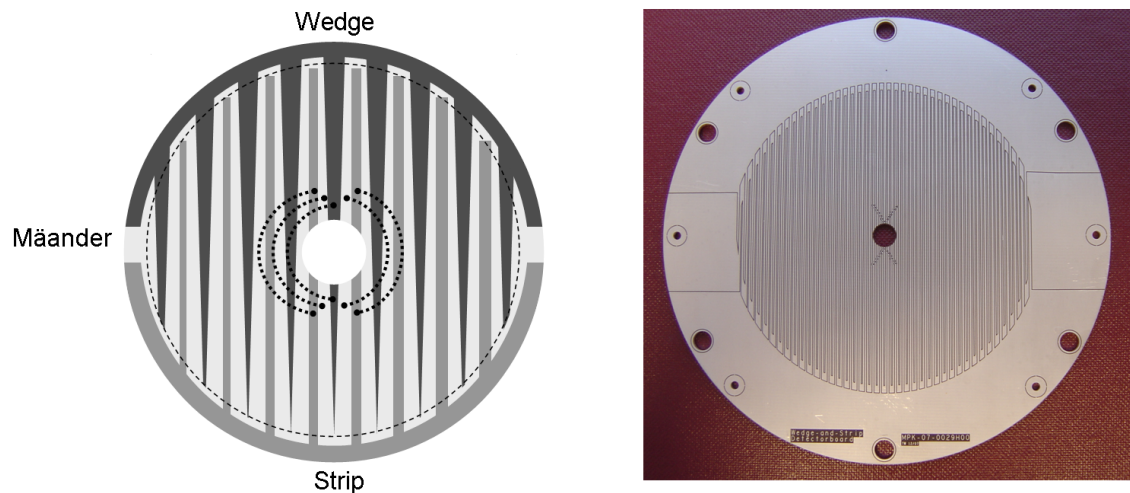


Abbildung 2.10: Die neue Wedge&Strip-Anode. Schematische Darstellung (links) und Photographie (rechts).

Da in Ion-Atom Stößen nur ein Rückstoßion pro Wechselwirkung erzeugt wird und die zu erwartenden Reaktionsraten nicht annähernd den durch die Totzeit einer Wedge&Strip-Anode limitierten Bereich von einem 1 MHz erreichen, kann auf einen Multihit-fähigen Detektor verzichtet werden. Aufgrund der kompakteren Bauweise sowie der deutlich einfacheren Auslese und Handhabung fiel die Wahl auf eine Wedge&Strip-Anode.

Wie bereits angesprochen, finden Wedge&Strip-Anoden mit dem in Abbildung 2.9 dargestellten Design standardmäßig Verwendung. In der vorliegenden Arbeit wurde ein neuartiges Design einer Anode mit zentralem Loch entwickelt. Abbildung 2.10 zeigt neben einem Photo der neuen Anode (rechts) eine schematische Darstellung des Konstruktionsprinzips (links).

Die Anode besitzt jeweils 42 Dreiecke (Wedge) und Streifen (Strip) mit einem Abstand von 2 mm. Die Breite der Streifen wächst linear von $300\ \mu\text{m}$ (links) auf $800\ \mu\text{m}$ (rechts) an. Das mittlere und damit längste Dreieck – eigentlich müsste man von einem Trapez sprechen, da die Spitze der Dreiecke abgeschnitten ist – wächst ebenfalls von $300\ \mu\text{m}$ (unten) auf $800\ \mu\text{m}$ (oben) an. Die aktive Fläche der Anode, welche in der schematischen Darstellung gestrichelt eingezeichnet ist, hat einen Durchmesser von 8,0 cm. Das zentrale Loch hat, wie das der verwendeten MCP, einen Durchmesser von 6,2 mm.

Offenbar werden durch das Loch Teile der Elektroden abgetrennt. Diese werden auf der Rückseite der Platine wieder miteinander verbunden (in Abbildung 2.10 gepunktet dargestellt). Bei den auf dem Photo erkennbaren, dreieckförmig auf das Loch weisenden Punkte, handelt es sich um Bohrungen durch die Platine, durch die eine Verbindung zwischen den Leiterbahnen auf deren Rückseite der Platine und den Elektroden auf deren Vorderseite hergestellt wird.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass ein grundsätzlicher Konflikt zwischen der Größe einer Wedge&Strip-Anode und deren Auflösungsvermögen besteht. Letzteres ist durch den Gradienten der relativen Flächenüberdeckung der Elektroden bestimmt. Nun kann bei einer Vergrößerung der Anode dieser Gradient nur bedingt aufrecht erhalten werden, da die Periodenlänge, also der Abstand zweier Streifen bzw. Dreiecke, durch folgende Tatsache beschränkt ist: Für eine stetige Bestimmung des Schwerpunktes der auftreffenden Elektronenwolke muss gewährleistet sein, dass diese mehrere Segmente der Elektroden überdeckt. Fällt die Halbwertsbreite der auftreffenden Elektronenverteilung unter die Periodenlänge der Elektroden, so treten periodische Störungen bei der Ortsbestimmung auf [MJL81]. In Abschnitt 2.4.4 wird diskutiert, welche Auswirkung dieses Problem auf die Leistung des neuen Detektors hat.

2.4.3 Der Aufbau des Detektors

In diesem Abschnitt werden die Besonderheiten des Aufbaus des neuen Detektors, welche sich durch das zentrale Loch ergeben, diskutiert. Wie in Abschnitt 2.4.1 ausgeführt, wird für den Betrieb eines MCP-Detektors eine Hochspannung im Bereich von 1 – 2 kV zwischen der Vorderseite des ersten und der Rückseite des zweiten MCP angelegt. Die dadurch im Bereich des Lochs der MCP entstehenden, stark inhomogenen Felder würden eine Passage des Projektilstrahls nicht zulassen. Um einen feldfreien Driftbereich für die Projektionen durch den Detektor zu gewährleisten, wird in das Loch des Detektors ein Edelstahlröhrchen in Strahlrichtung eingepasst.

In Abbildung 2.11 ist der komplette Aufbau des Detektors dargestellt. Die beiden MCP werden durch Kontaktringe aufeinandergepresst. Zwischen MCP und Anode befindet sich ein 10 mm langer Driftbereich, in dem die Aufweitung der austretenden Elektronenwolke erfolgt. Ein weiterer Ring zwischen MCP und Anode sorgt einerseits für eine Abschirmung von Störfeldern, welche die Elektronentrajektorien

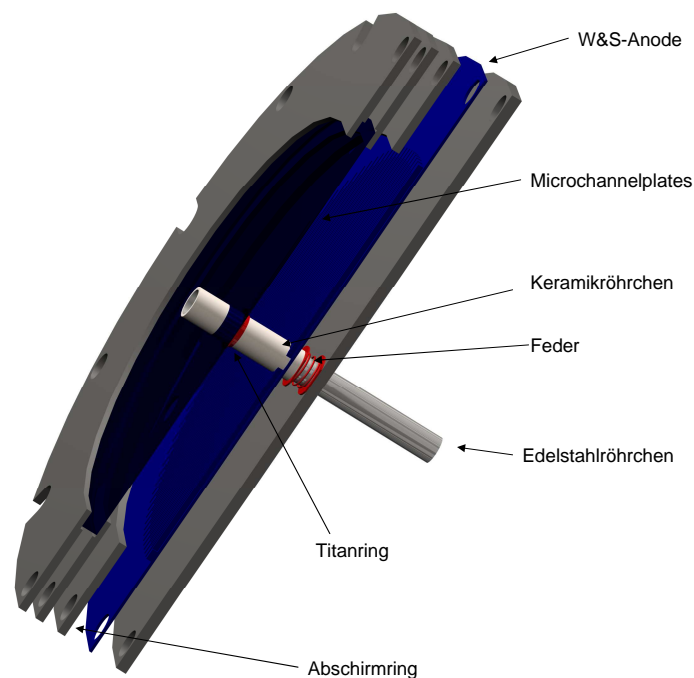


Abbildung 2.11: Aufbau des kompletten Detektors

beeinflussen und so Abbildungsfehler verursachen können. Andererseits wird er genutzt, um die Trajektorien der austretenden Elektronen etwas zur Detektormitte hin zu lenken. Da der Durchmesser der aktiven Fläche der Anode mit 8,0 cm genau so groß ist wie derjenige der MCP, würde anderenfalls ein Teil der Elektronen, welche durch das Auftreffen eines Ions am Rand des Detektors erzeugt werden, neben dem aktiven Bereich der Anode auftreffen. Da dort jeweils nur noch eine der Elektroden vorliegt, würden Verzerrungen des Ortsbildes an den Rändern verursacht. Im Betrieb hat sich bewährt, für die Rückseite des MCP und den Abschirmring das gleiche Potential zu wählen und die Anode dagegen um 200 V zu versetzen. Hinter der Anode befindet sich eine ebenfalls kontaktierbare Edelstahlplatte.

Der komplette Detektor ist auf eine fest mit der Driftröhre verbundene Grundplatte montiert, welche in der Mitte eine kreisförmige Öffnung mit einem Durchmesser von 8,4 cm besitzt. Um einen zu hohen Druck auf die empfindlichen MCP zu vermeiden, ist der Detektor nicht fest mit der Grundplatte verschraubt, sondern über Sprengringe federnd gehalten. Ein engmaschiges Edelstahlnetz auf der Vorderseite

der Grundplatte verhindert einen Durchgriff der Hochspannung von circa -2 kV auf der Vorderseite des MCP in den sich anschließenden Driftbereich. So entsteht ein homogenes elektrisches Feld zwischen besagtem Netz und dem MCP, welches die Rückstoßionen auf eine kinetische Energie beschleunigt, die für das Auslösen einer Elektronenlawine in einem Kanal des MCP ausreicht.

Um die Strahlachse ist ein dünnwandiges Edelstahlröhrchen mit einem Innendurchmesser von $4,6\text{ mm}$ angebracht. Um eine elektrische Verbindung zwischen den unter Hochspannung stehenden Bestandteilen des Detektors zu vermeiden, wurde das Edelstahlröhrchen im Bereich zwischen dem angesprochenen Edelmetallnetz und der Anode in ein Keramikröhrchen mit einem Außendurchmesser von 6 mm eingepasst.

Das Edelstahlröhrchen ist mit der Platte, die sich hinter der Anode befindet, leitend verbunden. Um elektrische Felder innerhalb der Driftröhren des Spektrometers zu vermeiden, kann das Röhrchen so auf Driftröhrenpotential gelegt werden. Durch das Röhrchen wird nun allerdings der Driftbereich zwischen MCP und Anode gestört. In der Nähe des Röhrchens treten starke Inhomogenitäten des elektrischen Feldes auf. Es ist also im zentralen Bereich mit Abbildungsfehlern zu rechnen. Tatsächlich konnte beispielsweise eine Abhängigkeit des effektiven Lochdurchmessers im Ortsspektrum von der Spannungsdifferenz zwischen MCP und Anode beobachtet werden.

Durch eine einfache Konstruktion konnte dieses Problem gelöst werden: Die Oberfläche der Keramik wurde mit einer dünnen Graphitschicht überzogen. Direkt hinter dem MCP wurde ein kleiner Titanring auf die Keramikoberfläche gelötet. Eine Feder, welche sich zwischen der Endplatte des Detektors und dem Ende des Keramikröhrchens befindet, drückt dieses nun in Richtung des MCP. Somit wird der Titanring gleichmäßig gegen die Rückseite des MCP gepresst, wodurch ein elektrischer Kontakt entsteht. Das Ende der Keramik ist über die Feder mit der Endplatte kontaktiert. Durch die gleichmäßige Widerstandsschicht auf der Keramikoberfläche ist das MCP mit der Endplatte über einen Gesamtwiderstand von $1\text{ M}\Omega$, welcher gleichmäßig über die Länge des Röhrchens abfällt, verbunden. Im Betrieb wird nun die Endplatte auf Anodenpotential gelegt. Die Beschleunigungsspannung zwischen MCP und Anode fällt also gleichmäßig über die Widerstandsschicht der Keramikoberfläche ab. Dadurch kann die Störung des Driftbereichs durch das Röhrchen minimiert werden.

2.4.4 Testmessung

Um die Abbildungseigenschaften des Detektors zu überprüfen, wurden Testmessungen mit einer ^{241}Am -Quelle, welche α -Strahlung mit einer kinetischen Energie im MeV-Bereich emittiert, durchgeführt. Die ^{241}Am -Quelle wurde in einer Entfernung von etwa 20 cm vor den Detektor platziert. In den Strahlengang wurde eine Lochmaske gestellt. Das dabei erzeugte Ortsspektrum, welches unter geeigneter Wahl von Verstärkungsfaktoren für die gemessenen Ladungsmengen Q_W , Q_S und Q_M nach dem Algorithmus (2.17) berechnet wurde, ist in Abbildung 2.12 dargestellt. Hierbei wurde die Driftröhre, das Edelstahlröhrchen und die Anode geerdet, die MCP wurden mit einer Spannung von -2 kV vorne und -200 V hinten betrieben. Der Abschirmring befand sich ebenfalls auf -200 V .

Bis auf eine leichte Nichtlinearität in der x -Koordinate, welche in der weiteren Datenverarbeitung korrigiert werden kann, stellt das Spektrum ein unverzerrtes Abbild der Lochmaske dar. Tatsächlich konnte der durch das Röhrchen verursachte tote Bereich des Detektors auf einen Durchmesser von etwa 10 mm reduziert werden, was dem realen inaktiven Bereich der MCP entspricht. Der in Abschnitt 2.4.3 angesprochene Effekt einer von der Beschleunigungsspannung der Elektronen abhängigen, effektiven Vergrößerung des toten Bereichs aufgrund der Aufladung des Keramikröhrchens konnte demnach durch die Graphitbeschichtung beseitigt werden.

Auffallend ist allerdings die ausgeprägte Streifenstruktur des Ortsspektrums. In Abschnitt 2.4.2 wurde erläutert, dass solche periodischen Störungen von einer im Vergleich zur Periodenlänge der Elektrodenstruktur der Anode zu geringen Aufweitung der Elektronenwolke im Driftbereich herrühren können. Gegen diese Argumentation spricht jedoch, dass die gleiche Streifenstruktur auch noch bei einer sehr kleinen Beschleunigungsspannung im Driftbereich der Elektronen von 20 V zu beobachten war. Ein weiterer Mechanismus, welcher zu einer solchen Streifenstruktur führen könnte, ist eine elektrostatische Aufladung der Isolatorbahnen, welche die Elektroden der Anode voneinander trennen.

Bei den bislang im Hause verwendeten Wedge&Strip-Anoden wurde dieser Effekt nicht beobachtet. Deren Design unterscheidet sich allerdings stark von demjenigen der neuen Anode. Die herkömmlichen Anoden werden auf der Rückseite mit einer gleichmäßigen Germaniumschicht versehen und anschließend „falsch“ herum in den Detektor eingebaut. Dadurch trifft die Elektronenwolke auf die Germaniumschicht und fließt aufgrund deren hohem elektrischen Widerstand relativ langsam nach au-

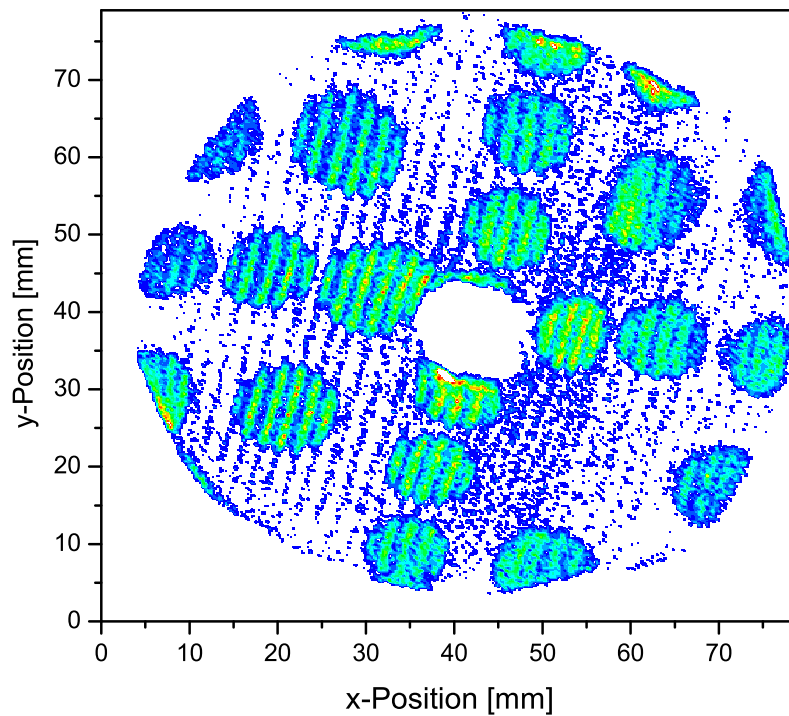


Abbildung 2.12: Abbildung der Lochmaske auf den neuen Ionendetektor.

ßen ab. Diese auseinanderlaufende Flächenladungsdichte induziert eine Spiegelladung in den Elektroden der Anode. Somit wird sowohl die gewünschte Aufweitung der Ladungsverteilung der Elektronen erreicht, als auch eine elektrostatische Aufladung der Isolatorbahnen der Anode vermieden.

Für die neue Anode ist dieses Vorgehen allerdings nicht möglich, da hier die Rückseite der Platine dazu genutzt wird, die durch das Loch abgetrennten Bereiche der Elektroden wieder miteinander zu verbinden. Zu Testzwecken wurde eine Kaptonfolie manuell mit Graphit beschichtet und vor der Anode in den Detektor eingebaut. Tatsächlich war die Streifenstruktur dadurch nicht mehr beobachtbar. Da manuell keine perfekt homogene Graphitschicht aufgetragen werden konnte, traten starke Verzerrungen des Ortsspektrums auf. Ferner sorgte die Aufweitung der Elektronenverteilung in den inaktiven Bereich der Anode für weitere Abbildungsfehler. Diese Probleme können jedoch durch eine professionell mit Germanium beschichtete Glasplatte behoben werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine solche allerdings noch nicht angefertigt.

Die im Übergangsbereich von den bestrahlten zu den durch die Maske abgeschirm-

2.4 Aufbau eines neuartigen Ionendetektors

ten Bereichen des Ortsspektrums auftretende Kante ist durch die Ortsauflösung des Detektors aufgeweicht. Damit konnte eine Abschätzung des Auflösungsvermögens des Detektors von etwa 0,5 mm gewonnen werden. Dieser Wert ist zwar weniger gut als derjenige der bislang verwendeten Wegde&Strip-Detektoren, reicht aber dennoch aus, um alle relevanten Strukturen aufzulösen.

2.5 Aufbau einer Test-Ionenquelle

Wie oben diskutiert, kann durch die Heidelberger EBIT ein Strahl sehr hochgeladener Ionen mit Strömen von typischerweise wenigen pA für Messungen zur Verfügung gestellt werden. Daraus resultieren in der Regel Reaktionsraten von $R < 1\text{Hz}$. Da zahlreiche Experimente an der EBIT durchgeführt werden, steht dieser Strahl nur eine begrenzte Zeit zur Verfügung. Es ist daher für das Gelingen einer Strahlzeit notwendig, von Beginn an ein funktionierendes und gut eingestelltes Reaktionsmikroskop zur Verfügung zu haben. Um dies zu gewährleisten, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Test-Ionenquelle aufgebaut, wodurch das Reaktionsmikroskop schon vor der eigentlichen Strahlzeit unter Realbedingungen getestet werden kann.

Dabei wurde die bewährte Technologie einer Penning-Ionenquelle verwendet, welche einen Strahl niedrig geladener Ionen mit einer Stromstärke in der Größenordnung von einem mA erzeugt. Die Quelle ist einfach handhabbar und läuft über Stunden stabil. Da derartige Quellen im Hause als Ionenversorgung der Beschleunigeranlage zum Einsatz kommen, konnte eine bereits vorhandene Quelle verwendet werden. Die Integration in die EBIT-beamline stellte eine große Herausforderung dar, da auf engem Raum ein differentielles Pumpsystem konstruiert werden musste, um das dort vorherrschende sehr gute Vakuum im 10^{-10} mbar-Bereich nicht zu gefährden. Ferner wurde die komplexe Hochspannungs- und Stromversorgung aufgebaut.

In diesem Kapitel wird zunächst das Arbeitsprinzip einer Penning-Ionenquelle ausführlich diskutiert. Es folgt eine Beschreibung der Realisierung des Pumpsystems sowie der Hochspannungsversorgung. Anschließend werden die relevanten Betriebsparameter und Spannungen vorgestellt.

2.5.1 Funktionsweise der Penning-Ionenquelle

Der Ionisationsmechanismus einer Penning-Ionenquelle ist eine durch ein Magnetfeld unterstützte Gasentladung, die so genannte „Penning-Entladung“. Ist das dazu notwendige Plasma einmal gezündet, werden durch Ionenbombardement einer Kaltkathode Elektronen produziert. Diese werden dann durch die Überlagerung eines starken elektrischen Potentialgradienten mit einem axialen Magnetfeld auf Spiralbahnen in die Plasmaregion beschleunigt und sorgen so für eine effektive Ionisation des Arbeitsgases. Im Gegensatz zu einer gewöhnlichen Gasentladung, wie sie beispielsweise

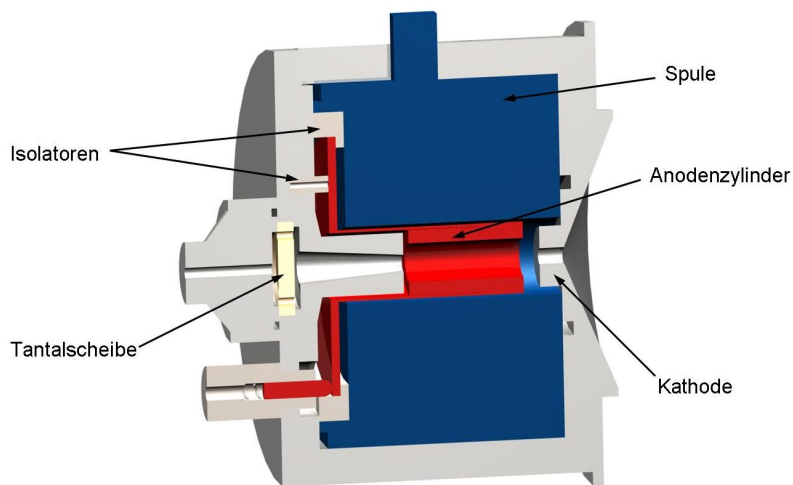


Abbildung 2.13: Aufbau der Penning-Ionenquelle

in Neonröhren zum Einsatz kommt, zündet das Plasma dieser Penning-Entladung schon bei Arbeitsdrücken im Bereich von 10^{-5} mbar. Damit kann die Quelle über ein differentielles Pumpsystem in das Ultrahochvakuum (UHV) der EBIT-beamline integriert werden.

In Abbildung 2.13 ist der Aufbau der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Quelle dargestellt. Der rot eingezeichnete Anodenzyylinder ist gegen das Gehäuse elektrisch isoliert und kann so auf eine positive Hochspannung gebracht werden. Dadurch entsteht ein im Inneren des Zylinders nahezu konstantes Potential, welches zu beiden Seiten hin rasch abfällt. Werden im Inneren Ionen produziert, so werden diese je nach Entstehungsort in Extraktionsrichtung oder in die entgegengesetzte Richtung beschleunigt. Entgegen der Extraktionsrichtung durchlaufen die Ionen einen konisch auseinanderlaufenden Driftbereich, der durch eine Tantalscheibe (gelb dargestellt) begrenzt ist. Der so aufgeweitete Strahl trifft großflächig auf dieses Sputter-Material und produziert dabei freie Elektronen. Diese werden nun durch das angelegte Potential wieder in Richtung des Anodenzyinders beschleunigt.

Die blau dargestellte Spule erzeugt ein homogenes axiales Magnetfeld, welches die Elektronen auf Spiralbahnen zwingt. Ähnlich wie bei der EBIT entsteht also ein fokussierter, hochenergetischer Elektronenstrahl, welcher für eine weitere Ionisation des Arbeitsgases sorgt. Allerdings liegt bei der Penning-Ionenquelle keine Falle für die produzierten Ionen vor. Diese werden schnell aus dem Plasma herausbeschleunigt, weshalb hauptsächlich einfach geladene Ionen produziert werden. Mit

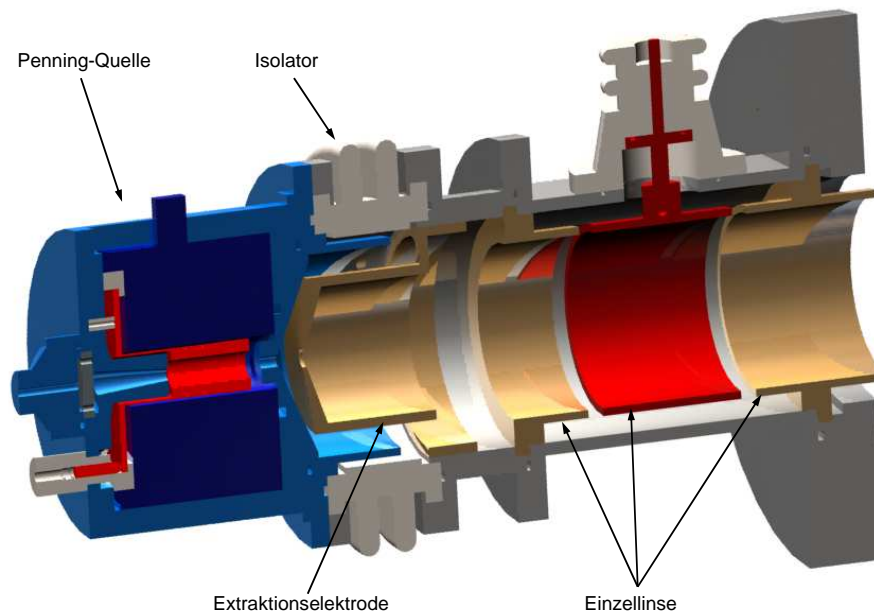


Abbildung 2.14: Die Extraktion des Ionenstrahls. Das hellblau dargestellte Gehäuse der Penning-Ionenquelle kann gegen das Gehäuse der Einzellinse auf eine Hochspannung gelegt werden.

geringerer Ausbeute können zudem noch mehrfach geladene Ionen im μA -Bereich erzeugt werden (siehe [BB74]).

Mit dem bislang beschriebenen Aufbau kann ein Strahl niedrig geladener Ionen mit einer kinetischen Energie, welche durch das Potential des Anodenzylinders festgelegt ist, erzeugt werden. Für den Betrieb der Quelle günstige Anodenspannungen liegen – wie in Abschnitt 2.5.4 diskutiert – im Bereich von 1 – 1,5 kV. Bei dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Aufbau kann die komplette Quelle auf eine Hochspannung von bis zu 20 kV gegen Erde gelegt werden. Diese Hochspannung fällt über den in Abbildung 2.14 weiß dargestellten Isolator gegen das auf Erdpotential liegende Gehäuse der sich anschließenden Einzellinse ab. Die goldfarbene eingezeichnete Extraktionselektrode ist nur wenige Millimeter vom Gehäuse der Ionenquelle entfernt. Zwischen dem Zentrum des Anodenzylinders und der Extraktionselektrode liegt also zur Beschleunigung der Ionen eine Potentialdifferenz von maximal 21,5 kV. Hinter der Extraktionselektrode befindet sich eine Einzellinse. Diese besteht aus einer Anordnung von drei Hohlzylindern, wobei der mittlere Zylinder (rot) auf eine Hoch-

spannung gegen die geerdeten äußeren Zylinder (goldfarben) gelegt werden kann. Bei geeigneter Wahl dieser Spannung wird damit eine Fokussierung des Ionenstrahls erreicht. Details zur Extraktion werden ebenfalls in Abschnitt 2.5.4 diskutiert.

2.5.2 Das differentielle Pumpsystem

Wie bereits erwähnt, beträgt der Arbeitsdruck der Penning-Ionenquelle 10^{-5} mbar. In der kompletten EBIT-beamline liegt dagegen ein sehr gutes UHV im Bereich von 10^{-10} mbar vor, um die Wechselwirkungsrate der hochgeladenen Ionen mit dem Restgas klein zu halten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Realisierung dieser Vakua ein differentielles Pumpsystem aufgebaut. Zwischen der Kammer mit dem Arbeitsdruck der Quelle und dem Schaltmagneten befindet sich eine separat gepumpte Kammer, welche jeweils durch ein Röhrchen zur Strahlpassage mit der benachbarten Kammer verbunden ist.

In Abbildung 2.15 ist der realisierte Aufbau dargestellt. Links befindet sich die Penning-Ionenquelle, gefolgt von einer Einzellinse zur Fokussierung des extrahierten Strahls (Details zur Extraktion werden in Abschnitt 2.5.4 diskutiert). Über einen ebenfalls neu konstruierten Adapter wird die Quelle mit einem modifizierten Standard CF100-Kreuz verbunden.

In dieses Kreuz wurden zwei Edelstahlplatten eingeschweißt. Die aus Sicht der Ionenquelle erste Platte ist in einem Winkel von 45° zur Horizontalen genau in die Mitte des Kreuzes eingepasst. Die Form dieser Platte entspricht einer Ellipse. Die zweite Platte befindet sich am Ende des Kreuzes und ist vertikal ausgerichtet. Beide Platten haben ein Loch mit einem Durchmesser von einigen Zentimetern in der Mitte. Der rechte Flansch des Kreuzes ist über ein Ventil mit dem Schaltmagnet verbunden.

Auf die eingeschweißten Platten wurde jeweils ein Edelstahlröhrchen mit einem Innendurchmesser von 5 mm in Strahlrichtung montiert. Die Röhrchen befinden sich auf scheibenförmigen Halterungen, welche gegen die eingeschweißten Platten elektrisch isoliert sind. Um die Röhrchen exakt auf die Strahlachse zu justieren, wurde die Verbindung der Röhrchen mit dem Kreuz so konstruiert, dass die Röhrchen in jeder Raumrichtung um kleine Winkel geneigt und um einige Millimeter verschoben werden können. Dies ist notwendig, da beim Einschweißen der Platten Verzerrungen aufgrund der großen Temperaturen auftreten, wodurch eine exakte Ausrichtung der

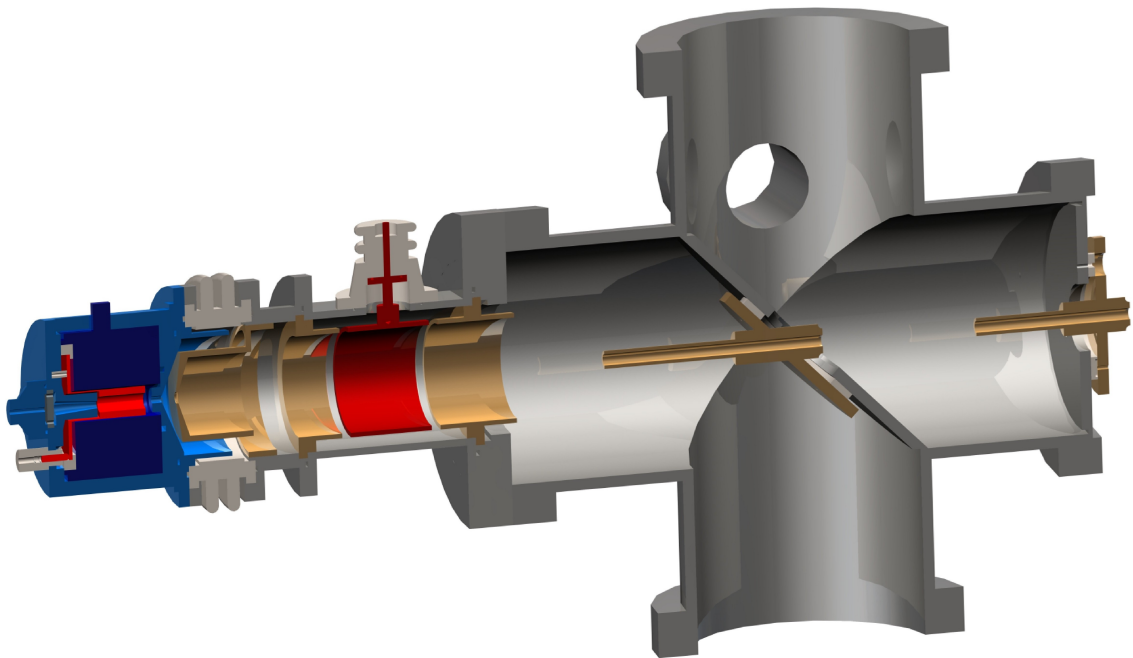


Abbildung 2.15: Aufbau des differentiellen Pumpsystems

Platten nicht gewährleistet werden kann. Über eine zusätzlich in das Kreuz eingebaute elektrische Durchführung können die Röhrrchen von außen kontaktiert werden. So kann einerseits der auf die Röhrrchen treffende Ionenstrom gemessen und damit der Strahl diagnostiziert werden und andererseits können die Röhrrchen selbst auf eine Spannung gegen das Gehäuse gelegt werden. In Abschnitt 2.5.4 wird gezeigt, dass Letzteres zur Fokussierung des Strahls genutzt werden kann.

Der linke und der untere Arm des Kreuzes bilden zusammen mit der Ionenquelle und der Einzellinse eine Kammer, welche lediglich durch ein 10 cm langes Röhrrchen mit der zweiten Kammer, die aus dem oberen und rechten Arm des Kreuzes besteht, verbunden ist. Diese zweite Kammer wiederum ist lediglich durch ein 7 cm langes Röhrrchen mit dem Schaltmagneten verbunden. Zwischen den so getrennten Kammern kann je nach Pumpleistung eine Druckdifferenz von mehreren Größenordnungen aufrecht erhalten werden.

Für die Ionenquelle kommt folgendes Pumpsystem zum Einsatz: Eine Membran-Vorpumpe erzeugt für beide Kammern ein gemeinsames Vorvakuum im Bereich von 0,5 mbar unter Gaslast. Das Hochvakuum der ersten Kammer wird durch eine 250-Liter Turbomolekularpumpe, das Ultrahochvakuum der zweiten Kammer durch die

Reihenschaltung einer 70-Liter und einer 250-Liter Turbomolekularpumpe erzeugt. Beim Betrieb der Penning-Ionenquelle wird die Gaszufuhr so geregelt, dass in der ersten Kammer ein Arbeitsdruck von 1×10^{-5} mbar herrscht. Daraus resultiert dann ein Druck von 5×10^{-7} mbar in der zweiten Kammer und von 7×10^{-9} mbar im Schaltmagnet. Das Vakuum der EBIT-beamline kann demnach durch den Betrieb der Ionenquelle nicht aufrecht erhalten werden. Die verursachte Störung ist allerdings gering und der ursprüngliche Druck von 10^{-10} mbar wird nach dem Abschalten der Quelle schnell wieder erreicht.

2.5.3 Spannungsversorgung

Wie bereits in Abschnitt 2.5.1 erwähnt, kann die komplette Penning-Ionenquelle auf eine Hochspannung von bis zu 20 kV gelegt werden und so die kinetische Energie des extrahierten Strahls je nach Anforderung variiert werden. Für den Betrieb der Quelle muss zum einen eine Hochspannung von 1–1,5 kV zwischen dem Gehäuse der Quelle und dem Anodenzylinder und zum anderen ein Magnetfeld zur Bündelung des Elektronenstrahls bereitgestellt werden. Die dazu verwendete Spule ist an einem Ende mit dem Gehäuse verbunden. Der Spulenstrom von typischerweise 2 A fließt also über das Gehäuse ab.

Würde die Spule bei einer Extraktionsspannung von 20 kV über ein Netzgerät betrieben, welches sich auf Erdpotential befindet, wäre hierfür eine Ausgangsleistung von 40 kW nötig. Da dies einen undenkbar hohen Aufwand darstellt, werden die zum Betrieb der Quelle benötigten Netzgeräte zusammen mit der Ionenquelle auf das Extraktionspotential gelegt.

Die zur Versorgung dieser Geräte benötigte Netzspannung wird durch einen Trenntransformator bereitgestellt. Ein Trenntransformator ist ein gewöhnlicher Transformator mit galvanischer Trennung zwischen den Wicklungen, der die Netzspannung im Verhältnis 1:1 auf die Sekundärwicklung überträgt. Soll – wie für die Ionenquelle benötigt – eine DC Hochspannung zwischen den Wicklungen angelegt werden, ist eine besondere Isolation, eine so genannte Schutztrennung, vonnöten.

In Abbildung 2.16 ist der verwendete Schaltplan schematisch dargestellt. Das Hochspannungs- und das Hochstromnetzgerät, die die Anodenspannung bzw. den Spulenstrom liefern, befinden sich auf einer Plattform, die durch ein weiteres Hochspannungsnetzgerät auf Extraktionspotential gelegt wird. Der eine Anschluß der Sekun-

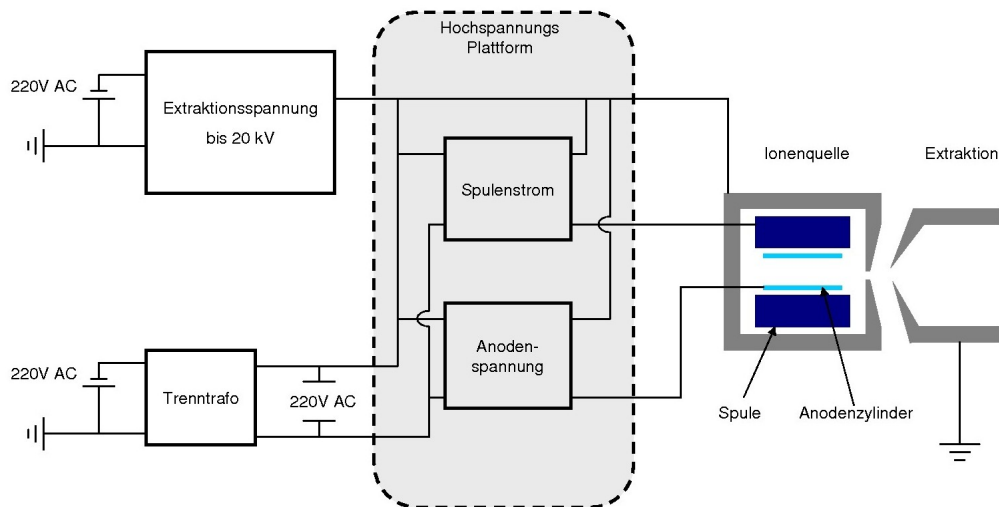


Abbildung 2.16: Schaltplan der Hochspannungsversorgung der Ionenquelle

därseite des Trenntransformators wird ebenfalls mit dem Hochspannungsausgang des Extraktionsspannungsnetzgerätes verbunden, während der andere Anschluß, der die hochtransformierte 230 V AC Spannung trägt, mit dem Netzeingang der beiden Netzgeräte verbunden wird. Das Gehäuse der Quelle wird ebenfalls direkt mit der Hochspannungsplattform kontaktiert. Jeweils die Phase der hochgelegten Netzgeräte wird mit dem Anodenzyylinder bzw. einem Spulenende verbunden. Sowohl der Anodenstrom als auch der Spulenstrom fließen über das Gehäuse der Quelle ab.

In der praktischen Umsetzung besteht die Hochspannungsplattform aus zwei Aluminiumplatten, welche durch vier Stangen miteinander verbunden sind. Die hochgelegten Netzgeräte werden zwischen den Platten fest eingeklemmt. Die Kanten der Platten sind abgerundet um Überschläge aufgrund zu hoher elektrischer Felder an scharfen Kanten zu vermeiden. Die Plattform ist auf den Trenntransformator geschraubt, der somit zusätzlich als isolierender Sockel dient. Dieser Aufbau befindet sich in einem speziell angefertigten Rack, welches unterhalb der Ionenquelle genau in den zur Verfügung stehenden Raum eingepasst wurde. Da eine Berührung der unter Spannung stehenden Teile lebensgefährlich ist, sind sie durch einen Aluminiumkäfig abgeschirmt. Die Regler der Geräte werden durch Plexiglasstangen, welche aus dem Käfig herausragen, verlängert. Dadurch ist eine Manipulation der Spannungen während des Betriebs möglich. Das Extraktionsspannungsnetzgerät sowie ein weiteres Netzgerät, welches die schon angesprochene Einzellinse versorgt, sind direkt unterhalb des Käfigs in das Rack montiert.

2.5.4 Betrieb

Die Penning-Ionenquelle besitzt mehrere einstellbare Betriebsparameter. Dazu gehören der Arbeitsgasfluss F , die Anodenspannung U_A und die Magnetfeldstärke B , welche proportional zum Spulenstrom I_S ist. Je nach gewählter Einstellung dieser Parameter ändert sich der erreichte totale Ionenstrom $I_{i,tot}$. Eine detaillierte Untersuchung dieser Abhängigkeiten für eine ähnlich konstruierte Penning-Ionenquelle findet sich in [BB74].

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebaute Quelle soll der Justage des Reaktionsmikroskops dienen. Ein stabiler, verschleißarmer Betriebsmodus ist daher erwünscht, weshalb die Quelle in der Regel unter Minimalleistung betrieben wird. Die Maximierung des Ionenstroms $I_{i,tot}$ ist nicht nötig, da die erreichten Ströme ohnehin in jedem Fall mehr als ausreichend sind.

Ferner ist die Einstellmöglichkeit der Anodenspannung und des Spulenstroms dadurch begrenzt, dass keine Kühlung der Quelle erfolgt. Bei einem dauerhaften Betrieb mit Spulenströmen $I_S > 2$ A und Anodenströmen $I_A > 1$ mA würde die Quelle zu sehr aufgeheizt und dadurch beschädigt. Außerdem verursachen höhere Ionenströme eine erhöhte Sputterrate der Tantalkathode, welche dadurch schnell abgetragen werden kann. Zwar wird deren Lebensdauer durch die Aufweitung des Ionenstrahls, die durch die konisch auseinanderlaufende Form der Gegenkathode verursacht wird (siehe Abbildung 2.13), erhöht. Die Tantalkathode stellt aber dennoch das am schnellsten verschleißende Bauteil dar [BBW80].

Bei der Inbetriebnahme der Quelle wird folgendermaßen vorgegangen: Zunächst wird der Gasfluss so eingestellt, dass ein Arbeitsdruck in der Quelle von etwa 10^{-5} mbar vorliegt. Dann wird die Anodenspannung auf $U_A = 1,5$ kV eingestellt. Anschließend wird das Magnetfeld langsam hochgefahren, bis das Plasma zündet. Dies geht mit einem raschen Anstieg des Anodenstroms einher. Der Anodenstrom wird durch Manipulation des Gasflusses und des Spulenstroms im Bereich von $1,5 - 2$ A auf einen stabilen Wert von etwa $I_A = 1$ mA geregelt. Ein stabiler Wert ist dann erreicht, wenn sich der Anodenstrom durch kleine Variationen dieser Parameter nicht mehr ändert.

Extraktion des Ionenstrahls

Für die Extraktion des Ionenstrahls aus der Penning-Ionenquelle ist der Einsatz der oben beschriebenen Einzellinse essentiell. Wird diese nicht verwendet, so trifft ein Großteil des Strahls auf das erste Röhrrchen der differentiellen Pumpstufe.

Die Einzellinse besteht aus drei Hohlzylindern. Während die beiden äußeren Zylinder über das Gehäuse geerdet sind, kann der mittlere Zylinder kontaktiert werden. Über den verwendeten Isolator kann eine Spannung von bis zu etwa 30 kV angelegt werden. Dadurch entsteht ein Potentialverlauf, der eine fokussierende Wirkung auf den Ionenstrahl hat. Die Einzellinse kann dabei in einem abbremsenden oder einem beschleunigenden Modus betrieben werden. Für einen Ionenstrahl bedeutet dies das Anlegen einer positiven bzw. negativen Hochspannung. Generell kann festgestellt werden, dass der effektivere Mechanismus durch den abbremsenden Modus gegeben ist. Er geht allerdings im Bereich der höchsten Feldstärken mit einer stärkeren Defokussierung als der beschleunigende Modus einher.

Die Wirkung einer Einzellinse ist mit der Wirkung einer konvexen Sammellinse in der geometrischen Strahlenoptik vergleichbar. Achsnahe, parallele Ionentrajektorien werden in einem Brennpunkt fokussiert, dessen Abstand vom Linsenzentrum als Brennweite f bezeichnet wird. Anders als in der geometrischen Optik ist dieser nicht durch die Geometrie der Linse bestimmt, sondern kann durch Variation der Hochspannung verändert werden.

Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Aufbau wird die Einzellinse im abbremsenden Modus betrieben. Mit der Simulationssoftware SIMION wurden der Potentialverlauf der Ionenquelle und der Einzellinse sowie darauf basierend die Ionentrajektorien berechnet. Der Simulation liegen die exakten Maße der verwendeten Quelle zugrunde. Ferner wurden für den Betrieb der Quelle typische Werte von $U_{ext} = 10$ kV und $U_A = 1,5$ kV verwendet, woraus eine Strahlenergie von $11,5$ keV/ q folgt.

Zur Berechnung der Ionentrajektorien wurden per Zufallsgenerator He^+ Ionen im Inneren des Anodenzylinders mit geringer kinetischer Energie im meV-Bereich und zufälligem Anfangsimpulsvektor erzeugt. Für die mittlere Elektrode der Einzellinse wurde ein mit 10,6 kV ziemlich hohes Potential gewählt, was eine Brennweite von etwa 8 cm zur Folge hat. In Abbildung 2.17 ist das Resultat dieser Simulation im Bereich um die Einzellinse dargestellt. Im zentralen Bereich der Einzellinse bildet sich ein Sattelpunkt aus. Durchläuft ein Ion dieses Sattelpotential nicht mittig, so

2.5 Aufbau einer Test-Ionenquelle

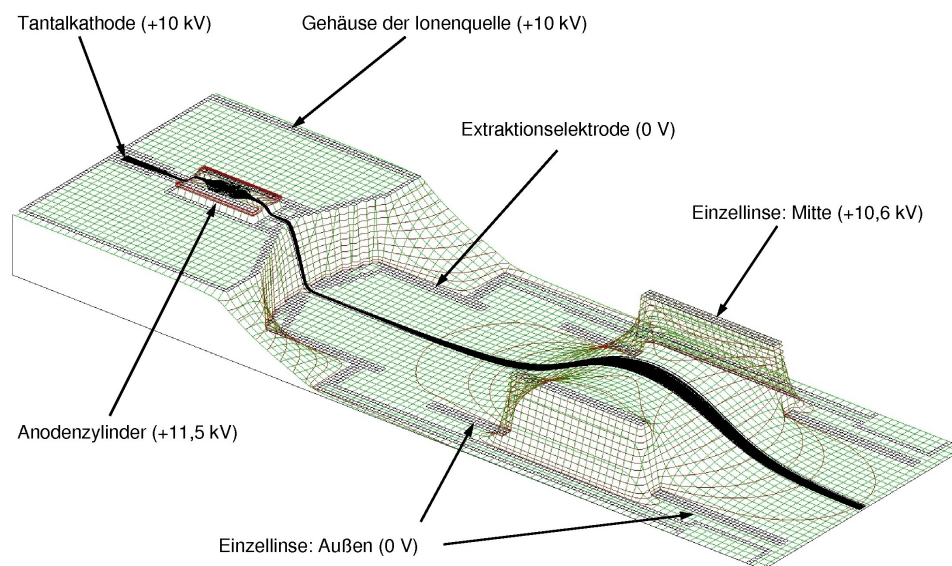


Abbildung 2.17: Potentialverlauf der Einzellinse im abbremsenden Modus

erfährt es eine zur Strahlachse hin weisende Kraft. Die Simulation zeigt deutlich eine fokussierende Wirkung.

Es stellt sich heraus, dass durch die oben genannten Einstellungen – insbesondere durch die sehr kurze Brennweite der Einzellinse – die höchsten Ströme auf den in Abschnitt 2.1 erwähnten Schlitzen hinter dem Schaltmagnet bzw. direkt vor dem Reaktionsmikroskop gemessen werden können. Offenbar kann nur in diesem Fall ein großer Anteil des produzierten Ionenstroms das erste Röhrrchen der differentiellen Druckstufe passieren.

In Abbildung 2.18 ist das Ergebnis einer Simulation unter Berücksichtigung der beiden Röhrrchen der differentiellen Druckstufe dargestellt. Man erkennt deutlich den scharfen Fokus des Ionenstrahls direkt am Eintrittspunkt in das erste Röhrrchen. Zudem wird deutlich, dass der Ionenstrahl hinter diesem Röhrrchen wieder stark divergiert. An dieser Stelle wird ein grundsätzliches Problem des verwendeten Aufbaus augenfällig: Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, besitzt die EBIT-beamline kein Fokussierelement. Ein divergenter Strahl kann lediglich durch den Einsatz der Schlitze unter hohen Stromverlusten kollimiert werden. Es wäre daher sinnvoll, den Fokus der Einzellinse auf den etwa 6 m entfernten Reaktionspunkt im Reaktionsmikroskop zu legen. Allerdings befindet sich wenige Zentimeter hinter der Quelle ein schmales Röhrrchen; ein solches Vorgehen ist daher nicht möglich.

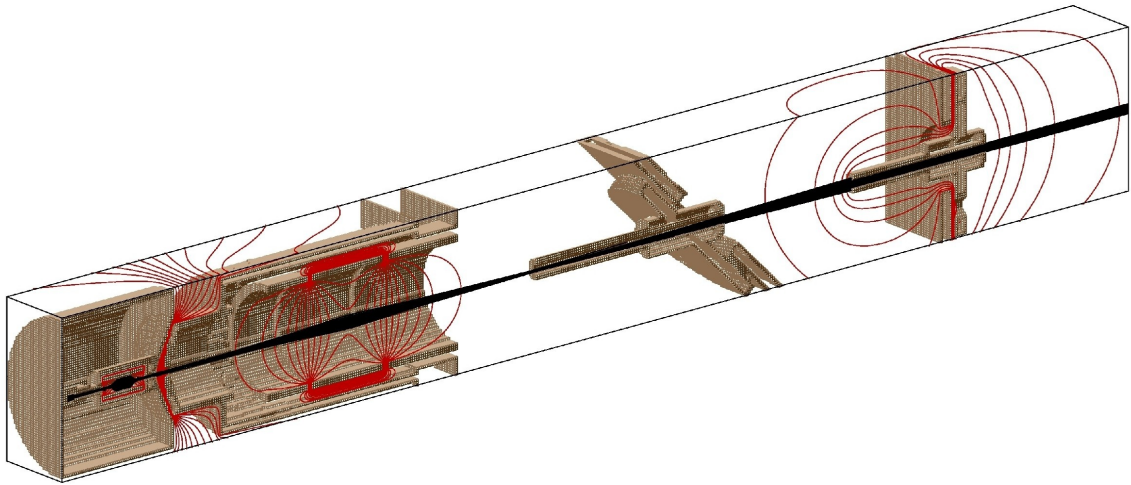


Abbildung 2.18: Simulation des Strahlengangs durch die Einzellinse und die Röhren des differentiellen Pumpsystems.

Die dargestellte Simulation zeigt, dass dieses Problem prinzipiell durch die Möglichkeit, die Röhren selbst auf eine Hochspannung zu legen und so den Ionenstrahl nachzufokussieren, gelöst werden kann. Durch die Wahl einer Spannung von -3 kV an dem zweiten Röhren tritt aus diesem in der Simulation ein paralleler Strahl aus. Hier ist der beschleunigende Modus dem abbremsenden vorzuziehen, um eine Aufweitung des Strahls am Röhreneingang und die damit einhergehenden Verluste zu vermeiden. In der Praxis stellte sich der gewünschte Effekt jedoch nicht ein. Die wahrscheinlichste Ursache hierfür ist, dass das zweite Röhren nicht perfekt auf die Strahlachse justiert ist. Die dadurch entstehenden asymmetrischen Feldverläufe lenken einen Großteil des Strahls auf die Röhrenwand.

Kapitel 3

Experimentelle Ergebnisse

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine detaillierte Vermessung des Elektroneneinfangs in Stößen 42-fach geladenen Xenon-Ionen mit verschiedenen atomaren Targets durchgeführt. Neben dem dominanten Einfach-Elektroneneinfang konnte dabei jeweils mit hoher Wahrscheinlichkeit Mehrfach-Einfang beobachtet werden. Es wurde bereits in Abschnitt 1.3 ausgeführt, dass die theoretische Beschreibung des Einfach-Elektroneneinfangs im Rahmen der Methode der gekoppelten Kanäle sehr gute Ergebnisse liefert. Allerdings wächst der numerische Aufwand bei Stößen mit sehr hochgeladenen Ionen stark an. Durch einen Vergleich der in diesem Kapitel vorgestellten Daten mit derartigen Rechnungen könnten die Grenzen dieser Theorien ausgelotet werden.

Von noch größerem Interesse ist jedoch der Mehrfach-Elektroneneinfang, da durch eine hochaufgelöste Vermessung eines solchen expliziten Mehr-Elektronen Prozesses tiefe Einblicke in die zugrunde liegende korrelierte Quantendynamik gewonnen werden können. Von theoretischer Seite ist eine Beschreibung des Mehrfach-Einfangs bislang nur in der Näherung voneinander unabhängiger Elektronen möglich. Daher besteht von experimenteller Seite das Ziel, mögliche Abweichungen von diesen Theorien aufgrund von Elektronen-Korrelationseffekten aufzuzeigen. Des Weiteren bieten Mehrfach-Einfangreaktionen die Möglichkeit, die Abregungsprozesse der im Endzustand vorliegenden, mehrfach angeregten „hohlen Atome“ zustandsselektiv zu untersuchen.

Im Folgenden wird der im Rahmen dieser Arbeit gewonnene umfangreiche Datensatz zum Einfach- und Mehrfach-Elektroneneinfang vorgestellt. Die experimentellen Daten werden mit den Vorhersagen des in Abschnitt 1.2 diskutierten klassischen

Over-Barrier-Modells verglichen. Ein Vergleich mit Rechnungen der in Abschnitt 1.3 vorgestellten Quantentheorie steht allerdings noch aus.

3.1 Untersuchte Stoßsysteme und beobachtete Reaktionskanäle

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Reihe von Messungen an dem in Abschnitt 2.1 vorgestellten experimentellen Aufbau durchgeführt. Dabei wurde ein Strahl von isotonenreinen $^{129}\text{Xe}^{42+}$ Ionen aus der EBIT extrahiert und über ein Extraktionspotential von 10 kV auf eine Projektilgeschwindigkeit von $v_p = 0,36$ a.u. beschleunigt. Da dies einer extrem hohen Störung von $\eta = q/v_p = 118$ a.u. entspricht, konnte in allen untersuchten Reaktionen mit großer Wahrscheinlichkeit Mehrfach-Elektroneneinfang beobachtet werden. Während der Projektilstrahl über die gesamte Strahlzeit unverändert blieb, wurden die Edelgase Helium, Neon und Argon als Target verwendet.

In Abbildung 3.1 sind die Rückstoßionen-Flugzeitspektren der untersuchten Stoßsysteme dargestellt. Laut Gleichung (2.10) gilt für die Rückstoßionenflugzeit $t_r \propto \sqrt{m/q}$. Die Linien entsprechen also – wie in den Spektren markiert – dem Einfang von bis zu zwei, fünf und sieben Elektronen für das Helium-, Neon- bzw. Argontarget. Die Extraktionsspannung betrug für die Messungen mit Helium und Neon 200 V und für die Messungen mit Argon 100 V. In den Neon- und Argon-Spektren ist jeweils ein breiter Peak zu erkennen, welcher von der Ionisation von Wassermolekülen des Restgases herrührt. Da diese Prozesse nicht auf das durch den Gasjet und den Projektilstrahl definierte Reaktionsvolumen beschränkt sind, ist der Flugzeitpeak aufgeweitet. Da das verwendete Neon in der natürlichen Isotopenverteilung vorliegt, beobachtet man jeweils neben den zu ^{20}Ne gehörenden Hauptlinien eine weitere Linie aufgrund des ^{22}Ne Anteils von etwa 9%.

Wie bereits erwähnt, ist der Endzustand eines solchen Mehrfach-Einfangprozesses nicht stabil, da sich die Elektronen in hoch angeregten Zuständen des Projektils befinden. Die Relaxation erfolgt durch das Aussenden von Photonen sowie durch Autoionisationsprozesse. Da die Halbwertszeit der angeregten Zustände sehr kurz ist, finden diese Autoionisationsprozesse in unmittelbarer Nähe des Reaktionsortes statt. Somit ist der Umladungsgrad der Projektile beim Erreichen des Projektilanalyse-

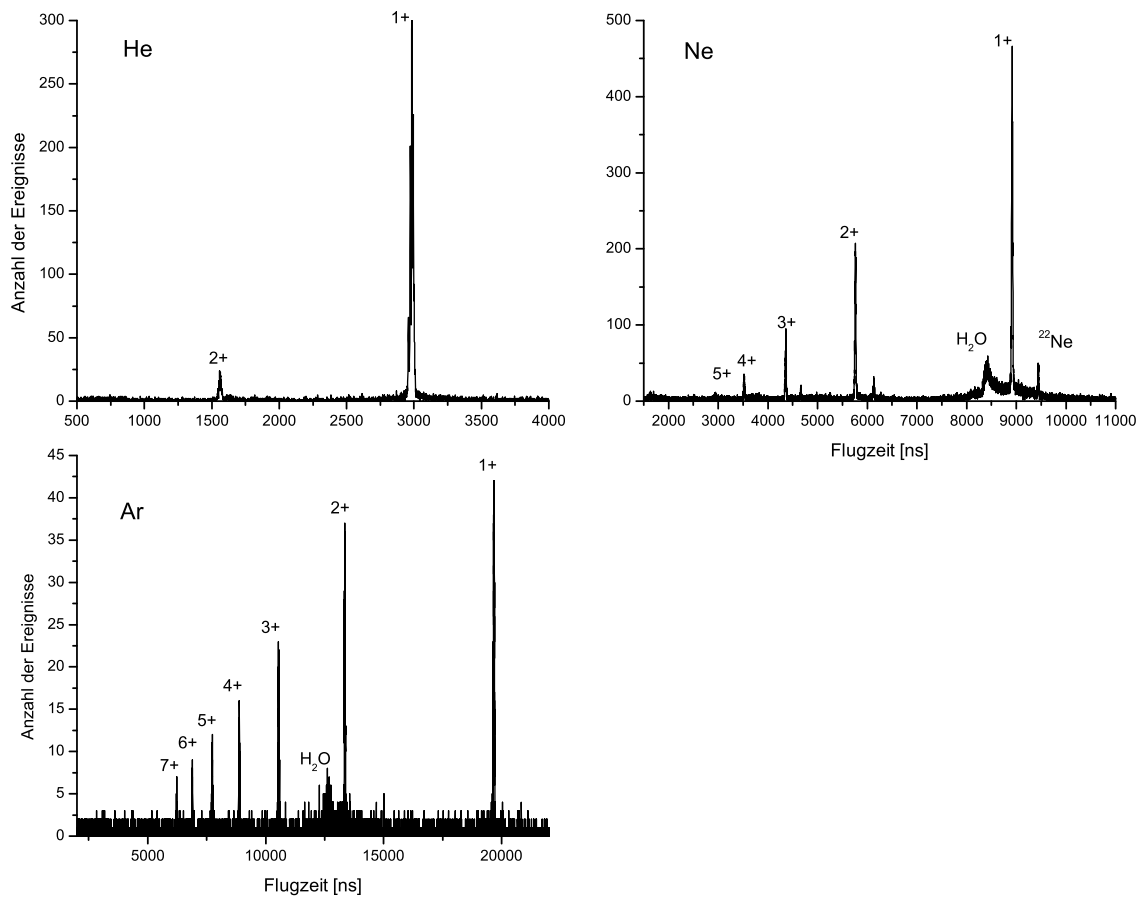


Abbildung 3.1: Rückstoßionen-Flugzeitspektren der untersuchten Stoßsysteme. Die Linien entsprechen dem Einfang von bis zu zwei, fünf bzw. sieben Elektronen.

Spektrometers um die Anzahl der emittierten Elektronen reduziert.

Durch das radiale elektrische Feld des in Abschnitt 2.1 beschriebenen Zylinderplattenkondensators konnten die ungeladenen Xe^{41+} , Xe^{40+} und Xe^{39+} Ionen räumlich getrennt auf den Projektildetektor abgebildet werden. Das Ortsspektrum der Projektile weist daher drei in horizontaler Richtung voneinander separierte Streifen auf.

In Abbildung 3.2 ist die Anzahl der Ereignisse als Funktion der Rückstoßionen-Flugzeit und der horizontalen Koordinate des Ortsspektrums der Projektile für das Neontarget dargestellt. Man erkennt drei horizontal orientierte, breite Streifen, welche den unterschiedlichen Auftrefforten der einfach, zweifach bzw. dreifach umgeladenen Projektile auf dem Detektor entsprechen. Die vertikalen, schmalen Streifen

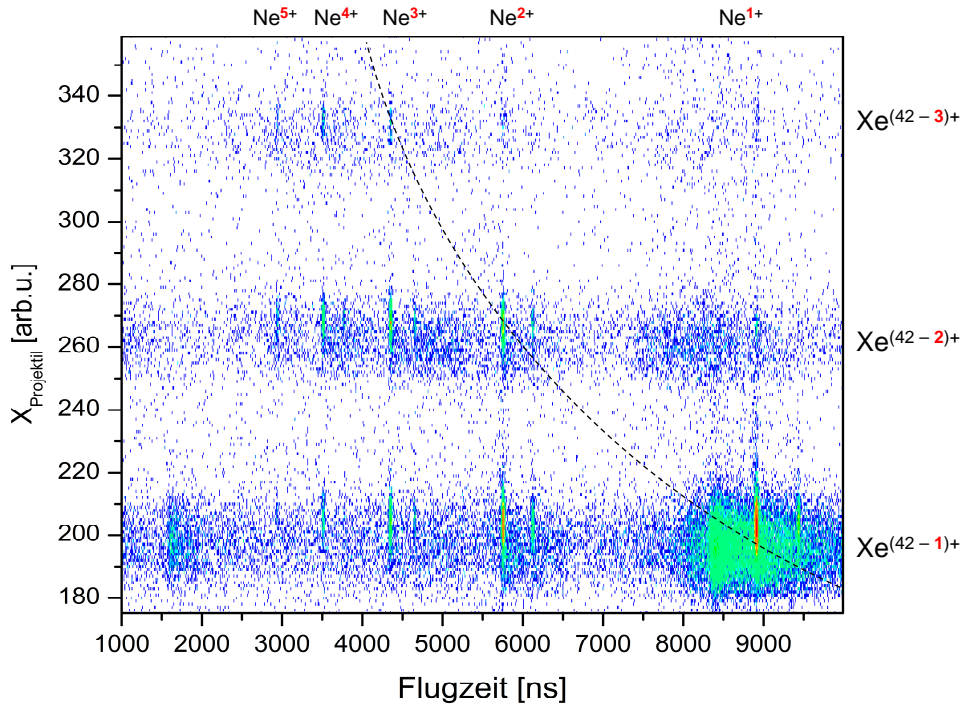


Abbildung 3.2: Anzahl der Ereignisse als Funktion der Rückstoßionen-Flugzeit und der horizontalen Koordinate des Ortsspektrums der Projektile für das Neontarget. Die vertikalen Linien spiegeln den Ladungszustand der Rückstoßionen wider. Die horizontalen Streifen entsprechen dem Umladungsgrad des Projektils.

stellen den Ionisationsgrad der Rückstoßionen dar. Entlang der gestrichelten Linie befinden sich Ereignisse, bei denen sich das angeregte Projektil radiativ stabilisiert hat. Die Maxima unterhalb dieser Linie entsprechen Mehrfach-Einfangprozessen, bei denen sich das Projektil über Autoionisation stabilisiert hat. Die Maxima oberhalb der Linie stellen offenbar „unphysikalische“ Zustände dar – wie beispielsweise ein zweifach umgeladenes Projektil, das aber nur ein Elektron eingefangen hat. Diese Zustände können denjenigen Ereignissen zugeordnet werden, bei denen ein bereits durch das Restgas umgeladenes Projektil einen weiteren Einfangprozess beim Stoß mit dem Neontarget durchläuft. Der breite Fleck in der rechten unteren Ecke des Histogramms entspricht den Einfangprozessen der Wassermoleküle des Restgases. Ferner ist rechts neben den Hauptlinien jeweils eine weitere Linie zu sehen, die von der bereits angesprochenen natürlichen Isotopenverteilung des Neontargets herrührt.

	He^{2+}	Ne^{2+}	Ne^{3+}	Ne^{4+}	Ar^{2+}	Ar^{3+}	Ar^{4+}	Ar^{5+}
Xe^{41+}	79	75	47	32	80	40	31	25
Xe^{40+}	21	25	48	54	20	56	58	56
Xe^{39+}	-	-	5	15	-	4	11	19

Tabelle 3.1: Experimentell abgeschätzte Besetzungswahrscheinlichkeit der Projektil-ladungszustände in Prozent.

Auffällig ist hierbei, dass die Relaxation der nach dem Mehrfach-Einfang angeregten Projektile über Autionisationsprozesse dominant ist. Durch die Anzahl der Ereignisse, welche sich in den jeweiligen Streifen des dargestellten Histogramms befinden, kann eine Abschätzung der Besetzungswahrscheinlichkeiten der unterschiedlichen Reaktionskanäle gewonnen werden. In Tabelle 3.1 sind die gemessenen Gewichtungen dieser Abregungskanäle aufgeführt. Da sich allerdings die Akzeptanz des Detektors für die verschiedenen Kanäle unterscheidet und zudem keine Korrektur des in Abbildung 3.2 erkennbaren Untergrunds durchgeführt wurde, können diese Werte nur als grobe Abschätzung der Besetzungswahrscheinlichkeiten verstanden werden.

3.2 Einfach-Elektroneneinfang

Der Einfach-Elektroneneinfang ist bei den in dieser Arbeit untersuchten Stoßsystemen der dominante Reaktionskanal. Wird in den oben gezeigten Flugzeitspektren (Abbildung 3.1) die Linie der einfach geladenen Rückstoßionen im Detail untersucht, so stellt sich diese als aus mehreren Maxima zusammengesetzt heraus. Aufgrund des nach Gleichung (2.8) bestehenden linearen Zusammenhangs zwischen der Flugzeit der Rückstoßionen und dem Q-Wert der Reaktion entsprechen diese Maxima dem Einfang in Zustände mit unterschiedlicher Bindungsenergie.

Gemäß der Diskussion in Abschnitt 1.2 findet der Elektroneneinfang in hoch angeregte Zustände des Projektils statt. Da in diesem Fall die Abschirmung der Kernladung durch die Rumpfelektronen sehr effektiv ist, kann das Projektil in guter Näherung als nackter, 42-fach geladener Kern behandelt werden. Für die Analyse der Flugzeitspektren wird das System aus eingefangenen Elektron und Projektilrumpf daher näherungsweise durch die Rydberg-Formel beschrieben, die bekanntermaßen eine Abhängigkeit der Bindungsenergie von den Drehimpulsquantenzahlen des elek-

3.2 Einfach-Elektroneneinfang

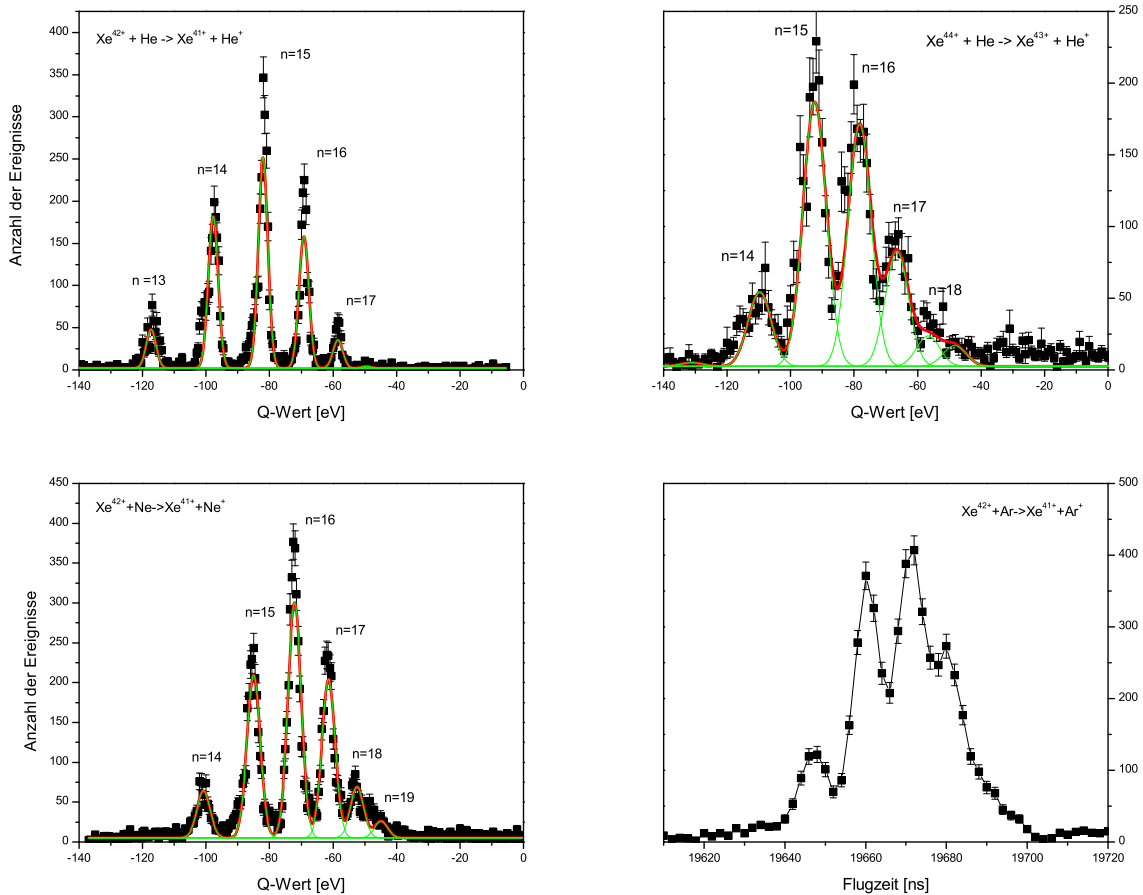


Abbildung 3.3: Q-Wert Spektren des Einfach-Elektroneneinfangs für die untersuchten Stoßsysteme. Die Maxima entsprechen Zuständen mit unterschiedlicher Hauptquantenzahl n . Das Spektrum des $(Xe^{44+} + He)$ -Stoßsystems stammt aus einer Messung mit dem alten Detektor.

tronischen Zustandes vernachlässigt. Die einzelnen Maxima der Flugzeitspektren des Einfach-Elektroneneinfangs entsprechen demnach Zuständen mit unterschiedlicher Hauptquantenzahl n . Eine Identifikation der beobachteten Linien ist auf diese Weise problemlos möglich. Infolgedessen kann eine Eichung der Flugzeitspektren und anschließend die Berechnung der zugehörigen Q-Werte nach Gleichung (2.8) durchgeführt werden. In Abbildung 3.3 sind die so gewonnenen Q-Wert Spektren für Helium (a) und Neon (c) dargestellt. Da die Auswertung der Argon-Daten bisher noch nicht durchgeführt wurde, kann lediglich das ungeeichte Flugzeitspektrum (d) gezeigt werden.

An die Q-Wert Spektren wurde jeweils eine Schar von Gauß-Kurven gleicher Breite

	ΔQ_{exp}	$\Delta p_{ ,exp}$	$\Delta p_{ ,theo}$
He	3,6 eV	0,37 a.u.	0,17 a.u.
Ne	4,9 eV	0,50 a.u.	0,25 a.u.
Ar	≈ 5 eV	0,51 a.u.	0,29 a.u.

Tabelle 3.2: Experimentell bestimmte sowie theoretisch erwartete Auflösung.

gefittet, deren Schwerpunkt auf den mit der Rydberg-Formel berechneten Wert festgelegt wurde. Aus der durch den Fit bestimmten Standardabweichung der Gauß-Kurven kann eine Abschätzung der experimentellen Auflösung des longitudinalen Impulsübertrags gewonnen werden. In Tabelle 3.2 sind diese Werte zusammen mit den nach Abschnitt 2.3.4 erwarteten Werten aufgelistet. Aufgrund der geringeren Jettemperatur ist die experimentelle Auflösung für Helium besser als für Neon und Argon. Auffällig ist, dass die experimentell bestimmte Auflösung deutlich schlechter als die theoretisch erwartete ist. Der theoretischen Abschätzung liegt ein Fehler in der Flugzeitauflösung von einer Nanosekunde zugrunde. Da mit diesem Wert in ähnlichen Experimenten gute Übereinstimmungen erzielt wurden, ist anzunehmen, dass die Ursache für die Abweichung an anderer Stelle zu suchen ist. Folgende bislang nicht berücksichtigte Faktoren könnten diese Abweichung erklären:

- Die Restwelligkeit der verwendeten Netzgeräte verursacht Schwankungen des elektrischen Extraktionsfeldes. Falls das Gerät nicht optimal arbeitet, hat dies einen erheblichen Einfluss auf die erreichbare Auflösung.
- Auch mit dem neuen Detektor wurde keine exakt longitudinale Extraktion gewählt. Um nicht zu viele Ionen im zentralen Loch des Detektors zu verlieren, wurde der Extraktionsfeldvektor etwas nach unten geneigt. Dadurch entstehen Inhomogenitäten des Extraktionsfeldes im Bereich des Übergangs zum Driftbereich. Infolgedessen wird sowohl die Ionenflugzeit selbst, als auch die Bedingung für die in Abschnitt 2.3.2 genannte Flugzeitfokussierung von der Ionentrajektorie abhängig und so die Auflösung verschlechtert.
- Der zur Bestimmung der experimentellen Auflösung durchgeführte Fit basiert auf der Rydberg-Formel. Insbesondere im Q-Wert Spektrum von Helium fällt allerdings auf, dass dieses Modell zu einfach ist. Die Maxima weisen auf der linken Flanke eine Schulter auf, welche sehr wahrscheinlich von Zuständen mit unterschiedlichen Drehimpulsquantenzahlen herrühren.

3.2 Einfach-Elektroneneinfang

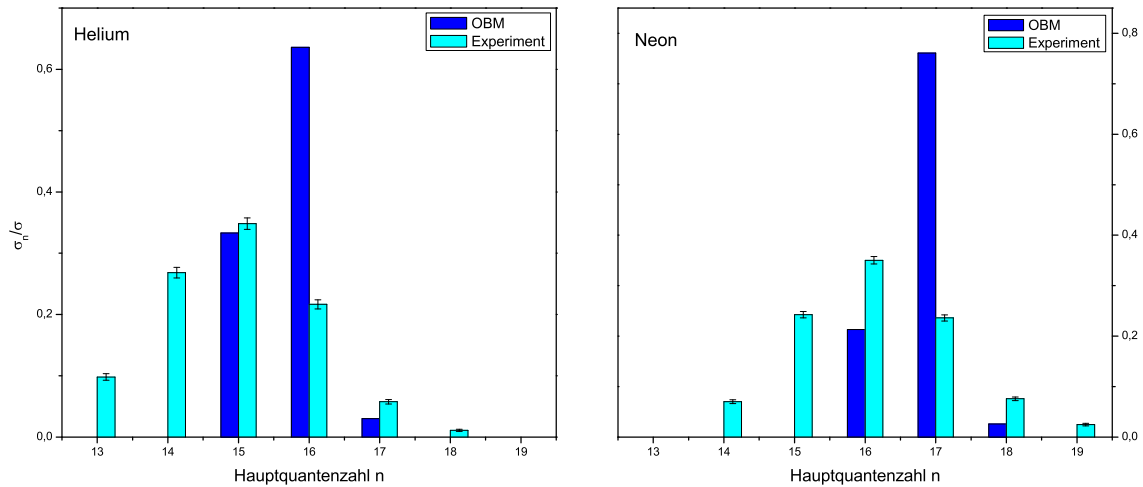


Abbildung 3.4: Vergleich der experimentell bestimmten partiellen Wirkungsquerschnitte des Elektroneneinfangs in die unterschiedlichen Schalen des Projektils mit der OBM-Vorhersage.

Neben den bislang diskutierten Spektren ist in Abbildung 3.3 ein weiteres Q-Wert Spektrum dargestellt, das aus einer früheren Vermessung des Stoßsystems ($Xe^{44+} + He$) unter Verwendung des herkömmlichen Detektors stammt. Die kinetische Energie der Projektils lag bei $4,7 \text{ keV/u}$. Die in dieser Messung erreichte Auflösung betrug lediglich $\Delta Q = 8,6 \text{ eV}$. Durch die Verwendung des neuen Detektors konnte das Auflösungsvermögen des Spektrometers demnach verdoppelt werden.

Aus den in Abbildung 3.3 dargestellten Spektren können die partiellen Wirkungsquerschnitte σ_n/σ_{tot} für den Einfang in die unterschiedlichen Schalen des Projektils gewonnen werden. Da für das Helium Spektrum die einzelnen Maxima gut voneinander separiert sind, können die partiellen Wirkungsquerschnitte aus der Anzahl der Ereignisse in jedem Maximum bestimmt werden. Für das Neon Spektrum ist dies nicht möglich, da sich die Maxima überlagern. Hier wurden jeweils die Flächen, welche von den einzelnen Gauß-Kurven überdeckt werden, miteinander verglichen. Da das für den Fit verwendete Modell – wie angesprochen – die reale Verteilung nicht genau widerspiegelt, ist dieses Vorgehen allerdings mit einem größeren Fehler behaftet.

In Abbildung 3.4 sind die so gewonnenen partiellen Wirkungsquerschnitte dargestellt. Diese wurden mit der in Abschnitt 1.2 hergeleiteten Vorhersage des OBM verglichen. Im Rahmen dieses Modells kann die Gewichtung der einzelnen Einfangkanäle mithilfe des durch Gleichung (1.33) gegebenen Reaktionsfensters bestimmt

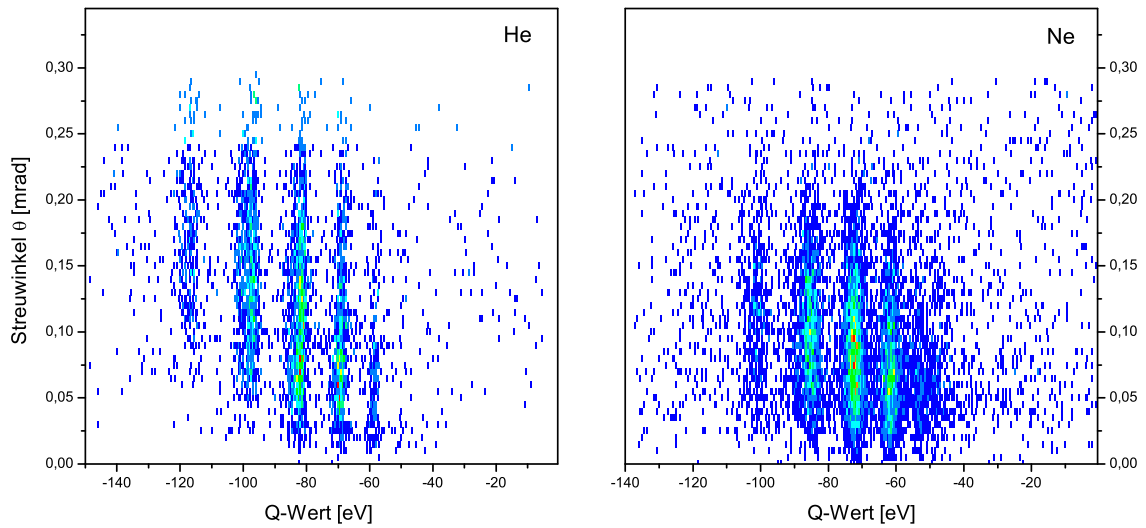


Abbildung 3.5: Verteilung der Projektilstreuwinkel in Abhängigkeit des Q-Wertes für Helium und Neon.

werden. Die durch das OBM vorhergesagten Verteilungen sind jeweils zu schmal und etwas zu den hohen Schalen hin verschoben.

Wie in Abschnitt 2.3.3 erläutert, kann aus dem Auftreffort und der Flugzeit der Rückstoßionen gemäß Gleichung (2.11) deren Transversalimpuls berechnet werden. Es besteht nach Gleichung (1.12) ein linearer Zusammenhang zwischen dem Transversalimpuls des Rückstoßions und dem Projektilstreuwinkel Θ . In Abbildung 3.5 ist die Anzahl der Ereignisse als Funktion dieses Streuwinkels und des Q-Wertes für den Einfach-Elektroneneinfang im Stoß mit Helium und Neon dargestellt. Der Einfang in unterschiedliche Schalen des Projektils entspricht den vertikalen Streifen in diesem Histogramm. Deutlich zu erkennen ist der mit wachsendem Betrag des Q-Wertes zunehmende Streuwinkel. Dieser Trend kann im Rahmen des OBM erklärt werden. Für Reaktionen mit höherem Betrag des Q-Wertes muss das Elektron in tieferliegende Zustände des Projektils eingefangen werden. Daher muss auch der Sattelpunkt V_{SP} des aus Targetrumpf und Projektil gebildeten Potentials kleinere Werte annehmen. Die Stoßpartner kommen sich also näher, was nach Gleichung (1.37) einem erhöhten Transversalimpuls entspricht.

In Abschnitt 1.2 konnte durch Gleichung (1.38) eine Vorhersage der Transversalimpulsverteilung der Rückstoßionen hergeleitet werden. Allerdings unterscheidet das OBM dabei nicht zwischen den verschiedenen Schalen, in die das Elektron eingefangen wird, sondern lediglich zwischen der Anzahl der eingefangenen Elektronen.

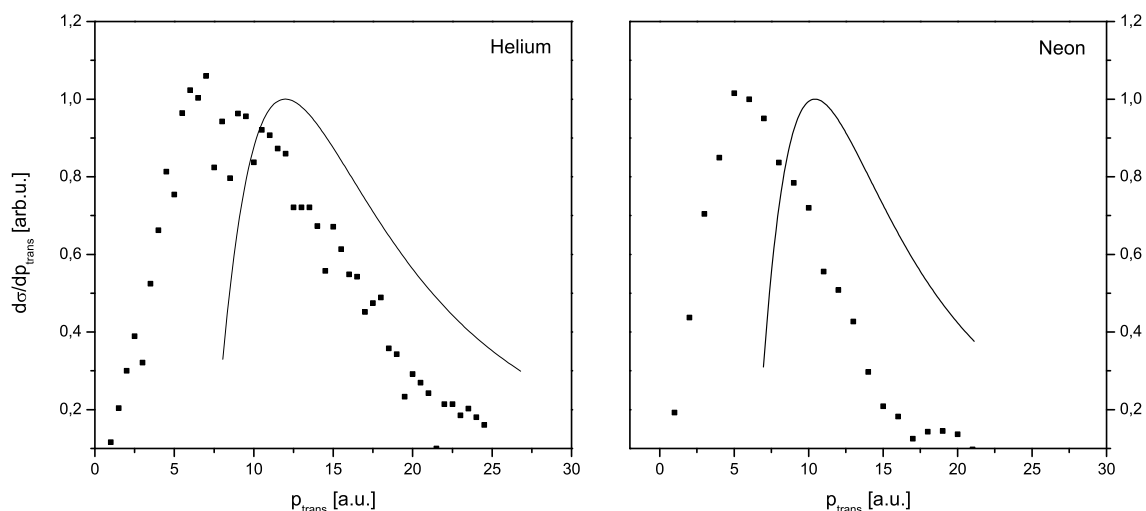


Abbildung 3.6: Vergleich der experimentell bestimmten Transversalimpulsverteilungen der Rückstoßionen mit der OBM Vorhersage (durchgezogene Linie).

Für einen Vergleich mit den experimentellen Daten wurde daher eine Intergration des in Abbildung 3.5 dargestellten Histogramms über den Q-Wert durchgeführt. In Abbildung 3.6 sind die so gewonnenen Transversalimpulsverteilungen des Einfach-Elektroneneinfangs zusammen mit der theoretischen Vorhersage des OBM dargestellt. In beiden Fällen sind die durch das OBM vorhergesagten Werte zu hoch.

In Anbetracht der in diesem Abschnitt durchgeführten Vergleiche des OBM mit den experimentellen Ergebnissen kann festgestellt werden, dass das OBM sehr gut geeignet ist, um die auftretenden Prozesse qualitativ zu verstehen. Für ein detailliertes quantitatives Verständnis ist allerdings eine Analyse beispielsweise im Rahmen der in Abschnitt 1.3 diskutierten Quantentheorie nötig.

3.3 Mehrfach-Elektroneneinfang

Gemäß der Diskussion in Abschnitt 1.2 wächst der im Stoß auf das Rückstoßion übertragene Transversalimpuls stark mit der Anzahl der eingefangenen Elektronen an. Während man mit dem vor dieser Diplomarbeit verwendeten Ionendetektor schon bei der Untersuchung des Einfach-Elektroneneinfangs in Stößen mit hochgeladenen Ionen Probleme mit der zu geringen Akzeptanz des Detektors hatte, ist nun die

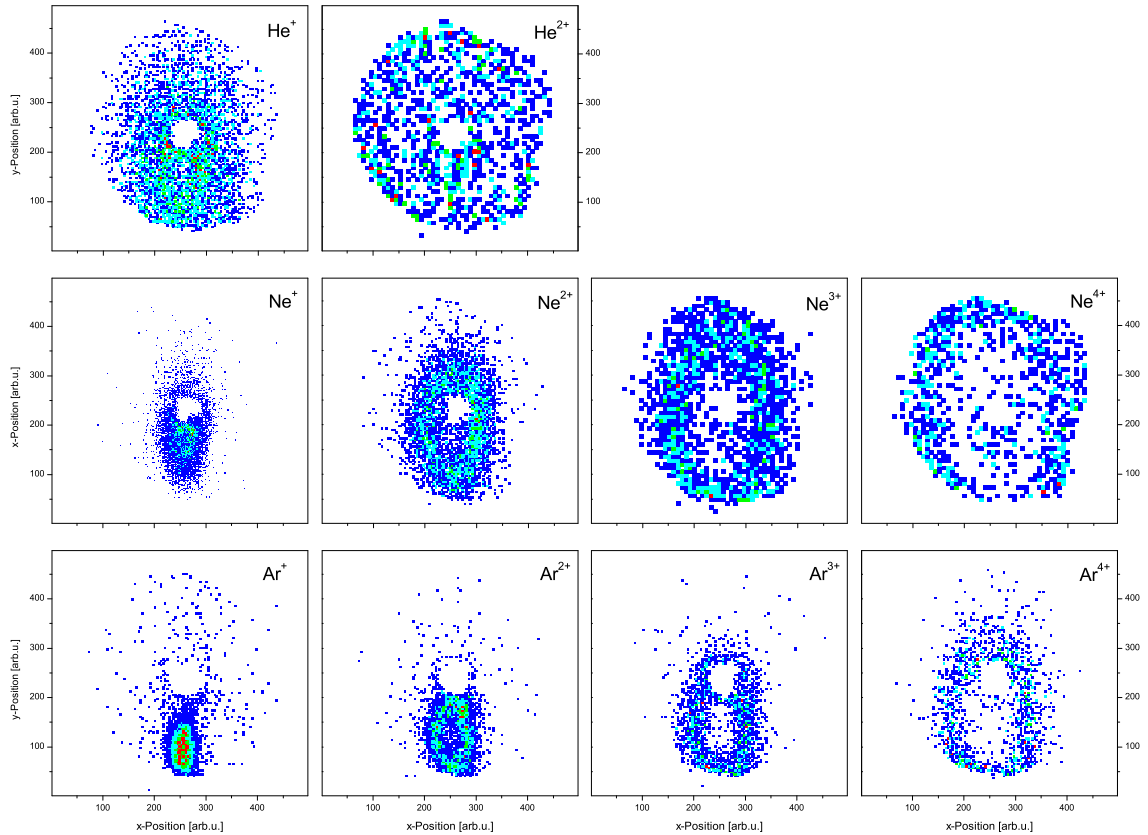


Abbildung 3.7: Ortsspektren der Helium (oben), Neon (mittig) und Argon (unten) Rückstoßionen mit von links nach rechts zunehmenden Ladungszuständen.

hochauflöste Vermessung des Mehrfach-Einfangs problemlos möglich. Zur Illustration der mit dem neuen Detektor gegebenen Möglichkeiten sind in Abbildung 3.7 die Ortsspektren der Rückstoßionen für den Einfang mehrerer Elektronen dargestellt. Die Spektren der Helium- und Neon-Ionen (Abbildung 3.7 oben bzw. mittig) wurden bei einer Extraktionsspannung von $U_{ext} = 200$ V gewonnen, die Argon-Ionen (unten) wurden mit $U_{ext} = 100$ V extrahiert.

Die in Abschnitt 1.2 erläuterte Zunahme des auf die Rückstoßionen übertragenen Transversalimpulses für die leichteren Targetatome spiegelt sich in einer starken Aufweitung der Ortsspektren wider. Man erkennt jeweils eine ellipsenförmige Verteilung der Ionenauffortorte, wobei die Halbachsen dieser Ellipsen mit der Anzahl der eingefangenen Elektronen anwachsen. Aus Symmetriegründen würde man hierfür eine Ringverteilung erwarten. Aufgrund von Inhomogenitäten des Extraktionsfeldes ins-

3.3 Mehrfach-Elektroneneinfang

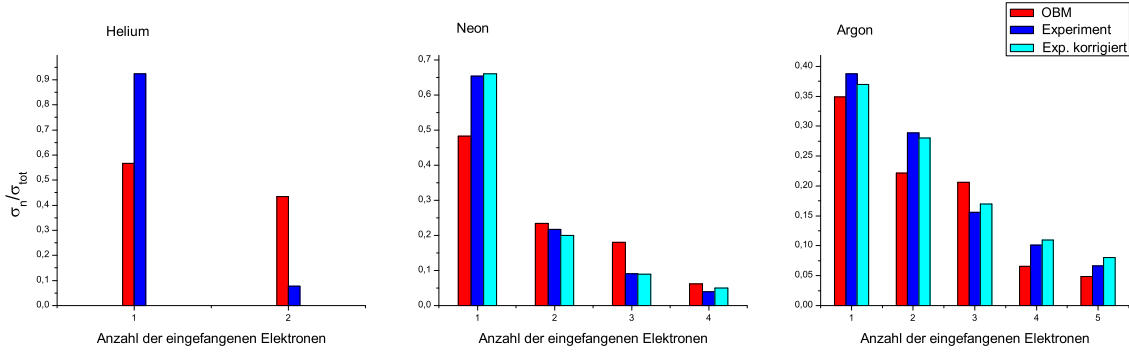


Abbildung 3.8: Vergleich der experimentell bestimmten partiellen Wirkungsquerschnitte für den Einfang von n Elektronen mit der Vorhersage des OBM. Die bezüglich der Akzeptanz korrigierten experimentellen Daten für Neon und Argon sind ebenfalls dargestellt.

besondere im Bereich des Übergangs zum Driftbereich entsteht ein elektrostatischer Linseneffekt, welcher die beobachtete Aufweitung der Ortsverteilung in vertikaler Richtung verursacht (siehe [Fis00]). Dieser Abbildungsfehler kann allerdings in der weiteren Analyse problemlos korrigiert werden.

Insbesondere in den Spektren des Mehrfach-Einfangs ist zu erkennen, dass Teile der Verteilungen einerseits durch das zentrale Loch und andererseits durch den Rand des Detektors abgeschnitten sind. Die Spektren für Ne^{2+} und Ne^{3+} sowie Ar^+ und Ar^{2+} sind minimal beschnitten. Bei He^+ , Ne^+ und Ar^{3+} sind Verluste in der Größenordnung von etwa 10% aufgrund des zentralen Lochs zu verzeichnen. Die Spektren für Ne^{4+} und Ar^{4+} sind am unteren Rand um etwa 30% bzw. 10% beschnitten. Aufgrund der sehr wenigen Ereignisse für He^{2+} ist hier eine Aussage nicht möglich.

Aus der Anzahl der gemessenen Ereignisse für den Mehrfach-Einfang kann eine Abschätzung der partiellen Wirkungsquerschnitte gewonnen werden. Dabei ist die bereits diskutierte unterschiedliche Akzeptanz des Spektrometers für die einzelnen Kanäle zu beachten. In Abbildung 3.8 sind die gemessenen Intensitätsverhältnisse für Helium, Neon und Argon zusammen mit den bezüglich der Akzeptanz korrigierten Werten für Neon und Argon dargestellt. Die experimentellen Daten wurden mit der Vorhersage des OBM verglichen. In diesem Zusammenhang sind die partiellen Wirkungsquerschnitte für den Einfang von k Elektronen durch die einfache Formel

$$\sigma_k \approx \pi [(R_k^{ein})^2 - (R_{k+1}^{ein})^2] \quad (3.1)$$

gegeben. Auch hier sagt das OBM den experimentellen Trend gut vorher. Aller-

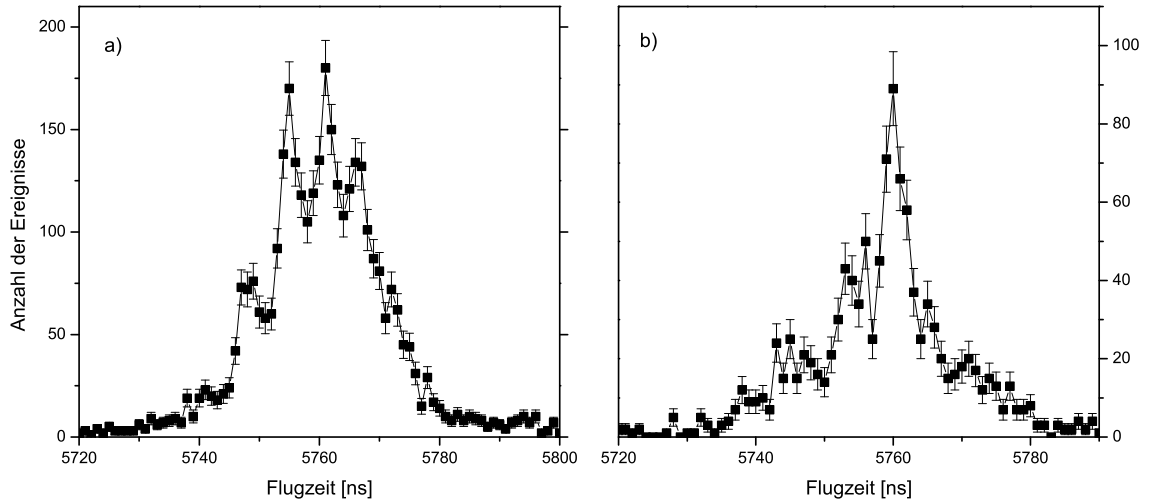


Abbildung 3.9: Flugzeitspektren des doppelten Elektroneneinfangs mit anschließender Autoionisation (a) bzw. radiativer Relaxation (b) des Projektils.

dings wird jeweils der partielle Wirkungsquerschnitt für den Einfang eines einzelnen Elektrons insbesondere bei Helium durch das OBM unterschätzt.

Für das Neontarget wurden die Daten des Zweifach-Einfangs für die verschiedenen Relaxationskanäle separat untersucht. In Abbildung 3.9 sind die Spektren des Einfangs zweier Elektronen mit anschließender Autoionisation (a) bzw. radiativer Relaxation (b) des nach dem Einfangprozess angeregten Projektils dargestellt. Während in Spektrum (b) lediglich eine dominante Hauptlinie zu erkennen ist, weist Spektrum (a) vier getrennte Linien auf. Die Linien entsprechen dabei dem Einfang der Elektronen in Zustände mit unterschiedlichen Kombinationen der Hauptquantenzahlen (n, n').

In einer Untersuchung des doppelten Elektroneneinfangs in $(Ar^{16+} + He)$ -Stößen von Abdallah *et al.* [AWW98] wurde eine ähnliche Verteilung der Endzustände gemessen. Auch hier wurde ebenfalls nur eine Hauptlinie für die Projektilezustände, welche sich radiativ stabilisieren, und mehrere Linien für die Zustände, welche über Autoionisation relaxieren, beobachtet. Zudem wurde festgestellt, dass sich doppelt angeregte Zustände, bei denen sich die Elektronen in Zuständen mit ähnlicher Hauptquantenzahl $n \simeq n'$ befinden, hauptsächlich über Autoionisation stabilisieren, während für Zustände mit sehr unterschiedlichen Hauptquantenzahlen $n \gg n'$ die Wahrscheinlichkeit für eine radiative Stabilisierung groß ist.

3.3 Mehrfach-Elektroneneinfang

Im Fall der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen nehmen die Hauptquantenzahlen sehr hohe Werte an. Es existiert demnach eine Vielzahl von Kombinationen (n, n') , die zu ähnlichen Bindungsenergien führen. Eine Identifikation der beobachteten Reaktionskanäle steht daher bislang noch aus.

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der in dieser Arbeit durchgeführten bzw. vorbereiteten Experimente besteht darin, zu einem tieferen Verständnis der korrelierten Quantendynamik beim simultanen Transfer mehrerer Elektronen von einem atomaren Target in gebundene Zustände eines hochgeladenen Projektilions zu gelangen. Des Weiteren sollen die Abregungsmechanismen der im Endzustand einer derartigen Reaktion vorliegenden, mehrfach angeregten „hohlen Atome“ zustandsspezifisch untersucht werden. In Stößen langsamer, hochgeladener Ionen mit Atomen tritt dieser Mehrfach-Elektroneneinfang mit hoher Wahrscheinlichkeit auf. Von theoretischer Seite können Einfach-Einfangprozesse für nicht zu hochgeladene Projektile im Rahmen der quantenmechanischen, nicht-perturbativen „Methode der gekoppelten Kanäle“ in hervorragender Übereinstimmung mit experimentellen Daten behandelt werden [KFX08]. Der Einfang mehrerer Elektronen jedoch kann bislang nur in der Näherung voneinander unabhängiger Elektronen beschrieben werden [KLH04]. Von experimenteller Seite besteht demnach die Aufgabe darin, mögliche Abweichungen von diesen Theorien aufgrund von Elektronen-Korrelationseffekten aufzuzeigen.

Am Max-Planck-Institut für Kernphysik steht mit einer Elektronenstrahl-Ionenfalle (EBIT) eine Quelle für sehr hochgeladene Ionen zur Verfügung. Der extrahierte Strahl kann in einem so genannten „Reaktionsmikroskop“ mit den Atomen eines Gastargets zur Reaktion gebracht werden. Durch eine geeignete Kombination aus elektrischen und magnetischen Feldern innerhalb des Reaktionsmikroskops können anschließend die geladenen Reaktionsfragmente auf zeitauflösende und zweidimensional ortsauflösende Detektoren abgebildet werden. Aus den gemessenen Flugzeiten und Auftrefforten lässt sich der im Stoß auf die Teilchen übertragene Impuls mit hoher Auflösung rekonstruieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der beschriebene experimentelle Aufbau optimiert, um den speziellen Anforderungen von Stoßsystemen mit sehr hochgeladenen Ionen gerecht zu werden:

Zum einen wurde eine Test-Ionenquelle aufgebaut, mit der ein intensiver Strahl nied-

rig geladener Ionen produziert werden kann. Dadurch besteht nun die Möglichkeit, das Spektrometer bereits vor der eigentlichen Strahlzeit unter Realbedingungen zu testen und optimal zu justieren. Diese Prozedur musste bislang mit dem EBIT-Ionenstrahl selbst durchgeführt werden. Aufgrund der dabei erreichbaren geringen Extraktionsströme erwies sich dies als sehr mühsam und zeitaufwändig, wodurch die ohnehin beschränkte Strahlzeit weiter verkürzt wurde. Das Arbeitsprinzip der verwendeten Quelle ist eine durch ein Magnetfeld unterstützte so genannte „Penning-Gasentladung“. Da diese Technologie standardmäßig in der hauseigenen Beschleunigeranlage zum Einsatz kommt, konnte eine bereits vorhandene Quelle verwendet werden. Deren Integration in das Ultrahochvakuum der EBIT-beamline sowie der Aufbau der aufwändigen Hochspannungsversorgung stellte eine Herausforderung dar.

Zum Anderen wurde ein neuartiger Ionendetektor entwickelt. Dieser basiert – als „Microchannelplate“-Detektor mit einer „Wedge&Strip“-Anode – auf vielfach bewährten Technologien [Wiz79]. Allerdings unterscheidet sich sein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes Design erheblich von herkömmlichen Wedge&Strip-Detektoren. Der neue Detektor ist mit einem zentralen Loch versehen, durch welches der Projektionsstrahl geführt werden kann. Ferner ist seine aktive Fläche mit einem Durchmesser von 8 cm deutlich größer als diejenige des bislang verwendeten Modells, deren Durchmesser lediglich 4 cm betrug. Durch den Aufbau des neuen Detektors ergeben sich folgende Vorteile: Da der Detektor nun symmetrisch um die Projektionsstrahlachse angebracht ist, kann der Extraktionsfeldvektor des Spektrometers parallel zur Projektionsstrahlachse gewählt werden. Bei dieser so genannten „longitudinalen Extraktion“ werden die Inhomogenitäten des Extraktionsfeldes im Bereich des Übergangs zum Driftbereich minimiert und so eine bestmögliche experimentelle Auflösung erreicht. Zudem konnte die Akzeptanz des Detektors für hohe Impulsüberträge auf die Rückstoßionen – wie sie in Stößen mit hochgeladenen Ionen auftreten – erheblich verbessert werden. Mit dem herkömmlichen Detektor war eine hohe Extraktionsfeldstärke nötig, um die Ionen mit einer hohen Akzeptanz auf den Detektor zu lenken. Es stellte sich heraus, dass die damit einhergehende Verschlechterung der experimentellen Auflösung eine detaillierte Untersuchung von Mehrfach-Einfangprozessen unmöglich machte. Mit dem neuen Detektor sind derartige Einschränkungen nicht mehr gegeben.

In Rahmen dieser Arbeit wurde eine Reihe von Messungen mit einem Strahl 42-fach geladener Xenon-Ionen durchgeführt. Diese wurden mit einer kinetischen Energie von $3,2 \text{ keV}/u$ aus der EBIT extrahiert und mit den Atomen eines kalten Helium-

Neon bzw. Argontargets zur Reaktion gebracht. Dabei stellte jeweils der Einfach-Elektroneneinfang den dominanten Reaktionskanal dar. Da dieser in hoch angeregte Zustände des Projektils stattfindet, ist die Abschirmung der Kernladung durch die Rumpfelektronen sehr effektiv. Das System aus eingefangenen Elektron und Projektilrumpf ist daher näherungsweise wasserstoffartig. Die Bindungsenergien elektronischer Zustände mit gleicher Hauptquantenzahl n aber unterschiedlichen Drehimpulsquantenzahlen (l, m) liegen so dicht beieinander, dass sie experimentell nicht mehr voneinander getrennt werden können. Tatsächlich konnten in allen untersuchten Stoßsystemen die Einfangkanäle in Zustände unterschiedlicher Hauptquantenzahlen aufgelöst werden. Das Auflösungsvermögen des Spektrometers für den longitudinalen Rückstoßimpuls betrug in dieser Messung $\Delta p_{\parallel} = 0,37$ a.u.. In einer mit dem herkömmlichen Detektor durchgeführten Untersuchung des Stoßsystems ($Xe^{44+} + He$) lag die Auflösung mit einem entsprechenden Wert von $\Delta p_{\parallel} = 0,89$ a.u. weit unterhalb der nun erreichten. Die gemessene Endzustandsverteilung sowie die Verteilung der auf die Rückstoßionen übertragenen Transversalimpulse wurden mit den Vorhersagen des klassischen „Over-Barrier-Modells“ verglichen. Trotz der Einfachheit dieses Modells konnte der experimentell beobachtete Trend jeweils gut vorhergesagt werden. Ein Vergleich der experimentellen Daten mit Berechnungen der quantenmechanischen Methode der gekoppelten Kanäle steht allerdings noch aus.

Mit geringerer Wahrscheinlichkeit konnte neben dem Einfach-Elektroneneinfang der Einfang von bis zu zwei, fünf bzw. sieben Elektronen für Helium, Neon bzw. Argon beobachtet werden. Die im Endzustand dieser Reaktionen vorliegenden, mehrfach angeregten hohlen Atome stabilisieren sich durch Aussenden von charakteristischen Photonen oder durch Autoionisationsprozesse. Durch eine Analyse des Umladungsgrades der Projektile können diese Kanäle voneinander getrennt werden. Es konnte festgestellt werden, dass die Stabilisierung über Autoionisationsprozesse jeweils eine dominante Rolle spielt. Ferner konnte beim zweifachen Elektroneneinfang für Neon der Einfang der Elektronen in Zustände mit unterschiedlichen Kombinationen der Hauptquantenzahlen (n, n') aufgelöst werden. Aufgrund der Vielzahl möglicher Kombinationen (n, n') , welche zu ähnlichen Bindungsenergien führen, steht eine vollständige Analyse der Daten noch aus. Für die übrigen Reaktionskanäle war die Anzahl der gemessenen Ereignisse zu gering, um solche Strukturen erkennen zu können.

Die durchgeführten Messungen zeigen, dass eine hochaufgelöste Untersuchung des Mehrfach-Elektroneneinfangs mit Hilfe des neuen Detektorsystems möglich ist. Momentan wird eine weitere Strahlzeit an diesem experimentellen Aufbau für Stöße

hochgeladener Argon Projektile mit Helium bzw. Neon vorbereitet. Da hierfür die Test-Ionenquelle für eine optimale Justage verwendet werden kann, könnte die experimentelle Auflösung noch weiter verbessert und eventuell eine Trennung von Zuständen unterschiedlicher Drehimpulsquantenzahlen (l, m) erreicht werden. Da auch in diesen Systemen die Wahrscheinlichkeit für den doppelten Elektroneneinfang hoch ist, soll dieser detailliert untersucht werden. Dazu gehört zum einen die Identifikation der Zustände, in welche die beiden Elektronen eingefangen werden. Zum anderen ist geplant, zusätzlich das Elektronenspektrometer zu nutzen, um in Koinzidenz die Elektronen aus Autoionisationsprozessen der doppelt angeregten Argon-Ionen im Endzustand nachzuweisen und so detaillierte Einblicke in die Abregungsmechanismen der hohlen Atome zu gewinnen.

Anhang

Atomare Einheiten

In der Atomphysik werden in der Regel „atomaren Einheiten“ (a.u.) verwendet. Die Basiseinheiten dieses Systems für Länge, Masse, Ladung und Geschwindigkeiten richten sich nach entsprechenden Größen für ein Elektron im Grundzustand des Wasserstoffs. Demnach ergeben sich folgende Basisgrößen und Naturkonstanten:

Basiseinheiten und Naturkonstanten

$r_e = 1 \text{ au} = 5,2918 \cdot 10^{-11} \text{ m}$	Bohrscher K-Schalenradius
$v_e = 1 \text{ au} = 2,1877 \cdot 10^6 \text{ m/s}$	Geschwindigkeit auf der Bohrschen Bahn
$m_e = 1 \text{ au} = 9,1095 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$	Ruhemasse des Elektrons
$q_e = e = 1 \text{ au} = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ As}$	Elektronenladung
$\hbar = m_e v_e r_e = 1 \text{ au}$	Drehimpulsquantum
$c = e^2 / (\hbar \alpha) = 137 \text{ au}$	Lichtgeschwindigkeit

Hilfreich ist oft die Kenntnis der Umrechnungsfaktoren zwischen atomaren Einheiten und andere gängigen Einheiten:

Umrechnungsfaktoren

Energie	$E [\text{eV}] = 27,2 \cdot E [\text{au}]$
Impuls	$p [\text{kg m/s}] = 1,995 \cdot 10^{-24} \cdot p [\text{au}]$
Geschwindigkeit	$v [\text{m/s}] = 2,1877 \cdot 10^6 \cdot v [\text{au}]$

Literaturverzeichnis

- [AWW98] M. A. Abdallah, W. Wolff, H. E. Wolf, E. Y. Kamber, M. Stöckli and C. L. Cocke. *Single and Double Electron Capture from He by Ar¹⁶⁺ Studied Using Cold-Target Recoil-Ion Momentum Spectroscopy*. Phys. Rev. A, **58(4)**: 2911–2919, Oct 1998.
- [Bar89] R. Barlow. *Statistics: A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences*. Chichester : John Wiley & Sons Ltd., 1989.
- [BB74] H. Baumann and K. Bethge. *PIG Ion Source with End Extraction for Multiply Charged Ions*. Nucl. Inst. Meth., **122**: 517–525, 1974.
- [BBW80] H. Baumann, K. Bethge and H. Wirth. *Lifetime Increase of a PIG Ion Source*. Nucl. Inst. Meth., **171**: 621–622, 1980.
- [BK30] H. C. Brinkman and H. A. Kramers. *Theory of the Emission of Electrons by α -Particles*. Proc. Acad. Sci. Amsterdam, **33**: 973–84, 1930.
- [BM92] B. H. Bransden and M. R. C. McDowell. *Charge Exchange and the Theory of Ion-Atom Collisions*. Oxford University Press, 1992.
- [BO27] M. Born and J. R. Oppenheimer. *Zur Quantentheorie der Molekeln*. Ann. Phys., **84**: 457–484, 1927.
- [CDM99] J. R. Crespo López-Urrutia, A. Dorn, R. Moshhammer, and J. Ullrich. *The Freiburg Electron Beam Ion Trap/Source Project FreEBIT*. Physica Scripta, **T80B**: 502–503, 1999.
- [DDU07] M. Dürr, A. Dorn, J. Ullrich, S. P. Cao, A. Czasch, A. S. Kheifets, J. R. Götz, and J. S. Briggs. *(e,3e) on Helium at Low Impact Energy: The Stron-*

- gly Correlated Three-Electron Continuum.* Phys. Rev. Lett., **98**: 193201, 2007.
- [DMJ00] R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, J. Ullrich, R. Moshhammer and H. Schmidt-Böcking. *Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: A „Momentum Microscope“ to View Atomic Collision Dynamics.* Phys. Rep., **330**: 95–192, 2000.
- [FL91] W. Fritsch and C.D. Lin. *The Semiclassical Close-Coupling Description of Atomic Collisions: Recent Developments and Results.* Physics Reports, **202(1&2)**: 1–97, 1991.
- [Fis00] D. Fischer. *Aufbau eines Reaktionsmikroskops zur Untersuchung von Ion-Atom-Stößen.* Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, Diplomarbeit, 2000.
- [Fis03] D. Fischer. *Mehr-Teilchen-Dynamik in der Einfach- und Doppelionisation von Helium durch geladene Projektile.* Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, Doktorarbeit, 2003.
- [FFD02] D. Fischer, B. Feuerstein, R. D. DuBois, R. Moshhammer, J. R. Crespo López-Urrutia, I. Draganic, H. Lörch, A. N. Perumal and J. Ullrich. *State-Resolved Measurements of Single-Electron Capture in Slow Ne^{7+} - and Ne^{8+} -Helium Collisions.* J. Phys. B, **35**: 1369–1377, 2000.
- [GM05] A. J. González Martínez. *Quantum Interference in the Dielectronic Recombination of Heavy Highly Charged Ions.* Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, Doktorarbeit, 2005.
- [KFK04] N. Kolachevsky, M. Fischer, S. G. Karshenboim, and T.W. Hänsch. *High-Precision Optical Measurement of the $2S$ Hyperfine Interval in Atomic Hydrogen.* Phys. Rev. Lett., **92**: 033003, 2004.
- [KFX08] S. Knoop, D. Fischer, Y. Xue, M. Zapukhlyak, C. J. Osborne, Th. Ergler, T. Ferger, J. Braun, G. Brenner, H. Bruhns, C. Dimopoulou, S. W. Epp, A. J. González Martínez, G. Sikler, R. Soria Orts, H. Tawara, T. Kirchner, J. R. Crespo López-Urrutia, R. Moshhammer, J. Ullrich and R. Hoekstra. *Single-Electron Capture in keV $Ar^{15+...18+} + He$ Collisions.* – zur Publikation eingereicht, 2008.

- [KHH81] H. Knudsen, H. K. Haugen and P. Hvelplund. *Single-Electron-Capture Cross Section for Medium- and High-Velocity, Highly Charged Ions Colliding with Atoms*. Phys. Rev. A, **23**(2): 597–610, Feb 1981.
- [KKL05] S. Knoop, M. Keim, H. J. Lüdde, T. Kirchner R. Morgenstern and R. Hoekstra. *State Selective Single-Electron Capture in $O^{6+} + Na$ Collisions*. J. Phys. B, **38**: 3163–3172, 2005.
- [KLH04] T. Kirchner, H. J. Lüdde and M. Horbatsch. *A Time-Dependent Quantal Approach to Electronic Transitions in Atomic Collisions*. Rec. Res. Dev. Phys., **5**: 433, 2004.
- [KLK98] O. J. Kroneisen, H. J. Lüdde, T. Kirchner and R. M. Dreizler. *The Basis Generator Method: Optimized Dynamical Representation of the Solution of Time-Dependent Quantum Problems*. J. Phys. A, **32**: 2141–2156, 1999.
- [LHK96] H. J. Lüdde, A. Henne, T. Kirchner and R. M. Dreizler. *Optimized Dynamical Representation of the Solution of Time-Dependent Quantum Problems*. J. Phys. B, **29**: 4423–4441, 1996.
- [LTR08] Y. Liu, S. Tschuch, A. Rudenko, M. Dürr, M. Siegel, U. Morgner, R. Moshammer, and J. Ullrich *Strong-Field Double Ionization of Ar below the Recollision Threshold*. Phys. Rev. Lett., **101**: 053001, 2008.
- [MEK94] R. E. Marrs, S. R. Elliott, and D. A. Knapp. *Production and Trapping of Hydrogenlike and Bare Uranium Ions in an Electron Beam Ion Trap*. Phys. Rev. Lett., **72**: 4082–4085, 1994.
- [MFL02] R. Moshammer, B. Feuerstein, J. Crespo López-Urrutia, J. Deipenwisch, A. Dorn, D. Fischer, C. Höhr, P. Neumayer, C. D. Schröter, J. Ullrich, H. Rottke, C. Trump, M. Wittmann, G. Korn, and W. Sandner. *Correlated Two-Electron Dynamics in Strong-Field Double Ionization*. Phys. Rev. A, **65**: 035401, 2002.
- [Mil88] D. R. Miller. *Free Jet Sources*. Atomic and Molecular Beam Methods, Oxford University Press, 1988.
- [MJL81] C. Martin, P. Jelinski, M. Lampton and R. F. Malina. *Wedge-and-Strip*

Anodes for Centroid-Finding Position-Sensitive Photon and Particle Detectors. Rev. Sci. Instrum., **52(7)**: 1067–1074, 1981.

- [MS33] H.S. W. Massey and R. A. Smith *The Passage of Positive Ions through Gases.* Proc. Roy. Soc., **142**: 142–172, 1933.
- [MSU97] R. Moshhammer, W. Schmitt, J. Ullrich, H. Kollmus, A. Cassimi, R. Dörner, O. Jagutzki, R. Mann, R. E. Olson, H. T. Prinz, H. Schmidt-Böcking, and L. Spielberger. *Ionization of Helium in the Attosecond Equivalent Light Pulse of 1 GeV/Nucleon U^{92+} Projectiles.* Phys. Rev. Lett., **79**: 3621 – 3624, 1997.
- [MUS96] R. Moshhammer, M. Unverzagt, W. Schmitt, J. Ullrich and H. Schmidt-Böcking. *A 4π Recoil-Ion Electron Momentum Analyzer: A High-Resolution „Microscope“ for the Investigation of Dynamics of Atomic, Molecular and Nuclear Reactions.* Nucl. Instr. Meth. B, **108**: 425–445, 1996.
- [Nie86] A. Niehaus. *A Classical Model for Multiple-Electron Capture in Slow Collisions of Highly Charged Ions with Atoms.* J. Phys. B, **19**: 2925–2937, 1986.
- [Opp28] J. R. Oppenheimer. *On the Quantum Theory of the Capture of Electrons.* Phys. Rev., **31(3)**: 349–356, Mar 1928.
- [RBI99] T. N. Rescigno, M. Baertschy, W. A. Isaacs, and C.W. McCurdy. *Collision Breakup in a Quantum System of Three Charged Particles.* Science, **286**: 2474–2479, 1999.
- [RFK08] A. Rudenko, L. Foucar, M. Kurka, Th. Ergler, K. U. Kühnel, Y. H. Jiang, A. Voitkiv, B. Najjari, A. Kheifets, S. Lüdemann, T. Havermeier, M. Smolarski, S. Schössler, K. Cole, M. Schöffler, R. Dörner, S. Düsterer, W. Li, B. Keitel, R. Treusch, M. Gensch, C. D. Schröter, R. Moshhammer, and J. Ullrich. *Recoil-Ion Momentum Distributions for Two-Photon Double Ionization of He and Ne by 44 eV Free-Electron Laser Radiation.* Phys. Rev. Lett., **101**: 073003, 2008.
- [SAG95] N. Stolterfoht, A. Arnau, M. Grether, R. Köhrbrück, A. Spieler, R. Page, A. Saal, J. Thomaschewski, J. Bleck-Neuhaus. *Multiple-Cascade Model for*

- the Filling of Hollow Ne Atoms Moving Below an Al Surface.* Phys. Rev. A, **52**: 445–456, 1995.
- [SDR97] N. Stolterfoht, R. D. DuBois and R. D. Rivarola. *Electron Emission in Heavy Ion-Atom Collisions.* Berlin: Springer-Verlag, 1997.
- [SMF03] M. Schulz, R. Moshhammer, D. Fischer, H. Kollmus, D. H. Madison, S. Jones, and J. Ullrich. *Three-Dimensional Imaging of Atomic Four-Body Processes.* Nature, **422**: 48–50, 2003.
- [SZ96] G. D. Shirkov, G. Zschornak. *Electron Impact Ion Sources for Charged Heavy Ions.* Braunschweig/Wiesbaden: Vieweg, 1996.
- [UMD97] J. Ullrich, R. Moshhammer, R. Dörner, O. Jagutzki, V. Mergel, H. Schmidt-Böcking and L. Spielberger. *Recoil-Ion Momentum Spectroscopy.* J. Phys. B, **30**: 2917–2974, 1997.
- [UMD03] J. Ullrich, R. Moshhammer, A. Dorn, R. Dörner, L. Ph. H. Schmidt and H. Schmidt-Böcking. *Recoil-Ion and Electron Momentum Spectroscopy: Reaction-Microscopes.* Rep. Prog. Phys., **66**: 1463–1545, 2003.
- [US03] J. Ullrich, S. Shevelko. *Many Particle Quantum-Dynamics in Atomic and Molecular Fragmentation.* Berlin: Springer-Verlag, 2003.
- [Wiz79] J. L. Wiza. *Microchannel Plate Detectors.* Nucl. Instr. Meth., **162**: 587–601, 1979.

Danksagung

Ich danke allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Zunächst gilt mein Dank Prof. Dr. Joachim Ullrich für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und für die Möglichkeit an der Weiterentwicklung dieses interessanten Experiments mitwirken zu können.

Meinem Betreuer PD Dr. Robert Moshhammer danke ich besonders für seine Unterstützung beim Aufbau der neuen Komponenten. Bei allen aufgetretenen Schwierigkeiten konnte ich mich stets auf seinen reichen Erfahrungsschatz sowie seine hilfreichen Lösungsvorschläge verlassen.

Ganz herzlich bedanke ich mich bei Dr. Daniel Fischer, der mir bei meiner täglichen Arbeit stets konstruktiv und geduldig zur Seite stand. Ohne seine Unterstützung wäre das erfolgreiche Gelingen dieser Arbeit nicht denkbar gewesen.

Auch Dr. Kai-Uwe Kühnel sei für seine Hilfe mit der Konstruktionssoftware SolidWorks gedankt.

Des Weiteren gilt mein Dank Rainer Ginzel für die ausgezeichnete Arbeit bei der Extraktion des EBIT-Strahls.

Ferner möchte ich mich bei Yingli Xue für die Hilfe bei der Auswertung der experimentellen Daten bedanken.

Meinen Kommilitonen Jan Suske, Markus Schürholz, Moritz Kurka und Michael Schuricke: vielen Dank für die entspannten Mittagspausen sowie die guten Gespräche.

Meiner Schwester Sonja Krauß danke ich herzlichst für die sorgfältige und sehr wertvolle Korrektur dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt meiner Mutter und meinem Vater, die mich während des ganzen Studiums materiell und moralisch unterstützt haben.

Zuletzt bedanke ich mich bei meiner Freundin Ulrike Krieg, die sich liebevoll um mein körperliches und seelisches Wohlbefinden gekümmert hat.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt und alle Stellen, die dem Wortlaut oder Sinne nach anderen Werken entnommen sind, durch Angabe der Quellen als Entlehnungen kenntlich gemacht habe.

Heidelberg, den