

Impulstransfer in Proton-Heliumstößen untersucht mit hochauflösender Rückstoßionenimpulsspektroskopie

Naturwissenschaftliche Abhandlung von
Thorsten Weber

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

Zweite Auflage

Frankfurt am Main, Januar 1999

Impulstransfer in Proton-Heliumstößen untersucht mit hochauflösender Rückstoßionenimpulsspektroskopie

Naturwissenschaftliche Abhandlung von
Thorsten Weber

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

Zweite Auflage

Frankfurt am Main, Januar 1999

...Vorwort zur zweiten Auflage...

Diese wissenschaftliche Arbeit beruht größtenteils auf der Diplomarbeit von Thorsten Weber (siehe [TWE98]), die unter dem gleichen Titel bereits in einer geringen Auflage veröffentlicht wurde. Die im Rahmen dieser Untersuchungen durchgeführten Experimente liefern Ergebnisse für das Stoßsystem Protonen auf atomares Helium, bzw. Ergebnisse für das Stoßsystem Deuteronen auf Helium bei verschiedenen Projektileinschußenergien (1.3 MeV bis 200 keV). Diese, mittels der Technik der Rückstoßionenimpulsspektroskopie gefundenen, Daten waren bis dato nicht zugänglich, und es standen nur sehr wenige theoretische Vergleichsdaten zur Verfügung.

Die Grundlage für die derartig erfolgreichen Messungen stellt die in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Schmidt-Böcking entwickelte koinzidente „Imaging“-Technik für die atomare Welt dar, die schon zuvor in der Kernphysik große Erfolge feiern konnte. Im Gegensatz zu der eben erwähnten Teilchenphysik genügt ein überraschend geringer technischer Aufwand, um die korrelierte atomare Vielteilchendynamik im Impulsraum der Reaktionsfragmente zu erschließen. Somit sind mit Hilfe dieser Technik erstmals vollständig differentielle Wirkungsquerschnitte und damit die ganze Reaktionsdynamik für Mehrkörperprobleme zugänglich. Derartige dynamische, d.h. zeitabhängige Vielkörperprobleme oder die inneratomare korrelierte Dynamik von zwei oder mehr Elektronen in einem Atom können bis heute nur in Näherungen behandelt/berechnet werden, so daß diese experimentell gefundenen Ergebnisse dazu beitragen sollen die bis jetzt bekannten physikalisch theoretischen Modellvorstellungen zu überprüfen.

Die Ergebnisse dieser Messungen und die oben erwähnte Diplomarbeit von Th. Weber erfreuten sich daher einem regen Interesse in der Fachwelt für atomare Streuphysik. Die dort gefundene Daten wurden in diversen Vorträgen vorgestellt und diskutiert und wurden einer kritischen Betrachtung unterzogen. Ein besonderes Augenmerk lag hierbei auf dem besonders geringen Beitrag der Elektron-Rückstoßionenkorrelation, die bei den untersuchten Streuprozessen gefunden wurden. Die aufgrund dieser Ergebnisse erlangten Einschätzungen mußten zu dem Schluß gelangen, daß sich der Hauptbeitrag bei einer Einfachionisation von Helium mittels Protonen vornehmlich durch Projektil-Elektronwechselwirkungen, den sogenannten „binary-encounter“-Prozessen, ergibt. Dem widersprachen jedoch die klassischen CTMC-Rechnungen von Prof. Dr. D. Madison von der Universität in Missouri-Rolla und das physikalische Sachverständnis von Prof. Dr. L. Cocke von der Kansas State University. Sie erwarteten einen Beitrag, der mit der schlechten experimentellen Impulsauflösung von 0.5 a.u. nicht zu vereinbaren war. Auf-

grund diesem fruchtbarem wissenschaftlichen Gedankenaustausch wurden die Daten erneut ausgewertet und dabei ein Vorzeichenfehler im Analysefile der experimentellen Daten als Wurzel der Diskrepanzen erkannt. Die in der oben erwähnten Diplomarbeit von Th. Weber vorgestellten Ergebnisse unterdrücken/verschleiern damit den tatsächlichen Beitrag der Elektronen-Rückstoßionenwechselwirkung, so daß es nötig wurde diesen Irrtum zu berichtigen, was nun mit Hilfe dieser zweiten Auflage geschehen soll. Die vorgenommen Verbesserungen betreffen vorwiegend den Paragraphen 5.2.2 und das Kapitel 6 (Ergebnisse/ Dreidimensionale Impulse und die Zusammenfassung).

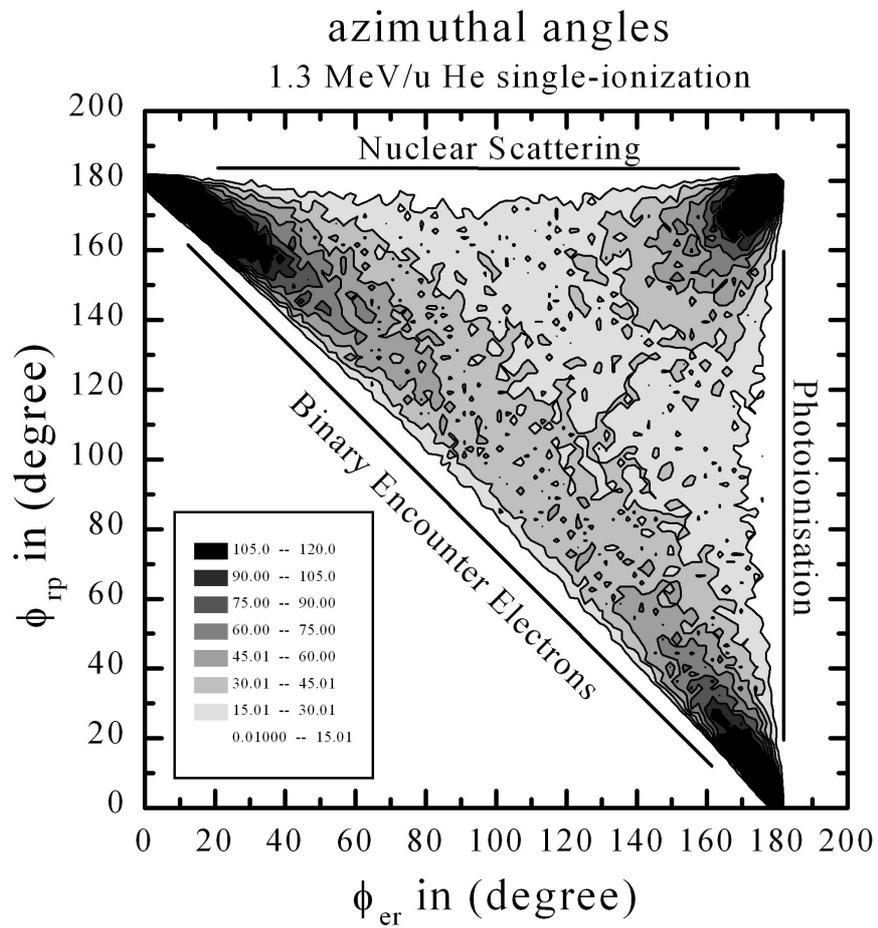
An dieser Stelle will ich mich daher noch einmal herzlich für die konstruktive Kritik bei den Professoren L. Cocke, D. Madison, R. Dörner und H. Schmidt-Böcking bedanken.

Diese wissenschaftliche Abhandlung über die Anwendung der Rückstoßionenimpulsspektroskopie eignet sich durch ihre recht ausführliche Form gut, um einen Einblick in diese erfolgreiche Technik zu erlangen. Dem Leser empfehle ich desweiteren die Diplom- und Doktorarbeiten [KKH98#], [LSP96], [VME94], [VME96], um sich einen möglichst vollständigen Überblick über die enorme Leistungsfähigkeit dieser Spektroskopiemethode zu verschaffen.

„...Möge das Büchlein manchem einige frohe Stunden der Anregung bringen ...!“ (aus [AEI16]).

Dipl. Phys. Th. Weber im Januar 1999

Meinen Eltern und meinem
inneren „Schweinehund“ gewidmet



„Geburtstag der Quantentheorie“:

„ ... ist es aber höchst bemerkenswert, daß, obwohl der Anstoß zu jeder Verbesserung und Vereinfachung des physikalischen Weltbildes immer durch neuartige Beobachtungen, also durch Vorgänge in der Sinnenwelt, geliefert wird, dennoch das physikalische Weltbild sich in seiner Struktur immer weiter von der Sinnenwelt entfernt, daß es seinen anschaulichen, ursprünglich ganz anthropomorph gefärbten Charakter immer mehr einbüßt, daß die Sinnesempfindungen in steigendem Maße aus ihm ausgeschaltet werden ... , daß damit sein Wesen sich immer weiter ins Abstrakte verliert, wobei rein formale mathematische Operationen eine stets bedeutendere Rolle spielen“.

Max Planck am 14. Dezember 1900, Freitag abend um Halb sieben im großen Hörsaal des Physikalischen Instituts Berlins, Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (aus [TBU97]).

Inhaltsverzeichnis

1	EINLEITUNG.....	3
1.1	EINFÜHRUNG	3
1.2	MOTIVATION	6
1.3	ATOMARE EINHEITEN	8
1.3.1	<i>Definitionen:</i>	8
1.3.2	<i>Naturkonstanten:</i>	8
1.3.3	<i>Umrechnungsfaktoren:</i>	9
2	THEORIE DER ION-ATOM STOßPROZESSE	11
2.1	VORGEDANKEN	11
2.2	DIE CLASSICAL-TRAJECTORY-MONTE-CARLO (CTMC) RECHNUNG.....	12
2.3	HALBKlassISCHE RECHENMODELLE.....	16
2.3.1	<i>Semiklassisches Vlasov-IDP-Modell</i>	16
2.3.2	<i>Die Semi-Classic-Approximation (SCA)</i>	17
2.4	DIE BORN´SCHE NÄHERUNG.....	18
2.5	DIE CDW- UND EDW-RECHNUNG.....	21
3	DAS COLTRIMS - EXPERIMENT	25
3.1	DER GEPULSTE PROTONEN-PROJEKTILSTRAHL.....	26
3.1.1	<i>Anforderung an das Projektil</i>	26
3.1.2	<i>Dimensionierung der Deflektorplatten</i>	27
3.1.3	<i>Überstreichgeschwindigkeit und Zeitfokussierung des gepulsten Strahls</i>	29
3.1.3.1	<i>Überstreichgeschwindigkeit</i>	30
3.1.3.2	<i>Zeitfokussierung des Ionenstrahls</i>	31
3.1.4	<i>Der schnelle Hochspannungspulsgenerator</i>	32
3.2	STRAHLFÜHRUNG UND KOLLIMATION	34
3.3	DAS GEKÜHLTE HELIUMGAS-TARGET	35
3.3.1	<i>Anforderung an das Target</i>	35
3.3.2	<i>Der Überschall-Gasjet</i>	36
3.3.3	<i>Thermodynamische Betrachtung des Gasjets</i>	37
3.3.4	<i>Das Kammersystem</i>	39
3.4	DAS FLUGZEIT-SPEKTROMETER	41
3.4.1	<i>Die Rückstoßionenimpulsspektroskopie</i>	41
3.4.2	<i>Die Zeitfokussierung</i>	44
3.4.3	<i>Die Ortsfokussierung</i>	45
3.5	DIE DETEKTOREN	47
3.5.1	<i>Die ortsauflösenden Microchannelplates</i>	47
3.5.2	<i>Die ortsauflösende Anode</i>	49
3.5.3	<i>Die Ausleseelektronik und Datenaufnahme</i>	52
4	IMPULSTRANSFER IN ION-ATOM STOßPROZESSEN	57
4.1	GRUNDGEDANKE	57
4.2	IMPULSE	59
4.2.1	<i>Projektil-Impuls</i>	59
4.2.2	<i>Rückstoßionen-Impuls</i>	60

4.3	MEßGRÖßEN UND UMRECHNUNGEN	64
4.3.1	<i>Elektronen</i>	64
4.3.2	<i>Rückstoßionen</i>	65
4.3.3	<i>Projekteile</i>	66
5	EXPERIMENTELLE DATEN UND ERGEBNISSE.....	67
5.1	EICHMESSUNGEN	68
5.1.1	<i>Rückstoßionendetektor</i>	69
5.1.2	<i>Elektronendetektor</i>	71
5.1.3	<i>TAC-Eichung</i>	75
5.2	PROTONENINDUZIERTER IONISATION VON HELIUM	75
5.2.1	<i>Longitudinale Richtung</i>	77
5.2.2	<i>Dreidimensionale Impulse</i>	85
5.3	EINFACHIONISATION VON HELIUM DURCH ANTI-/PROTONEN	99
5.3.1	<i>Grundgedanken und Rückblick</i>	99
5.3.2	<i>Experimentelle Daten</i>	101
5.4	DIE CUSP-KANTE IM RÜCKSTOßIONENIMPULSSPEKTRUM	106
5.4.1	<i>Online-Eichung</i>	110
5.4.2	<i>Messungen bei 200 keV/u Projektilenergie</i>	111
5.4.3	<i>Vergleich für die gemessenen Projektilenergien</i>	118
6	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....	127
7	ANHANG.....	133
7.1	ELEKTRONENFLUGZEIT-SIMULATIONSPROGRAMM (TOF)	133
7.2	SCHALTPLAN DES STRAHLSCHALTERS UND BLICK IN DIE KAMMER	135
7.3	AUSGESUCHTE SPEKTREN	137
	LITERATURVERZEICHNIS.....	141
	ABBILDUNGSVERZEICHNIS	145
	DANKSAGUNG.....	153

Kapitel 1

1 Einleitung

1.1 Einführung

Die in der atomaren Welt ablaufenden Bewegungen, die die Grundlage aller chemischen und biologischen Prozesse darstellen und somit unseren makroskopischen Alltag nachhaltig beeinflussen, geben der Naturwissenschaft immer noch große Rätsel auf. Das Ziel, die Wechselwirkungen von Elektronen, Atomen und Molekülen unter- und miteinander zu erforschen und zu verstehen, beschäftigt die Physik schon seit je her. Doch erst seit der Begründung der modernen Atomphysik vor über 80 Jahren konnten mikroskopische Systeme näher erforscht werden. Bis heute sind jedoch viele grundlegende Fragen noch unbeantwortet oder unzureichend erklärt. Die gegenwärtige Erkenntnis reicht bis zu Ein- und Zweiteilchen-Systemen und deren Korrelationseffekten sowie den dynamischen Bewegungsabläufen unter Einfluß von äußeren elektrischen oder magnetischen Feldern. Für das nächst kompliziertere und weitaus interessantere und wichtigere Drei-Körper-Problem gerät die Theorie schon in Erklärungsnot. Ein solches Drei-Teilchen-System ist in der atomaren Welt zum Beispiel ein neutrales Wasserstoffatom, welches durch ein Testteilchen (Elektron, Ion, Atom, Photon...) vergleichbarer Struktur gestört, bzw. verändert wird. Für dessen theoretische Beschreibung existieren nur numerische Näherungsverfahren. Ein weiteres Beispiel ist ein ungestörtes Heliumatom. Im Grundzustand dieses Elements bewegen sich zwei gebundene Elektronen korreliert um den Kern. Die statische Struktur der atomaren Hülle, die sich in den Energieeigenwerten widerspiegelt, ist dabei quantenmechanisch, auch für Vielelektronensysteme, hochpräzise beschreibbar. Für die Beschreibung der dynamischen Vorgänge aber und somit der Lösung quantenmechanischer Vielteilchen-Coulombprobleme, wie etwa der Störung eines Heliumatoms, treten große Schwierigkeiten auf. Allein schon die Einfachionisation von Helium erweist sich unter Berücksichtigung aller Wechselwirkungsmöglichkeiten der Stoßpartner als ein komplizierter Vierkörper-Coulombprozeß. Bei unvoreingenommener Betrachtung erscheint es eigentlich kaum vorstellbar, daß nach gut 200 Jahren moderner Grundlagenforschung bei dem zweiten von über hundert chemischen Elementen eine vollständige theoretische Beschreibung nicht möglich scheint. Dennoch ist es mit dem klassischen und quantenmechanischen Verständnis der Welt kleinster Teilchen prinzipiell unmöglich eine exakte Lösung der Bewegungsgleichungen anzugeben. Obwohl man die zugrundeliegenden Wechselwirkungen selbst sehr genau kennt. Es bleibt demnach unmöglich, die korrelierte Bewegung der beiden Elektronen im Heliumatom exakt zu berechnen. Insbesondere für die, durch das Projektil verursachten, zeitabhängigen und korrelierten Übergänge mehrerer Elektronen von einem gebundenen Zustand in das Kontinuum, stehen nur Näherungsverfahren für die quantitative Beschreibung zur Verfügung. In aufwendigen, gekoppelten Kanalrechnungen gelingt es zum ersten Mal, die Elektron-Elektron-Wechselwirkungen während des Stoßes explizit mit einzubeziehen und totale Wirkungsquerschnitte zu berechnen, die mit den experimentellen Resultaten auch gute Übereinstimmung zeigen. Die Voraussage differentieller Querschnitte, welche nicht nur die Endimpulse aller bei der Reaktion emittierten Teilchen, sondern auch die Konfigurationen der nach dem Stoß, etwa durch Einfang- und Anregungsprozesse, weiterhin gebundenen Elektronen für verschiedene Projektilenergien beinhalten, ist für heutige Modellrechnungen nahezu un-

möglich. Zur Beschreibung komplexer Stoßsysteme mit vielen beteiligten Elektronen stehen bisher nur wenige, meist klassische oder semiklassische Modellansätze zur Verfügung. Diese vernachlässigen die Elektron-Elektron-Wechselwirkung entweder vollständig oder berücksichtigen sie nur zu einem gewissen Teil über die Präparation des Anfangszustandes.

Nicht viel besser ist es um den experimentellen Zugang, der zum Verständnis der dynamischen Verhältnisse beitragen soll, bestellt. Im Gegensatz zur Kern- und Hochenergiephysik, in denen der koinzidente Nachweis von fast allen Reaktionsprodukten eines Streuexperimentes mit Hilfe groß dimensionierter Spektrometer- und Detektorsysteme seit langem eine übliche Meßmethode geworden ist, bereiten ähnlich kinematisch vollständige Experimente in der Atomphysik noch Probleme. Die immer noch häufig verwendeten konventionellen elektrostatischen und magnetischen Spektromertypen der Atomphysik lassen durch ihre begrenzte Raumwinkelakzeptanz den koinzidenten Nachweis mehrerer Reaktionsprodukte nicht zu, oder schränken die kinematische Vollständigkeit durch Reduktion der zugelassenen Endzustände eines Reaktionspartners (z.B. Elektron-/Projektilstreuwinkel), ein. So wird auch heute noch oftmals nur ein totaler Wirkungsquerschnitt für die Einfach-/Zweifachionisation, Anregung oder den Elektroneneinfang gemessen.

Dennoch stellen Streuexperimente die richtige Wahl dar, die mikroskopische atomare Welt zu erforschen und die gekoppelten Bewegungen aller Fragmente aufzulösen. Gleichzeitig erlauben sie einen sehr sensitiven Test der jeweiligen Modellansätze. Die Wahl der Testteilchen, die das Target ionisieren bzw. beeinflussen, hängt dabei von den Prozessen und Mechanismen ab, die untersucht werden sollen. Daß die Testteilchen bzw. ihre de Broglie-Wellenlängen dabei von gleicher Größenordnung des zu untersuchenden Targets und darunter liegen müssen, um die innere Struktur aufzulösen, liegt klar auf der Hand. Aus der Reaktion der Stoßteilnehmer auf derartige Störungen kann man auf die Struktur des Zustandes vor der Kollision schließen. Jedoch muß man bei solch einer Untersuchungstechnik immer beachten, um welche Störungen es sich handelt, in welcher Weise und wie lange sie wirken. Alle Reaktionspartner beeinflussen sich aufgrund des langreichweitigen Coulombpotentials zu jeder Zeit des Stoßes, so daß es oftmals schwer fällt die Korrelationseffekte im Anfangszustand von denen des Ausgangszustandes zu trennen. So erhält man als Ergebnis eine Mischform, die den wahren ungestörten Zustand verschleiert. Ein solcher Effekt, der dafür verantwortlich zu machen ist, ist zum Beispiel die „Post-Collision-Interaction“ (PCI). Wählt man etwa einen Stoßprozeß, in dem das Projektil, ein positiv geladenes Ion, eine so kleine Einschußgeschwindigkeit hat, daß sie kleiner oder vergleichbar der typischen Geschwindigkeit der emittierten Elektronen ist, werden die Trajektorien in diesem langsamen Stoß stärker vom PCI-Effekt beeinflußt als von der Anfangsimpulsverteilung im ruhenden Atom vor dem Stoß. Will man also den Anfangszustand möglichst unverfälscht beobachten, sind schnelle Stöße mit großem Impulsübertrag nötig, welche die Fragmente möglichst schnell weit voneinander entfernen und so die Rolle der „post-collision-interaction“ minimieren.

Die Wahl des Bezugssystems, in dem die Änderung der Impulse in möglichst allen drei Raumrichtungen der Reaktionspartner spektroskopiert werden soll, ist dabei von entscheidender Bedeutung für die Auflösung des Mikroskops mit dem die Reaktion untersucht werden soll. Die Rückstoßionenimpulsspektroskopie („Recoil-Ion-Momentum-Spectroscopy RIMS“) eignet sich dazu in hervorragender Weise. Sie eignet sich vorzüglich für die angesprochenen Mehrfachkoinzidenzmessungen und ist dabei nahezu unabhängig von der Strahlqualität und der Projektilenergie, die in der herkömmlichen Translationsspektroskopie entscheidende und beschneidende Größen für die Auflösung der Apparatur waren. Der Nachweisraumwinkel für alle Reaktionsteilnehmer ist nahezu 4π .

Multiparametermessungen reduzieren nicht mehr die koinzidente Raumwinkelakzeptanz und senken die Koinzidenzrate dadurch drastisch.

Die Voraussetzung für eine erfolgreiche Messung mit dieser Methode ist eine gute Präparation des zu untersuchenden Targets. Will man nämlich derart kleine Impulsüberträge, die in der Größenordnung von ein bis zwei atomaren Einheiten liegen, gut genug auflösen, muß sich das Target vor dem Stoß nahezu in Ruhe befunden haben. Dies ist bei Zimmertemperatur mit einem mittleren Impuls von 4.6 a.u. für Helium nicht der Fall. Das Atom muß also ausreichend gekühlt werden ! Zudem erfordert eine „Imaging-Technik“, die ohne raumwinkelbegrenzende Blenden auskommt, ein kleines wohllokalisiertes Reaktionsvolumen. Die Verwendung von einem überschallschnellen Atomgasstrahl erfüllt diese beiden Kriterien. Erst seit der Kombination eines Ultraschallgasjets mit einem Rückstoßionen-Spektrometer ist diese Technik der Spektroskopie so erfolgreich. Die neueste Generation dieser freien Gastargets arbeitet mit einer Vorkühlung mittels eines Heliumkryostaten, wodurch interne Temperaturen im Millikelvinbereich erreicht werden. In der Zukunft wird durch den Einsatz der Laser-Kühlung (lasergekühlter Fallen), die vielerorts schon erprobt wird, eine Herabsetzung der Temperatur in den Mikrokelvinbereich erzielt werden (siehe hierzu [SWO97]). Die momentane Auflösung und Effizienz ist dennoch ausreichend, um an einer Vielzahl von Stoßsystemen die Impulsbilanz bei der Heliumionisation mittels direkter Messung des Rückstoßions detailliert zu bestimmen. Insbesondere stellen hohe Projektilenergien und die damit verbundenen niedrigen Streuquerschnitte von Koinzidenzexperimenten keine Schwierigkeit mehr dar.

Das Herzstück des Experiments, das Spektrometer selbst, ist dabei von einfachster Bauart. Sein Prinzip der „Time-of-Flight“ (TOF) Methode zeichnet sich durch eine hohe Flexibilität aus, so daß durch einfache Modifikationen bereits mehrere Spektrometertypen dieser Bauart in unserer und befreundeten Arbeitsgruppen entwickelt und gebaut wurden, die auf ein spezielles Experiment abgestimmt werden können, aber generell für eine Vielzahl verschiedenster Stoßsysteme geeignet sind. Ihre handliche Größe macht das ganze System portabel und läßt so den Einsatz an Beschleunigeranlagen (IKF¹, GSI², CERN³, ESRF⁴, RIKEN⁵, CRYRING⁶, BESSY⁷, GANIL⁸, LBL-ALS⁹, HASYLAB¹⁰...) in aller Welt zu. Der grundsätzliche Aufbau bleibt dabei unverändert. Durch Kreuzen des kalten Gasjets mit dem Projektilstrahl wird eine Reaktionszone der Größe $< 0.1-1 \text{ mm}^3$ im Spektrometer definiert. Das Spektrometer selbst separiert durch ein elektrisches Absaugfeld die Fragmente der Reaktion und projiziert mittels orts- und zeitfokussierender Eigenschaften die Ionisation auf zweidimensional ortsauflösende Channelplate-Detektoren. Damit ist man in der Lage, Momentaufnahmen des Stoßprozesses abzubilden. Die Rückstoßionenimpulsspektroskopie vereinigt somit eine hohe Auflösung mit einem großen Nachweisraumwinkel. Die Detektoren wurden in unserer Arbeitsgruppe entwickelt und weiter verbessert, so daß heute bereits mit der dritten Generation dieser Systeme gearbeitet werden kann, die sich durch eine hohe Ratenverträglichkeit bei gleichzeitig guter Auflösung auszeichnen. Durch die Summe aller erwähnten Komponenten in geeigneter Kombination ist nahezu jedes Stoßsystem zugänglich.

¹ Institut für Kernphysik, UNI Frankfurt

² Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

³ European Center for Research in Nuclear Physics, Genf (Schweiz)

⁴ European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble (Frankreich)

⁵ Institute for Chemical and Physical Research, Tokio (Japan)

⁶ Cryo-Ring, Stockholm (Schweden)

⁷ Berliner Elektron Strahlungs-Synchrotron, Berlin

⁸ Grand Accelérateur National des Ions Lourds, Caen (Frankreich)

⁹ Lawrence Berkeley National Laboratory (Advanced Light Source), Berkeley (USA)

¹⁰ Hamburger Synchrotron-Strahlungslabor, Hamburg

1.2 Motivation

Das durchgeführte und hier beschriebene Experiment ist Teil einer Messung, die im August 1996 am LEAR im CERN durchgeführt worden ist. Das große Ziel ist es, die Stoßsysteme



im Impulsraum vollständig zu vermessen. Differentielle Streuquerschnitte dieser Reaktion waren bis dato noch nicht zugänglich. Mit Hilfe einer Vierfach-Koinzidenz wurde versucht, dreifach-differentielle Doppelionisationsquerschnitte zu messen. Dies war aufgrund der Strahlpräparation jedoch nicht möglich, so daß aber immerhin zum ersten Mal die Einfachionisation mit hinreichend guter Statistik in longitudinaler Richtung (parallel zum Projektilstrahl) analysiert werden konnte. Immer noch ist die geringe Stromdichte und die große Divergenz des Antiprotonenstrahls eine restriktive Größe für Streuexperimente jeglicher Art.

Das Antiproton als Projektil stellt im Vergleich mit den sonst positiven Projektilionen und den 1836 mal leichteren Elektronen ein sehr interessantes Testteilchen für die Ionisation dar. Vor allem die Doppelionisation von Helium weist für unterschiedliche Vorzeichen sonst gleicher Projektile deutliche und verwunderliche Unterschiede auf. Experimentelle Ergebnisse (Aarhusgruppe/Andersen 86, 87, 90; siehe [LAN86],[LAN87],[LAN90]) zeigen für Einschußenergien unter 10 MeV von Antiprotonen einen deutlich höheren erzeugten Anteil an zweifach geladenen Heliumionen als Protonen. Bei 500 keV sind es etwa doppelt so viele Ionen. Von diesem Wert an nimmt der Unterschied kontinuierlich ab, bis bei etwa 10 MeV beide Raten gleich groß sind. Klassische Rechnungen (CTMC) finden für dieses Phänomen eine Erklärung. Es sind zwei stoßparameterabhängige Effekte, die zu unterschiedlichen Produktionsraten an doppelt geladenen Heliumionen führen können. Für große Stoßparameter dominiert ein inneratomarer Elektronenstoßprozeß, wie er unter anderem beim Thomas-Mechanismus, einer sukzessiven Ionisation für kleine Stoßparameter, zu finden ist. Das in großer Entfernung passierende Antiproton ist in der Lage, das ruhende Heliumatom einfach zu ionisieren. Aufgrund der langreichweitigen abstoßenden Coulombkraft zeigt die Emissionsrichtung des freien Elektrons vorwiegend in Richtung des bindenden Kerns. Beim Durchqueren der Atomhülle besteht eine große Wahrscheinlichkeit das Atom ein weiteres Mal, diesmal durch einen Elektronenstoß, zu ionisieren, was zu der Überhöhung des Doppelionisationsquerschnitts führen könnte. Für kleine Stoßparameter kann das Antiproton zunächst (durch direkten Stoß) wieder einfachionisieren und kompensiert aber zugleich durch seine Anwesenheit die bindende positive Ladung des Heliumkerns (Screening-Effekt) für das verbleibende Elektron (vergleichbar einem Shake-off Prozeß). Nach Meinung von Theoretikern (R. Olson) dominiert der letzte Mechanismus den totalen Doppelionisationsquerschnitt. Kompliziert gekoppelte Kanalrechnungen bestätigen diese These, die anschaulich betrachtet auch in der Einfachionisation zu unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten führen sollte, was diese Rechnungen aber negieren. Desweiteren haben Experimente (Giese, Horsdal 88 [JGI88]) für das Verhältnis $R=He^{2+}/(He^{1+}+He^{2+})$ (siehe dazu auch [PFA88]) in der Streuwinkelabhängigkeit einen Peak bei 0.96 mrad gefunden, der unabhängig von der Einschußenergie (im Intervall von 0.3 bis 1 MeV) des Antiprotons war (siehe [RDO91]). Aus diesen Gründen ist es von großer Bedeutung die Dynamik und die Unterschiede dieser Stoßsysteme näher zu studieren, um die Rolle der Projektilladung für die Ionisation einordnen zu kön-

nen und somit den Theoretikern einen entscheidenden Hinweis zur quantitativen Beschreibung dieses Phänomens liefern zu können.

Desweiteren kann ein Proton-Antiproton-Vergleich den Einfluß des beschriebenen PCI-Effektes klären. Sollte das Projektil im Ausgangskanal der Reaktion dafür verantwortlich sein in welcher Weise die Fragmente Elektron und Rückstoßion in longitudinaler Richtung gestreut werden, muß sich das Ergebnis für die andere Projektilladung umkehren. Dies konnte für die Antiprotonen am CERN gemessen werden (siehe [KKH96]) und war Anstoß für die durchgeführten und hier beschriebenen Vergleichsexperimente, die am Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt am Main am 2.5 MeV Van-de-Graaff-Beschleuniger durchgeführt wurden. Der PCI-Effekt wurde immer wieder, auch in anderen Stoßsystemen, beobachtet und ist häufiger Gegenstand von Diskussionen. So wird zum Beispiel in der Doppelionisation des Targets im Stoßsystem $3.6 \text{ MeV/u Se}^{28+} \rightarrow \text{He}$ ein solcher Mechanismus beobachtet [RMO97]. Betrachtet man hier die Impulsbilanz der vier Teilchen in longitudinaler Richtung, sieht man, daß die Impulsänderung des Projektils klein ist, verglichen mit den Endimpulsen des Rückstoßions und der Elektronen. Dies bedeutet aber, daß die Impulse schon vor dem Stoß im ungestörten, gebundenen System vorhanden waren. Der Rückstoßionen-Impuls kompensiert in guter Näherung den Summenimpuls der Elektronen, die aufgrund der „post-collision-interaction“ in Vorwärtsrichtung, entgegengesetzt zum Ion, emittiert werden.

Das Ziel dieser Arbeit wird es daher sein, zu versuchen, den Einfluß der „post-collision-interaction“ in der Einfachionisation von Helium bei verschiedenartigen Störungen zu beschreiben, um gleichzeitig einen tiefen Einblick in die inneratomare Dynamik solcher Streureaktionen zu gewinnen. Somit werden die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Projektilenergie und -ladung untersucht. Dabei ist zu erwarten, daß sich der Einfluß der „post-collision-interaction“ bei kleineren Einschußgeschwindigkeiten, also längeren Wechselwirkungszeiten, deutlicher ausprägt als dies bei hohen Projektilenergien der Fall sein wird. Desweiteren muß sich die Projektilladung als eine zentrale Größe in der Dynamik der Stoßpartner ausweisen. Es wird ein direkter Materie-Materie-Stoß mit einem Antimaterie-Materie-Stoß bei einer Einschußenergie von 1 MeV/u verglichen werden, um die Relevanz dieser Eigenschaft zu prüfen und einordnen zu können. Dazu werden theoretische Vorhersagen verschiedener Theorien den experimentellen Daten gegenübergestellt. Neben den Positron-/Elektron-Atomstößen stellen somit die Antiproton-/Proton-Atomstöße sehr empfindliche Tests quantenmechanischer Wellenfunktionen und klassischer Stoßmodelle dar, von denen aufgrund technischer Probleme und experimenteller Anforderungen in dieser Art und Weise erst nur sehr wenige untersucht werden konnten. Die erstmals gewonnenen und hier besprochenen differentiellen Wirkungsquerschnitte bieten die für die atomare Stoßphysik bisherig einmalige Möglichkeit, die Dynamik solcher Reaktionen detailliert zu beschreiben und als Ansatzpunkt für zukünftige theoretische Vorhersagen zu dienen.

In dem folgenden Kapitel wird der theoretische Zugang zu derartigen Ion-Atom Streuexperimenten aufgezeigt, danach folgt die ausführliche Beschreibung der experimentellen Meßmethode mit all ihren Komponenten. Ein Kapitel, das sich mit der Kinematik der Reaktion befaßt, bildet den Übergang zur Diskussion der gewonnenen experimentellen Daten, bevor eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf zukünftige Technologien und Experimente diese Arbeit abschließen. Allem voran wird zunächst im folgenden Abschnitt auf die Größenordnung der zu beschreibenden Effekte eingegangen.

1.3 Atomare Einheiten

Die atomare mikroskopische Welt hat nicht nur ihre eigenen Gesetze, sondern auch ihre eigenen Einheiten. Diese mögen zunächst den Nicht-Naturwissenschaftler, Nicht-Atomphysiker weiter von jeglicher Anschauung wegführen und einen Nachteil für die Bewertung der Effekte von atomaren Prozessen, verglichen mit den gewohnten makroskopischen Gegenständen unserer Sinnenwelt, darstellen. Doch nach einiger Übung stellt die atomare Einheit (atomic unit = a.u.) eine handliche Größe dar, ähnlich wie das Dutzend oder das Mol. Um den Bezug zum Alltag herzustellen und eine Vorstellung von den Größenordnungen mikroskopisch kleinster Teilchen zu geben, sind die atomaren Einheiten, Definitionen und Umrechnungen, die auf die Dimensionen eines Elektrons (E) im Grundzustand des Wasserstoffatoms normiert sind, im Folgenden aufgelistet.

1.3.1 Definitionen:

$r_E = 1 \text{ a.u.} = 5.2918 \cdot 10^{-11} \text{ m}$	Bohrscher k-Schalenradius des Wasserstoff
$v_E = 1 \text{ a.u.} = 2.1877 \cdot 10^6 \text{ m/s}$	Geschwindigkeit auf der Bohrschen Atomhülle
$m_E = 1 \text{ a.u.} = 9.1095 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$	Ruhemasse
$q_E = e = 1 \text{ a.u.} = 1.6022 \cdot 10^{-19} \text{ As}$	Ladung
$c = 137 \text{ a.u.} = 2.99 \cdot 10^8 \text{ m/s}$	Lichtgeschwindigkeit

$r_E = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_E} = \frac{\hbar}{m_E\alpha c}$	Bohrscher k-Schalenradius des Wasserstoff
$v_E = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar} = \alpha c$	Geschwindigkeit auf der Bohrschen Atomhülle
$E_E = \frac{m_E e^4}{32\epsilon_0^2\pi^2\hbar^2} \frac{1}{2} m_E v_E^2 = \frac{1}{2} \text{ a.u.}$	Energie im Grundzustand
$p_E = m_E v_E = 1 \text{ a.u.}$	Impuls im Grundzustand
$t_E = \frac{2\pi r_E}{v_E} = 2\pi (1.5 \cdot 10^{-16} \text{ s})$	Umlaufzeit

1.3.2 Naturkonstanten:

$c = \frac{v_E}{\alpha} = 137 \text{ a.u.}$ $\hbar = m_E v_E r_E = 1 \text{ a.u.}$ $h = 2\pi$ $\epsilon_0 = \frac{e^2}{4\pi\hbar v_E} = \frac{1}{4\pi}$ $\mu_0 = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} = \frac{\alpha^2}{4\pi}$	$R_\infty = \frac{m_E e^4}{64\pi^3 \epsilon_0^2 \hbar^3} = \frac{\alpha}{4\pi}$ $\mu_B = \frac{e\hbar^2}{2m_E} = \frac{1}{2} \text{ a.u.}$ $\lambda_c = \frac{h}{m_E c} = 2\pi$ $m_{He} = 7296.38 \text{ a.u.}$
--	---

1.3.3 Umrechnungsfaktoren:

$E = 1 \text{ eV} = \frac{1}{27.2} \text{ a.u.}$ $E = 1 \text{ a.u.} = 27.2 \text{ eV}$	bzw.: $E [\text{a.u.}] = \frac{1}{27.2} E [\text{eV}]$ $E [\text{eV}] = 27.2 E [\text{a.u.}]$
$p = 1 \frac{\text{kgm}}{\text{s}} = 5.01 \cdot 10^{23} \text{ a.u.}$ $p = 1 \text{ a.u.} = 1.995 \cdot 10^{-24} \frac{\text{kgm}}{\text{s}}$	$p [\text{a.u.}] = \frac{1}{2 \cdot 10^{-24}} p \left[\frac{\text{kgm}}{\text{s}} \right]$ $p \left[\frac{\text{kgm}}{\text{s}} \right] = 2 \cdot 10^{-24} p [\text{a.u.}]$
$v = 1 \frac{\text{m}}{\text{s}} = \frac{137}{2.99 \cdot 10^8} \text{ a.u.}$ $v = 1 \text{ a.u.} = \frac{2.99 \cdot 10^8}{137} \frac{\text{m}}{\text{s}}$	$v [\text{a.u.}] = \frac{137}{2.99 \cdot 10^8} v \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$ $v \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right] = \frac{2.99 \cdot 10^8}{137} v [\text{a.u.}]$

...mit den allgemeingültigen Beziehungen...:

$E = \frac{1}{2} m v^2$	$E = \frac{p^2}{2m}$	$v = \frac{p}{m}$
$v = \sqrt{\frac{2E}{m}}$	$p = \sqrt{2mE}$	$p = m v$

Für die in den Versuchsreihen benutzten Protonen- bzw. Deuteroneneinschüßenergien zur Einfach- und Doppelionisation von Helium sind einmal einige Umrechnungen an dieser Stelle eingefügt. Der Ladungszustand q beträgt dabei immer eine atomare Einheit. Die Störung, die ein Maß für den Einfluß des Projektils auf des Target darstellt, wird ebenfalls in atomaren Einheiten angegeben:

Projektileinschüßenergie		Geschwindigkeit v _p	Geschwindigkeit v _p	Impuls in	Störung
in (keV/u)	in (a.u.)	in (a.u.)	in (% von c)	(a.u.)	q/v _p
1300	47794.12	7.22	5.27	13247.64	0.14
1000	36764.71	6.33	4.62	11618.95	0.16
500	18382.35	4.47	3.27	8215.84	0.22
200	7352.94	2.83	2.07	5196.15	0.35
150	5514.71	2.45	1.79	4500.00	0.41
100	3676.47	2.00	1.46	3674.23	0.50

Diese Größen und deren entsprechenden Werte werden in den folgenden Kapiteln von jetzt an immer wieder benutzt, eingesetzt und als bekannt vorausgesetzt, ohne noch einmal auf die Um-/Berechnungen näher einzugehen.

...Überleitung...

Im folgenden Kapitel werden einige theoretische Modellansätze für die Ion-Atom Streuung angesprochen. Dabei werden zunächst ein paar grundlegende Gedanken für die theoretische Beschreibung vorangestellt, bevor dann auf die jeweiligen Modelle im einzelnen eingegangen wird. Dabei handelt es sich um klassische, semiklassische und quantenmechanische Näherungsverfahren, die heute in verschiedensten Variationen zur Verfügung stehen und je nach Problemstellung mit mehr oder weniger großem Erfolg angewendet werden können. Ziel ist es, die Vorteile aber auch die Problematik der theoretischen Beschreibungen von Ion-Atom Stößen und damit die Notwendigkeit experimenteller Zugänge zu Klärung und Prüfung theoretischer Modellansätze aufzuzeigen.

Kapitel 2

2 Theorie der Ion-Atom Stoßprozesse

2.1 Vorgedanken

Für die Studie der Einfach- und Doppelionisation eines Mehrelektronensystems eignet sich das Heliumatom in besonderer Weise. Es ist hierfür nämlich nicht nur das einfachste atomare System, da es lediglich zwei gebundene Elektronen besitzt, sondern hat dadurch gleichzeitig den Vorteil, daß der relative Beitrag der Elektron-Elektron-Wechselwirkung an der gesamten Bindungsenergie am Größten ist und sich damit jegliche Korrelations-effekte am deutlichsten ausprägen werden. Es kann dabei ohne die störende Coulombexplosion untersucht werden, da Helium ein Edelgas ist, und somit keine gegenseitigen Abstoßungen von Ionenrümpfen nach der Ionisation, wie sie bei molekularen Targets auftreten, zu erwarten sind. Desweiteren können keine Resonanzen von doppelt angeregten Zuständen die Wirkungsquerschnitte der Doppelionisation überhöhen. Ein Effekt, der in den theoretischen Modellen also ausgeklammert werden kann und die Rechnungen vereinfacht.

Für die Einfach- wie für die Doppelionisation des Targets können verschiedenste Mechanismen verantwortlich sein, die abhängig vom Maß der Störung durch das Projektil sind. Diese Störung kann man durch das Verhältnis q/v_p beschreiben. Dieser Ausdruck beinhaltet den Einfluß des langreichweitigen Coulombpotentials, durch das auch ohne Berührung der Teilchen Energie und Impuls ausgetauscht werden kann im Verhältnis zur Einschußgeschwindigkeit des Projektils. Zusätzlich zur elastischen Streuung des Projektils können demnach auch innere Freiheitsgrade der Teilchen angeregt werden. Dies sind Anregung, Ionisation und Elektroneneinfang sowie Kombinationen daraus, deren Wirkungsquerschnitte bedeutend von der Projektilgeschwindigkeit abhängen. Für die Doppelionisation müssen zwei aufeinander oder gleichzeitig ablaufende Störungen für den Transfer, von den im Target gebundenen Elektronen ins Kontinuum oder in gebundene Zustände des Projektils, sorgen. Das heißt, das Projektil reagiert entweder unabhängig voneinander mit beiden Elektronen („two-step“, „binary-encounter“) gleichzeitig, oder nacheinander. Das Projektil reagiert zunächst mit einem Elektron und dieses wechselwirkt dann mit dem zweiten, was ebenfalls zur Doppelionisation führt („interception“). Oder aber das zweite Elektron wird aufgrund des veränderten Zentralpotentials nach der Einfachionisation durch das Projektil „abgeschüttelt“, weil das zweite Elektron beim Übergang von der Zweiteilchen- zur Einteilchenwellenfunktion nicht mehr stabil gebunden ist und ionisiert („shake-off“). [Genauer: Verläßt das erste ionisierte Elektron die Atomhülle so schnell, daß sich die Wellenfunktion des zweiten Elektrons nicht adiabatisch den neuen Verhältnissen anpassen kann, ist die ursprüngliche Wellenfunktion plötzlich nicht mehr eine Eigenfunktion des Heliumions, sondern hat einen Überlapp mit den Kontinuumwellenfunktionen des einfach geladenen Heliumions.] Auch diese hängen deutlich von der Aufenthaltsdauer des Projektils am Targetort und damit von der Einschußgeschwindigkeit ab. Für hohe Geschwindigkeiten bei niedrigem Ladungszustand, also kleiner Störung, dominieren der „shake-off“ und die „interception“ den Wirkungsquerschnitt für die Doppelionisation, da die Aufenthaltsdauer des Projektils klein ist gegen die Umlaufzeit der Elektronen im Atom und der Doppelionisationswirkungsquerschnitt für einen „two-step-Mechanismus“ dem Quadrat der Einfachionisationswahrscheinlichkeit proportional ist. Für kleine Störungen kann das Projektil demnach auch nur mit den (einem) Targetelek-

tronen wechselwirken, und die Doppelionisation tritt ausschließlich als Folge der Elektronenkorrelation auf.

Für die theoretische Beschreibung von Ion-Atom-Stößen haben sich im Laufe der Zeit die verschiedensten Modellansätze etablieren können. Es stehen klassische, halb(semi)klassische und quantenmechanische Verfahren zur Berechnung stoßinduzierter Ionisationen zur Verfügung. Theoretische Verfahren im Rahmen der klassischen Mechanik, wie die Classical-Trajectory-Monte-Carlo (CTMC) Rechnungen, haben den großen Vorteil, daß im Rahmen einer klassischen Näherung eine echte Vielteilchenrechnung durchgeführt werden kann, in der sogar die Kopplung der korrelierten Elektronenbewegungen an den Kern mit einbezogen werden kann. Die quantenmechanischen Rechnungen lehnen sich im Allgemeinen an die Störungstheorie an, bzw. basieren auf dieser Modellvorstellung. Das Problem in den quantenmechanischen Verfahren ist, daß bereits für die Einfachionisation das korrelierte, zeitabhängige Zweielektronenproblem gelöst werden müßte. Denn die Anwesenheit des zweiten Elektrons bewirkt, daß die Wahl der Anfangswellenfunktion im Einteilchenbild modellabhängig ist, somit die Ergebnisse der Rechnung sensitiv von dieser Wahl abhängen.

In den folgenden Abschnitten wird auf die klassischen, halbklassischen und quantenmechanischen Theorien und deren Ansätze, mit Schwerpunkt auf die Einfachionisation von Heliumatomen, kurz eingegangen. Aufgrund der Fülle der Variationen der verschiedenen Rechenmethoden soll dabei lediglich ein Einblick in die Grundprinzipien der jeweiligen theoretischen Ansätze gegeben werden. Für detaillierte Beschreibungen wird auf Textstellen ausgesuchter Diplom-, Doktor- und Originalarbeiten an den entsprechenden Stellen verwiesen werden.

2.2 Die Classical-Trajectory-Monte-Carlo (CTMC) Rechnung

Die CTMC-Theorie berechnet die Flugbahnen der Teilchen, die sich nach den Gesetzen der klassischen Newtonschen-Mechanik, im Potentialverlauf des Raumes entwickeln. Dieser Verlauf wird durch die Reaktionspartner selbst geprägt. Das Target wird hierbei als ein klassisches Atom konstruiert, bei dem sich die Elektronen mit dem Kern auf Kepler-Ellipsen (siehe Abbildung 2.1) um den gemeinsamen Schwerpunkt bewegen.

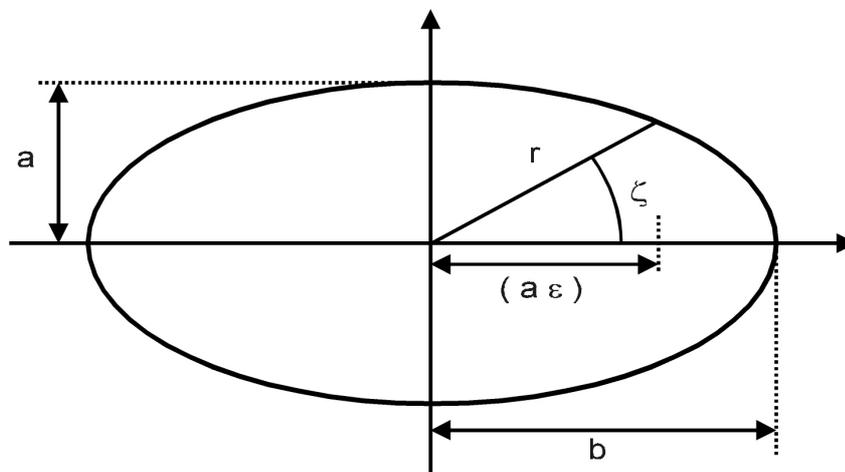


Abbildung 2.1: Die Kepler-Ellipse

Die statistische Verteilung der Quantenmechanik wird über viele Stöße mit zufällig ausgewählten Stoßparametern und ebenfalls immer wieder ausgewürfelten Startbedingungen (Startort und –Impuls) der Elektronen auf den Sphären der Atomhülle simuliert. Es gelingt der klassischen Rechnung, im Vergleich zur Quantenmechanik, viel mehr Wechselwirkungen in die Reaktion mit einzubeziehen. Für mehrere Elektronen im Target ist eine echte Vielteilchenrechnung erforderlich. Jedem Elektron wird ein sequentielles Ionisationspotential (Bindungsenergie zum Targetkern) zugeordnet, was im Widerspruch zum quantenmechanischen Pauli-Prinzip steht, da die Elektronen so unterscheidbar geworden sind. Jedoch reproduziert dieses Modell die experimentellen totalen Wirkungsquerschnitte der Mehrfachionisation sehr gut (siehe [HBE93]).

Doch zunächst zum einfacheren Fall der Einfachionisation: Will man ein Target in der angesprochenen Weise konstruieren, so ist zu beachten, daß die Elektronen gewissen Anforderungen genügen müssen, die aus der experimentellen Erfahrung oder der Quantenmechanik heraus bekannt sind. Erstens muß ein sphärisch symmetrischer Zustand mit Gesamtdrehimpuls Null gewährleistet sein. Dies kann nicht durch eine einzige Keplerbahn des Elektrons erfüllt werden, sondern nur durch ein Ensemble klassischer Zustände, die das Elektron, statistisch verteilt, über viele Stöße integriert, einnehmen kann. Zweitens muß die Anfangsverteilung zeitlich stabil in der Zeit sein, solange kein Stoß erfolgt. Drittens sollte die Bindungsenergie jener der spektroskopisch ermittelten und quantenmechanisch korrekt berechenbaren entsprechen. Für die einfachste Einfachionisation, der des Wasserstoffatom, wären dies 0.5 atomare Energieeinheiten. Viertens ist es anzustreben, daß die Orts- und Impulsverteilung des Modellelektrons möglichst jener der quantenmechanischen entspricht. Der Zustand eines Elektrons wird klassisch durch einen sechsdimensionalen Phasenraumvektor $\vec{\Gamma}(t)$ zu einer beliebigen Zeit $t = t_0$ vollständig bestimmt.

$$\vec{\Gamma}(t_0) = [x(t_0), y(t_0), z(t_0), p_x(t_0), p_y(t_0), p_z(t_0)] \quad (2.1)$$

Durch die Bedingung einer festen Bindungsenergie sind nur noch fünf der sechs Koordinaten im Phasenraum frei wählbar. Verteilt man zum Zeitpunkt t_0 in einer großen (unendlichen) Anzahl von Modell-Atomen je ein Elektron im Phasenraum, so läßt sich zu dieser Zeit t_0 für jeden Ort im Phasenraum eine Elektronendichte angeben. Diese zunächst scheinbar zufällige Verteilung muß nun aber die Nebenbedingung der zeitlichen Konstanz des Anfangszustandes erfüllen. Entwickeln sich die einzelnen Systeme (Atome) zeitlich nach den Gesetzen der klassischen Mechanik, so wird sich auch die Dichteverteilung im Phasenraum ändern, ohne daß schon ein Stoß mit dem Projektil stattgefunden hat. Das würde bedeuten, daß die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion von dem Zeitpunkt des Stoßes abhängig ist. Aufrecht erhalten läßt sich eine zeitliche Konstanz (nach Goldstein [HGO91]) durch ein statistisches Ensemble im Phasenraum, welches nach der Zwangsbedingung $H(r,p)=E_0$ konstruiert wird, da die Energie eine Konstante der Bewegung ist. Man nennt diese Dichteverteilung eine mikrokanonische Verteilung. Diese muß im Coulombfeld des Targetkerns erzeugt werden. Dazu wählt man zunächst für jedes Elektron eine feste Energie E_0 , die Bindungsenergie, aus, so daß nun nur noch fünf weitere Phasenraumkoordinaten zu bestimmen sind. Als weitere drei Koordinaten kann man die Eulerwinkel wählen, um welche die Keplerellipsen, als klassische Lösungen der Bewegungsgleichungen statistisch gedreht werden. Die fünfte Koordinate ist die Exzentrizität ϵ der Ellipse, und die letzte Koordinate ist der Startort des Elektrons auf der Keplerbahn, angegeben durch den Exzentrizitätswinkel ζ der Ellipse. Hierbei muß man die Nebenbedingung für einen zeitlich stationären Zustand mit beachten. Denn positioniert man auf jeder

Teilstrecke der Ellipse gleich viele Elektronen, wird sich die Verteilung der Elektronen schon nach kurzer Zeit ändern, da die Teilchen auf Ellipsenbahnen verlaufen und damit unterschiedliche Energien bzw. Geschwindigkeiten haben, und sich so die Elektronen schon nach kurzer Zeit am Aphel der Ellipse anhäufen und die Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Perihel abnimmt. Statt die Ellipse nach der Ortsgröße zu quantifizieren, wird nun die Keplerbahn nach der Zeit parametrisiert. Die Elektronen starten nun nicht mehr auf gleich langen Ortsstrecken, sondern in gleich langen Zeitintervallen (in gleichen Zeitintervallen starten gleich viele Teilchen). Dazu wird der zeitliche Hilfsparameter Θ_n mit $0 \leq \Theta_n \leq 2\pi$ eingeführt. Um hieraus den für die Rechnung nötigen Startpunkt ζ zu erhalten, muß die Keplerellipsengleichung

$$\Theta_n = \frac{t}{\sqrt{ma^3}} = \zeta - \varepsilon \sin \zeta \quad (2.2)$$

iterativ gelöst werden. Hat man die Bahnform ε und den Startort ζ bestimmt, wird auf die kartesischen Koordinaten zurücktransformiert, und man erhält eine Ellipse in der x-y Ebene, die dann um die Eulerwinkel gedreht werden kann. So bekommt man für atomaren Wasserstoff eine Impulsverteilung der CTMC-Rechnung, die exakt mit der Verteilung der Quantenmechanik übereinstimmt. Die Ortsverteilungen der verschiedenen Rechenmodelle weichen jedoch aufgrund der klassischen Betrachtung mit Keplerellipsen stark voneinander ab. Dabei erweisen sich die Umkehrpunkte der Ellipsen als die Wurzel der Diskrepanz zwischen der klassischen und der quantenmechanischen Theorie. Für ein Wasserstoffatom zum Beispiel endet die Radialverteilung schon bei $r = 2$ a.u., weil darüber hinaus keine geschlossenen Keplerbahnen mehr existieren, während die quantenmechanische Ortswellenfunktion bis unendlich reicht. Es erweist sich als schwierig, eine Dichteverteilung zu kreieren, die einen guten Kompromiß darstellen könnte. Zum Beispiel kann eine Wigner-Verteilung die Ortsverteilung entsprechend korrigieren, jedoch ist dann das Atom nicht mehr stationär.

Für das Projektil wird für jeden Stoß ein Stoßparameter b im Bereich von $0 \leq \sqrt{b} \leq \sqrt{b_{\max}}$ ausgewürfelt. Die Berechnung beginnt bei einem Startort r_{start} , der noch so weit vom Targetort entfernt ist, daß es zu keinem Impuls- oder Energieaustausch durch Wechselwirkungen kommen kann (typisch sind $3 b_{\max}$). Die Startkoordinaten des Projektils sind gegeben durch:

$$\vec{Q}_{pro} = \begin{pmatrix} b \\ 0 \\ -\sqrt{r_{\text{start}}^2 - b^2} \end{pmatrix} \text{ und } \vec{P}_{pro} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ m_{pro} v_{pro} \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Um die Rechenzeit in einem erträglichen Rahmen zu halten, werden mitunter nur einige wenige Stoßparameter ausgewählt; dabei wird der gesamte Stoßparameterbereich in fünf gleich große Teile unterteilt, in denen unterschiedlich viele Trajektorien berechnet werden. Die fünf unterschiedlichen Ergebnisse werden dann mit der jeweiligen Fläche des Stoßparameterbereichs gewichtet und addiert. Die Rechnung wird dabei für einen Endort r_{stop} abgebrochen, für den ebenfalls keine Wechselwirkung mehr zum Energie- und Impulsaustausch führen kann ($r_{\text{stop}} = 3$ bis $5b_{\max}$). Stehen schnellere, leistungsfähigere Computer zur Verfügung entfallen derartige Beschränkungen.

Die Dynamik der Reaktion wird nun über die klassischen Bewegungsgleichungen bestimmt:

$$\dot{Q}_i = \frac{\partial H}{\partial P_i} \quad ; \quad -\dot{P}_i = \frac{\partial H}{\partial Q_i}, \quad (2.4)$$

wobei die Hamiltonfunktion für N Elektronen und nichtrelativistische, spinlose Teilchen folgende Gestalt hat:

$$H = \frac{P_{pro}^2}{2m_{pro}} + \frac{P_{tar}^2}{2m_{tar}} + \sum_{i=1}^N \left(\frac{P_i^2}{2m_e} + \frac{Z_{pro}Z_i}{r_{i,pro}} + \frac{Z_{tar}Z_i}{r_{i,tar}} \right) + \frac{Z_{tar}Z_{pro}}{r_{tar,pro}} \quad (2.5)$$

i = Laufindex für alle Teilchen (bei Proton-He-Stößen ist i = 1, ..., 4)
N = Anzahl der Targetelektronen

Die Elektron-Elektron-Wechselwirkung wird aber nur indirekt durch die effektive Kernladung für den Targetkern (z.B. $Z_{tar} = 1.69$ für Helium) berücksichtigt. Für ein klassisches Atom mit beliebigen Anfangsbedingungen ist es nicht möglich, die Elektron-Elektron-Wechselwirkung korrekt zu implementieren, da das Atom sonst autoionisieren würde. Die Hamiltonfunktion enthält die Wechselwirkungen aller Elektronen mit dem Targetkern, dem Projektilkern sowie der Kerne untereinander. Die Elektronen befinden sich in dem effektiven Wechselwirkungspotential, welches durch die spektroskopisch ermittelten sequentiellen Bindungsenergien $Z_{tar}Z_i = n_i\sqrt{2U_i}$ bestimmt wird.

Um jetzt die Rückstoßimpulse zu erhalten, wählt man die Beschreibung in Schwerpunkts- und Relativkoordinaten in Bezug auf den Schwerpunkt des Targetatoms und setzt den Kernorts- und -Impulsvektor gleich Null. Das heißt, die Modellatome ruhen im Koordinatenursprung vor dem Stoß. Die Startbedingungen für den Kern des Targets lauten:

$$\vec{Q}_{tar}^{ini} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad \vec{P}_{tar}^{ini} = \begin{pmatrix} -\sum P_i^x \\ -\sum P_i^y \\ -\sum P_i^z \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

i = Laufindex für die Elektronen; die Summen laufen über alle Elektronen

Der Targetkern hat in dieser Konstruktion gerade den entgegengesetzten Summenimpuls aller Elektronen im Target. Denn in diesem klassischen Atom bewegen sich der Kern und der Schwerpunkt aller Elektronen um den gemeinsamen Schwerpunkt des Systems. Korrekterweise müßten auch die Geschwindigkeiten der Elektronen noch in das Schwerpunktsystem des Atoms transformiert werden. Dieser Fehler ist jedoch aufgrund des Massenverhältnisses von Elektron zu Proton zu vernachlässigen. Nach dem Stoß berechnet man den Impuls des Rückstoßions zu:

$$\vec{P}_{rec}^{final} = \begin{pmatrix} P_{tar}^{final,x} + \sum P_i^{final,x} \\ P_{tar}^{final,y} + \sum P_i^{final,y} \\ P_{tar}^{final,z} + \sum P_i^{final,z} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Der Laufindex i für die Elektronen läuft hier nur über die Elektronen, die im Endzustand weder ionisiert noch durch das Projektil eingefangen wurden, also nach wie vor am Targetkern gebunden sind. Für das Rückstoßion erhält man so den Impuls des Ions als Summenimpuls vom Kern und allen nicht ionisierten Elektronen. Auger-Elektronen können hierbei nicht berücksichtigt werden, was für Vielelektronensysteme einen meßbaren Einfluß ergeben könnte.

In vielen verschiedenen Varianten der CTMC-Theorie wird, im Gegensatz zu der bisher vorgestellten Modellrechnung, nur ein aktives Elektron betrachtet, welches sich in einem vom zweiten Elektron abgeschirmten, effektiven Zentralpotential bewegt. Es gibt aber auch andere Ansätze die das Vierkörperproblem explizit lösen, indem die Wechselwirkung zwischen den Elektronen so modifiziert wird, daß das klassisch konstruierte Atom stabil bleibt. Rechnungen mit nur einem aktiven Elektron liefern zunächst stoßparameterabhängige Einteilchenübergangswahrscheinlichkeiten $P(b)$ für die Ionisation oder den Ladungstransfer. Wirkungsquerschnitte für die Doppelionisation, Ionisation plus Elektroneneinfang sowie zweifachen Elektronentransfer werden in der „Independent-Electron-Approximation“ (IEA) berechnet (siehe [JUL94]). Somit ist durch die Verwendung eines abgeschirmten Potentials die sogenannte statistische Korrelation, die Elektron-Elektron-Wechselwirkung teilweise implementiert. Im zweiten Fall gelingt es die Heisenberg'sche Unschärferelation und das Pauliprinzip in ein klassisches Atom zu integrieren, ohne daß das Atom autoionisiert. Beide Elektronen bewegen sich in diesem Modell auf Kreisbahnen um den Targetkern, wobei sie festgelegte, gegenüberliegende Positionen auf dieser Bahn einnehmen. Die Elektronen sitzen im nicht abgeschirmten Kernpotential und wechselwirken direkt miteinander über ihr abstoßendes Coulombpotential.

In der CTMC-Rechnung implementiert sind die „post-collision-interaction“, also die gegenseitige Beeinflussung der Reaktionsprodukte nach dem Stoß über das langreichweitige Coulombpotential, sowie dynamische Polarisierungseffekte. Für Wasserstoffatome existieren sogar keinerlei Näherungen bezüglich der Dynamik, einschließlich der Bewegungen der Kerne. Weiterhin bestehen keine Begrenzungen bezüglich der Störung des Targetatoms. Die Möglichkeit, mehrfach differentielle Wirkungsquerschnitte zu berechnen, runden die Vorteile dieser theoretischen Betrachtungsweise einer Ion-Atom Kollision ab. Die Nachteile sind einmal, daß quantenmechanische Effekte nur teilweise im Rahmen der klassischen Statistik bei der Generierung des Anfangszustandes mit eingebunden werden können. Zum anderen können Mehrelektronensysteme mit mehr als einem aktiven Elektron nur schlecht beschrieben werden, da die Wechselwirkung der Elektronen im Grundzustand miteinander nicht korrekt mit einbezogen werden kann, wie es für die Elektron-Elektron-Wechselwirkung für Teilchen im Kontinuum möglich ist.

Die unübersichtliche Vielzahl von Varianten klassischer Modellrechnungen, die sich in der Anzahl der aktiven Elektronen, der Elektronenanfangsverteilung und in den verwendeten bindenden Potentialen stark voneinander unterscheiden, deutet daraufhin, daß die Methode der CTMC-Rechnung auf keiner einheitlichen Rechenmethode beruht und somit kein einheitlicher klassischer Zugang zu Ion-Atom-Stößen besteht.

2.3 Halbklassische Rechenmodelle

2.3.1 Semiklassisches Vlasov-IDP-Modell

In dieser Rechnung werden, wie bei der CTMC-Rechnung, klassische Bewegungsgleichungen für Testteilchen gelöst. Jedoch liegen dabei sehr viele Testteilchen (Elektronen)

vor (500-1000). Diese unterliegen nicht einer mikrokanonischen (festen Energie-) Verteilung, sondern haben Bindungsenergien innerhalb eines Energieintervalls inne. Die höchsten und niedrigsten Bindungsenergien des jeweiligen Atoms, die aus experimentellen Daten oder quantenmechanischen Rechnungen entnommen werden, bilden dabei die Intervallgrenzen der zulässigen Elektronenenergien. Dadurch geht natürlich die Schalenstruktur des Atoms verloren. Durch Lösen der klassischen Bewegungsgleichungen wird die Entwicklung dieses Ensembles von Testteilchen, sowie des Projektils und des Targetkerns, im zeitlich veränderlichen Potential vom Projektil, Targetkern und aller Testteilchen, berechnet [RDO91]. Das Ensemble der Testteilchen simuliert so klassisch die zeitliche Entwicklung der quantenmechanischen Elektronendichteverteilung, wie sie sich aus einer zeitabhängigen Hartee-Fock Rechnung ergeben würde.

2.3.2 Die Semi-Classic-Approximation (SCA)

Einen weiteren Versuch, einen Ion-Atom Stoß halbklassisch zu beschreiben, stellt die „Semi-Classic-Approximation“ (SCA) dar. Dabei werden die Nukleonen weiterhin klassisch beschrieben, während die Elektronen quantenmechanisch erfaßt werden. Es wird die zeitabhängige Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(r_i, R, t) = \hat{H} \psi(r_i, R, t) \quad (2.8)$$

betrachtet. Dabei sind r_i die Abstände der Elektronen zum Targetkern und $R=R_1+R_2$ der Relativabstand der Nukleonen. Der Hamiltonoperator setzt sich nun aus einem elektronischen Anteil \hat{H}_{el} und aus der Kern-Kern-Wechselwirkung V_{NN} zusammen:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta_R + V_{NN} + \hat{H}_{el} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta_R + \frac{Q_1 Q_2}{R} - \frac{\hbar}{2m} \sum_j \Delta_{r_j} - \sum_j \left(\frac{Q_1 e^2}{|r_i - R_1|} + \frac{Q_2 e^2}{|r_j - R_2|} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \frac{e^2}{|r_i - r_j|} \right) \quad (2.9)$$

; μ bezeichnet die reduzierte Masse des Schwerpunktssystems (siehe auch 2.40)

Die Lösung der Schrödingergleichung erhält man durch einen Born-Oppenheimer-Ansatz, bei dem die Wellenfunktion nach dem nukleonischen und dem elektronischen Anteil separiert wird:

$$\psi(r_i, R, t) = \chi(R, t) \phi(r_i, R, t) \quad (2.10)$$

Durch Einsetzen in die Schrödingergleichung, Ausmultiplizieren, Zusammenfassen, Multiplizieren mit dem elektronischen Anteil, sowie durch Bilden des Erwartungswertes erhält man:

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta_R + \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\langle \phi_f | \nabla_R | \phi_i \rangle}{\langle \phi_f | \phi_i \rangle} \nabla_R - U(R, t) \right) \chi(R, t) = 0 \quad (2.11)$$

mit

$$U(R,t) = V_{NN} + \frac{\left\langle \phi_f \left| \hat{H}_{el} - i \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta_R \right| \phi_i \right\rangle}{\langle \phi_f | \phi_i \rangle}, \quad (2.12)$$

was mit einem speziellen Ansatz für den nukleonischen Anteil χ , dem Wentzel-Kramers-Brioullin (WKB) -Ansatz $\chi(R,t) = e^{\frac{i}{\hbar}S(R,t)}$ gelöst werden kann, so daß man schließlich erhält:

$$-\frac{\partial}{\partial t} S(R,t) + \frac{1}{2\mu} (\nabla_R S)^2 - U(r,t) = \frac{i\hbar}{2\mu} \left(\Delta_R + 2 \frac{\langle \phi_f | \nabla_R | \phi_i \rangle}{\langle \phi_f | \phi_i \rangle} \nabla_R \right) S(R,t) \quad (2.13)$$

Wenn die rechte Seite dieses Ausdrucks gleich Null ist, erhält man die klassische Eikonalgleichung. Da diese vor allem die Impulse der Elektronen enthält, ist diese Forderung meist sehr gut erfüllt, und man kann die rechte Seite vernachlässigen, so daß sich, nach einer Phasentransformation und Vernachlässigung höherer Term als $1/\mu$, die halbklassische Näherung ergibt aus der elektronischen Schrödingergleichung

$$\left[\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + i\hbar \dot{R} \nabla_R \right) - \hat{H}_{el} - V_{NN} \right] \phi(r, R, t) = 0 \quad (2.14)$$

und der klassischen Eikonalgleichung für die Nukleonen

$$-\frac{\partial}{\partial t} S(R,t) - \frac{1}{2\mu} (\nabla_R S(R,t))^2 - U(R,t) = 0 \quad (2.15)$$

mit dem effektiven nukleonischen Potential

$$U(R,t) = V_{NN} + \frac{\left\langle \phi_f \left| \hat{H}_{el} - i \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta_R \right| \phi_i \right\rangle}{\langle \phi_f | \phi_i \rangle}. \quad (2.16)$$

Bei größeren Projektileinschußenergien kann das nukleonische Potential als vernachlässigbar klein betrachtet werden, so daß man als Näherung gerade Bahnen erhält. Jedoch wird dabei unter Umständen der Energieerhaltungssatz verletzt. Dennoch kann man über die Stoßparameterabhängigkeit differentielle Streuquerschnitte bestimmen (siehe hierzu A. Salin 1984).

2.4 Die Born'sche Näherung

Das bereits 1926 von Max Born vorgeschlagene Näherungsverfahren ist ein wichtiges theoretisches Werkzeug zur Beschreibung atomarer Stoßprozesse und liefert für Projektile wie Elektronen und leichte Ionen, zum Beispiel Protonen und α -Teilchen und den damit verbundenen Projektilladungszuständen, Wirkungsquerschnitte, die gut mit den experi-

mentellen Werten übereinstimmen. Da für mehr als zwei coulombwechselwirkende Teilchen die Schrödingergleichung noch nicht exakt gelöst werden kann, verwendet man die Näherungsmethoden der Streutheorie, um den Wirkungsquerschnitt einer Mehrteilchenreaktion zu berechnen.

Die Born'sche Reihe ist eine Störungstheorie, eine Entwicklung der Streuwellenfunktion in Potenzen des Wechselwirkungspotentials und konvergiert somit im allgemeinen dann schnell, wenn dieses Potential klein ist, also nur eine schwache Störung des Systems darstellt. So geht auch die hier vorgestellte Theorie der ersten Born'schen Näherung davon aus, daß im allgemeinen Terme höherer Ordnung (> 1) nur wenig zum Ionisationsquerschnitt der Einfachionisation beitragen, die Reihe also schnell konvergiert. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn die Projektilgeschwindigkeit v_p groß ist, q/v_p und damit die Störung klein ist. Es wird angenommen, daß das Projektil als ebene Welle auf ein Potential trifft und dort gestreut wird. Dabei wird das vor dem Stoß ungestörte Heliumatom, welches sich im Grundzustand befindet, durch die Wellenfunktion $\varphi_i(r_1, r_2)$ beschrieben, die der Eigenwertgleichung

$$\hat{H}_0 \varphi_i(r_1, r_2) = \varepsilon_0 \varphi_i(r_1, r_2) \quad (2.17)$$

genügt, wobei ε_0 die Grundzustandsenergie des Systems festlegt. Im vollständigen Hamiltonoperator des ungestörten Targetatoms \hat{H}_0 sind die kinetischen Energien $T_{e1, e2}$ der gebundenen Elektronen, die Wechselwirkungspotentiale $V_{e1, e2-\alpha}$ der beiden Elektronen mit dem Heliumkern und die Elektron-Elektron-Wechselwirkung V_{e1-e2} enthalten:

$$\hat{H}_0 = T_{e1} + T_{e2} + V_{e1-\alpha} + V_{e2-\alpha} + V_{e1-e2} \quad (2.18)$$

Die Elektron-Elektron-Wechselwirkung wird in den meisten Fällen nicht berücksichtigt, so daß $\varphi_i(r_1, r_2)$ eine nicht korrelierte Zweiteilchenwellenfunktion darstellt. $\varphi_i(r_1, r_2)$, die Wellenfunktion des einfach ionisierten Endzustandes, erfüllt die Schrödingergleichung nach dem Stoß

$$\left(\hat{H}_0 - \frac{k^2}{2} \right) \varphi_i(r_1, r_2) = \varepsilon_+ \varphi_i(r_1, r_2) \quad (2.19)$$

mit ε_+ , der Energie des einfach ionisierten Grundzustandes von Helium und $k^2/2$ der Energie des Kontinuumselektrons in atomaren Einheiten.

Die ungestörte Wellenfunktion $\phi_{i,f}$ des Gesamtsystems aus Projektil und Heliumtarget, vor ($t \rightarrow -\infty$) und nach ($t \rightarrow +\infty$) dem Stoß, wird nach der Born-Oppenheimer-Näherung separiert zu

$$\phi_{i,f}(R, r_1, r_2) = \chi(R, K_{i,f}) \varphi_{i,f}(r_1, r_2) = e^{iK_{i,f}R} \cdot \varphi_{i,f}(r_1, r_2), \quad (2.20)$$

wobei $K_{i,f}$ die Impulse des ein- und auslaufenden Projektils sind, R dessen Ortsvektor relativ zum Helium-Schwerpunkt ist, und $\varphi_i(r_1, r_2)$ die besprochene Wellenfunktion des ungestörten Heliumatoms im Grundzustand ist. Ziel der Rechnung ist es, einen Wirkungsquerschnitt für den betrachteten inelastischen Stoßprozeß zu bestimmen. Dabei findet ein durch das Wechselwirkungs- bzw. Störpotential V verursachter Übergang im Atom statt, bei dem ein Impuls $\Delta K_{i,f} = k_i - k_f$ übertragen wird. Aus der Streutheorie ergibt sich der dif-

ferentielle Ionisationswirkungsquerschnitt formal als Quadrat der Streuamplitude f , welche wiederum neben einigen Konstanten die Streu- bzw. Übergangsmatrix T_{fi} enthält:

$$T_{fi} = \langle \phi_f | V | \chi_i^+ \rangle \quad (2.21)$$

mit

$$\chi_i^+ = \phi_i + (E - \hat{H} + i\eta)^{-1} \cdot V \cdot \phi_i = \phi_i + G^+ V \phi_i \quad (2.22)$$

\hat{H} ist der Gesamthamiltonoperator $\hat{H} = \hat{H}_0 + V$ mit dem Störpotential V und der Gesamtenergie E des Systems vor und nach dem Stoß, G^+ die durch obige Gleichung definierte vollständige Greensfunktion. Dies ist die einlaufende Welle für den Wechselwirkungsbereich, der über das Störpotential V definiert ist. η legt dabei die Integrationsrichtung fest (nach der Ausführung der Integration über das Matrixelement muß der Übergang $\eta \rightarrow 0$ durchgeführt werden). Durch Einsetzen ergibt sich:

$$T_{fi} = \langle \phi_f | V | \phi_i \rangle + \langle \phi_f | V G^+ V | \phi_i \rangle \quad (2.23)$$

Der zweite Summand kann unter der Verwendung der Identität

$$G^+ = G_0^+ + G_0^+ V G^+ \quad (2.24)$$

mit der freien Green'schen Funktion

$$G_0^+ = (\epsilon_0 - \hat{H}_0 + i\eta)^{-1} \quad (2.25)$$

in einer Reihe in Potenzen des Störpotentials V , der sogenannten Born'schen Reihe, entwickelt werden. Das Streumatrixelement stellt sich damit folgendermaßen dar:

$$T_{fi} = \langle \phi_f | V | \phi_i \rangle + \langle \phi_f | V G_0^+ V | \phi_i \rangle + \langle \phi_f | V G_0^+ V G_0^+ V | \phi_i \rangle + \dots \quad (2.26)$$

$$T_{fi} = T_{fi}^{B1} + \langle \phi_f | V G_0^+ V | \phi_i \rangle + \langle \phi_f | V G_0^+ V G_0^+ V | \phi_i \rangle + \dots; \quad (2.27)$$

wobei die ausschließliche Berücksichtigung von T_{fi}^{B1} bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten zur „ersten“ Born'schen Näherung führt, obiger Gesamtausdruck für die Streumatrix jedoch nach wie vor exakt ist und bei der Verwendung des vollständigen Hamiltonoperators für das stationäre Heliumatom und korrelierter Wellenfunktionen die exakte Lösung der Schrödingergleichung liefert. Die Ordnungen der obigen Born'schen Reihe können dabei nach der Art der jeweiligen berücksichtigten Wechselwirkung klassifiziert werden. So findet man in der ersten Born'schen Näherung nur die Wechselwirkung zwischen Projektil und Target, während in der zweiten Näherung der Übergang vom Anfangs- in den Endzustand durch die Besetzung von Zwischenzuständen, über zwei unterschiedliche aufeinander folgende Wechselwirkungen, erfolgt. In der nächsten Ordnung werden drei solcher Promotionen berücksichtigt usw..

2.5 Die CDW- und EDW-Rechnung

Im Gegensatz zu der im vorigen Abschnitt vorgestellten Born'schen Näherung verwendet die „Continuum-Distorted-Wave“ (CDW) – Näherung schon in erster Ordnung Störungstheorie bereits einen gestörten Anfangs- und Endzustand, benutzt damit verzerrte („distorted“) Wellenfunktionen. In der ersten Born'schen Näherung wird die Ionisation nach den ungestörten Targeteingangs- und Projektilausgangszuständen entwickelt. Dies ist jedoch aufgrund des langreichweitig wirkenden Coulombpotentials der Stoßpartner keine gut zu rechtfertigende Methode. Man verwendet die Methode der „verzerrten“ Wellenfunktionen dann, wenn eine einfache Störungsrechnung dem Problem nicht mehr angepaßt ist, und die Born'sche Störungsreihe nicht mehr bzw. nur noch langsam konvergiert. Man versucht nun, durch die Definition geeigneter gestörter Wellen, unter Beibehaltung des Formalismus der Störungsreihe, einen Teil der Übergangsamplitude bereits in der Form dieser neuen Wellenfunktionen darzustellen. Dadurch ist inhärent ein gewisser Anteil höherer Ordnung Störungsterme der ursprünglichen Born'schen Reihe bereits in dem ersten Term der entwickelten neuen Störungsreihe enthalten.

Die Beschreibung des Stoßprozesses findet wieder zweckmäßiger Weise in Relativkoordinaten statt. Die Gesamtwellenfunktion Ψ genügt der zeitunabhängigen Schrödingergleichung

$$\hat{H}\Psi = E\Psi ; \quad (2.28)$$

wobei E die Gesamtenergie des Systems darstellt. Der Hamiltonoperator \hat{H} setzt sich aus der kinetischen Energie T und der potentiellen Energie V , dem Wechselwirkungspotential, zusammen:

$$\hat{H} = T + V \quad (2.29)$$

Das vollständige Wechselwirkungspotential V beinhaltet die Wechselwirkung zwischen dem Projektil und den Elektronen $V_{pe}=V_{p-e1}+V_{p-e2}$, die Wechselwirkung zwischen dem Rückstoßion und den Elektronen $V_{re}=V_{r-e1}+V_{r-e2}$ und die Wechselwirkung zwischen dem Projektil und dem Heliumkern V_{pr} :

$$V = V_{pe}(x) + V_{re}(r) + V_{pr}(R); \quad (2.30)$$

dabei ist x die jeweilige relative Ortskoordinate zwischen Projektil und einem Elektron, r die Ortskoordinate eines Elektrons relativ zum Targetkern und R der Abstand zwischen Projektil und Rückstoßion.

Für die Ionisation des Targets, der Übergang eines Elektrons vom gebundenen Energiezustand in das Kontinuum, läßt sich der Eingangs- und Ausgangszustand durch die ungestörten Wellenfunktionen ϕ_i und ϕ_f beschreiben. Sie genügen den Eigenwertgleichungen

$$\hat{H}_{i,f}\phi_{i,f} = E_{i,f}\phi_{i,f} \quad (2.31)$$

mit den Energie-Eigenwerten E_i und E_f , wobei sie Eigenfunktionen der wasserstoffähnlichen Hamiltonoperatoren \hat{H}_i und \hat{H}_f sind:

$$\hat{H}_i = T + V_{\text{Re}} = \hat{H} - W \quad (2.32)$$

$$\hat{H}_f = T + V_{\text{Pe}} = \hat{H} - U \quad (2.33)$$

Man kann jetzt das ursprüngliche Störpotential V in die zwei Summanden U und W aufteilen

$$V = U + W \quad (2.34)$$

und definiert nun neue, durch das Potential U gestörte Wellenfunktionen

$$\Psi_{i,f}^{\pm} = \phi_{if} + [E - (\hat{H}_0 + U) \pm i\eta]^{-1} U \phi_{i,f}. \quad (2.35)$$

Man erkennt, daß die neuen gestörten Wellenfunktionen $\Psi_{i,f}^{\pm}$ zum Störoperator U deutlich von den ursprünglich ungestörten Wellenfunktionen $\phi_{i,f}$ der Eigenwertgleichung $\hat{H}_0 \phi_{i,f} = \varepsilon \phi_{i,f}$ abweichen und bereits Lösungen zu einem Teil U des Störpotentials darstellen. Die immer noch exakte Übergangsamplitude bzw. das Streumatrixelement T_{fi} ist gegeben durch

$$T_{fi} = \langle \phi_f | W | \Psi_i^+ \rangle. \quad (2.36)$$

Der Anteil W soll dabei als eine schwache Störung für den Operator V definiert sein. Dieser Ausdruck läßt sich nun mit dem Hamiltonoperator $(\hat{H}_0 + U)$ in der Greensfunktion ebenfalls in einer Reihe entwickeln, nun jedoch in Potenzen des Teils W des gesamten Störpotentials V , und man berücksichtigt wieder nur den ersten Term, wie es die erste Born'sche Näherung verlangt. So bleibt folgender Ausdruck übrig:

$$T_{fi}^{DWBA} = \langle \Psi_f^- | W | \Psi_i^+ \rangle; \quad (2.37)$$

dies ergibt nun also die sogenannte „Distorted-Wave-Born-Approximation“ (DWBA).

Die obengenannte EDW-Rechnung, die „Eikonal-Distorted-Wave-Approximation“, setzt nun als zusätzliche Näherung für die gestörten Wellenfunktionen die „Eikonal-Approximation“ ein:

$$\Psi_{if}^{\pm \text{Eikonal}}(R, r_1, r_2) = e^{ik_{if} \cdot R} \cdot e^{i\gamma(R, \mp \infty)} \cdot \phi_{if}(r_1, r_2); \quad (2.38)$$

wobei γ die sogenannte Eikonalphase ist, die sich ergibt aus:

$$\gamma(R, Z_0) = \gamma(b, Z, Z_0) = -\frac{\mu}{k} \int_{Z_0}^Z U(b, Z') dZ' \quad (2.39)$$

Hierin ist Z die Projektion von R auf k , und b ist die Komponente senkrecht dazu.

Da das Projektil nur einen zu vernachlässigenden Bruchteil seines Impulses im Stoß abgibt, ist es erlaubt, $k_i = k_f = k$ zu setzen. μ steht für die reduzierte Masse des Projektil-Target-Gesamtsystems:

$$\mu = \frac{M_R M_P}{M_R + M_P}; \quad (2.40)$$

dabei sind $M_{R,P}$ die Target- und die Projektilmasse. Die Elektronenmasse wurde hierbei gegenüber der reduzierten Masse vernachlässigt, was fast immer eine zulässige Näherung für atomare Streuprobleme darstellt.

Anschaulich gesagt, setzt die Eikonal-Näherung voraus, daß sich das Potential $U(R)$ im Vergleich zur Wellenlänge der ebenen Wellen räumlich nur sehr langsam ändert. Die ebene Welle bleibt dann asymptotisch weit entfernt vom lokalisierten Potential $U(R)$ unverändert und enthält nur in der Reichweite des Potentials eine, sich mit dem Ort ändernde, Phasenverschiebung.

Die beschriebenen Näherungen vernachlässigen jedoch immer die Elektron-Elektron-Wechselwirkungen, so daß die CDW und EDW-Rechnungen für die Doppelionisation prinzipiell nur Aussagen im Modell unabhängiger Elektronen („Independent-Electron-Modell“ IEM) zulassen. In ihm werden die Wechselwirkungen lediglich durch ein effektives Potential beschrieben, darüber hinausgehende Wechselwirkungen werden vernachlässigt. Dies ist insbesondere unzureichend oder falsch, wenn man zu kleinen Störungen übergeht. Das Projektil wechselwirkt dann ausschließlich mit einem Targetelektron, und die Doppelionisation tritt dann als eine Folge der Elektronenkorrelation auf. Für den Bereich größerer Störungen liefern die Berechnungen totaler Wirkungsquerschnitte jedoch Ergebnisse, die gut mit den experimentellen Werten übereinstimmen.

...Überleitung...

Im nächsten Kapitel wird nun der experimentelle Zugang zu atomaren Stoßreaktionen vorgestellt. Die Apparatur der COLTRIMS (COLd-Target-Recoil-Ion-Momentum-Spectroscopy) ist dabei im allgemeinen so flexibel einsetzbar, daß als Projektile Elektronen, schwere und leichte Ionen und Photonen in Frage kommen. Als Gastargets eignen sich vor allem die Edelgase Helium, Argon und Neon, aber es kann auch Rückstoßionenspektroskopie an Festkörperoberflächen betrieben werden. Im folgenden Kapitel wird auf die Grundidee und die technische Realisierung näher eingegangen. Es beinhaltet Informationen über die Präparation des Targets und des Projektils sowie die Detektion der im Stoß entstandenen Fragmente. Der Schwerpunkt liegt auf der Beschreibung der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente; es wird jedoch auch auf Variationen der Rückstoßionentechnik kurz eingegangen und auf weiterführende Textstellen verwiesen.

Kapitel 3

3 Das COLTRIMS - Experiment

Mikroskopische Strukturen, die im Mittelpunkt dieser atomphysikalischen Grundlagenforschung stehen, verlangen Störungen durch mikroskopische Testteilchen, will man die Dynamik der atomaren Welt kennenlernen und verstehen. Streuexperimente stellen den Tastsinn für die uns im Alltag sonst verborgene, verschlossene Welt dar, die doch immer da ist, sich unserer Wahrnehmung aber entzieht. Die hier vorgestellte Meßmethode gibt uns ein Werkzeug in die Hand, mit deren Hilfe es möglich ist, uns diesem Mikrokosmos zu nähern und mittels anschaulicher Modelle (in physikalischer Sprache kodiert) zu verstehen. Es ist unter anderem das Ziel solcher Forschungen, Brücken zwischen den verschiedenen „Welten“ (von atomaren Winzigkeiten bis galaktischen Weiten) zu schlagen.

Das folgende Kapitel befaßt sich mit dem kompletten experimentellen Aufbau und dessen Komponenten einer COLTRIMS-Messung. Seit etwa fünf Jahren sind derartige Messungen und damit ein experimenteller Zugang zu differentiellen Wirkungsquerschnitten in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking am Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M. möglich. Es handelt sich hierbei um die Methode der hochauflösenden Rückstoßionenimpulsspektroskopie, die eine alternative, oft überlegene Möglichkeit zur Untersuchung von Ionisationsprozessen mittels atomphysikalischer Streuprozesse darstellt. Ein ganz wesentlicher Vorteil liegt in der Raumwinkelakzeptanz der Fragmente der Reaktionen. Für die Rückstoßionen ist der volle Raumwinkel von 4π experimentell zugänglich, für die Elektronen beträgt der nutzbare Raumwinkel je nach Konfiguration des Spektrometers auch bis zu 4π . Gleichzeitig ist die räumliche Ausdehnung des Targets sehr klein und durch die Kühlung die Breite der Impulsverteilung der Targetatome gegenüber der Spektrometerauflösung vernachlässigbar gering (siehe hierzu [VME94] und [VME96]). Dabei muß man sich nicht, wie in diesem Experiment dargestellt, auf freie Gastargets beschränken. Die Impulsspektroskopie kann genauso in Kombination mit ortsauflösenden „multihit“ Detektoren (siehe [OJA96]) an Festkörperoberflächen, Molekülketten, Clustern durchgeführt werden. Die Testteilchen der Stoßreaktionen können dabei Ionen, Atome, Elektronen oder Photonen sein. Diese Spektroskopiemethode hat sich nicht nur in der physikalischen Grundlagenforschung etabliert, sondern findet zunehmend Anwendungen in der Biologie und Chemie.

Die COLTRIMS-Methode lehnt sich dabei an die „Standard Time-Of-Flight“ (TOF) Technik an, die schon lange zu Ladungszustandsanalysen herangezogen wird. Aber erst die Kombination dieser ausgereiften, zuverlässigen Technik mit ortsauflösenden Detektorsystemen und der Verwendung von gekühlten Targets macht dieses Meßprinzip zu einem effektiven Werkzeug, das durchaus als Reaktionsmikroskop für dynamische Prozesse bezeichnet werden kann.

Das folgende Kapitel geht auf die Präparation von Projektil und Target, den Aufbau und die Benutzung des Mikroskops, sowie auf die Augen (Detektoren) ein, welche die geladenen Fragmente orts- und zeitaufgelöst nachweisen können. Die zur Auslese der Detektoren nötigen elektronischen Bauteile werden in der Mehrzahl nur genannt und deren komplexe Verschaltungen lediglich kurz besprochen und skizziert.

3.1 *Der gepulste Protonen-Projektilstrahl*

3.1.1 Anforderung an das Projektil

Für die Messung der Flugzeiten der Elektronen und der Ionen ist ein Referenzsignal, das mit dem Zeitpunkt des Stoßes verknüpft ist, nötig. Dies kann man dadurch erhalten, indem man jedes einzelne der in einem permanenten Strahl zeitlich zufällig verteilten Projektile nachweist. Eine alternative Möglichkeit bietet die Verwendung eines gepulsten Strahls. Dem ersten Anschein nach stellt die Pulsung einer Test-Teilchenquelle einen Nachteil für eine Koinzidenzmessung, wie sie in diesem Experiment durchgeführt werden soll, dar. Sinkt doch durch das periodische Ein- und Ausschalten des Teilchenstrahls dessen Strom auf einen frequenzabhängigen Bruchteil einer Gleichstromquelle ab und mindert so die Koinzidenzrate erheblich. Doch verläßt man die makroskopische Zeitskala und betrachtet die Zeiträume aufeinanderfolgender Stöße, so kann die Verminderung der Projektilrate bei konstanter Targetdichte eine Verbesserung des „true-to-random“ – Verhältnisses der Koinzidenzen bedeuten. Es entstehen zwar wesentlich weniger Reaktionsprodukte (Elektronen und Rückstoßionen), die Beschränkung aber auf ein Projektilpaket, bestenfalls auf ein einzelnes Projektil pro Rückstoßionennachweis, also bevor ein weiteres Ion detektiert wird, reduziert die Anzahl zufälliger Koinzidenzen enorm. Ist die Dauer jeder einzelnen Koinzidenzmessung (Nachweiszeitdauer) geringer als der zeitliche Abstand aufeinanderfolgender Projektile, bekommt man so ein nahezu untergrundfreies Zeitspektrum (siehe zum Beispiel Abb. 3.10).

In einer Koinzidenzmessung von einem Projektil, nachgewiesen auf einem entsprechenden Projektildetektor (in diesem Fall einem ortsauflösenden Multichannel-Platedetektor), mit einem Triggersignal der Pulsstruktur kann direkt die Qualität der Strahlpulsung überprüft werden. Der Trigger wird hierbei als zeitlich scharf angesehen, so daß die Breite des Koinzidenzpeaks im Flugzeitspektrum Aufschluß über die Länge des Strahlpakets bzw. die zeitliche Pulsbreite gibt. Diese ist bestenfalls so klein wie die Energieunschärfe des Beschleunigers es zuläßt.

Nach dem Auswechseln der Penning-Ionenquelle durch eine Hochfrequenz-Ionenquelle vor mehr als 15 Jahren am 2.5 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger am Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a.M. entfiel die Möglichkeit einer Pulsung seitens des Beschleunigers. Daher mußte dies räumlich bedingt am Strahlrohr des Experiments, zwischen dem Analysiermagneten der Beschleunigeranlage und dem Kammersystem, welches das zu untersuchende Heliumtarget und das Reaktionsmikroskop enthielt, auf einer freien Flugstrecke von 4 m geschehen. Als Lösung bot sich die Verwendung eines „Kickers“, also eines gepulsten elektrostatischen Deflektorplattenpaares (Plattenkondensator), an. Die Konstruktion und Integration eines „Bunchers“ erschien hingegen zu aufwendig und wurde verworfen. Dabei hat man sich auf die Verwendung eines Plattenpaares, horizontal zur Strahlrichtung ausgerichtet, beschränkt. Sehr gute Ergebnisse erhält man durch eine Kombination von zwei Plattenkondensatoren, die hintereinander und senkrecht zueinander entlang der Projektil-Strahlachse angeordnet sind und deren elektronische Ansteuerung so aufeinander abgestimmt wird, daß sich die Projektile auf der Oberfläche eines Kegels bewegen, und der Umfang der Grundfläche dieses Kegels eine Lochblende schneidet (siehe hierzu [JCL86] und [GBO61]). Mit Hilfe der hier benutzten Konstruktion wird der Ionenstrahl lediglich in der Vertikalen über einen Kollimator gewedelt. Dies führte zu einem zufriedenstellenden Ergebnis.

3.1.2 Dimensionierung der Deflektorplatten

Für den Aufbau einer derartigen Ablenkeinheit sind für dessen Verständnis und Dimensionierung ein paar grundlegende Gedanken hilfreich:

Auf ein Testteilchen der Ladung $Q = n \cdot e$ wirkt in einem elektrischen Feld der Stärke E die Kraft $F = Q \cdot E$. Die elektrische Feldstärke E im Plattenkondensator definiert sich durch die Spannung U , die über den Plattenabstand d angelegt ist: $E = U/d$. Durch Einsetzen ergibt sich folgende Bewegungsgleichung:

$$F = m\ddot{x} = m \int \frac{d\dot{x}}{dt} = \frac{QU}{d} \quad (3.1)$$

integriert man somit:

$$\int d\dot{x} = \int dt \frac{QU}{md} \quad (3.2)$$

so ergibt sich:

$$\dot{x} = \frac{QU}{md}t + C_1 \quad (3.3)$$

durch erneutes Integrieren ergibt sich so aus:

$$\int dx = \int dt \left(\frac{QU}{md}t^2 + C_1 \right) \quad (3.4)$$

$$x = \frac{1}{2} \frac{QU}{md}t^2 + C_1 + C_2 \quad (3.5)$$

Die Auslenkung der Ionen in Abhängigkeit von der Zeit hat demnach eine parabolische Gestalt. Aus den sinnvollen Randbedingungen $x(t=0)=0$ und $v(t=0)=\dot{x}(t=0)=0$ folgt $C_1 = C_2 = 0$. Die Aufenthaltsdauer der Projektile in den Kondensatorplatten entspricht ihrer Durchflugszeit $t = l/v$. Somit ergibt sich für den Ort in Abhängigkeit von der Einschußgeschwindigkeit:

$$x = \frac{1}{2} \frac{QUl^2}{mdv^2} \quad (3.6)$$

Hinter den Deflektorplatten fliegen die Projektile ohne weiteren Einfluß bis zum, im Abstand $b = 4$ m befindlichen, Kollimator tangential weiter. Die Gesamtauslenkung der Ionen ergibt sich somit aus der Geradengleichung $x_G = x_D b + x$. Setzt man die Steigung x_D , die sich aus der Ableitung des Ortes x am Ende des Plattenkondensators berechnet zu:

$$x_D = \frac{1}{2} \frac{QU}{mdv^2} l \quad (3.7)$$

in diese Gleichung ein, wobei man $v^2 = 2 \frac{Q}{m} U_B$ einsetzt (U_B ist die Beschleunigungsspannung der Projektile im Van-de-Graaff-Beschleuniger), so findet man:

$$x_G = \frac{1}{2} \frac{U}{U_B} \frac{l}{d} \left(b + \frac{l}{2} \right) \quad (3.8)$$

Entscheidend für die Auslenkung der Projektiltrahls sind demnach das Verhältnis aus Ablenk- und Beschleunigungsspannung und die Längenverhältnisse, nicht aber die spezifische Ladung Q/m der Ionen (siehe hierzu auch [RAR88]) !

Konzeptioniert wurde der Kicker im Hinblick auf die Motivation der Messung für Projektilenergien von 1 MeV/u der Protonen bzw. für Beschleunigungsspannungen U_B von 1 MV, bei einer nutzbaren Driftstrecke von $b = 4$ m. Für eine unkomplizierte Strahlführung mußte der Plattenabstand $d \geq 3$ mm, und für ein hinreichend schnelles Überstreichen des Projektiltrahls über den Kollimator die Länge der Kondensatorplatten ungefähr gleich dem Produkt aus Durchflugsdauer t und der Projektilegeschwindigkeit v sein. Der Wellenwiderstand Z_L der Kondensatorplatten sollte 50Ω , entsprechend der Impedanz der Zuleitung, betragen. Was mit der Näherungsformel für unendlich dünne Bandleiter über die Plattenhöhe h angeglichen wurde:

$$Z_L [\Omega] = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{d}{d+h} \quad \text{bzw.} \quad h = d \left(\frac{120\pi}{Z_L \sqrt{\epsilon_r}} - 1 \right) \quad (3.9)$$

Diese Näherungsformel gilt nur für das Verhältnis $\frac{h}{d} < 0.3$, welches aber erfüllt werden konnte.

- Somit wurde folgende Konfiguration festgelegt:

Parameter	Wert
Plattenlänge l	31 cm
Plattenhöhe h	3.3 cm
Plattenabstand d	5 mm
Kondensatorkapazität C	18 pF
Wellenwiderstand Z_L	50.3 Ω

Die Durchflugsdauer t beträgt für eine Geschwindigkeit der Protonen von $v = 13.46 \cdot 10^6$ m/s bzw. $v = 6.33$ a.u. (dies entspricht der Einschußgeschwindigkeit für eine Projektilenergie von 1 MeV/u) und der gewählten Plattenlänge von 0.31 m somit 23 ns. Diese Zeitdauer entspricht der Schaltzeit des schnellen Strahlschalters von +150 V nach -150 V (siehe 3.1.4). Der Bedingung von unendlich dünnen Bandleitern wurde mit 0.5 mm starken Edelstahlplatten Rechnung getragen.

Die Platten wurden zwischen zwei 6 mm hohe, 20 mm breite und entsprechend der Plattenlänge 310 mm lange Delrin-Bänder mit je zwei 3 mm tiefen Nuten gesteckt und

die ganze Ablenkeinheit isoliert über zwei Vakuumdurchführungen mit Kollimatorschrauben in einem CF-63 Rohr-Kreuz aufgehängt (siehe Abbildung 3.1). Mit Hilfe der beiden Kollimatorschrauben konnte das gesamte Deflektorpaar in den Strahlengang gefahren werden, sowie hinreichend genau parallel zur Strahlachse durch Verschieben mittels einer Kollimatorschraube ausgerichtet werden (dies ist auf zehntel Millimeter empfindlich). Vor dem Eintritt in das Plattenpaar befand sich eine am Kondensator befestigte isolierte Kupferschlitzblende (die Blendenöffnung betrug 5 mal 33 mm), auf der über ein empfindliches Amperemeter der Strahlstrom gemessen wurde, wodurch die Position im Strahl ermittelt werden konnte. Am Rohrkreuz befanden sich weiterhin ein Buchsenkunststoffflansch und ein Flansch für den Anschluß einer Turbomolekularpumpe. Die elektrischen Zuleitungen wurden innen wie außen koaxial geführt und so kurz wie möglich gehalten (unter 30 cm).

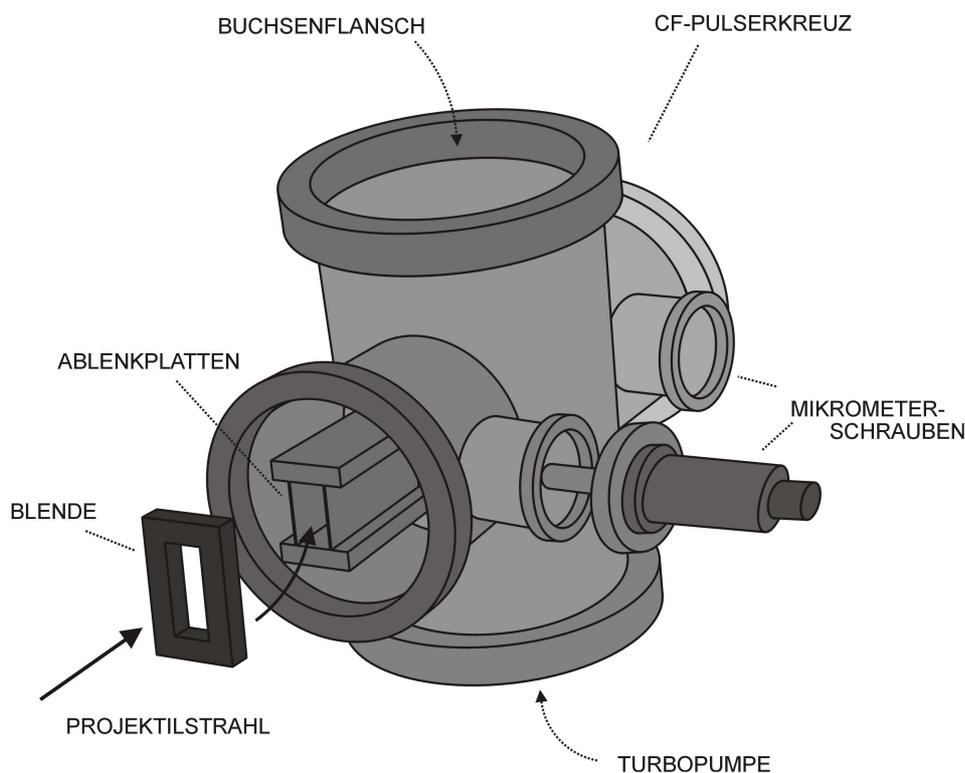


Abbildung 3.1: Darstellung des CF-Pulserkreuzes an das sich die 4 m lange Driftstrecke bis zur Targetkammer anschließt

3.1.3 Überstreichgeschwindigkeit und Zeitfokussierung des gepulsten Strahls

Die Pulsung eines Ionenstrahls mit Hilfe einer Wechselspannung auf elektrostatischen Ablenkplatten kann man sich durch Wedeln eines Wasserstrahls (Gartenschlauch) über eine Lochblende sehr einfach vorstellen (siehe Abbildung 3.2) und die Abhängigkeiten der Güte der Pulsung von der Frequenz und der Amplitude der Auslenkung verstehen (siehe hierzu [WKO69]).

Nicht nur die Überstreichgeschwindigkeit des Strahls über die Blende selbst beeinflusst die Ionenpulslänge, sondern auch die Ausdehnung des Ionenstrahls im Deflektorplattenpaar hat einen Einfluß auf die zeitliche Verschmierung, die Zeitfokussierung der Pulse [JCL86]. Beide Effekte sind erst von relevanter Bedeutung, wenn hinreichend kleine Projektilegeschwindigkeiten vorliegen. Da die Konzeption des Pulsers auf Protonengeschwindigkeiten von 4.5% c optimiert werden mußte, konnten die folgenden Überlegungen nur

teilweise berücksichtigt und realisiert werden. Dennoch sollen die beiden Größen im folgenden nun etwas näher betrachtet und quantitativ erfaßt werden.

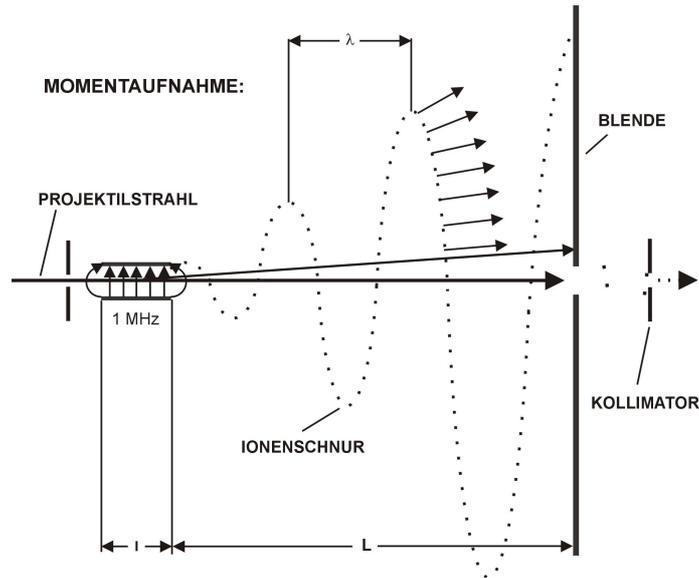


Abbildung 3.2: Momentaufnahme einer „Ionenschnur“ von 1 MeV/u Protonen, die ein transversales, elektrisches Hochfrequenzfeld durchlaufen. Die von der „Teilchenwelle“ ausgehenden Pfeile geben die Flugrichtung der Ionen an.

3.1.3.1 Überstreichgeschwindigkeit

Geht man von einem scharfen Rechteckpuls aus, durch den das Projektil mit der Geschwindigkeit v_p innerhalb des Plattenkondensators der Länge l mit dem Plattenabstand d eine Auslenkung erfährt, so ist dessen Impuls in transversaler Richtung gegeben durch:

$$p_{\perp} = \int_{t_0}^{t_0 + \frac{l}{v_p}} q \frac{v(t)}{d} dt; \quad (3.10)$$

dabei ist $t_l = \frac{l}{v_p}$ die Durchflugszeit durch das Deflektorplattenpaar. Die Geschwindigkeit in transversaler Richtung ist allgemein festgelegt durch:

$$v_{\perp}(t_0) = \int_{t_0}^{t_0 + t_l} a_{\perp}(t) dt, \quad (3.11)$$

wobei sich die Beschleunigung ergibt aus:

$$d \cdot F = d \cdot a_{\perp} \cdot m = U(t) \cdot q = T \quad (3.12)$$

$$\Leftrightarrow a_{\perp}(t) = \frac{q}{m} \frac{U(t)}{d} \quad (3.13)$$

Die Geschwindigkeitsänderung in transversaler Richtung kann nun beschrieben werden durch:

$$\Delta v_{\perp} = v_{\perp}(t_0 + \Delta t) - v_{\perp}(t_0) = \int_{t_0+t_i}^{t_0+t_i+\Delta t} a_{\perp}(t) dt - \int_{t_0}^{t_0+t_i} a_{\perp}(t) dt \quad (3.14)$$

Damit ist Δv_{\perp} in erster Näherung

$$\Delta v_{\perp} \approx -a_{\perp}(t_0) - a_{\perp}(t_0 + \Delta t) \cdot \Delta t. \quad (3.15)$$

Fordert man nun, daß $v_{\perp}(t_0) = 0$, so ist dies äquivalent zu $\frac{q}{m \cdot d} \int_{t_0}^{t_0+t_i} U(t) dt = 0$. Also ist:

$$\frac{\Delta v_{\perp}}{\Delta t} = -\frac{2U_0}{d} \frac{q}{m} \quad \text{und mit } s \gg l \text{ gilt } \Delta x = \Delta v_{\perp} \cdot t_s \quad (3.16)$$

; wobei s die Länge der feldfreien Driftstrecke nach dem Deflektorplattenpaar ist und t_s die Flugzeit innerhalb der Driftstrecke $t_s = \frac{s}{v_p}$. Die Projektilgeschwindigkeit v_p bestimmt

sich über $\frac{1}{2} m v_p^2 = U_{Quelle} \cdot q$ und wird im folgenden ersetzt durch $v_p = \sqrt{2U_{Quelle} \frac{q}{m}}$. Also ist

$$\frac{\Delta v_{\perp}}{\Delta t} = -\frac{2U_0}{d} \frac{q}{m} = \frac{\Delta x}{\Delta t} \cdot \frac{1}{t_s} = \frac{\Delta x}{\Delta t} \cdot \frac{v_p}{s} \quad (3.17)$$

und somit

$$\frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\Delta v_{\perp}}{\Delta t} \cdot \frac{s}{v_p} = -2U_0 \frac{s}{d} \frac{q}{m} \cdot \frac{1}{\sqrt{2U_{Quelle} \frac{q}{m}}} = -\frac{\sqrt{2} \cdot U_0}{\sqrt{U_{Quelle}}} \frac{s}{d} \sqrt{\frac{q}{m}}. \quad (3.18)$$

3.1.3.2 Zeitfokussierung des Ionenstrahls

Der Unterschied der kinetischen Energie ΔE_{kin} im Abstand Δx von der Strahlachse berechnet sich zu $\Delta E_{kin} = \frac{2qU_0}{d} \Delta x$, und damit ergibt sich nun die Geschwindigkeit im Abstand Δx :

$$v_p(\Delta x) = \sqrt{2 \frac{q}{m} U_{Quelle} + \frac{2}{m} \Delta E_{kin}} = v_0 \sqrt{1 + \frac{2U_0}{U_{Quelle}} \frac{\Delta x}{d}}. \quad (3.19)$$

Mit $U_{Quelle} \gg U_0$ gilt

$$v_p(\Delta x) \approx v_p \left(1 + \frac{U_0}{U_{Quelle}} \frac{x}{d} \right). \quad (3.20)$$

Die Änderung der Geschwindigkeit durch die Pulsung des Projektilstrahls wird somit abgeschätzt durch:

$$\frac{\Delta v_p}{dx} = v_p \cdot \frac{U_0}{U_{Quelle}} \cdot \frac{1}{d} \quad (3.21)$$

Aus $t_s = \frac{s}{v_p}$ folgt ganz allgemein $\Delta t_s = -\frac{s}{v_p^2} \Delta v_p$. Durch Einsetzen erhält man schließlich:

$$\frac{\Delta t_s}{\Delta x} = -\frac{s}{v_p} \frac{U_0}{U_{Quelle}} \frac{1}{d} \quad (3.22)$$

Wählt man nun als Zeitfokussierungsbedingung $\frac{\Delta t_s}{\Delta x} = -\frac{\Delta t}{\Delta h}$, so ergibt sich die Bedingung

$$\frac{U_{Quelle}}{U_0} = \frac{s}{d} \quad (3.23)$$

Bei der Dimensionierung des Strahlpulsungssystem sollte auf diese Größen hin optimiert werden, was aber auch ganz entscheidend von der zur Verfügung stehenden Geometrie der Strahlrohre in Verbindung mit dem Kammersystem abhängt, sowie der Spannungsamplitude des Strahlschalters, die nur in einem gewissen frequenzabhängigen Rahmen frei wählbar ist.

3.1.4 Der schnelle Hochspannungspulsgenerator

Die Ablenkspannung an den Deflektorplatten mußte dabei so groß sein, daß der Strahl deutlich weit über die Kollimatoröffnung hinaus, über die der Strahl hin und her geschaltet wurde, ausgelenkt werden konnte. Bei der verwendeten Strahlrohr-Geometrie sollte dies größer als 1 cm sein. Dafür sind Spannungen größer als 100 V nötig, die mit einer möglichst hohen Frequenz (0.5 – 10 MHz) geschaltet werden sollten. Die Schwierigkeit war nun, einen geeigneten Rechteck-Generator mit eben diesen Eigenschaften zu finden. Da weder im Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a.M., noch im benachbarten Institut für angewandte Physik der Johann-Wolfgang-Goethe Universität, ein derartiges Gerät zur Verfügung stand, wurde in der Elektronikwerkstatt des IKF ein Generator konstruiert und gebaut [ein Schaltplan (siehe Abb. 7.1) der wesentlichen elektronischen Komponenten befindet sich im Anhang].

Herzstück dieser Schaltung bildet der integrierte Schaltkreis IR2110 (siehe [CICDM]). Dieser Kontrollchip (ein sogenannter „high and low side driver“) ist in der Lage, sogenannte „high and low side MOSFETs“ oder IGBT-Transistoren mit einer Offset-Spannung von bis zu 500 V anzusteuern. Jedoch ist das Schalten von hohen Strömen mit hohen Geschwindigkeiten nicht ohne Probleme. Störende Induktivitäten im Hauptstromkreis sind hierbei das größte Problem. Dadurch kann soviel Energie gespeichert werden, daß es beim Schalten der Verstärkerstufe zu hohen Spannungsspitzen und Rauschen durch unkontrollierte Operationen kommen kann. Das Rauschen kann den Kontrol-Chip deutlich stören und zu Fehlschaltungen der Verstärkerstufe führen. Zu hohe negative Spannungs-

spitzen am Spannungsreferenz-Ausgang (high-side-gate) des Chips können den IC beschädigen. Die Energie dieser hohen Spannungspegel wächst mit der Störinduktivität und dem Quadrat des fließenden Stromes. Der IR2110 steuert eine Gegentaktverstärkerstufe in schneller VMOS-Technologie, um geringste Schaltzeiten zu garantieren. Es werden +/- 150 V symmetrisch um das Erdpotential innerhalb von 23 ns geschaltet. Der Spannungshub beträgt demnach 300 V. Der Transformator wurde für den Gegentakt entsprechend modifiziert. Die Spannungsversorgung des Kontrol-Chips übernehmen zwei „floatende“ Netzteile. Dafür mußten jeweils zwei Transformatoren in die Spannungsversorgungen eingebaut werden, da die Isolation innerhalb der Sekundärwicklungen für die hohen Ströme (≥ 80 mA) zu gering war. Dem Steuerchip ist ein JK-Flip-Flop vorgeschaltet, an dessen Ausgängen der Triggerpuls für die positive und negative Flanke der periodischen Pulsung über zwei Kondensatoren abgegriffen wurde. Ein Standard TTL-NIM Konverter für jede Flanke sorgte für den Übergang in die Standard NIM-Elektronik der Koinzidenzschaltung des Experiments. Desweiteren wurde ein 100:1 Monitorausgang an den Ausgang der Gegentaktverstärkerstufe eingebaut, um die Funktionstüchtigkeit und Stabilität des Pulsers kontrollieren zu können. Die Frequenz der Schaltung wurde intern durch ein vorgeschaltetes RC-Glied nach mehreren Tests auf 1 MHz für die zu betreibende Kapazität von 18 pF des Kondensatorplattenpaares plus den Zuleitungskapazitäten durch Beschaltung des Flip-Flops festgelegt. Das bedeutete, daß die Periodizität der Strahlpulsung 500 ns (2 MHz) beträgt. Dabei konnte die zeitliche Länge der Projektilstrahlpulse im Mittel (FWHM) unter 1.5 ns gehalten werden (siehe Abb. 5.2).

Im Betrieb ist für eine gute Belüftung des Gerätes, was unter anderem durch den Einbau eines Lüfters garantiert wurde, zu sorgen, da die Temperatur des IR2110 bei einer Frequenz von 1 MHz auf 150 °C steigt und diese nicht wesentlich überschritten werden darf. Desweiteren muß der Strahlschalter isoliert vom Erdpotential des experimentellen Aufbaus aufgestellt werden, wozu die Koaxial-Anschlußbuchse des Deflektorplattenpaares in einen Kunststoffflansch eingelassen wurde. Falls nötig, muß der Pulser und dessen Zuleitungen sowie die Triggersignal-Leitungen zusätzlich abgeschirmt werden, um Störungen in der Meßelektronik des Experiments zu vermeiden.

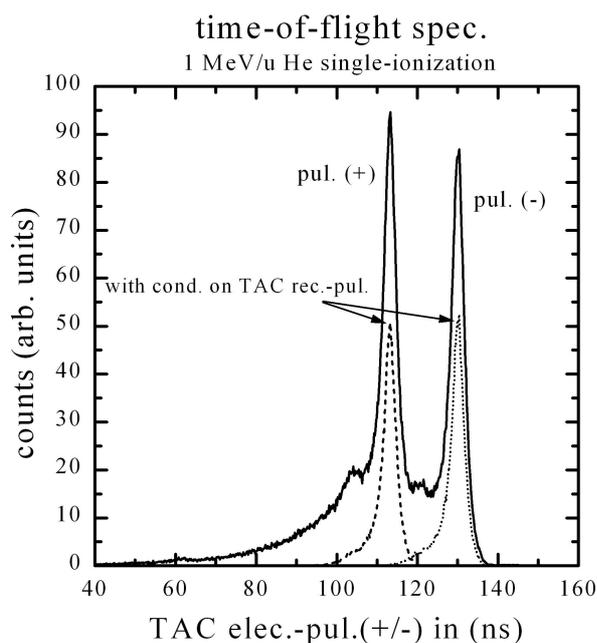


Abbildung 3.3: Ungesäuberte und gesäuberte Elektronenflugzeiten gestoppt mit den Triggersignalen (+/-) des schnellen Strahlschalters. Die langsam auslaufenden Flanken („Füße“) der Verteilungen sind Störungen vom Hochfrequenzfeld des Pulsers.

Dies lies sich nicht immer ganz unterdrücken; vor allem die Elektronik des Elektronendetektors bzw. der Detektor selbst reagierte sehr sensitiv auf diese Hochfrequenzeinflüsse. Die falschen Signale konnten aber später noch bei der Analyse der Daten durch Bedingungen in der Auswertesoftware minimiert werden (siehe Abbildung 3.3).

3.2 Strahlführung und Kollimation

Zur Durchführung des Experiments stand der Kanal 7 (30°-Kanal) mit dem dazugehörigen Kammersystem am 2.5 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger des Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M. zur Verfügung (siehe die schematische, nicht maßstabsgetreue Abbildung 3.4).

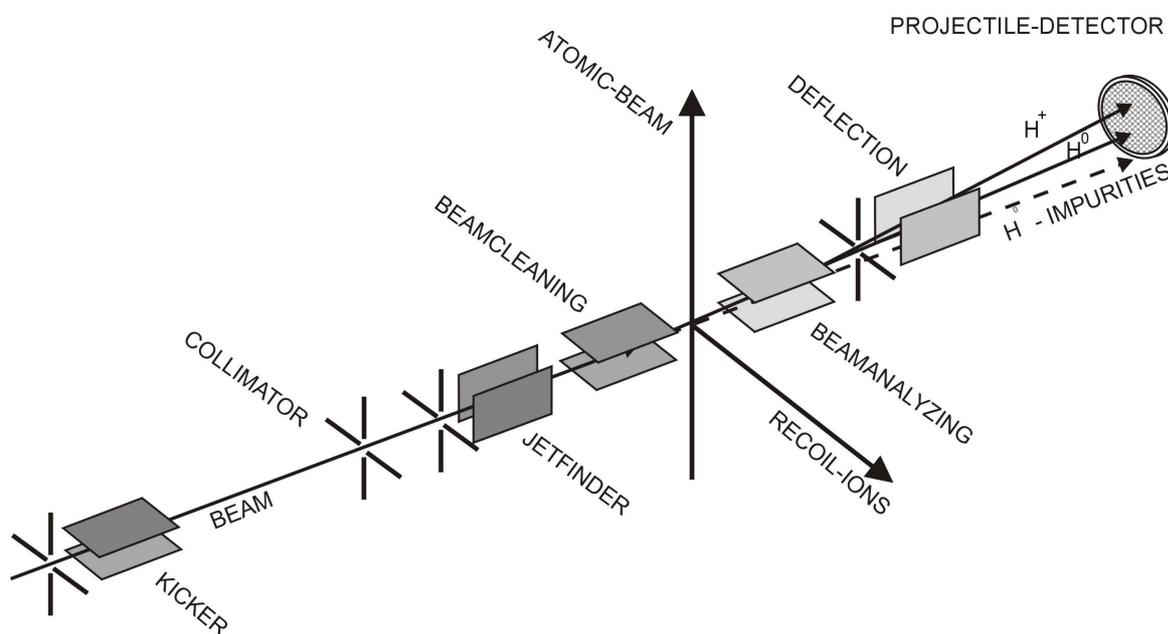


Abbildung 3.4: Schema der Strahlführung am 2.5 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger. Der unterste Strahlverlauf (H^0 -Imp.) symbolisiert die Umladungsprozesse im Strahlrohr, der mittlere (H^0) die in der Targetkammer umgeladenen Projektile und der oberste (H^+) den direkten Protonenstrahl, die je nach Bedarf auf den Projektildetektor gelenkt werden können.

Nach der Extraktion aus der Quelle werden die Ionen durch das positive Potential, auf dem die Hochfrequenz-Ionenquelle liegt, beschleunigt (die möglichen Beschleunigungsspannungen liegen zwischen 150 kV und 2.5 MV). Der Beschleuniger stellte für die Messungen die einfachgeladenen Wasserstoffionen und Deuteronen der Energien von 200 keV bis 1.3 MeV zur Verfügung, welche hinter dem Analysiermagneten des Beschleunigers den ersten Kollimator des Strahlrohrs von Kanal 7 passierten. Seine Öffnung betrug je nach Energie zwischen 0.5 bis 2 mm². Nach etwa 10 cm trat der Projektilestrahl durch die 5 mm breite Schlitzblende zwischen die 33 cm langen Ablenkplatten des Strahlpulsers (Kicker) ein, der die Projektile über den 4 m entfernten zweiten Kollimator mit einer Frequenz von 2 MHz wedeln konnte. Seine Öffnung betrug maximal 0.3 mm². Nach 80 cm folgte der dritte Kollimator der mit dem zweiten eine kleine Kollimationsstrecke bildete, aber in der Hauptsache dazu genutzt wurde, um in Verbindung mit einer Kupferloch-

blende (Öffnung 1.5 cm) am Eingang zur Targetkammer gestreute Projektile und Sekundärelektronen am Eintritt in das Kammerensystem zu hindern. Danach folgten die vertikalen (Jetfinder) und horizontalen (Beamfinder und Beamanalyzer) Deflektorplatten des Kammerensystems mit dem darin befindlichen Spektrometer. Im Abstand von 2 m hinter der Kammer befindet sich der vierte und letzte Kollimator, der dazu dient, den Projektilhauptstrahl auf den Projektildetektor auszublenzen. Direkt im Anschluß an diesen Kollimator folgt ein Elektromagnet, der dafür sorgt, daß keine geladenen, gestreuten Projektile den Detektor erreichen. Desweiteren wird die Vorderseite des Detektors durch ein Gitter auf ein negatives Potential gelegt, um zu vermeiden, daß Sekundärelektronen nachgewiesen werden.

Am Strahlrohr selbst sorgen eine Öldiffusionspumpe und drei Turbomolekularpumpen mit entsprechenden Drehschieberrotationspumpen als Vorpumpen für einen Untergrunddruck von $1 \cdot 10^{-7}$ mbar. Die Vakua der Strahlrohrabschnitte und des Kammerensystem waren dabei durch Blenden in gewisser Weise voneinander getrennt. Durch das Hochvakuum im Strahlkanal wird die Anzahl der Stöße zwischen Projektil und Restgasatomen klein gehalten, um Dissoziation bzw. Umladungen zu minimieren. Die Strecke, die jedes Gasteilchen im Mittel zwischen zwei Zusammenstößen mit anderen Teilchen zurücklegt, wird als mittlere freie Weglänge \bar{l} bezeichnet (siehe hierzu auch [MWU82]):

$$\bar{l} = \frac{1}{\pi \sqrt{2} \frac{p}{kT} (2r)^2}, \quad (3.24)$$

wobei \bar{l} als Funktion der Temperatur T, des Teilchendurchmessers $2r$ und des Drucks p beschrieben wird (k = Boltzmann-Konstante). Bei konstanter Temperatur ist deshalb für jedes Gas folgende Beziehung gültig: $\bar{l} \cdot p = konst..$

3.3 Das gekühlte Heliumgas-Target

3.3.1 Anforderung an das Target

Wie man aus den Überlegungen und vorherigen Experimenten weiß, ist in den zu untersuchenden Kollisionsreaktionen der zu erwartende Rückstoßionen-Impuls im Bereich von einer atomaren Einheit. Der Impulsübertrag Δp_p auf den Targetkern ist nämlich sehr gering, da das schnelle Projektil nur einen Bruchteil seines Eingangsimpulses verliert ($\Delta p_p / p_p \leq 1 \cdot 10^{-3}$). Einen ebenso großen Impulsübertrag kann man in den meisten Fällen für das Elektron voraussetzen. Während dieser Impuls einer Elektronenenergie von 13.6 eV entspricht, bedeutet das für die rund 7400-fach schwereren Rückstoßionen eine aufgenommene Energie von lediglich 2 meV. Da die thermischen Bewegungen des Targets kleiner sein müssen als die im Stoß übertragenen Energien, um eine derartige Spektroskopie mit einer sinnvollen Impulsauflösung betreiben zu können, muß die Bewegungsenergie deutlich unter den angesprochenen 2 meV liegen. Dies ist bei Zimmertemperatur sicherlich nicht der Fall, erhält man doch über die Maxwell-Verteilung $E=3/2 \cdot kT$ eine mittlere kinetische Energie von etwa 40 meV.

Es ist also notwendig, das Target zu kühlen. Dies geschieht mit Hilfe eines vorgekühlten Ultraschallgasjets in ausgezeichneter Weise, der zudem noch in der Lage ist, durch

eine geometrische Kollimation ein hinreichend kleines Target zu lokalisieren, was für eine „saubere“ Spektroskopie mit guter Auflösung unabdingbar ist.

3.3.2 Der Überschall-Gasjet

Um das Helium auf derart niedrige interne Temperaturen zu kühlen, wird dieses in ein kleines Gasreservoir im Stempel eines Heliumkryostaten (siehe [LEY92]) unter geringem Vordruck (300-800 mbar) eingelassen. Dort verweilt es lange genug, um sich auf die Endtemperatur des Kryostaten von 14° K einzustellen, bzw. einen thermischen Gleichgewichtszustand einzunehmen. Danach kann das Gas durch eine Düse mit einem Durchmesser von 30 µm adiabatisch, isochor in eine Kammer (Quellkammer) expandieren. Um ein Zufrieren und Verunreinigen der feinen Düse zu vermeiden, wird das Heliumgas, bevor es in das Gasreservoir eingeleitet wird, durch einen Filter mit der Temperatur von flüssigem Stickstoff geleitet, um Restgase auszufrieren und die Düse mit einem feinen Edelstahlfilter gegen größere Verunreinigungen aus der Zuleitung geschützt. Ist der gewählte Vordruck doppelt so groß wie der Umgebungsdruck in den das Heliumgas expandieren kann, stellt sich eine Überschallexpansion ein [DMI88]. Das Gas bekommt so die Form einer gerichteten Strömung in Form einer \cos^4 -Verteilung (siehe Abbildung 3.5). Es bildet sich eine Übergangszone aus Schock- und Kompressionswellen rund um ein Volumen aus, in dem sich die Gasatome mit Überschallgeschwindigkeit in die Expansionsrichtung bewegen („zone-of-silence“).

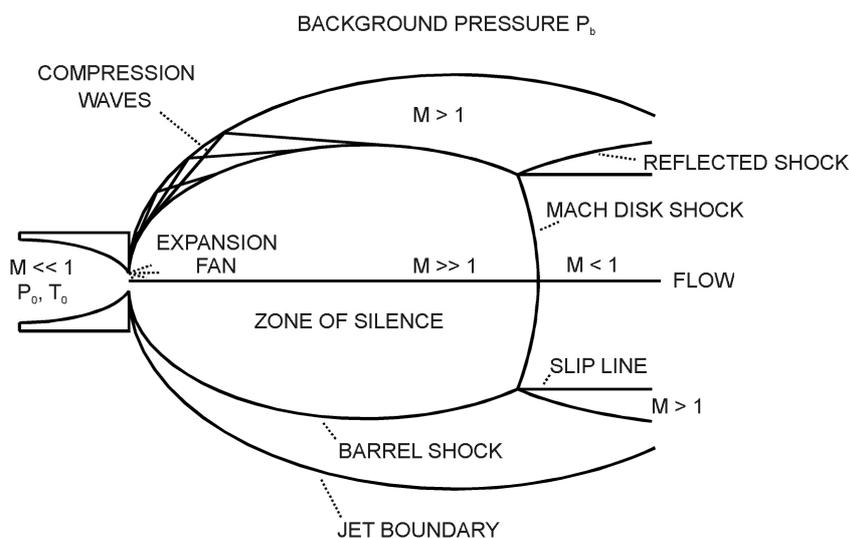


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Überschallexpansion (\cos^4 -Verteilung) des vorgekühlten Heliumgases (siehe auch [DMI88]).

Je besser das Verhältnis aus Hintergrunddruck und Vordruck ist, desto mehr verlieren die Targetatome an interner Bewegungsenergie, da keine Energie in mechanische Energie (das Verdrängen von Restgasatomen in der Quellkammer) verloren geht. Die „zone-of-silence“ kann sich weiter ausbreiten (frei expandieren) und entzieht sich dadurch mehr interne Bewegungsenergie, indem nahezu alle Atome die gleiche gerichtete Geschwindigkeit von $\sqrt{\frac{5}{2}kT \cdot m}$ annehmen.

keit von $\sqrt{\frac{5}{2}kT \cdot m}$ annehmen.

Aus dieser Überschallexpansion wird nun mit Hilfe eines feinen, scharf berandeten Skimmers (Durchmesser 0.3 mm, Höhe 3 mm) das eigentliche Gastarget herausgeschält

und in die nächste Kammer (Targetkammer) eingeleitet. Es durchquert das hier platzierte Rückstoßionen-Spektrometer von unten nach oben, bevor es anschließend durch ein kleines Röhrchen (Durchmesser 1 cm, Höhe 4 cm) in eine separat gepumpte Kammer (Jetdump) gelangt, wo der Gasstrahl letztendlich vernichtet bzw. abgepumpt wird. Der Skimmer sollte dabei in die „zone-of-silence“ eintauchen. Durch gute Druckverhältnisse in der Quell- und in der Targetkammer kann sich der Jet ohne Stöße am Restgas ungehindert ausbreiten und bleibt so scharf berandet. Das Röhrchen im Jetdump verringert das Rückströmen von Jetatomen in die Targetkammer.

In der Praxis muß man für eine gewünschte Targetausdehnung im Reaktionsvolumen (im Kreuzungsbereich mit dem Projektilstrahl), die rein geometrisch durch den Abstand Düse-Skimmer bzw. Düse-Targetort bestimmt wird, Kammerdruckkurven aufnehmen, um so den für die Pumpleistung der einzelnen Kammern geeigneten Vordruck zu ermitteln (siehe hierzu Abbildung 3.6).

Will man höhere Vordrücke (bis 30 bar) einstellen, um die Targetdichte zu erhöhen und gleichzeitig das Vor- zu Hintergrunddruckverhältnis zu verbessern, muß man die Pumpleistung deutlich erhöhen. Dies kann zum einem durch den Einsatz einer Öldiffusionspumpe in der Quellkammer (Pumpleistung 6000 l/s) geschehen [OJA94], oder aber durch das Einbauen einer weiteren Pumpstufe in der Quellkammer, die durch einen weiteren Skimmer von den anderen Kammern getrennt ist (zweistufiger Jet) [MAC95]. Beides wird in unserer Arbeitsgruppe benutzt.

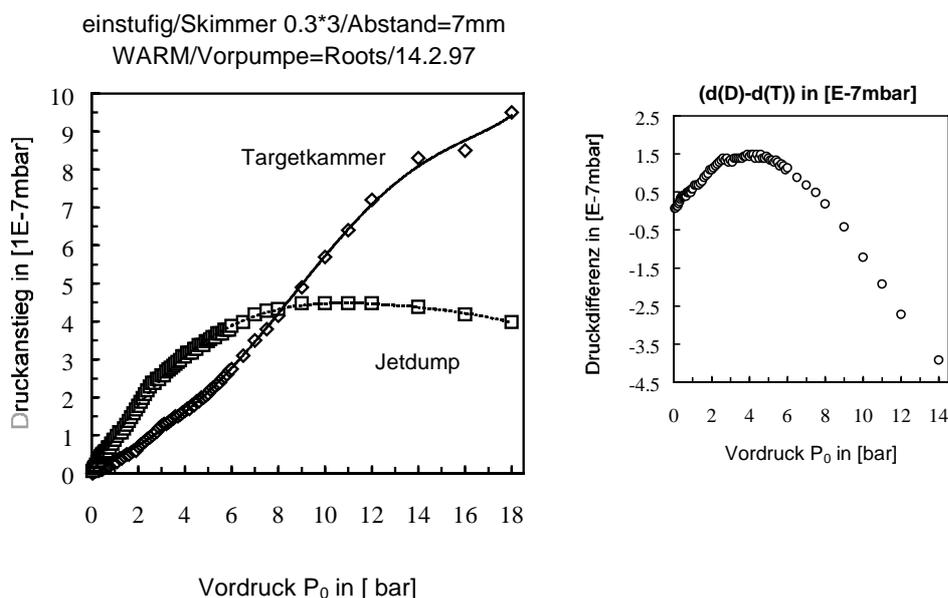


Abbildung 3.6: Exemplarischer Verlauf des Targetkammer- (Rauten) und Jetdumpdruckanstiegs als Funktion des Heliumgasvordrucks P_0 (links) eines einstufigen Jetsystems, sowie die Differenz der Anstiege (rechts). Das Maximum kennzeichnet einen guten Kompromiß aus Targetdichte und Restgasdruck in der Targetkammer. Das Heliumgas war in diesem Fall nicht vorgekühlt und der Abstand Düse-Skimmer betrug 7 mm.

3.3.3 Thermodynamische Betrachtung des Gasjets

Wie schon erwähnt, kann sich das Gas bei der Expansion durch die punktförmige Düse adiabatisch und isochor entfalten. Das bedeutet, daß die Entropie S eine Erhaltungsgröße

ist, da $\delta Q = TdS$ und $\delta Q = 0$. Ist nun wie gefordert der Vordruck p_0 mindestens doppelt so groß wie der Restgasdruck p_b (im Idealfall ist $p_b = 0$), unter dem das Gas expandiert, so wird so gut wie keine Arbeit δA durch Verschieben der Restgasmoleküle gegen ein Medium geleistet. Aus der Zustandsfunktion $dU - \delta A - TdS = 0$ ersieht man, daß die innere Energie U des Gases während der Expansion gegen Null geht. Bei der idealen adiabatisch-isochoren Expansion ist die Temperatur im Endzustand Null, und alle Atome bewegen sich mit der selben Geschwindigkeit vom Quellort weg. Die Energie für die Beschleunigung eines jeden Gasatoms gewinnt die Expansion aus der Energiemenge h_0 , die jedem Teilchen im Gasreservoir zur Verfügung steht. Sie ist eine Funktion der Temperatur T und der spezifischen Wärmekapazität c_p .

$$h_0 = \int_0^{T_0} c_p dT \quad (3.25)$$

Die Gesamtsumme der Energie über alle Atome bezeichnet man als die freie Enthalpie H_0 . Die spezifische Wärmekapazität pro Teilchen c_p ist bei gleichbleibendem Druck für ideale Gase unabhängig von T , also:

$$h_0 = c_p T = \frac{5}{2} kT_0 = \frac{1}{2} m v_\infty^2 \quad (3.26)$$

Demnach ist die Endgeschwindigkeit der Gasatome der Masse m nach der Expansion für den Idealfall $p_b = 0$:

$$v_\infty = \sqrt{\frac{5kT_0}{m}} \quad (3.27)$$

Die tatsächliche Temperatur ist sicherlich noch von Null verschieden, sie läßt sich jedoch nicht so leicht berechnen. Man beschreibt dabei die Endtemperatur des Jets oft als Funktion des sogenannten Speedratios S (siehe zum Beispiel [JTO77] und [GBR89]):

$$T = \frac{5}{2} \frac{T_0}{S^2} \quad \text{mit} \quad S = \frac{v_\infty}{\sqrt{2k \frac{T}{m}}} \quad (3.28)$$

Das Speedratio selbst ist abhängig vom Produkt aus dem Vordruck und dem Düsendurchmesser $p_0 \cdot d$. Diese beiden Größen sind gleichfalls Parameter der Länge l_z der „zone-of-silence“:

$$l_z = \frac{2}{3} d \sqrt{\frac{p_0}{p_b}} \quad (3.29)$$

Sie liegt in der Größenordnung der mittleren freien Weglänge der Atome. Bei den hier eingestellten Drücken ($p_0 = 500$ mbar, $p_b = 3 \cdot 10^{-4}$ mbar) und der verwendeten Düse ($d = 30 \mu\text{m}$) ist die „zone-of-silence“ gut 2.5 cm lang. Der Abstand Düse-Skimmer beträgt in der benutzten Konfiguration 16 mm für einen Durchmesser von 1 mm am Targetort, so daß der Skimmer in die „zone-of-silence“ eintauchen kann, um den zentralen Anteil der Strömung aus dem Jet herauszuschälen.

3.3.4 Das Kammerensystem

Das in diesem Versuch benutzte Kammerensystem am Kanal 7 des 2.5 MV Van-de-Graaff-Beschleunigers des Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt ist mit einem einstufigen Jetsystem versehen (siehe Abbildung 3.7). Es besteht aus zwei voneinander getrennten Edelstahlkammern, der Quell- und der Targetkammer, mit diversen CF-Flanschen für Turbomolekularpumpen, Hochvakuummeßzellen, Buchsenflansche etc..

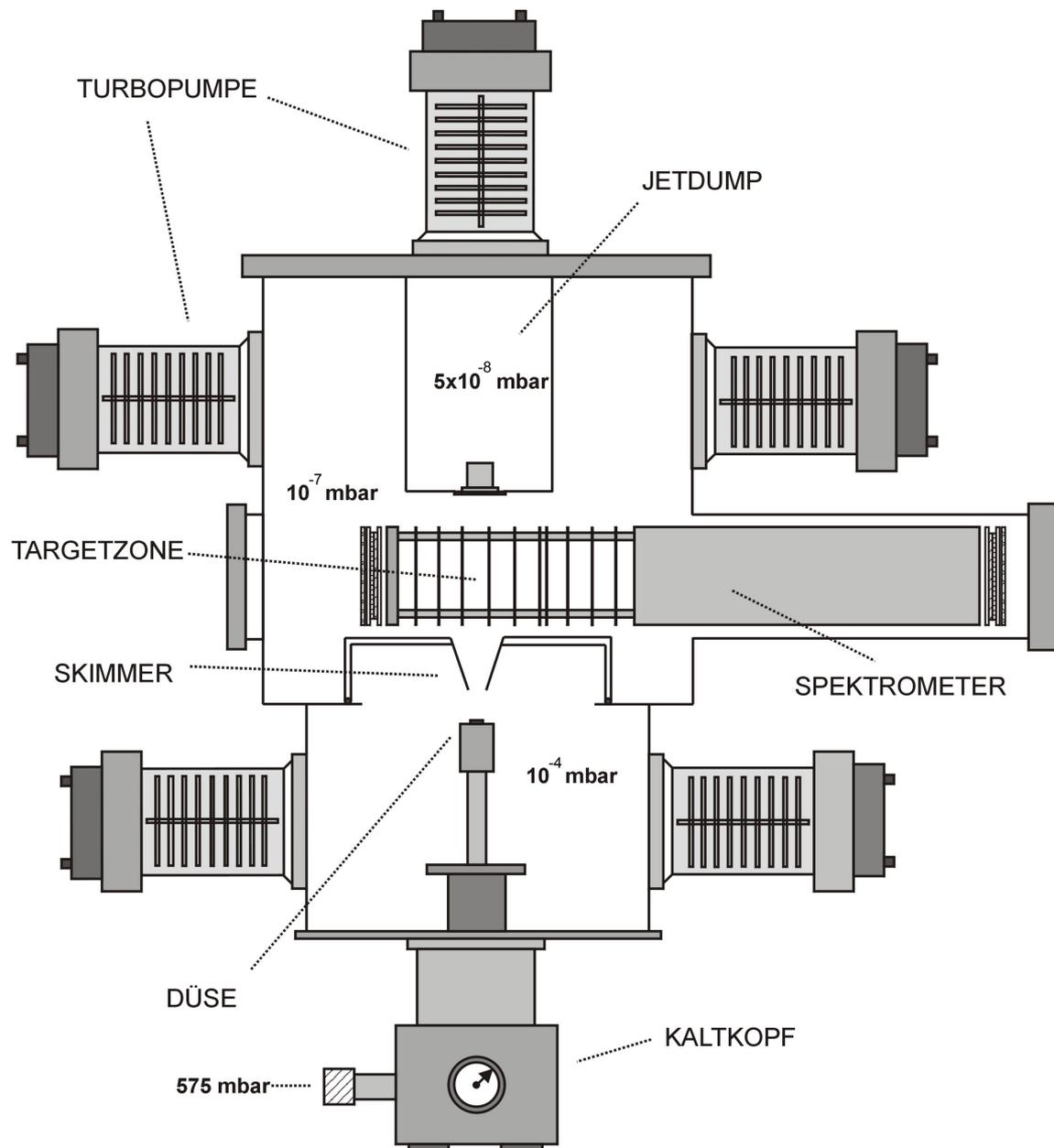


Abbildung 3.7: Schnitt durch das Kammerensystem am 2.5 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger. Das unter dem Vordruck von 0.575 mbar eingeleitete Heliumgas wird durch den Kryostaten (Kaltkopf) auf 14°K vorgekühlt, bevor es nach der Düse mit dem Durchmesser von $30\ \mu\text{m}$ frei expandieren kann. Der Skimmer mit einer Öffnung von $0.3\ \text{mm}$ schält aus der „zone-of-silence“ den Jet heraus, der die Targetzone im Spektrometer passiert und dann im Jetdump vernichtet wird. Der Abstand Düse-Skimmer wurde für die Meßreihen auf $16\ \text{mm}$ festgelegt. Es werden Targetdichten von ca. $1 \cdot 10^{11}/\text{cm}^2$ erreicht, was einer freien Weglänge der Gasatome von etwa $500\ \text{m}$ entspricht. Die interne Targettemperatur beträgt $200\ \text{mK}$. Der Projektilstrahl verläuft senkrecht zur Zeichenebene.

Sie sind durch eine verschiebbare (x-z Ebene) Arbeitsplattform voneinander getrennt, in deren Mitte der Skimmer montiert ist, welcher den Gasjet abschält. Auf dieser Arbeitsplattform ist das Spektrometer rechtwinklig zur Projektil-Strahlachse (z-Achse) montiert. Weiterhin befinden sich auf dieser Plattform in Strahlrichtung vor und hinter dem Spektrometer elektrostatische Ablenkplatten, die den Ionenstrahl nach unten oder oben abulenken vermögen. Durch die Eingangs-Steerer können zum einen alle Arten von Reaktionsprodukten der Projektile (Ionisation, Elektroneneinfangprozesse, Umladungen) auf den Projektil-Detektor gelenkt werden, durch die Ausgangs-Steerer kann direkt eine Ladungszustandsanalyse auf dem Detektor durchgeführt werden (vergleiche auch Abbildung 3.4 und 7.2). Vor dem Eingangsdeflektorplattenpaar befindet sich ein weiterer Steerer, der, diesmal vertikal ausgerichtet, dazu dienen soll, die Projektile entlang der Spektrometerachse (x-Achse) abzulenken, um so den Jet treffen zu können (Jetfinder).

Der Jet selbst wird durch den beweglichen Skimmer, der in den Spektrometerhut bzw. in die Arbeitsplattform, auf den das Reaktionsmikroskop montiert ist, eingelassen wurde, mittels Mikrometerschrauben so optimiert, daß der größte Druckanstieg bei einem fest gewählten Gasvordruck im Jetdump zu registrieren ist, während gleichzeitig der Restgasanteil in der Targetkammer ein Minimum einnimmt. Anhand von Druckkurven ist es somit möglich, ein Jet-Profil (siehe hierzu Abbildung 3.8) zu erstellen, um eine geeignete Konfiguration für die Position des Skimmers zu bestimmen.

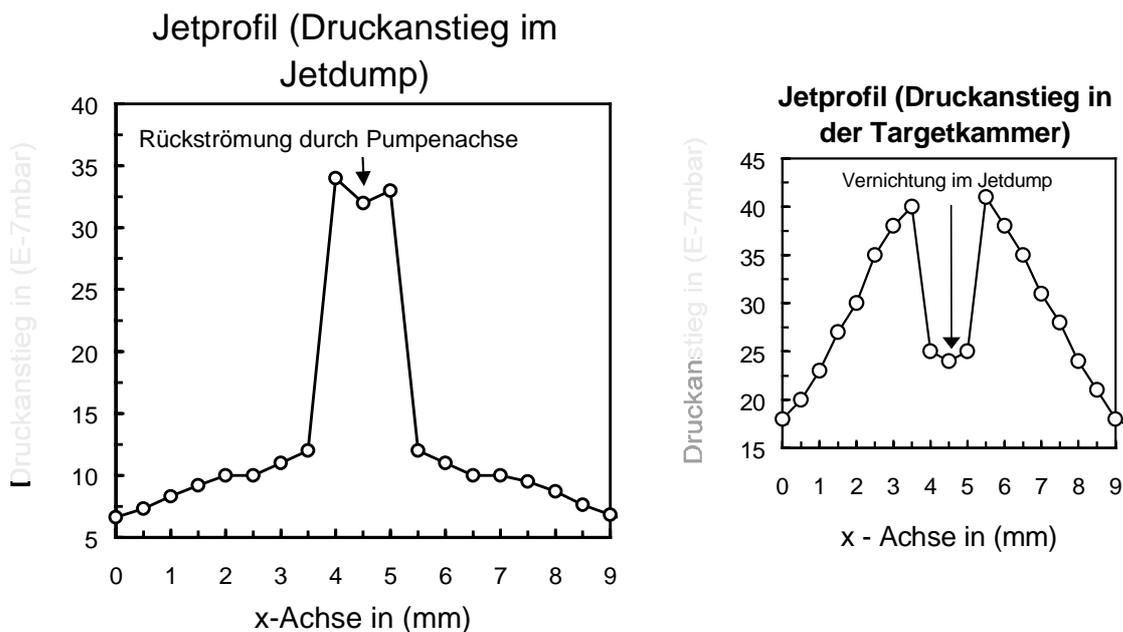


Abbildung 3.8: Druckanstieg im Jetdump (links) und der Targetkammer (rechts) für einen festen Heliumgasvordruck in Abhängigkeit von der Skimmerposition (Verschiebung in x-Richtung) für einen einstufigen Überschallgasjet. Die Position in y-Richtung wurde konstant gelassen. Um den Skimmer optimal auszurichten wird im zweiten Schritt der x-Wert konstant gehalten und in der y-Richtung variiert.

Der Heliumkryostat ist von unten an die Quellkammer angeflanscht. Innerhalb der Targetkammer, etwa 1 cm oberhalb des Spektrometers, befindet sich getrennt durch ein Röhrchen mit 1 cm Durchmesser der Jetdump, der das Gastarget vernichtet. Düsenöffnung, Skimmerspitze und die Mitte des Röhrchens sind entlang der Atomgasstrahlachse ausgerichtet; dies geschieht zunächst optisch, später kann mit Hilfe der verschiebbaren Arbeitsplattform auf den höchsten Druckanstieg im Jetdump bei eingeschaltetem Gasjet optimiert werden. Dazu sind in allen drei Kammern Hochvakuummeßzellen angebracht.

Die Quell- sowie die Targetkammer wird mit zwei Turbomolekularpumpen und entsprechenden Drehschieberrotationsvorpumpen mit einer Gesamtpumpleistung in jeder Kammer von 720 l/s evakuiert. Die Atomgasstrahlvernichtungskammer wird mit einer separaten Turbomolekularpumpe mit einer Pumpleistung von 360 l/s betrieben. Durch Verwendung von Kupfer- oder Vitondichtungen ist das gesamte Kammer-System bis 200 °C ausheizbar, außerdem kann zusätzlich eine Kühlfalle montiert werden.

- Liste der experimentellen Parameter:

Druck/Druckanstieg	Wert
Vordruck p_0	0.575 bar
Quellkammer Δp_Q	$1.35 \cdot 10^{-4}$ mbar
Targetkammer Δp_T	$0.45 \cdot 10^{-8}$ mbar
Jetdump Δp_D	$1.5 \cdot 10^{-8}$ mbar

Wobei eine Düse vom Durchmesser 30 μm und ein Edelstahlskimmer (0.3·3 mm) verwendet wurden. Der Abstand Düse-Skimmer betrug 16 mm, der Abstand Düse-Targetzone war 16+37=53 mm. Der Jet wurde auf ca. 20° K vorgekühlt. Dies konnte mit Hilfe eines „PT-100“-Temperaturfühlers gemessen werden. Die Jetapparatur unterscheidet sich von herkömmlichen Atomgasstrahl-Targets durch den geringen Vordruck, der gewöhnlicher Weise zwischen 10 und 30 bar liegt und höhere Targetdichten (Faktor 10 bis 100) zuläßt. Aus diesem Grund wird diese Konfiguration auch „precooled-supersonic-babyjet“ genannt (siehe [VME94] und [VME96]).

3.4 Das Flugzeit-Spektrometer

3.4.1 Die Rückstoßionenimpulsspektroskopie

Die Rückstoßionenimpulsspektroskopie (RIMS) existiert nun schon seit fast 15 Jahren und ist dennoch immer noch eine innovative Methode, um dynamische Stoßprozesse zu vermessen. In der ersten Generation waren die Spektrometer auf 30° Kelvin gekühlte Gaszellen in zylindrischer Form (Länge 4cm, Durchmesser 1 cm), parallel zur Projektil-Strahlachse ausgerichtet. Die Rückstoßionen wurden durch einen kleinen Schlitz (Länge 2 cm, Höhe 1mm) senkrecht zur Strahlachse extrahiert, beschleunigt, fokussiert und nachgewiesen. Mit Hilfe dieses Spektromertyps war lediglich der Transversalimpuls der Rückstoßionen bei einer maximalen Auflösung von 2 a.u. und 2.3% von 4π Raumwinkel zugänglich (siehe hierzu [RDO91] und [JUL94]).

Erst seit der Kombination von Rückstoßionenspektrometern mit einem dünnen lokalisierten Gastarget [OJA94], einem feinem Atomstrahl (Gasjet), ist es gelungen, den Impulsraum kinematisch vollständig zu vermessen. Vollständig heißt, daß keine Einschränkungen hinsichtlich des Ladungszustandes, Raumwinkels oder einer speziellen Kinematik mehr hingenommen werden müssen, wie es bei klassischer (Elektronen-) Spektroskopie der Fall ist, die sich mit Schnitten aus dem Impulsraum begnügen muß. Eine große Verbesserung brachte die Verwendung von gekühlten Ultraschallgasjets, die sich durch eine

im Gegensatz zu effusiven Gasen sehr geringe interne Temperatur (40 mK) ausweisen und somit die spektroskopische Auflösung deutlich verbessern können [VME94]. Durch feines Auskollimieren des Gasjets (parallel zur y-Achse) mit Hilfe von einem oder zwei Skimmern erhält man im Spektrometer im Kreuzungsbereich mit dem Projektilstrahl (parallel zur z-Achse) ein kleines Überlappvolumen, die Reaktionszone. Die Fragmente der Reaktion/Ionisation, die Elektronen und Rückstoßionen, werden senkrecht zur Projektilstrahl-Gasjet-Ebene aus diesem Reaktionsvolumen extrahiert und ortsauflösend nachgewiesen. Dies geschieht im einfachsten Fall durch ein homogenes elektrisches Feld in Verbindung mit ortsauflösenden „Multichannelplate-Detektoren“ (MCP). Durch geeignete Wahl der Spektrometergeometrie und im zweiten Schritt dem Einsatz einer elektrooptischen Linse, vermag dieses Reaktionsmikroskop das Targetvolumen dreidimensional zu fokussieren [VME96]. Dabei besteht das Spektrometer im wesentlichen aus zwei Teilen, der sogenannten Extraktionsstrecke, in der die Ionen und Elektronen extrahiert und beschleunigt werden, und der Driftstrecke, in der die Ionen sich in einem feldfreien Raum bewegen (siehe Abbildung 3.9).

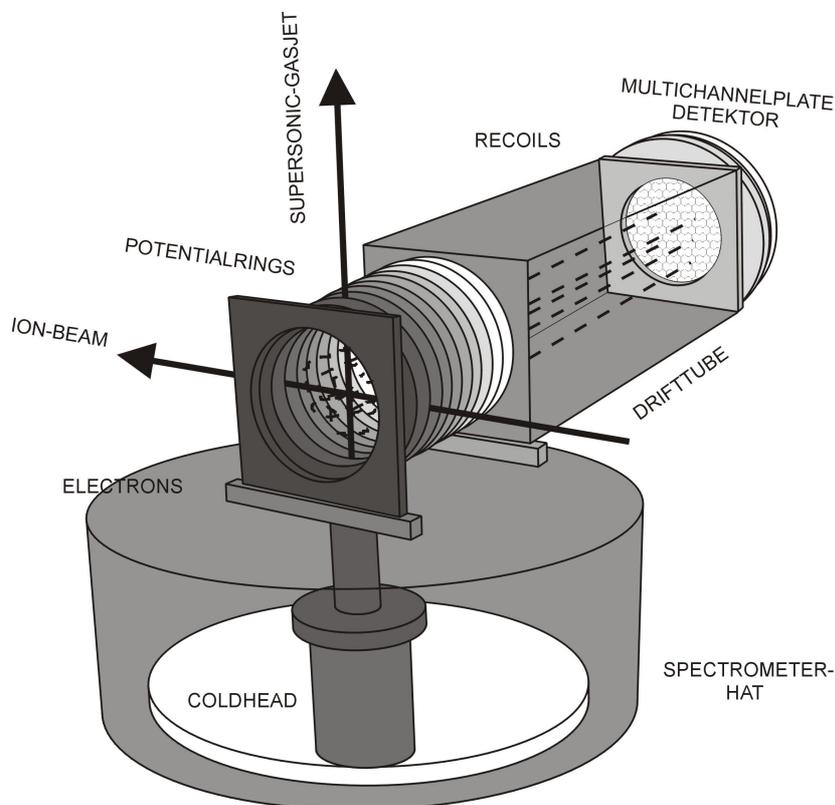


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung des kombinierten Rückstoßionen- und Elektronenimpulsspektrometers, das auf dem justierbaren Trennboden der beiden Kammern bzw. dem Spektrometerhut (Spectrometerhat) befestigt ist, in den der Kaltkopf (Coldhead) und der Gasstempel hineinragen. Über dem hier nicht sichtbaren Skimmer liegt die durch die dünnen Edelstahlpotentialringe definierte Beschleunigungsstrecke, an die sich die Driftstrecke anschließt. Die gestrichelten Linien symbolisieren die Ionenflugbahnen auf ihren Weg zum zweidimensional ortsauflösenden Channelplate-Detektor. Der Elektronendetektor ist nicht mit eingezeichnet.

Da die Flugzeit von Teilchen gleicher Masse und Ladung q in einem elektrischen Feld proportional $1/\sqrt{q}$ ist, spaltet sich die Ionenflugzeitverteilung in voneinander getrennte Ladungszustandspeaks auf, die direkt den einzelnen Ionenladungszuständen zugewiesen werden können (siehe Abbildung 3.10).

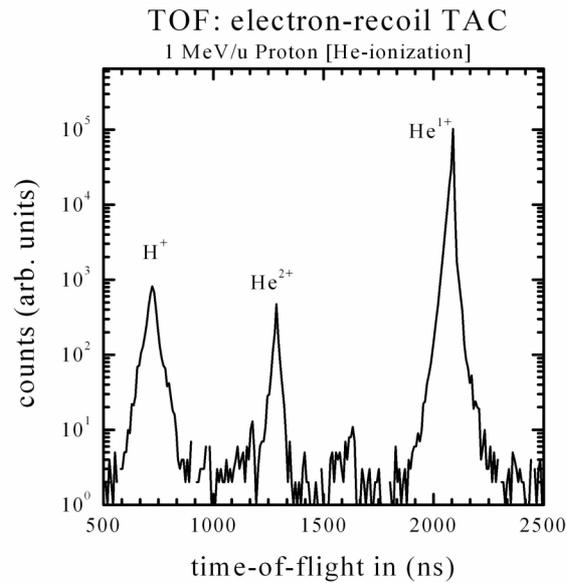


Abbildung 3.10: „Online“-Flugzeitspektrum der Rückstoßionen relativ zu den Elektronen bei einer Spektrometerabsaugspannung von 500 V. Durch die Pulsung des Projekttilstrahls sind alle zufälligen Koinzidenzen schon weitgehendst unterdrückt. Der relativ hohe Restgasanteil (H^+) kann durch Ausheizen der Targetkammer und den Einsatz einer Kühlfalle noch weiter minimiert werden.

Durch das richtige Verhältnis der Längen dieser beiden Strecken haben Ionen mit gleichem Impuls aber unterschiedlichen Startorten entlang der Extraktionsachse (x -Achse) gleiche Flugzeiten. Die Ionen werden bezüglich ihrer Flugzeit zusammengeschoben, weswegen man auch von der „Zeitfokussierung“ des Spektrometers spricht. Benutzt man ein rein homogenes Extraktionsfeld, so muß die Driftstrecke gerade doppelt so lang wie die Beschleunigungsstrecke der Ionen sein, um in erster Ordnung in der Flugzeit zu fokussieren. Für die Fokussierung in den beiden anderen Raumrichtungen (y - z Ebene) ist der Einsatz einer elektrostatischen Linse unerlässlich. Dabei wird die Linse in etwa der Hälfte der Ionenbeschleunigungsstrecke positioniert und teilt so dieselbe in zwei Teile auf, die damit durch einen Potentialsprung voneinander elektrisch getrennt sind. Es ist darauf zu achten, daß sich das elektrische Feld über die Targetzone weiterhin homogen erstreckt, sonst würden unterschiedliche Startorte bei gleichen Impulsen zu unterschiedlichen Flugzeiten führen, was die Zeitfokussierung zerstören würde. Ist die Linse zu weit vom Targetort entfernt, weiten sich die Ionenflugbahnen aufgrund ihres Startimpulses schon zu weit auf, was die Wirksamkeit der Linse beeinträchtigt. Demnach erweist sich die Anordnung der Linse in der Mitte des Ionenbeschleunigungsteil als guter Kompromiß. Dennoch liegt nun insgesamt gesehen über beide Teile der Beschleunigungsstrecke ein inhomogenes elektrisches Feld vor. Diese geänderten Feldbedingungen müssen bei der Wahl der Streckenverhältnisse von Extraktions- und Driftbereich beachtet werden, um weiterhin eine gute Zeitfokussierung zu garantieren.

Die Elektronen werden auch senkrecht zur Projekttilstrahlrichtung aber gemäß ihrer Ladung entgegengesetzt zu den Rückstoßionen aus der Reaktionszone extrahiert und ebenfalls auf einem ortsempfindlichen Detektor nachgewiesen. Wie für das Rückstoßion auch, kann aus den Elektronenflugzeiten und den Auftrefforten auf dem Detektor die dreidimensionale Impulsverteilung am Startort ermittelt werden. Da jedoch die elektrische Feldstärke bei diesem Spektromerertyp normaler Weise nur bei wenigen V/cm liegt, um eine gute Auflösung der Rückstoßionen zu gewährleisten, ist die im Extraktionsfeld aufgenommene kinetische Energie der Elektronen klein gegenüber der Startenergie, die sie

aus der Reaktion/Ionisation erhalten. Dadurch werden nur noch sehr niederenergetische Elektronen mit 4π Raumwinkel nachgewiesen. Höherenergetische Elektronen verlassen bei bestimmten Startwinkeln bereits das Spektrometer und können nicht mehr detektiert werden. Die Raumwinkelakzeptanz für vollständige Impulsbestimmungen schrumpft auf den geometrischen Öffnungswinkel des Detektors. Abhilfe für dieses Problem schafft der Einsatz eines solenoidalen Magnetfeldes, welches parallel zu den elektrischen Feldlinien über das ganze Spektrometer verläuft. Diese Konfiguration der Arbeitsgruppe um Herrn Prof. Dr. J. Ulrich an der GSI hat sich bei vielen Messungen bereits bewährt und ist in der Lage (je nach Stärke des Magnetfeldes) die Elektronen bis zu einer kinetischen Energie von 50 eV (bei etwa 1 mT) auf Gyrationenbahnen zu zwingen und sie so mit 4π Raumwinkel vollständig nachzuweisen, ohne dabei die langsamen Rückstoßionen merklich zu beeinflussen (siehe hierzu [RMO94], [MUN94], [RMO96]). Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [RMO96#]. (Die geringen Geschwindigkeiten bei den zu erwartenden Impulsen von einem bis zwei atomaren Einheiten sorgt selbst im Erdmagnetfeld von 0.5 G nur für eine Abweichung von wenigen μm , was deutlich kleiner als die Meßgenauigkeit ist.) In neusten Messungen wurde diese Technik auch in unserer Arbeitsgruppe bei der Untersuchung von Photoionisationsprozessen erfolgreich eingesetzt (siehe [HBR97]).

Um Feldverzerrungen von Kontaktpotentialen, die im Bereich einiger Volt liegen können, zu vermeiden, wurde das ganze Spektrometer inklusive aller Gitter und Widerstände mit einer 100 nm dicken Germaniumschicht bedampft, die eine elektrostatische Aufladung verhindert. Das Spektrometer selbst besteht aus unmagnetischen Edelmetallgittern, Edelmetallplatten und -Ringen, sowie aus Keramikhülsen und Teflongewindestangen. Es wurden 10 der zwölf Edelmetallringe (Innendurchmesser 45 mm, Außendurchmesser 60mm, Dicke 0.5mm) auf die vier Teflonstangen gesteckt und mit den 8 mm langen Keramikhülsen äquidistant (bis auf die zwei verbleibenden Elektroden der Linse) voneinander positioniert und über 1 M Ω Widerstände (Linsenwiderstand 4.7 M Ω) miteinander elektrisch verbunden. Dieses „Gerippe“ wurde an beiden Enden fest an zwei massive Edelmetallplatten geschraubt, deren Öffnung dem Innendurchmesser der dünnen Edelmetallringe entsprach. Die Beschleunigungsstrecke ist auf der Elektronenseite mit einem Edelmetallgitter abgeschlossen. Auf der anderen Seite schließt sich die Driftstrecke an, die auf der Eingangsseite zu Gunsten einer besseren Transmission nicht mit einem Gitter bestückt ist, was jedoch auf der Ausgangsseite am Rückstoßionen-Detektor unerlässlich war. Zur Zeit wird gerade am IKF ein Spektrometer getestet, welches ganz ohne Gitter betrieben werden kann [MAC95].

3.4.2 Die Zeitfokussierung

Die Gesamtflugzeit t eines Rückstoßions soll sich bei geringer Variation des Startortes s_1 für gleiche Startimpulse (z.B. für den Startimpuls Null) nicht ändern. Eine Abschätzung für die hierzu benötigte Driftstrecke bei Verwendung einer Linse in der Beschleunigungsstrecke erhält man indem man die Linse als Potentialsprung nähert. Das heißt, die totale Flugzeit, die sich aus drei Teilflugzeiten in den Spektrometerabschnitten erste Beschleunigungsstrecke s_1 , zweite Beschleunigungssektion s_2 und Driftstrecke s_D , zusammensetzen läßt (siehe hierzu [VME96]), lautet:

$$t = t_1 + t_2 + t_D = \sqrt{\frac{2}{a}} \left(\sqrt{s_1} + \sqrt{s_1 + s_2 + s'} - \sqrt{s_1 + s'} + \frac{s_D}{2\sqrt{s_1 + s_2 + s'}} \right); \quad (3.30)$$

wobei $s' = U_L / E$ mit der Linsenspannung U_L ist.

Sie muß der Extremalbedingung

$$\left. \frac{\partial t(s_1)}{\partial s_1} \right|_{s_1} = 0 \quad (3.31)$$

genügen. Daraus folgt für die Länge s_D Driftstrecke:

$$s_D = 2(s_1 + s_2 + s') \left(1 + \sqrt{\frac{s_1 + s_2 + s'}{s}} - \sqrt{\frac{2s_1 + s'}{s_1 + s'}} \right) \quad (3.32)$$

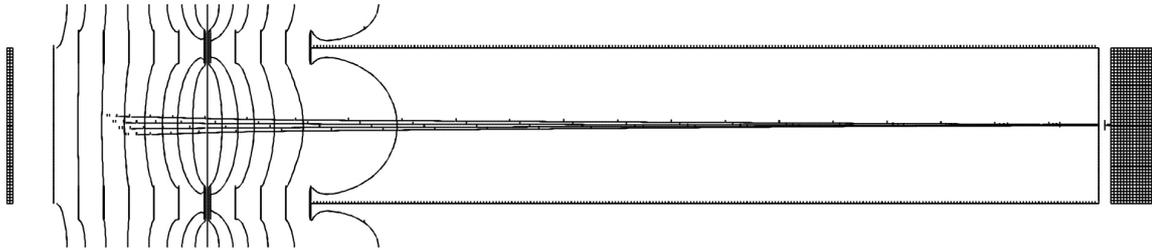


Abbildung 3.11: Abbildungseigenschaften des verwendeten Spektrometers. Es sind die Äquipotentiallinien des elektrischen Absaugfeldes, sowie die Ionenflugbahnen für verschiedene Startorte in z - bzw. y - und x -Richtung zu sehen, um die fokussierenden Eigenschaften des Spektrometers zu demonstrieren. Die Abstände der Zeitmarker betragen 100 ns. Diese Simulation wurde mit dem Computerprogramm SIMION durchgeführt.

Wird für das Experiment keine elektrostatische Linse benötigt, so ist das Beschleunigungsfeld wieder homogen und man erhält für $U_L = 0$ und $s' = 0$ wieder die ursprüngliche Spektrometergeometrie mit $s_D = 2(s_1 + s_2)$.

3.4.3 Die Ortsfokussierung

Wie beschrieben, wird die räumliche Ausdehnung des Gastargets in der y - z Ebene, der Ebene, die durch die Projektil-Strahlachse und die Richtung des Atomjets aufgespannt wird, durch eine elektrostatische Linse fokussiert. Der Fokus liegt hierbei auf dem ortsauflösenden Rückstoßionen-Detektor. Dies geschieht durch Teilung der Beschleunigungsstrecke des Spektrometers in zwei gleich lange Sektionen mit jeweils gleich groß dimensionierten Widerstandsketten (1 M Ω), die über einen veränderbaren Linsenwiderstand (einige M Ω) miteinander verbunden sind, so daß sich ein Potentialsprung am Übergang der Beschleunigungsbereiche einstellt. Einen weiteren Potentialsprung durchlaufen die Ionen beim Übergang von der Beschleunigungs- in die Driftstrecke. So ergibt sich generell die Brennweite eines Linsensystems:

$$f_x = \frac{U_2 + U_3}{E_L - E_D} \quad (3.33)$$

wobei:

$$E_L = \frac{U_2 - U_1}{l} \quad \text{und} \quad E_D = \frac{U_4 - U_3}{d} \quad (3.34)$$

Für die Brennebene f_y in der y -Richtung gilt:

$$f_y \approx \infty \quad (3.35)$$

Allgemein gilt für elektrostatische Linsen analog zu optischen Linsen das Snellius'sche Brechungsgesetz. Da die Geschwindigkeitskomponente der geladenen Teilchen parallel zum Potentialsprung beim Durchgang durch die Linse konstant bleibt, ergibt sich aus reinen geometrischen Überlegungen für die Brechungswinkel:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{\frac{v_{r1}}{v_1}}{\frac{v_{r2}}{v_2}} = \frac{v_2}{v_1} \quad (3.36)$$

Somit ist der Brechungswinkel α nur abhängig von dem Verhältnis der Potentiale:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}} \quad (3.37)$$

- Liste der experimentellen Spektrometer-Konfigurationen:

Spek. – Konfig.	Pusher/ [V]	Drift/ [V]
10 V	20	10
50 V	60	10
500 V	0	500

Als Gesamtwiderstand der Widerstandskette, ohne Linsenwiderstand, wurde $9.84 \text{ M}\Omega$ gemessen. Der Linsenwiderstand selbst wurde im Experiment auf $4.74 \text{ M}\Omega$ optimiert.

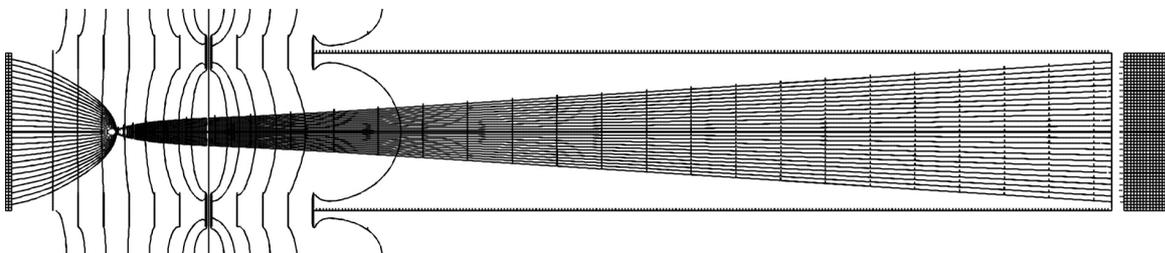


Abbildung 3.12: In dieser Simulation sind die Trajektorien für die maximalen Impulse der Rückstoßionen (21.5 a.u.) und der Elektronen (1.25 a.u.) in z - bzw. y -Richtung bei einer Spektrometerabsaugspannung von 500 V zu erkennen. Die Zeitmarker haben wieder einen Abstand von 100 ns. Es ist darauf zu achten, daß der nutzbare Durchmesser der Channel-plates maximal 44 mm der gesamten 48 mm beträgt.

3.5 Die Detektoren

Für eine erfolgreiche physikalische Messung ist die Wahl der zu benutzenden Detektoren von besonderer Bedeutung. Für dieses Experiment sowie für die meisten anderen Experimente in unserer Arbeitsgruppe auch, die sich mit der Rückstoßionenimpulsspektroskopie beschäftigen, werden für den ortsempfindlichen Nachweis von Rückstoßionen und Elektronen sowie für hochenergetische Ejektile sogenannte „Multi-Channel-Plates“ mit zwei-dimensional ortsauflösenden Anoden kombiniert. Diese Detektoren weisen sich durch eine unkomplizierte Bedienung und hohe Zuverlässigkeit aus. Ihre räumliche Ausdehnung und Übersichtlichkeit erlauben einen platzsparenden und leichten An- und Einbau an das Spektrometer und in das Kammerensystem.

3.5.1 Die ortsauflösenden Microchannelplates

Die Channel-Plates gehören zu den Sekundärelektronen-Vervielfacher und funktionieren somit im Grunde genauso wie die schon lange bekannten „Photomultiplier“.

Ein Channel-Plate (siehe Abbildung 3.13) besteht aus vielen kleinen, parallel zueinander angeordneten Bleiglaskanälen, deren Innenseiten mit einem hochohmigen Material mit kleiner Austrittsarbeit für Elektronen beschichtet sind (siehe [LLI97]). Der typische Kanaldurchmesser beträgt hierbei $25\ \mu\text{m}$ und die Länge der Kanäle bzw. die Dicke des Plates $1\ \text{mm}$. Die Wandstärke dieser Kanäle beträgt etwa $7\ \mu\text{m}$. Der Flächendurchmesser der hier verwandten Channel-Plates beträgt $50\ \text{mm}$. Die aktive, offene, nutzbare Fläche beträgt rund 70% von der Gesamtoberfläche und beschränkt damit die maximale Nachweiseffizienz. Die Oberfläche des Plates ist mit einer niederohmigen Metallegierung versehen, über die nun mit Hilfe eines Punktkontaktes eine Spannung von 800 bis 1100 Volt zwischen Vorder- und Rückseite des Plates angelegt werden kann.

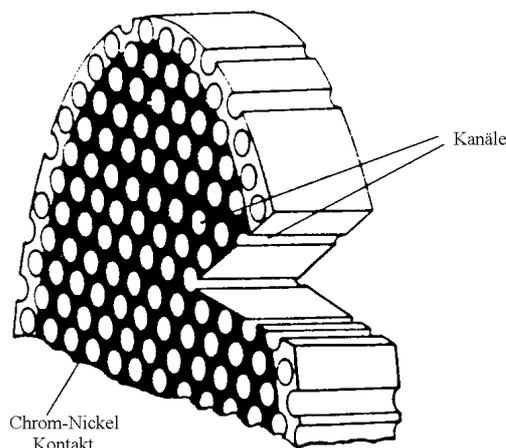


Abbildung 3.13: (Aus-) Schnitt durch ein Microchannel-Plate

Ein nachzuweisendes mikroskopisches Teilchen (ein Ion, Elektron oder auch ein UV-Photon), das nun auf der Vorderseite des Plates auftrifft, löst an den Innenwänden der Glaskanäle ein oder mehrere Elektronen aus, die, beschleunigt durch das anliegende elektrische Feld, zu einer Elektronenlawine anwachsen, welche an der Rückseite des Plates austreten kann (siehe Abbildung 3.14). Die Kanäle sind senkrecht zur Oberfläche um 8° - 13° ausgerichtet, um so unter anderem das Rückdriften von Ionen in entgegengesetzter Richtung zu verhindern. Die Ionen werden durch das elektrische Feld in den Kanälen be-

schleunigt und sind in der Lage, dort oder an der Oberfläche weitere Sekundärelektronen auszulösen. Der Mechanismus der Ionenrückkopplung ist abhängig vom Vakuum, in dem man die Micro-Channel-Plates betreibt. Der Verstärkungsfaktor eines Plates liegt bei 10^3 - 10^4 . In der Regel werden zwei (chevron-Anordnung) oder auch drei Plates (z-stack) deckungsgleich übereinandergelegt, so daß man eine Verstärkung von 10^6 - 10^7 erreicht. Die Ausdehnung der austretenden Elektronenwolke liegt bei einigen Kanaldurchmessern.

Ein solcher Prozeß vollzieht sich in weniger als einer halben Nanosekunde. Das Nachfließen der Elektronen aus der Spannungsversorgung in das Channel-Plate kann mit Hilfe eines RC-Gliedes als schneller Puls ausgekoppelt werden. Mit Hilfe dieses Pulses wird das Teilchen elektronisch nachgewiesen und der Zeitpunkt seines Nachweises bestimmt.

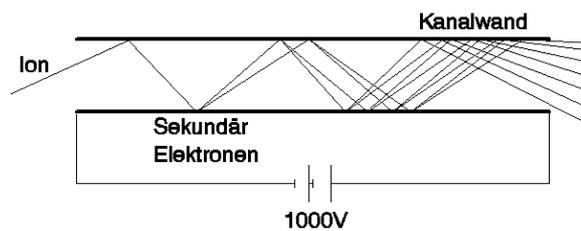


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung der Elektronenlawine in einem Kanal des Multi-channelplates bei einer angelegten Gleichspannung von 1000 V.

Die maximale Verstärkung wird beschränkt durch Raumladungseffekte in der Lawine, die neu hinzukommende Elektronen zur Kanalwand hin zurückdrängen und so vom Verstärkungsprozeß abhalten, sowie durch die begrenzte Geschwindigkeit mit der weitere Elektronen zur Kanalwand nachgeliefert werden können. Wird die Verstärkungsspannung so weit erhöht, daß diese Effekte auftreten, so sagt man, daß das Channel-Plate sättigt. Im Extremfall erzeugt es nun unabhängig von der Art und der kinetischen Energie des nachzuweisenden Teilchens eine konstante Ladungsmenge. Ein drittes Plate im Detektoraufbau verstärkt diesen Effekt der Sättigung, der aber auch schon mit zweien erreicht wird. Es ist ratsam, die Channel-Plates in diesem Modus zu betreiben, um kleine Pulshöhen niederenergetischer Teilchen noch vom Untergrundrauschen trennen zu können. Dieses Grundrauschen rührt vor allem von den Dunkelpulsen der Plates her. Sie entstehen in der Hauptsache durch Zerfälle radioaktiver Isotope im Material des Channel-Plates und durch kosmische Strahlung. Für derartige Prozesse kann man ein Rate von 10 bis 20 Hz erwarten.

Desweiteren ist die maximale Nachweiseffizienz eines Teilchens abhängig von der Quanteneffizienz, mit der die ersten Sekundärelektronen ausgelöst werden. Sie ist eine Funktion der Geschwindigkeit des auftreffenden, nachzuweisenden Teilchens. Der optimale Bereich der Beschleunigungsspannung für den Nachweis von Helium-Ionen liegt bei etwa 1500 eV/Ladung bis 3000 eV/Ladung, für Elektronen liegt dieser Wert etwa bei 100 eV bis 300 eV, also zehnmal tiefer. Deswegen werden an der Eintrittsseite des Detektors derartige zu weilen relativ hohe Spannungen notwendig. Um Felddurchgriffe in den Extraktions- oder Driftbereich des Spektrometers zu vermeiden, muß das Spektrometer durch geeignete Gitter gegen derartige Feldverzerrungen abgeschirmt werden.

Um keine Ereignisse aufgrund zu niedriger Pulshöhen zu verlieren, wurde dennoch die Schwelle für das Ansprechen der Elektronik immer ein wenig ins Rauschen gestellt. Der zu erwartende zunehmende Rauschuntergrund konnte durch Software-Bedingungen im Analyse-Program herausgefiltert werden.

3.5.2 Die ortsauflösende Anode

Als ortsauflösende Anode, in Kombination mit Multichannelplates, haben sich drei verschiedene Typen bewährt, die nach den jeweiligen Ansprüchen und Gegebenheiten einfach eingesetzt und benutzt werden können und je nach vorhandener Ausleselektronik mittlerweile auch problemlos miteinander kombiniert werden. Folgende unterschiedliche Anodentypen kommen für Messungen in der Rückstoßionen-Spektroskopie in Betracht (siehe [OJA95], [OJA96], [LLI96] und [LLI97]):

1. Ladungswägung über eine Widerstandsmessung = *Widerstandsanode (Resitiv Anode)*
2. Ladungsverteilung durch eine geometrische Struktur = *Wedge & Strip-Anode*
3. Laufzeitmessung = *Delay-Line-Anode*

Während die Widerstandsanode über längere Meßzeiten zu ungenau ist, da schlechte Eigenschaften in Bezug auf thermische Belastungen zu lokalen Veränderungen der Widerstandsschicht und damit leicht zu einer Veränderung der Linearität führen können, und die geringe Ratenverarbeitung der zur Auslese verwendeten Elektronik einen großen Nachteil bedeuten, genügt die Wedge & Strip-Anode hier und wie in den meisten andern Messungen auch unseren Ansprüchen in Bezug auf die Ortsauflösung (kleiner 100 μm). Der große Vorteil einer Delay-Line-Anode ist deren hohe Verarbeitungsrate von über 1 MHz und die große Linearität über die ganze aktive Fläche.

Leider ist die räumliche Ausdehnung und die massive Bauweise der Delay-Line-Anode manchmal schwer in das Kammersystem und in das Spektrometer zu integrieren (siehe hierzu Abbildung 3.15); so auch in diesem Fall. Ein Einbau in die bestehende Kammer hätte einen Umbau der Kammer auf der Driftseite und den Verlust an Targetdichte, da sich der Öffnungswinkel des Gasjets beim Anheben des Spektrometers vergrößert hätte, zur Folge gehabt. Aus diesen Gründen fiel die Wahl für alle drei Detektoren auf Wedge & Strip-Anoden, auf die nun im folgenden näher eingegangen werden soll:

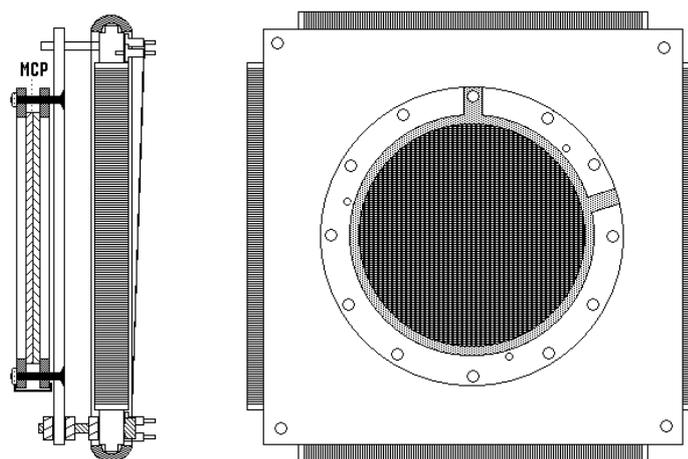


Abbildung 3.15: Darstellung eines kompletten Delayline-Detektors. In der Seitenansicht (links) kann man gut die Chevron-Anordnung der Multichannelplates erkennen, die durch die zwei Keramikringe zusammengehalten werden, die ihrerseits auf einer Aluminiumhalteplatte fixiert werden und in einem Abstand von ca. 7 mm über der Anode positioniert sind. In der Frontansicht des Detektors (rechts) werden die „voluminösen“ Ausmaße des ganzen Detektors deutlich, die einen Einsatz in der Targetkammer des 2.5 MV-Beschleunigers nur bedingt ermöglichen.

Die Wedge & Strip-Anode ist eine 2 mm dicke Keramikscheibe von 50 mm Durchmesser (dem Durchmesser der Channel-Plates), auf deren eine Seite eine 1 μm dicke Germaniumschicht aufgedampft ist (siehe Abbildung 3.16). Auf der gegenüberliegenden Seite, durch die Keramik isoliert, befindet sich eine dreigeteilte Aluminiumschicht in Form eines Wedge und Strip Musters mit einem dazwischenliegenden Mäander. Die einzelnen Elektrodensegmente sind elektrisch voneinander isoliert.

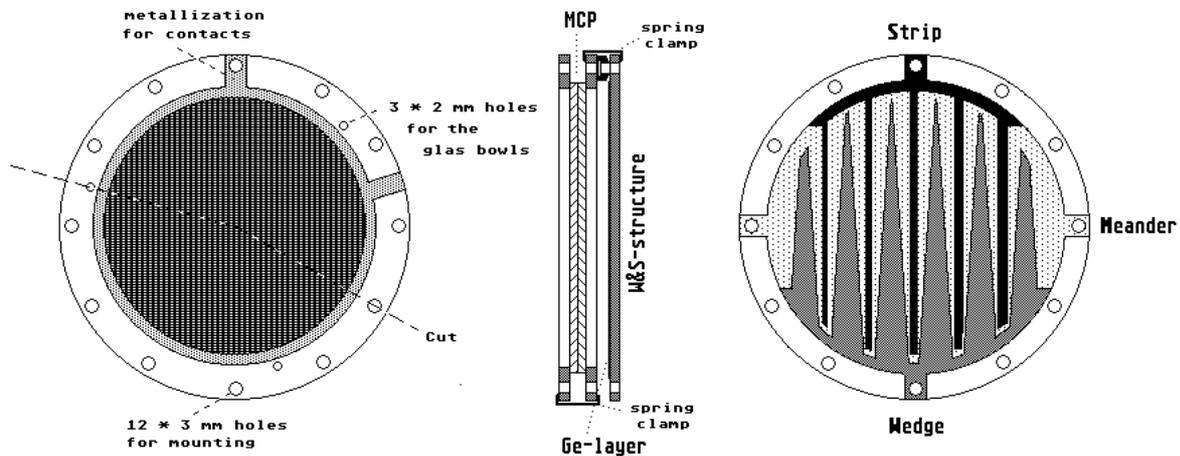


Abbildung 3.16: Ansicht eines kompletten Wedge & Strip – Detektors. In der Draufsicht (links) ist gut das Frontchannelplate, sowie dessen Keramikhalterung mit den Kontaktierungslaschen für die elektrischen Anschlüsse zu erkennen. In der Seitenansicht (Mitte) fällt besonders die kompakte und handliche Bauweise des Detektors auf. Die Anode selbst hat lediglich den Durchmesser der Keramikringe. In der Rückansicht (rechts) des Detektors sieht man die „Backgammon“-Struktur der Wedge und Strip –Anode (hier stark vergrößert dargestellt).

Mit Hilfe dieser „Backgammon“-Geometrie ist nun über eine Wichtung der Ladungsverteilung der Elektronenwolke, die aus den Channel-Plates durch das Auftreffen eines einzelnen nachzuweisenden Teilchens generiert wurde, auf den drei Segmenten durch eine Schwerpunktbildung eine Bestimmung des Ortes möglich, sofern die Elektronenwolke gleichzeitig alle drei Segmente bedeckt. Dies wird durch die Germaniumschicht gewährleistet. Sie sorgt für eine Aufweitung der Elektronenwolke, um ein Diskretisieren oder auch „Digitalisieren“ zu verhindern. Im Prinzip würden die zwei Segmente „Wedge“ und „Strip“ zur Berechnung der Ortskoordinaten ausreichen, jedoch würde dies voraussetzen, daß immer eine gleich große Ladungswolke aus den einzelnen Kanälen des Multichannelplates austritt. Das „Mäander“-Segment dient somit zur Normierung des Signals. Die Anode muß demnach so angebracht werden, daß die aus den Channel-Plates austretende Elektronenwolke auf die Germaniumschicht trifft, wo sie dann langsam abgeführt wird. Die Anodenstruktur auf der Rückseite registriert nun das Influenzsignal des auf der halbleitenden Schicht erzeugten Ladungspulses. Nun kann der Ladungsschwerpunkt bestimmt werden. Die relativen Ortskoordinaten x , y erhält man aus den Ladungsmengen Q_W und Q_S auf dem Wedge- und dem Strip-Segment, normiert auf die Ladungssumme:

$$x = \frac{Q_W}{Q_W + Q_S + Q_M} \quad (3.38)$$

$$y = \frac{Q_S}{Q_W + Q_S + Q_M} \quad (3.39)$$

Die Präzision der Ortsbestimmung wird durch die Genauigkeit der Ladungsmessung bestimmt. Hier beträgt die Ortsauflösung etwa 0.1 mm (siehe hierzu Abbildung 3.17). Die Ladungsmessung mit Hilfe der verwandten ladungsintegrierenden Elektronik, bestehend aus einem schnellen ladungsempfindlichen Vorverstärker („Charge-And-Time-Sensitive-Amplifier“ CATSA) und einem integrierenden Hauptverstärker, dauert circa 10 μ s, damit ist die maximale Nachweisrate auf 100000/s beschränkt.

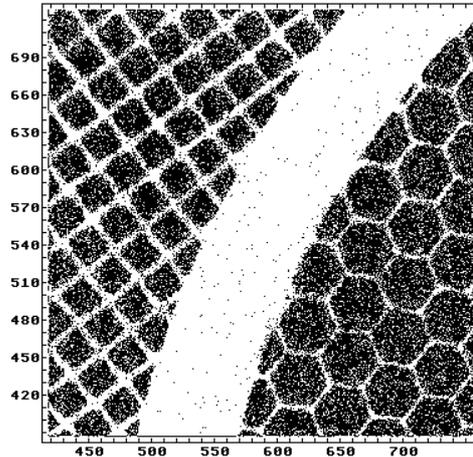


Abbildung 3.17: Ausschnittsvergrößerung eines Detektorbildes, aufgenommen mit einer Kombination von verschiedenen regelmäßigen Lochmasken und einer Alpha-Quelle, die in einem Abstand von 30 cm den Detektor voll „ausleuchtet“.

Spannungsoffsets und verschiedene Verstärkungsfaktoren der Vorverstärker können vor der Messung mit Hilfe eines Pulsers gemessen und an den Hauptverstärkern abgeglichen werden. Es besteht weiterhin die Möglichkeit, im Analyse-Programm eine entsprechende Feinkorrektur vorzunehmen, sowie dem kapazitiven Überkoppeln der einzelnen Anoden-segmente untereinander Rechnung zu tragen und mit Hilfe eines einfachen Computerprogramms zu korrigieren.

- Liste der experimentellen Parameter:

Electron-Detector	Voltages/ [V]
Grid	Front
Front	250
Back	2800
Ge-Layer	2818
Anode	-

Recoil-Detector	Voltages/ [V]
Front	-3100
Back	0
Ge-Layer	45
Anode	-

Projectile-Detector	Voltages/ [V]
Grid	-15
Front	-2100
Back	0
Ge-Layer	150
Anode	-

Der Elektronen-Detektor und der Rückstoßionen-Detektor wurden jeweils mit 3 Channel-Plates, der Projektil-Detektor mit 2 MCP's gleichen Widerstands bestückt.

3.5.3 Die Ausleseelektronik und Datenaufnahme

Für die Signalverarbeitung kann die handelsübliche NIM-Elektronik benutzt werden. Die Schnittstelle zum Datenaufnahmesystem wird mit einem CAMAC-Crate geschaffen. Von jedem Detektor erhält man vier Signale: Das Zeitsignal, welches über das RC-Glied abgegriffen wird und die drei Ladungssignale, die den Ort ergeben, welche über die schnellen ladungsempfindlichen Vorverstärker und die integrierenden Hauptverstärker angekoppelt werden. Die 50 mV hohen Zeitsignale werden mit Hilfe von schnellen Verstärkern (Verstärkungsfaktor=200) über „Constant-Fraction-Diskriminatoren“ und „Gate-and-Delay-Generatoren“ in genormte, 0.8 V hohe, negative NIM-Signale umgewandelt. Die analogen Signale aus den Hauptverstärkern gelangen über „Linear-Gate and Stretcher“ direkt in den „Analog to Digital Converter“ (ADC) im CAMAC-Crate der vom Computer über den „Camac-Controller“ ausgelesen wird, wenn dieser dazu „gestrobt“ wird (siehe Abbildung 3.19). Dieser Trigger oder Masterstrobe wurde durch eine Oder-schaltung von zwei „Time to Amplitude Converter“ (TAC) generiert. Es werden insgesamt fünf TAC's eingesetzt (vergleiche hierzu auch Abbildung 3.18), um koinzidente Ereignisse zu detektieren und deren Flugzeitunterschiede festzustellen. Es wurden folgende Koinzidenzen verschaltet:

(Das zuerst genannte Teilchen oder Signal startet den TAC, das zweite stoppt denselben; in Klammern steht die Länge des jeweiligen Zeitfensters, wie es in den meisten Messungen sinnvollerweise gewählt wurde)

1. **Projektil-Pulser (500ns)** = detektiert die Elektroneneinfangprozesse des Projektils und vermisst gleichzeitig die Zeitstruktur des gepulsten Strahls
2. **Elektron-Rückstoßion (4 μ s)** = Flugzeitspektrum der im Reaktionsvolumen ionisierten Teilchen (es wurden einfach-, zweifachgeladene Helium-Ionen und Wasserstoffionen aus dem Restgas detektiert)
3. **Elektron-Pulser +/- (400ns)** = mißt die relativen Elektronenflugzeiten, das Stop des TAC's wird aus einem Oder der beiden Pulserflanken generiert
4. **Rückstoßion-Pulser + (400ns)** = mißt die relativen Rückstoßionen-Flugzeiten der Ionen, die durch die aufsteigende Pulserflanke entstanden sind
5. **Rückstoßion-Pulser - (400ns)** = mißt die relativen Rückstoßionen-Flugzeiten der Ionen, die durch die absteigende Pulserflanke entstanden sind

Eigentlich wäre für die Elektronenflugzeiten ein weiterer TAC nötig gewesen, um Ereignisse nach den entsprechenden Pulserflanken „online“ trennen zu können. Dies ist jedoch auch noch später im Datenanalyseprogramm möglich.

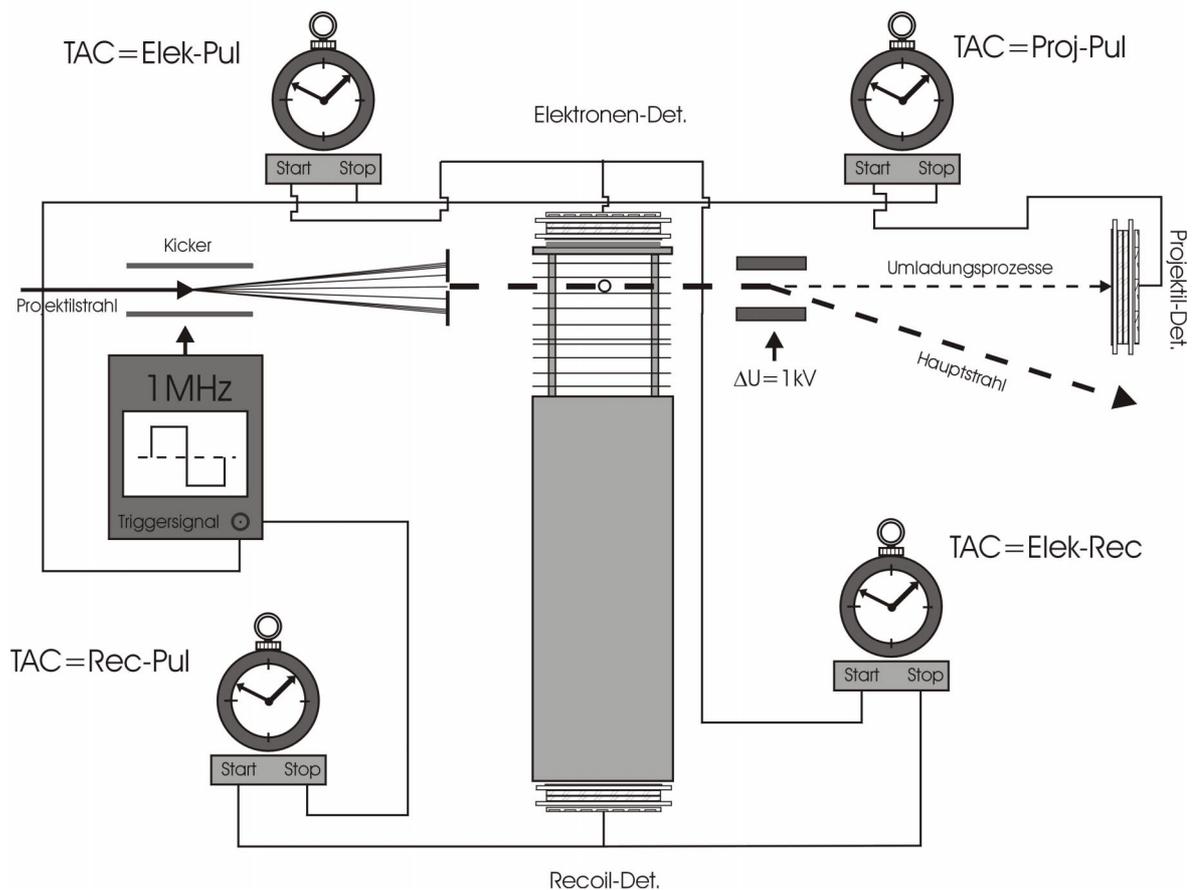


Abbildung 3.18: Schematische Darstellung der Koinzidenzschaltung zur vollständigen Vermessung der Streureaktionen. In dieser Ansicht fehlt ein reeller TAC (Rec-Pul für die andere Pulserflanke) sowie ein virtueller TAC (Elek-Pul ebenfalls für die andere Pulserflanke), der erst in der Datenanalyse konstruiert wurde. Die zentralen elektronischen Bausteine sind die Rückstoßionen-Pulser TAC's, welche die Datenaufnahme triggern.

In den TAC-Verschaltungen wurden die Teilchen oder Signale, die mit einer hohen Rate behaftet sind, soweit als möglich auf den Stop der Zeitmessung gelegt, um die Totzeit der Elektronikmodule zu minimieren. Dazu dienten ausschließlich Kabel-Delays oder die Pulserstruktur selbst, die als zeitlich konstant angesehen wird. Den Mastertrigger bildete nun eine Oderverknüpfung aus den Zeitsignalen der beiden Rückstoßion-Pulser-TAC's, da hier die insgesamt geringste Rate bei den gleichzeitig meisten echten Ereignissen zu erwarten war. Alle Zeitsignale wurden mittels entsprechenden konstanten Delays, alle Energiesignale durch Verlängern der Signalbreite durch „Linear-Gate and Stretcher Module“ zeitlich zum Überlapp gebracht und auf die ADC's des Camac-Crates gegeben, das bei einem anliegenden Masterstrobe somit 14 Kanäle aus zwei ADC's über seinen Controller an den Computer ausgeben konnte. Die Event-Rechnersteuerung übernimmt dabei ein separates Modul. Es gibt das Triggersignal an den ADC und nach dessen Konvertierungszeit an den Rechner weiter und schaltete während des Datenaufnahmezykluses den Eingang für weitere Signale „tot“. Mit Hilfe einer Triggerbox war es zudem noch möglich, jeden Detektor im „single-mode“ zu betreiben und zu kontrollieren.

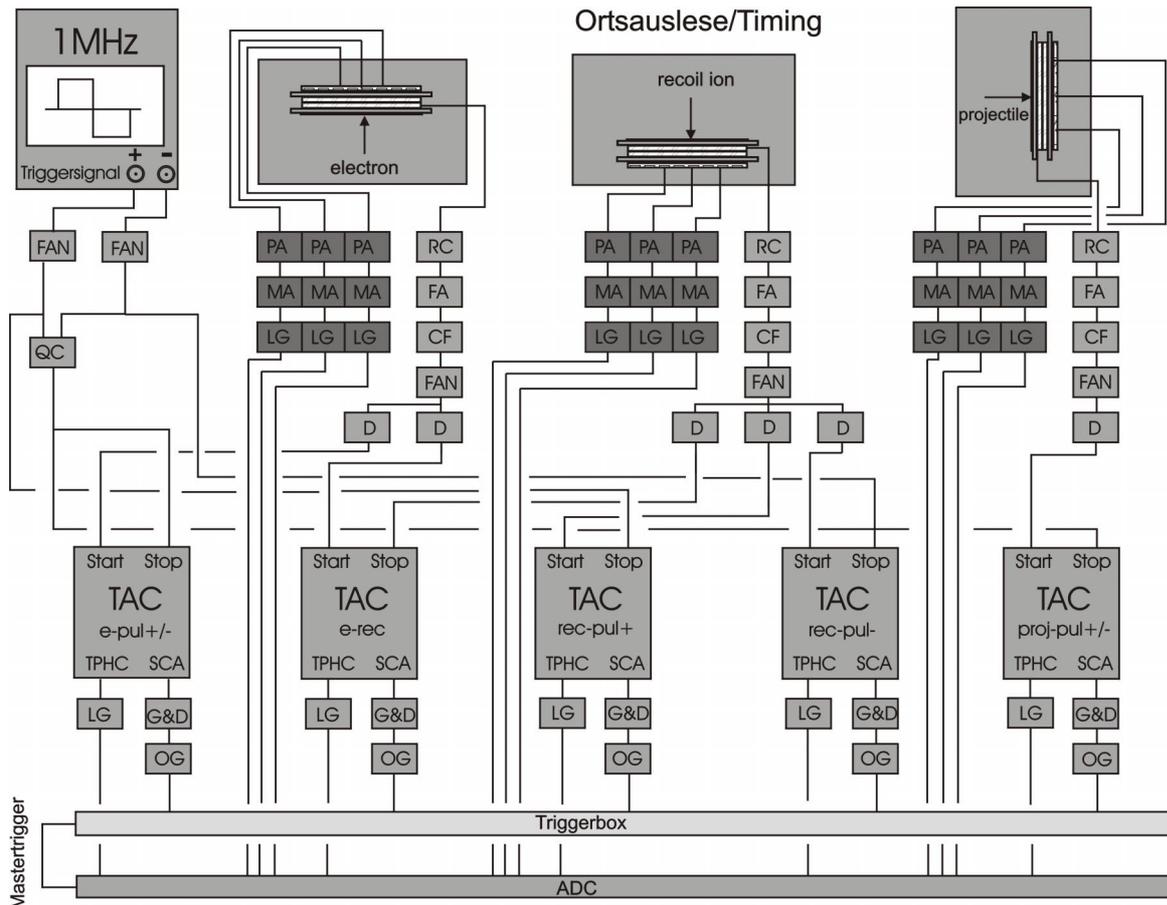


Abbildung 3.19: Schematische Darstellung der Ortsauslese (dunkelgrau) und des Timings, sowie der Verknüpfungen der Koinzidenzmessungen (hellgrau). In diesem Schaltplan sind die Spannungsversorgungen der Detektoren und die Auslese des ADC's über das CAMAC-Crate durch den ATARI-Computer nicht eingezeichnet: FAN = Fan in/out, QC = Quadcoincidence, PA = Preamplifier, MA = Mainamplifier, LG = Linear-Gate & Stretcher, RC = RC-Glied, FA = Fastamplifier, CF = Constant Fraction Disc., D = Kabeldelay, G&D = Gate & Delay Generator, TAC = Time to Amplitude Converter, ADC = Analog to Digital Converter

Alle Daten wurden mit dem Datenaufnahme „MPDAS“ [KUL89] im „List Mode“-Verfahren, also als ein Datensatz von 14 Kanälen der ADC's, auf der Festplatte des ATARI-Computers gespeichert und später nach entsprechender Konvertierung der Daten mit dem Datenanalyseprogramm „PAW“ (Physics-Analysis-Workstation) ausgewertet. Das erneute Einlesen aller Datensätze stellt die Wiederholung des Experiments im Computer dar und kann unter verschiedensten Bedingungen, bzw. Verknüpfungen wiederholt werden. Diese Möglichkeit ist ein wesentlicher Bestandteil, um alle Impulse der Fragmente eindeutig bestimmen zu können. Die Messung konnte aber auch „online“ überwacht werden. In jüngster Zeit ist es durch die stetige Weiterentwicklung der Auslese-Software COBOLD und der Aufnahmeelektronik (ein CAMAC-Controller und eine TDC-Steckkarte) gelungen, ein Meßsystem für den Einsatz in handelsüblichen Personalcomputern (PC) zu etablieren, welches das bisher bewährte MPDAS-Datenaufnahmesystem nun ersetzen kann (siehe hierzu [KUL96]).

Unabhängig vom Datenaufnahmesystem hinterliegen die Werte in den jeweiligen ADC-Kanälen. Von den vierzehn Kanälen gehören fünf zu den jeweiligen Flugzeitmessungen (siehe zum Beispiel Abbildung 3.20) und neun zu den Ortssignalen der drei Detektoren (siehe als Exempel Abbildung 3.21), die alle entsprechend nach einer separaten

Eichung skaliert, korrigiert und weiter verarbeitet werden müssen, um letztendlich die Impulskomponenten aller Reaktionsfragmente zu bestimmen.

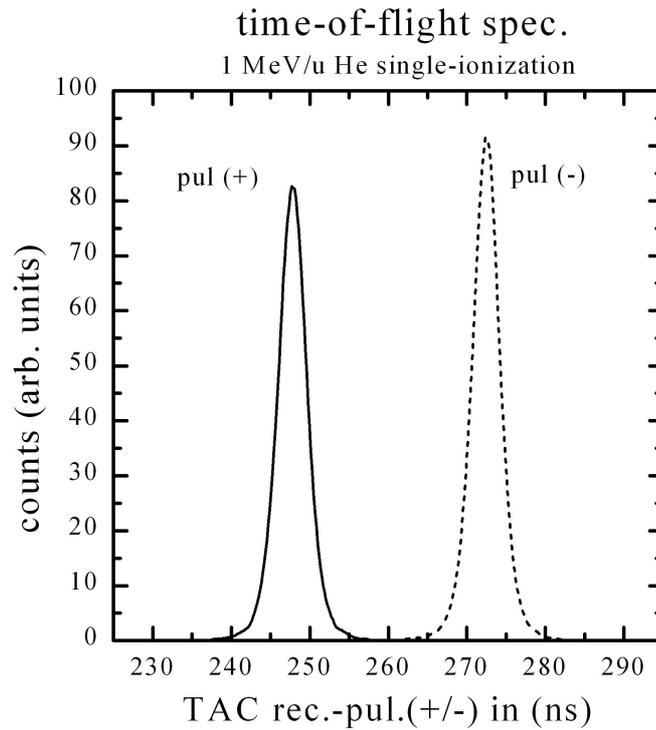


Abbildung 3.20: Rückstoßionenflugzeiten gestoppt durch das Triggersignal des schnellen Strahlschalters. Es sind die Flugzeiten beider Flanken (+/-) eingezeichnet. Das Maximum der symmetrischen Verteilungen kennzeichnet den Impuls $p_x = 0$.

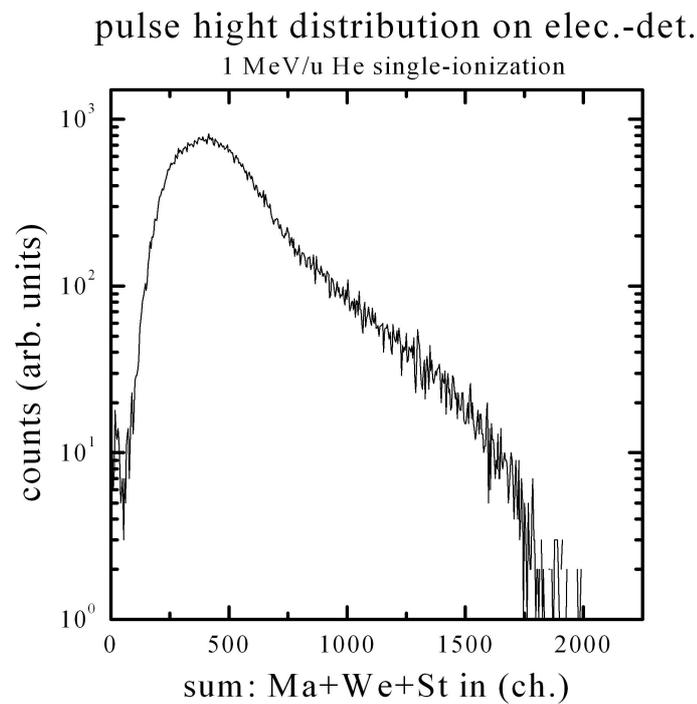


Abbildung 3.21: Pulshöhenspektrum der Summe aller Anodensegmente des Elektronendetektors für die Einfachionisation von Helium.

...Überleitung...

Im folgenden Kapitel werden die zu bestimmenden und meßbaren Größen aufgezeigt und quantifiziert. Diese sollen dazu dienen, die Reaktionsdynamik und die Wechselwirkungsprozesse anhand der Kinematik der Streuprozesse zu verstehen. Dazu wird auf die einzelnen Impulskomponenten der Stoßteilnehmer näher eingegangen, die mathematischen Beziehungen und Abhängigkeiten deutlich gemacht, sowie nach einzelnen Reaktionsmechanismen charakterisiert. Der Impulsraum eignet sich dazu in hervorragender Weise, wenn gleich diese Art der Betrachtung zunächst ungewohnt sein mag und anfangs als zu abstrakt erscheint.

Kapitel 4

4 Impulstransfer in Ion-Atom Stoßprozessen

4.1 Grundgedanke

Im Impulstransfer der einzelnen Stoßpartner einer atomaren Streureaktion spiegeln sich die dynamischen Prozesse der atomaren Kollisionen wieder. Der Austausch von kleinsten Impulsen kann, mit der hier vorgestellten Meßmethode, genauestens vermessen werden. Um diese den Impulsendzuständen der Streureaktion zuweisen zu können, ist das Verständnis der Kinematik von Ion-Atom-Stößen besonders wichtig. Dadurch wird es möglich, über diese kleinsten Impulsänderungen verschiedene Reaktionsmechanismen zu erkennen, zu charakterisieren und zuzuweisen, um die Fülle der Stoßreaktionen voneinander zu trennen und in verschiedenen Modellen zu beschreiben. Die Rückstoßionenspektroskopie eignet sich dazu in idealer Weise, da sie in der Lage ist, die winzigen Impulsüberträge für nahezu alle Raumrichtungen aufzulösen. Ein wesentlicher Vorteil liegt dabei darin, daß sie diese kleinen Beträge aus der Änderung eines Systems, den Stoßpartnern im Target, welche sich vorher in ihrem System, dem Laborsystem, in Ruhe befunden haben, herausfiltern lassen. Spektroskopiert man hingegen das Projektil mit den Einschußenergien, wie sie in den hier untersuchten Experimenten vorkommen, so muß man bei den zu erwartenden Impulsänderungen Impulse auflösen, die 10000 mal kleiner sind als die Impulse im Eingangskanal der Reaktion. Benutzt man schwere Projektionen wird das Auflösungsvermögen noch schlechter, skaliert dies doch antiproportional zur zunehmenden Masse. Dies stellt große Anforderungen an ein Meßsystem. Die Methode aber, die Reaktionsmechanismen über die Kinematik der Rückstoßionen zu analysieren, stellt vom Prinzip her eine gleichwertige, in der Praxis aber eine oft überlegene Alternative zur herkömmlichen Translationsspektroskopie dar. Durch Transformation über den Impuls- und Energieerhaltungssatz kann nämlich die Kinematik jedes am Stoß beteiligten Teilchen mit hoher Präzision erfaßt werden und so auf einzelne Reaktionsmechanismen zurückgeschlossen werden.

Für die hier durchgeführten Experimente sind die drei folgenden Prozesse und die entsprechenden Kombinationen daraus die wichtigsten, grundlegenden Mechanismen, die beschrieben werden müssen:

- Emission von n_T Targetelektronen in Kontinuumszustände
- Transfer von n_C Targetelektronen in gebundene Zustände des Projektils
- Emission von n_p Projektilelektronen in Kontinuumszustände

Bei den drei Impulsfreiheitsgraden des Projektils und des Heliumtargets im Anfangszustand sind damit bei Vernachlässigung des Spins der Elektronen nach dem Stoß $6+3(n_T+n_p)$ Freiheitsgrade zu bestimmen.

An dieser Stelle läßt sich die Bedeutung der Dynamik der Elektronen, die sicher abhängig ist von den Korrelationen (Wechselwirkungsprozessen) der Teilchen im ungestörten Zustand, für die Kinematik erahnen.

Wichtigste Voraussetzung ist, wie erwähnt, die Gültigkeit der Erhaltungssätze für Impuls und Energie in jeder Phase der Stoßreaktion:

Im folgenden sind:

\vec{p}_R	Rückstoßionen-Impulsvektor
\vec{p}_P	Projektil-Impulsvektor
\vec{p}_{jE}	Elektron-Kontinuumsimpulsvektor
E_R	Rückstoßionen-Energie
E_P	Projektil-Energie
E_{jE}	Elektron-Kontinuumsenergie
M_R	Masse des Target-Atoms
M_P	Masse des Projektil-Atoms
$M_E = 1$	Masse des Elektrons
ε_j	Bindungsenergie des j-ten Elektrons
N	Gesamtzahl aller Targetelektronen
i, f	Eingangs-, Ausgangszustand
$Q = \sum_{j=1}^N (\varepsilon_j^f - \varepsilon_j^i)$	Bindungsenergie-differenzen Q-Wert

Impulserhaltungssatz:

$$\vec{p}^i = \vec{p}_R^i + \vec{p}_P^i = \vec{p}_R^f + \vec{p}_P^f + \sum_{j=1}^N \vec{p}_{jE}^f = \vec{p}^f \quad (4.1)$$

Energieerhaltungssatz:

$$E^i = \sum_{j=1}^N \varepsilon_j^i + E_R^i + E_P^i = E_R^f + E_P^f + \sum_{j=1}^N (E_{jE}^f + \varepsilon_j^f) = E^f \quad (4.2)$$

Der Anfangszustand der Reaktionsteilnehmer im Laborsystem definiert sich über die Präparation des Targets, des Überschall-Atomgasjet mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit v_∞ in y-Richtung und des Projektils, der vom Van-de-Graaff-Beschleuniger kommende Protonenstrahl der Energie E_P^i , zu:

$$\vec{p}_R^i = \begin{pmatrix} 0 \\ M_R^i v_\infty \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{Initialisierung des Targets} \quad (4.3)$$

$$\vec{p}_P^i = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \sqrt{2M_P^i E_P^i} \end{pmatrix} \quad \text{Initialisierung des Projektils} \quad (4.4)$$

Dies sind nun die nach ihren Eingangsimpulsen ausgezeichneten, Anfangsbedingungen der Streuprozesse. Es gilt die Endzustände der einzelnen Fragmente für verschiedene Mechanismen zu charakterisieren und sie meßtechnisch zu erfassen. Dies soll durch die Beschreibung ihrer Impulse im Ausgangskanal des Experimentes geschehen.

4.2 Impulse

4.2.1 Projektil-Impuls

Die in diesen Experimenten zu erwartenden Impulsänderungen der Projektile durch die Stoßreaktion sind, wie schon erwähnt, aufgrund der hohen Einschußenergien sehr gering gegenüber dem Eingangsimpuls des Testteilchens in longitudinaler Richtung. Wenn allgemein nur kleine Impulsüberträge in einer Stoßreaktion zu erwarten sind, dann kann man die Impulse in longitudinaler und in transversaler Richtung voneinander entkoppeln. Bei den hier verwendeten Störungen des Heliumtargets durch das Proton ist dies der Fall. Mit dieser Abschätzung gilt für die kinetische Energie der Projektile nach der Reaktion:

$$E_p^f = \frac{1}{2M_p^f} (p_{xp}^f{}^2 + p_{yp}^f{}^2 + p_{zp}^f{}^2) \approx \frac{1}{2M_p^f} p_{zp}^f{}^2 \quad (4.5)$$

Somit ist der Longitudinalimpuls im Endzustand des Projektils gekennzeichnet durch:

$$p_{zp}^f = \sqrt{2M_p^f E_p^f} \quad (4.6)$$

E_p^f läßt sich über den Energiesatz bestimmen und ersetzen. Beachtet man dabei, daß die kinetische Energie des Targets E_R^i im Anfangszustand durch die Verwendung eines gekühlten Ultraschallgasjets gegen die hohe Einschußenergie der Projektile E_p^i vernachlässigend klein ist, und auch die aufgenommen Energie der Rückstoßionen E_R^f in Relation zur Gesamtenergie in der Energiebilanz keine Rolle spielt, so ergibt sich:

$$p_{zp}^f = \sqrt{(2M_p^i E_p^i) \cdot \left(1 + \frac{n_c}{M_p^i}\right) \cdot \left(1 - \frac{Q + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} E_{jE}^f}{E_p^i}\right)} \quad (4.7)$$

Dabei ist $M_p^f = M_p^i + n_T M_E - n_P M_E$, denn die Projektilmasse kann sich durch den Einfang von n_T Targetelektronen vergrößern. Entwickelt man den Ausdruck nach n_c / M_p^i und $\left(Q + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} E_{jE}^f\right) / E_p^i$ unter der Verwendung von $v_p = p_{zp}^i / M_p^i$, so erhält man unter Vernachlässigung aller Glieder der entwickelten Größen ab quadratischer Ordnung:

$$p_{zp}^f = p_{zp}^i \left[\frac{1}{2} \left(\frac{n_c - n_P}{M_p^i} + \frac{Q + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} E_{jE}^f}{E_p^i} \right) + 1 \right] \text{ für } \frac{1}{M_p^{i,f}}, \frac{\Delta E_p}{E_p^i} \ll 1. \quad (4.8)$$

Somit ergibt sich die Projektil-Impulsänderung $\Delta p_{zP} = p_{zP}^f - p_{zP}^i$ zu:

- **Projektil-Impulsänderung in Strahlrichtung :**

$$\Delta p_{zP} = \frac{n_C - n_P}{2} v_P - \frac{1}{v_P} \left(Q + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} E_{jE}^f \right) \quad (4.9)$$

Der Impulsverlust des Projektils, der nur in der longitudinalen Richtung, parallel zur Projektil-Strahlachse, (auch meßtechnische) Relevanz zeigt, ist wie zu erwarten eine Funktion seiner Einschußgeschwindigkeit, der kinetischen Energie der frei gewordenen Elektronen und abhängig von seiner Kernladungszahl Z , bzw. den gebundenen, besetzbaren elektronischen Zuständen, die es für Transferreaktionen (Q -Wert) anbieten kann. Für eine reine n_T -Ionisation des Targets, ohne jegliche Elektronen-Einfang-Prozesse oder Emissionen weiterer Elektronen aus dem Projektil (was für Protonen ohnehin nicht in Frage kommt), verschwindet der erste Term der Gleichung. Kennt man die kinetischen Energien oder die Impulse der freien Elektronen nach der Reaktion, so kennt man direkt den Impulsverlust des Projektils bei bekannter Elektronen-Energiebilanz (Q -Wert).

4.2.2 Rückstoßionen-Impuls

In der COLTRIMS-Apparatur sind für alle zu erwartenden Impulse der Rückstoßionen die Nachweisraumwinkel 4π und damit alle drei, etwa gleich großen Impulskomponenten experimentell zugänglich. Nach der Impulserhaltung gilt für den Gesamtimpuls der Streureaktion in vektorieller Form:

$$\begin{pmatrix} P_x^i \\ P_y^i \\ P_z^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{xP}^i \\ P_{yP}^i \\ P_{zP}^i \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} P_{xR}^i \\ P_{yR}^i \\ P_{zR}^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{xP}^f \\ P_{yP}^f \\ P_{zP}^f \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} P_{xR}^f \\ P_{yR}^f \\ P_{zR}^f \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \sum_{j=1}^{n_T+n_P} P_{jxE}^f \\ \sum_{j=1}^{n_T+n_P} P_{jyE}^f \\ \sum_{j=1}^{n_T+n_P} P_{jzE}^f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_x^f \\ P_y^f \\ P_z^f \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

Setzt man nun die Initialisierung von Projektil und Target ein und spaltet nach den einzelnen Komponenten auf, lassen sich die Transversal- und die Longitudinalimpulse, welche über die Orts- und Flugzeitmessung (TOF) direkt zugänglich sind, separat darstellen. Hier aufgelistet sind nun die Resultate, Einzelheiten der Rechnungen sind nachzulesen in [VME94].

- **Rückstoßionen-Impuls in Zeitrichtung :**

$$P_{xR}^f = - \left(P_{xP}^f + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} P_{jxE}^f \right) = - \left(M_P v_P \Theta_P \cos \Phi_P + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} P_{jxE}^f \right) \quad (4.11)$$

- **Rückstoßionen-Impuls in Jetrichtung :**

$$p_{yR}^f = -(M_R v_\infty - p_{yR}^f) = -\left(M_R v_\infty + p_{yP}^f + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} p_{jxE}^f \right) = -\left(M_R v_\infty + M_P v_P \Theta_P \sin \Phi_P + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} p_{jxE}^f \right) \quad (4.12)$$

Dabei ist Θ_P der Projektilstreuwinkel (Polarwinkel) im Laborsystem und Φ_P der Azimutalwinkel des Projektils um die Strahlachse. Der Unterschied in den beiden Transversalkomponenten bei sonst gleicher Struktur des Ausdrucks liegt im Offsetimpuls in y-Richtung, der durch den gekühlten Ultraschallgasjet zustande kommt und den verschiedenen Seitenverhältnissen, die sich im Kosinus und Sinus des Azimutalwinkels widerspiegeln.

- **Rückstoßionen-Impuls in Strahlrichtung :**

$$p_{zR}^f = \frac{n_P - n_C}{2} v_P + \frac{Q}{v_P} + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} \left(\frac{E_{jE}^f}{v_P} - p_{jzE}^f \right) = -\frac{Q}{v_P} - n_C \frac{v_P}{2} + \sum_{j=1}^{n_T} \left(\frac{E_{jE}^f}{v_P} - p_{jzE}^f \right)^{L-Sys} + \sum_{j=1}^{n_P} \left(\frac{E_{jE}^f}{v_P} \right)^{P-Sys} \quad (4.13)$$

Die Longitudinalrichtung des Rückstoßionen-Impuls ist von ganz besonderer Bedeutung, denn den einzelnen Termen (und deren Kombinationen) dieser Komponente lassen sich fundamentale Reaktionsprozesse zuordnen:

a) Elektronen-Einfang bzw. Capture-Prozeß:

$$p_{zR}^f = \frac{Q}{v_P} - n_C \frac{v_P}{2} \quad (4.14)$$

Dieser Einfang-Prozeß ist von großer Bedeutung für die Eichung des Rückstoßionen-Spektrometers. Er eignet sich in ausgezeichneter Weise dazu, da die Rückstoßionenlongitudinalkomponente nur die Werte annehmen kann, die der quantisierte Q -Wert der Reaktion zuläßt. Da der Impuls auch sonst nur noch von festen Größen wie der Anzahl der eingefangenen Elektronen und der Projektilgeschwindigkeit abhängt, ist keine kontinuierliche Verteilung zu erwarten. Der Rückstoßionenimpuls diskretisiert damit in seiner z-Komponente. Man kann diese Reaktion separat online, während der Datenaufnahme, betrachten und erkennt instantan verschiedene „Capture-Linien“ auf dem ortsauflösenden Detektor, die sich verschiedenen Energiebilanzen zuordnen lassen. In einem Proton/Deuteron-Helium-Stoß kann man je nach Projektilenergie und Dauer der Messung vier Linien absteigender Intensität beobachten. Der Prozeß mit der meisten Statistik ist hierbei der Übergang eines Elektrons aus der K-Schale des Heliums in den Zustand $n=1$ des Protons. Es folgt der Übergang in $n=2$, dann die Linie mit dem Einfang in $n=1$ des Projektils, bei gleichzeitiger Anregung des verbleibenden Elektrons im Helium in die L-Schale, sowie der Übergang in $n=2$ und Anregung des Targets.

Die Bindungsenergie eines Elektrons im ungestörten Heliumatom beträgt 24.6 eV, die des zweiten Elektrons im bereits ionisierten Target 54.4 eV. Ein Elektron ist im Wasserstoffatom im Zustand $n=1$ mit 13.6 eV gebunden, im Zustand $n=2$ mit 3.4 eV. Die Anre-

gungsenergie von $n=1$ nach $n=2$ für Helium ($Z=2$) berechnet sich aus der Differenz der Bindungsenergien eines Wasserstoffelektrons im Coulombfeld mit $Z=2$ Protonen im Anfangs- ($n=1$) und Endzustand ($n=2$) durch $-13.6 \cdot Z^2 / (n(n=1)^2 - n(n=2)^2)$ zu 40.8 eV. Sei nun zum Beispiel die Einschußenergie eines Deuterons auf das Heliumatom 100 keV/u ($v_p = 2$ a.u.), sind folgende diskrete Longitudinalkomponenten des Rückstoßionenimpulses zu erwarten:

$$p_{zR}^f(n=1) = \frac{(24.6 - 13.6) \text{ eV}}{2 \text{ a.u.}} - 1 \text{ a.u.} = -0.798 \text{ a.u.} \quad (4.15)$$

$$p_{zR}^f(n=2) = \frac{(24.6 - 3.4) \text{ eV}}{2 \text{ a.u.}} - 1 \text{ a.u.} = -0.61 \text{ a.u.} \quad (4.16)$$

$$p_{zR}^f(n=1 + \text{Anreg.}) = \frac{(24.6 - 13.6 + 40.8) \text{ eV}}{2 \text{ a.u.}} - 1 \text{ a.u.} = -0.045 \text{ a.u.} \quad (4.17)$$

$$p_{zR}^f(n=2 + \text{Anreg.}) = \frac{(24.6 - 3.4 + 40.8) \text{ eV}}{2 \text{ a.u.}} - 1 \text{ a.u.} = 0.14 \text{ a.u.} \quad (4.18)$$

Hat man den einzelnen Linien ihre Impulse zugewiesen, kann man durch eine lineare Regression sofort herausfinden, wieviel Kanäle im Ortsspektrum einer atomaren Einheit Impuls entsprechen und wo der Impuls-Nullpunkt auf dem Detektor liegt. Die Breite der Linien gibt Aufschluß über das Auflösungsvermögen dieser Spektrometerkonfiguration. Es ist auch möglich, daß man nur den Einfang eines Elektrons in $n=1$ des Projektils betrachtet und dann die Einschußenergie oder auch die Projektilart bzw. den Q -Wert variiert. Dies kann ebenso zu einer Eichung herangezogen werden.

Andererseits kann diese Methode auch zur Vermessung von Energieniveaus gebundener Zustände durch Bestimmung des Q -Wertes benutzt werden.

b) Elektronen-Einfang ins Kontinuum des Projektils (CUSP):

Es handelt sich hierbei um einen speziellen Einfang-Prozeß des Elektrons in einen **Kontinuumszustand** oder einen sehr hohen Rydbergzustand des Projektils bei gleichzeitiger Ionisation des Targets:

$$p_{zR}^f = -\frac{\epsilon_i}{v_p} + \frac{E_E^f}{v_p} - p_{zE}^f, \text{ wobei } \epsilon_f = 0 \text{ (Kontinuumszustand des Projektils)} \quad (4.19)$$

Das Elektron fliegt mit dem Projektil in Strahlrichtung weiter, ohne dabei an dasselbige gebunden zu sein und hat demnach keinen, bzw. einen zu vernachlässigenden, Transversalimpuls $p_{\perp E} = 0$, wie das Projektil auch. Demnach gilt der parabolische Zusammenhang:

$$p_{zR}^f = -\frac{\epsilon_i}{v_p} + \frac{p_{zE}^f{}^2}{2v_p} - p_{zE}^f \quad (4.20)$$

Dieser Ausdruck hat sein Minimum bei $p_{zE} = v_p$; also genau dann, wenn das Elektron mit dem Projektil mitfliegt ! Damit ist der Rückstoßionen-Impuls für CUSP-Elektronen:

$$p_{zR}^f(v_p) = -\frac{\epsilon_i}{v_p} - \frac{v_p}{2} \quad (4.21)$$

Diese Rückstoßionen schließen die Ionisation in Rückwärtsrichtung durch eine scharfe Kante, die „CUSP-Kante“, ab. Will man diese sichtbar machen, muß man die Elektron-Einfang-Prozesse von der Ionisation des Targets trennen, subtrahieren. Eine Koinzidenzmessung von Rückstoßionen und CUSP-Elektronen ist mit Hilfe der benutzten Spektrometerkonfiguration nicht möglich, da die Elektronen kinetische Energien von 150-350 eV annehmen und so nicht mehr auf dem ortsauflösenden Multichannelplate-Detektor nachgewiesen werden können. Die „Electron-Capture-to-the-Continuum-Elektronen“ (ECC) sind aufgrund ihrer Kinematik auf Laborbeobachtungswinkel um 0° beschränkt. Der Einsatz eines magnetischen Feldes und das Versetzen des Elektronendetektors in Projektionsstrahlrichtung, also eine totale aber realisierbare Änderung des experimentellen Aufbaus, kann für einen erfolgreichen koinzidenten Nachweis herangezogen werden. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist extrem stark von der Geschwindigkeit des Projektils abhängig.

c) Die Target-Ionisation:

$$p_{zR}^f = \frac{Q}{v_p} + \sum_{j=1}^{n_r} \left(\frac{E_{jE}^f}{v_p} - p_{jzE}^f \right)^{L-Sys} = -\frac{\Delta E_p}{v_p} - \sum_{j=1}^{n_r} (p_{jzE}^f)^{L-Sys} \quad (4.22)$$

Für kleine Elektronenenergiebilanzen (Q -Wert) und kinetische Energien der Elektronen (E_{jE}^f) bei großen Einschußgeschwindigkeiten der Projektilen v_p , kompensiert gerade der Rückstoßionenlongitudinalimpuls die Summe aller Elektronen-Impulse in Strahlrichtung:

$$p_{zR}^f = -\sum_{j=1}^{n_r} (p_{jzE}^f)^{L-Sys} \quad (4.23)$$

Dies bedeutet gleichzeitig, daß das Projektil in seiner Longitudinalkomponente (fast) keinen Impulsverlust erleidet, und die Fragmente Elektron und Rückstoßion in entgegengesetzter Richtung emittiert werden. Bei Untersuchungen von schnellen Schwerionenstößen auf Edelgastargets ($3.6 \text{ MeV/u Ni}^{24+} \rightarrow \text{He}$) an der GSI in Darmstadt fand man heraus, daß dabei die Elektronen vornehmlich in Richtung des einlaufenden Projektils gestreut werden und die Rückstoßionen entsprechend entgegengesetzt dazu. Die Vorwärtsemission der Elektronen, bzw. die Rückwärtsemission der Rückstoßionen wird dabei der sogenannten „Post-Collision-Interaction“ (PCI) zugeschrieben, wie sie von CTMC-Rechnungen vorausgesagt werden. Dieser Effekt findet erst nach der eigentlichen Ionisation statt. Das auslaufende Projektil zieht aufgrund der positiven Ladung die Kontinuumslektronen hinter sich her und drückt das Rückstoßion von sich weg. Dieser Effekt verschiebt die Impulsverteilungen entlang der longitudinalen Achse, hat aber auch einen geringen Einfluß auf die Form der Verteilung selbst.

d) Die Projektil-Ionisation:

$$p_{zR}^f = \frac{Q}{v_P} + \sum_{j=1}^{n_P} \left(\frac{E_{jE}^f}{v_P} \right)^{P-Sys} \quad (4.24)$$

Kennt man die Impulse aller auslaufenden Elektronen in allen drei Raumrichtungen und damit deren kinetische Energie bei bekanntem Q -Wert der Reaktion, so ist dieser Ausdruck durch die Energie-/Impulsbilanz ein Maß für den totalen Energie-/Impulsverlust des Projektils. Andererseits ist es durch diesen Spezialfall möglich für den gemessenen Rückstoßionen-Impuls und die bekannte Elektronenenergiebilanz (Q -Wert) die Summenenergie der ionisierten Elektronen im Projektilsystem zu bestimmen. Dies stellt eine alternative Meßmethode zur herkömmlichen Elektronenspektroskopie dar.

4.3 Meßgrößen und Umrechnungen

Aus den Messungen sind die Auftrefforte aus den Pulshöhenspektren der Anodensegmente und die Flugzeiten der Elektronen und der Rückstoßionen bekannt. Sind die Nullpunkte der einzelnen Spektren durch Eichungen oder Fitfunktionen ermittelt, können in einfacher Weise durch Einsetzen der Größen oder Bestimmung der Geschwindigkeiten die verschiedenen Impulse in den einzelnen Raumrichtungen berechnet werden. Dabei wird zunächst immer eine Zuordnung der Orte und der Zeiten mit der entsprechenden Pulserflanke getroffen, so daß praktisch immer in einem Experiment zwei Messungen auf einmal ablaufen, die zunächst getrennt und analysiert werden, bevor ihre Ergebnisse kongruent übereinandergelegt und als Resultat aufgefaßt werden. Dazu werden die Daten nach den beiden Rückstoßionen-Pulser-TAC's, die ja durch eine Oder-Verknüpfung die Datenaufnahme triggern, sortiert. Alle wichtigen Parameter und Größen wurden auf zeitliche Abweichungen etwa durch thermische Belastung der Meßelektronik hin untersucht und gegebenenfalls durch einfache Mittelwertbildung unter Beibehaltung der statistischen Verteilung korrigiert. Die absolute Lage der Peaks in den Zeit- und Ortsspektren ist dabei in keinem Fall von Bedeutung.

4.3.1 Elektronen

Für die weitere Verarbeitung der Daten wird zunächst aus dem Elektron-Pulser (+/-) – TAC, der beide Stop-Flanken und damit zwei Elektronenflugzeitverteilungen enthält, zwei separate Flugzeitspektren generiert, die jeder einen Peak enthalten. Das Maximum der Verteilung für eine Raumwinkelakzeptanz von 4π entspricht dem Impuls Null in der Zeitrichtung, da weder die Vorwärts- noch die Rückwärtsrichtung entlang der x-Achse durch eine spezielle Präparation des Projektilstrahls oder des Targets ausgezeichnet ist. Die Flugzeit für Elektronen mit $p_{xE}^f = 0$ kann nun mit Kenntnis der Spektrometerdimension und -konfiguration berechnet und in Kanäle des Flugzeitspektrums umgerechnet werden (für diesen ganzen Prozeß steht das Simulationsprogramm „TOF“ zur Verfügung; siehe Anhang). Durch Addition dieser Flugzeit zum Kanal von $p_{xE}^f = 0$ erhält man den Nullpunkt im Elektronflugzeitspektrum. Der Ursprung des Ortskoordinatensystems auf dem ortsauflösenden Multichannelplate-Detektors wird durch Projektion des Atomgas-Jets auf den Elektron-Detektor ermittelt. Dazu wird die Absaugspannung am Rückstoßionenspektrometer umgepolt und der Detektor als Rückstoßionen-Detektor mit

den entsprechenden Versorgungsspannungen betrieben. Der Mittelpunkt der statistischen Verteilung der Rückstoßionen gibt den Nullpunkt in der y-, der allerdings eine Faltung aus einer Gaussverteilung der Auflösung, des differentiellen Wirkungsquerschnitts und einer asymmetrischen Maxwellverteilung der internen Jet-Impulsverteilung darstellt, und der z-Richtung an. Mit Hilfe einer regelmäßigen Lochmaske und einer Alpha-Quelle wurde eine Eichmessung durchgeführt, um die Ortskoordinaten in Längeneinheiten zu eichen. Nachträglich wurden noch Offsetkorrekturen an den Pulshöhenspektren der Anode durchgeführt.

Die Elektronen-Impulse in longitudinaler und vertikaler Richtung p_{zE}^f und p_{yE}^f sind somit direkt proportional zur Geschwindigkeit der Elektronen und deren Masse ($M_E = 1$) in atomaren Einheiten; der Impuls in horizontaler Richtung p_{xE}^f ist nur abhängig von der Flugzeit. Das Simulationsprogramm TOF berechnet an Hand der Spektrometerspannungen und der Kenntnis des Targetortes und der Eichkonstanten des TAC's aus den Flugzeiten die Impulse und ordnet den Kanälen des Flugzeitspektrums direkt die Elektron-Impulse in x-Richtung zu.

4.3.2 Rückstoßionen

Die Impulse der auf den Multichannelplate-Detektor projizierten Rückstoßionen sind in y- und z-Richtung nur abhängig von ihren Auftrefforten. Der Nullpunkt und die Eichung der Ortskoordinaten erfolgt mittels linearer Regression aus den beschriebenen Elektron-Einfang-Prozessen des Projektils, die vor und nach dem eigentlichen Experiment vermessen wurden. Der Nullpunkt der y-Ortskoordinate bestimmt sich aus dem Mittelpunkt der Verteilung in vertikaler Richtung. Demnach ergeben sich der Rückstoßionenlongitudinalimpuls und der Impuls in Jetrichtung aus dem Produkt der Steigung der Regressionsgeraden (Eichfaktor) und den relativen Orten (Ortskomponente minus Nullpunkt). Der Rückstoßionen-Impuls in Zeitrichtung berechnet sich aus folgender Überlegung:

$$p_{xR}^f = \frac{2E_{xR}^f}{v_{xR}^f} = \frac{2 \cdot U_{Spec} \cdot q_R}{s} (t_0 - t) = 2 \cdot \epsilon \cdot (t_0 - t) \quad (4.25)$$

Wobei ϵ die Feldstärke des homogenen Extraktionsfeldes am Targetort und $q_R = 1$ ist. U_{Spec} bezeichnet die zum homogenen elektrischen Feld gehörige Spektrometerspannung. Dieser Ausdruck ergibt sich durch die Eigenschaft der Zeitfokussierung. Lediglich die relativen Flugzeitunterschiede tragen zur Bestimmung des Rückstoßionen-Impuls in x-Richtung bei. Rückstoßionen, die sich mit gleichem Impuls, unter einem Nachweisraumwinkel von 4π gegen das elektrische Feld bewegen, werden zu (einer) längeren Flugzeit hin fokussiert, Ionen, die in Feldrichtung starten zu kürzeren, so daß der Mittelpunkt der gaußförmigen Flugzeitverteilung, das Maximum des Peaks, dem Startimpuls mit $p_{xR}^f = 0$ entspricht und den Nullpunkt t_0 im Ionenflugzeitspektrum darstellt. Lediglich das angelegte Feld am Targetort ist für die Auflösung der Impulse von Bedeutung. Die Flugzeit selbst ist proportional $\sqrt{M_R / (U_{Spec} \cdot q_R)}$. Der elektrische Feldverlauf im Spektrometer kann durch das Programm „SIMION“ bestimmt, bzw. die Flugzeitunterschiede durch verschiedene Startimpulse simuliert werden und so eine Skalierung des Rückstoßionen-Flugzeitspektrums und eine Eichung der Impulse in x-Richtung gefunden werden. Der bzw. die TAC's selbst müssen für die Bestimmung der Eichkonstanten zuvor kalibriert werden.

Der Transversalimpuls ergibt sich, wie bei den Elektronen auch, aus der Quadratwurzel der Summe der quadrierten Komponenten in x- und y-Richtung.

4.3.3 Projektile

Da die meisten Testteilchen, die nicht umgeladenen Projektile, nicht auf den Projektil-Detektor gelenkt wurden, um den Strahlstrom nicht zu sehr reduzieren zu müssen, wurden keine derartigen Teilchen und Streuwinkel direkt vermessen. Es wurden lediglich die umgeladenen Ejektile H^0 nachgewiesen, aber auch hier wurde auf die Information des Polarwinkels verzichtet. Demnach wurden die Ortsinformationen auf dem Projektil-Detektor nur zur Strahlführung, Optimierung und Kontrolle der Strahlpulsung herangezogen. Bei der späteren Auswertung wurden für diese Orte bestimmte ein- und zweidimensionale Spektren sortiert, was jedoch unabhängig von einer Kalibrierung des Projektil-Detektors geschehen konnte. Der Impulsverlust der Projektile in longitudinaler Richtung wurde über die Formel für die Projektil-Impulsänderung mit Hilfe der dreidimensionalen Elektronen-Impulse bestimmt. Die anderen beiden Komponenten des Projektil-Impulses müssen jeweils die Summe der Komponenten der Elektronen und Rückstoßionen in den entsprechenden Ortsrichtungen kompensieren:

$$p_{xP}^f = - \left(p_{xR}^f + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} p_{xE}^f \right) \quad (4.26)$$

$$p_{yP}^f = - \left(p_{yR}^f + \sum_{j=1}^{n_T+n_P} p_{yE}^f \right) \quad (4.27)$$

Damit ist auch der Projektil-Transversalimpuls zugänglich und über ihn auch der Streuwinkel des Ejektils. Die zu erwartenden Winkel liegen im Bereich $\leq 1 \cdot 10^{-4}$ mrad.

...Überleitung...

Das folgende Kapitel befaßt sich mit den Ergebnissen der verschiedenen Stoßreaktionen, die näher untersucht wurden. Ihnen vorangestellt sind die Eichmessungen der Apparatur, die selbst schon aus den beschriebenen atomphysikalischen Stoßprozessen (Elektroneneinfangreaktionen) abgeleitet werden. Es wurden von den zahlreichen Experimenten, welche über einen Zeitraum von insgesamt vier Wochen, mit diesem System in dieser oder leicht abgeänderten Form, durchgeführt wurden, elf im Rahmen dieser Diplomarbeit näher ausgewertet; wobei in jeder Messung durch die Pulsung des Projektils immer eigentlich zwei Experimente getrennt voneinander abliefen, die zunächst getrennt voneinander behandelt werden mußten und die dann später übereinander gelegt worden sind.

Kapitel 5

5 Experimentelle Daten und Ergebnisse

Im folgenden werden die experimentellen Daten der am 2.5 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger durchgeführten Messungen vorgestellt und diskutiert. Es wurden bei sechs unterschiedlichen Projektilenergien unter verschiedenen Absaugspannungen die Fragmente der Stoßreaktion spektroskopiert. Zunächst wurden die Messungen für die Einschußenergie von 1.3 MeV/u durchgeführt. Eigentlich war eine wesentlich höhere Beschleunigungsspannung (≥ 1.8 MV) vorgesehen, jedoch trat bei der Strahlführung, durch die Edelstahlkollimatoren bedingt, erhöhte Neutronenstrahlung am ersten Kollimator hinter dem Analyse magneten des Beschleunigers auf (dies hätte durch den Einbau von Tantal-Kollimatoren vermieden werden können). Um jedoch den Projektilstrahl durch alle Blenden, Schlitze, die Targetkammer und das Spektrometer führen zu können, bedarf es bis zum Beginn einer Messung mindestens vier Stunden, bei ständiger Variation aller strahlführenden und -begrenzenden Parameter, für die sich der Experimentator direkt am Strahlrohr aufhalten mußte. Die Präparation eines Projektilstrahls für hohe Energien, der über viele Stunden zeitlich stabil bleiben muß, hätte bei ständiger Unterbrechung des Strahls so wesentlich mehr Zeit (≥ 24 h) in Anspruch genommen. Desweiteren wurde die Einfachionisation von Helium für die Einschußenergien 1 MeV/u, 500 keV/u und 200 keV/u untersucht. Diese Messungen wurden für eine hohe Spektrometer-Absaugspannung von 500 V (dies entspricht einem Feld von 61 V/cm), um einen möglichst großen Raumwinkel für die Elektronen zu gewährleisten und ebenso für ein niedriges Extraktionsfeld von 6.1 V/cm, um die Rückstoßionen besser auflösen zu können, durchgeführt. Die Daten werden nun anschließend genauer diskutiert und miteinander verglichen, wobei der Schwerpunkt der Auswertung auf die Konfiguration mit dem hohen Absaugfeld gelegt wurde. Das Hauptaugenmerk der Auswertung lag dabei immer auf der Einfachionisation von Helium für eine Projektilenergie von 1 MeV, um den gewünschten Vergleich mit den Daten der Antiprotonen-Messung durchführen zu können. Dieser wird im darauffolgenden Kapitel kurz angesprochen (eine genauere Diskussion findet man bei [KKH98]). Im Anschluß daran befinden sich die Ergebnisse der vermessenen Stoßreaktionen Deuteronen auf Helium für die drei verschiedenen Projektilenergien 200 keV/u, 150 keV/u und 100 keV/u. Hier wurde der, mit sinkender Einschußenergie der Projektile steigende, Anteil der Elektroneneinfangprozesse näher untersucht. Es wurde versucht, die beschriebene „Cusp-Kante“ im Longitudinalimpulsspektrum der Rückstoßionen hochauflösend nachzuweisen. Dazu wurde auf den Nachweis der hochenergetischen Cusp-Elektronen verzichtet und die Reaktion mit einem Extraktionsfeld von 1.22 V/cm spektroskopiert. Bei einer Beschleunigungsspannung von 200 kV ist das untere Ende für einen stabilen Betrieb des Van-de-Graaff-Beschleunigers erreicht. Niedrigere Einschußenergien erhält man nur noch durch die Verwendung schwererer Projektile, wie etwa dem Helium. Solche Stoßreaktionen sind Ziel zukünftiger Messungen an der „Elektron-Zyklotron-Resonanz“ (EZR) – Quelle des Institut für Kernphysik (IKF) der Universität Frankfurt am Main, an der hochgeladene schwere Ionen in einem großen Energiebereich [durch die Kombination mit einer „Radio-Frequency-Quadrupole“ (RFQ)-Beschleunigerstruktur] produziert werden können, womit ein hervorragendes Werkzeug zur Untersuchung von Ion-Atom Stößen zur Verfügung steht (siehe hierzu [LSC96], [SRU96] und [OHO96]).

Allem vorangestellt sind die Ergebnisse der Eichmessungen der Detektoren und der „Time to Amplitude Converter“ (TAC), die vor, während und nach den verschiedenen

Messungen durchgeführt wurden und die wesentlichen Einfluß auf die Güte, den Fehler und die Auflösung des Experiments in seinen verschiedenen Konfigurationen haben.

Alle Daten (2 GB) wurden im List-Mode-Verfahren auf eine SCSI-ATARI-Festplatte mit dem Datenaufnahmesystem MPDAS [KUL89] aufgenommen. Mit Hilfe des Programms CONVERT wurden die Dateien konvertiert, um dieselben in PAW auf einer μ VAX 3600 bzw. einem ALPHA-Rechner einlesen zu können, wo sie mittels eines in FORTRAN geschriebenen „Insert-Programms“ sortiert und ausgewertet wurden. Die Spektren wurden entweder direkt übernommen oder mit dem PC-Programm nach Konvertierung in ein ASCII-Datenformat in ORIGIN dargestellt. Die Eichmessungen wurden mit dem Tabellenkalkulationsprogram EXCEL unter MICROSOFT WIN-NT auf einem Personal Computer ausgewertet und dargestellt.

5.1 Eichmessungen

Ein zentrales Problem einer präzisen Messung kleinster Impulse, wie sie in der COLTRIMS durchgeführt wird, ist die exakte Eichung. Für die Bestimmung der Zuordnungsfunktionen zwischen Auftrefforten und -zeiten auf den Detektoren und den jeweiligen Impulskomponenten sind mitunter aufwendige Testmessungen vorzunehmen, die getrennt vom eigentlichen Versuchsaufbau oder auch direkt in endgültiger Position des experimentellen „Setups“ durchgeführt werden müssen. Zur Bestimmung der transferierten Impulse bei der Einfachionisation von Helium reichte es aus, den Elektronen- und den Rückstoßionendetektor zu kalibrieren. Der Projektildetektor (Abbildung 5.1) wurde aus diesem Grund nicht geeicht und diente so lediglich zur Trennung der verschiedenen Einfangprozesse von Umladungen des Projektils, die am Restgas in der Targetkammer oder im 9 m langen Strahlrohr vor sich gingen.

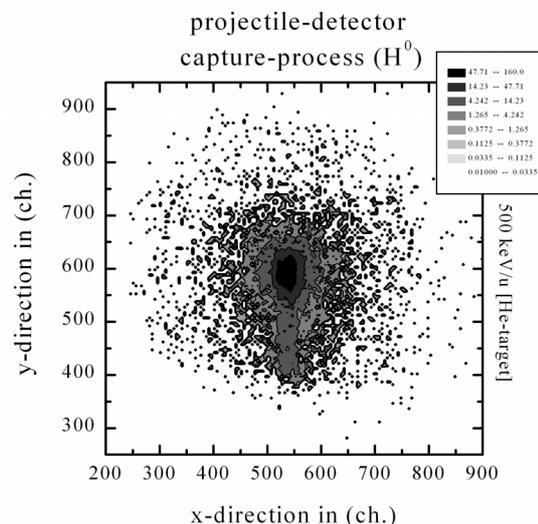


Abbildung 5.1: Der unkorrigierte Projektildetektor (logarithmische Darstellung). In der Mitte sind die Projektilumladungsprozesse aus der Targetzone zu erkennen. Die Ausschmierung zum unteren Rand hin stellen Umladungen am Restgas zwischen den Ablenkplatten dar. Für diese Aufnahme wurde in die Kammer Stickstoff eingelassen, um den Elektroneneinfangwirkungsquerschnitt zu erhöhen.

Er wies sich somit als ein wichtiges Hilfsmittel bei der Strahlführung und bei der Analyse der Zeitstruktur (Abbildung 5.2) des gepulsten Ionenstrahls aus. Durch eine Koinzidenzschaltung mit dem Triggersignal des schnellen Strahlschalters wurde die mittlere Pulslänge (FWHM) ermittelt; sie betrug 1.5 ns.

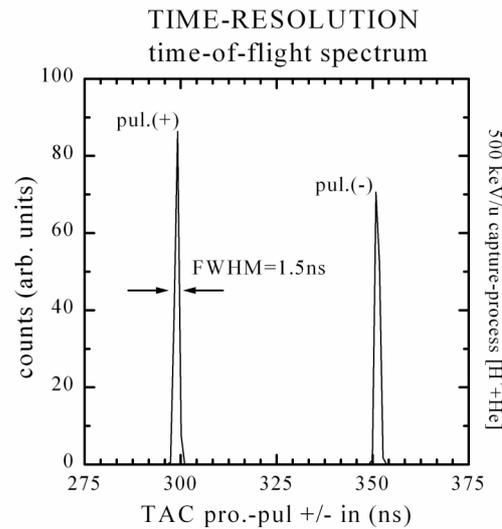


Abbildung 5.2: Darstellung der Projektil-Pulser (+/-) Koinzidenz. Die zeitliche Länge des Projektilstrahlpakets konnte im Mittel unter 1.5 ns gehalten werden (FWHM).

Desweiteren ist eine genaue Eichung der benutzten elektronischen Uhren der Flugzeitkoinzidenzmessungen, der TAC's, von größter Wichtigkeit. Auf die verschiedenen Komponenten des experimentellen Aufbaus wird nun im folgenden kurz eingegangen.

5.1.1 Rückstoßionendetektor

Da das benutzte Spektrometer nicht mehr mit ausschließlich nur homogenen Extraktionsfeldern betrieben wird, wie die Mikroskope der vorhergehenden Generationen, können die Ortsimpulse nicht einfach analytisch aus der Spektrometerkonfiguration berechnet werden, so daß eine Eichung in den zwei Ortskoordinaten (y- und z-Richtung), die sich durch den zylindersymmetrischen Aufbau des Spektrometers nicht voneinander unterscheiden, durch einen genau bekannten spezifischen Prozeß vorgenommen werden mußte. Dazu dient der beschriebene Elektroneneinfangprozeß des Projektils, der für das Rückstoßion eine diskrete Impulsverteilung induziert, die vom Q-Wert der Reaktion bestimmt wird.

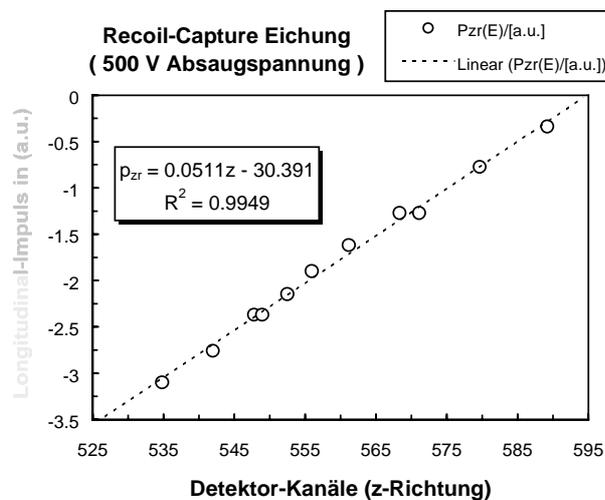


Abbildung 5.3: Eichgerade für die Umrechnung von longitudinalem Auftreffort in den Impuls. Den Kanälen auf der Abszisse werden die berechneten Sollimpulse der Elektroneneinfangprozesse auf der Ordinate zugeordnet. Die Gerade ist das Ergebnis einer linearen Regression zur Bestimmung der Steigung (Eichfaktor) und des Nullpunktes.

Dafür wurde bei acht verschiedenen Projektilenergien der Protonen der Einfang eines Elektrons in den Zustand $n = 1$ (Grundzustand) des Projektils detektiert. Es wurden Protonenenergien von 200 keV/u bis 1 MeV/u dazu herangezogen. Dabei sind die 200 kV wieder die nach unten begrenzende stabile Beschleunigungsspannung des Van-de-Graaff-Beschleunigers, und für 1 MeV/u Projektilenergie ist der Wirkungsquerschnitt bereits sehr klein, so daß sich für eine gute Statistik die Meßzeit schon deutlich erhöht. Um zu noch niedrigeren Projektilenergien vorstoßen zu können und damit noch kleinere Rückstoßionenimpulse in longitudinaler Richtung zu detektieren, wurde das schwere ${}^3\text{He}^{1+}$ -Ion als Testteilchen bei einer Energie von 180 keV/u herangezogen. Somit standen letztendlich elf direkte Zuordnungen von Channelplatekanalzahlen und Rückstoßionenimpulsen für eine lineare Regression (Abbildung 5.3) zur Verfügung, die durch ihre Steigung den Detektor in atomaren Impulseinheiten pro Kanal kalibrierte und den Nullpunkt für den Longitudinalimpuls, der als einzige Größe keine symmetrische Verteilung erwarten läßt, festlegte. Der Eichfaktor kann aufgrund der Rotationssymmetrie für die dazu senkrechte Ortsrichtung übernommen werden. Der Nullpunkt ergibt sich aus dem Schwerpunkt der symmetrischen Verteilung der Einfachionisation mit Hilfe einer Gaußkurve als Fitfunktion. Nach der Eichmessung darf die Position des Detektors am Spektrometer natürlich nicht mehr verändert werden. Desweiteren ist nach jeder Änderung der Spektrometerkonfiguration (ändern der Absaugspannung) eine separate Eichmessung durchzuführen. Der Detektor selbst wird auf sein Übersprechen der Anodensegmente hin, welches das zweidimensionale Bild verzerrt, separat untersucht und die gewonnenen Faktoren, sowie ein genauer Verstärkerabgleich im Analyseprogramm berücksichtigt (siehe auch 5.1.2 Elektronendetektor). Desweiteren kann anhand der scharfen Captureline der Detektor durch eine leichte Drehung in der Channelplateebene exakt in den Ortskoordinaten ausgerichtet werden. Mittels der zur Jetrichtung parallelen Impulsverteilung des Einfangprozesses konnte eine leichte Krümmung in der Abbildung des Spektrometers durch eine parabolische Korrektur beseitigt werden. Durch die Kalibrierung des Detektors über die Regressionsgerade der Capture-Prozesse erhält man für die hohe Absaugspannung von 500 V den Eichfaktor 0.0511 a.u./ch für die Impulse der beiden Ortskomponenten in y- und z-Richtung. Bei einer Größe von 850 Kanälen können somit Impulse von bis zu 21.5 a.u. in der Ebene parallel zum Rückstoßionendetektor (y-z Ebene) nachgewiesen werden. Für die mittlere Spektrometerspannung von 50 V beträgt der Eichfaktor 0.0164 a.u./ch und somit sind Impulse bis zu 6.9 a.u. nachweisbar. Für die niedrigste Spannung von 10 V gelangen, bei einem Eichfaktor von 0.0082 a.u./ch, immer noch Impulse von bis zu 3.5 a.u. auf den Detektor.

Aufgrund der orts- und zeitfokussierenden Eigenschaften des Spektrometers, ist für die Impulsverteilung in der Zeitrichtung (x-Richtung), wie beschrieben, lediglich das angelegte homogene Feld am Targetort innerhalb des Spektrometers relevant. Der Feldverlauf (Abbildung 5.4) kann der Computersimulation aus SIMION entnommen werden, oder der Flugzeitunterschied entsprechend simuliert werden. Die Flugzeitverteilung hat aufgrund des vollen Raumwinkels eine symmetrische, gaußförmige Struktur, deren Mittelpunkt die Flugzeit für Impuls Null in x-Richtung festlegt. Die Flugzeit wird durch eine separate Kalibrierung des „Time to Amplitude Converter“ (TAC) geeicht.

Der ermittelte Fehler des Nullpunktes der Impulse in den Ortsrichtungen y und z beträgt für die hohe Absaugspannung von 500 V nur 0.05 a.u., für die mittlere Spannung von 50 V halbiert er sich auf 0.025 a.u. und für die kleinste Absaugspannung von 10 V kann er mit 0.0098 a.u. angegeben werden. Entlang der Zeitachse des Spektrometers beträgt der Fehler der Impulse in x-Richtung für das hohe Absaugfeld von 61 V/cm jedoch 0.57 a.u., für das mittlere Extraktionsfeld von 6.1 V/cm dann immerhin noch 0.057 a.u. und für das geringe Feld von 1.22 V/cm lediglich 0.012 a.u..

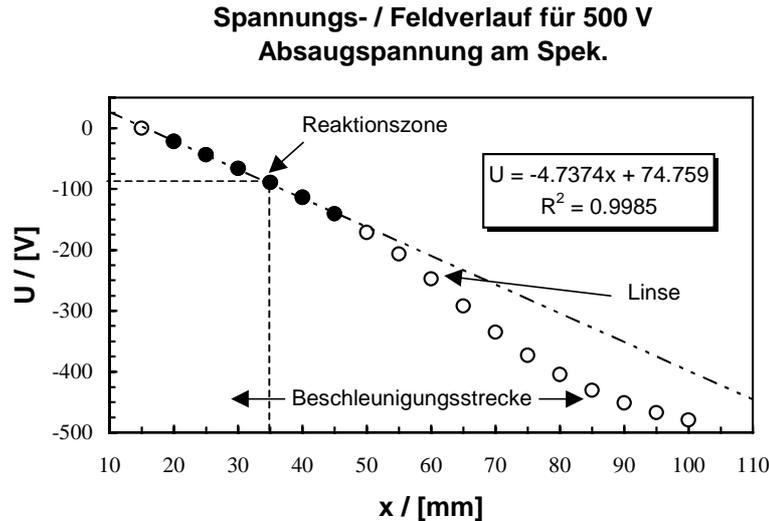


Abbildung 5.4: Der durch SIMION berechnete Potentialverlauf in der Beschleunigungsstrecke des Spektrometers bei einer Absaugspannung von 500 V. Die eingezeichnete Gerade beschreibt das homogene Feld am Targetort. Der Potentialsprung wird durch den variablen Linsenwiderstand hervorgerufen.

Die Auflösung in den Ortskomponenten y und z ist dem Produkt aus dem Eichfaktor des Detektors und der Halbwertsbreite der Capturelinien in Kanälen des Ortsspektrums zu entnehmen. Sie beträgt für die hohe Absaugspannung eine halbe atomare Impulseinheit und für die niedrigste Spannung ein Zehntel davon. Die Auflösung in der x -Komponente entspricht dem durch die Pulsung bedingten Fehler in der Flugzeit von 1.5 ns, unter Berücksichtigung der jeweiligen Spektrometerkonfiguration (Absaugspannung).

Da der Energieverlust des Projektils sehr gering ist, und sowohl der Quotient aus der Bindungsenergie und der Projektilgeschwindigkeit als auch die kinetische Energie der freien Elektronen zu vernachlässigen ist, kompensieren sich in erster Näherung die Longitudinalimpulse der Elektronen und der Rückstoßionen:

$$p_{zR} = \frac{\epsilon_i}{v_P} - \frac{p_{xE}^2 + p_{yE}^2 + p_{zE}^2}{v_P} - p_{zE} \quad (5.1)$$

Das Überprüfen dieses Zusammenhangs für jedes Ereignis der Einfachionisation ist eine gute Kontrolle der Eichmessungen. Dabei zeigt die Breite der Verteilung die Kombination der Impulsaufösungen der beiden Detektoren an. Durch diesen sensitiven Test können systematische Fehler sofort erkannt und korrigiert werden.

5.1.2 Elektronendetektor

Der Ortsnullpunkt im y - z Koordinatenkreuz des ortsauflösenden Multichannelplatedetektors wurde durch den Nachweis der Rückstoßionen auf dem Elektronen-Detektor durch Umpolen der Spektrometerspannung bei einem möglichst hohen Absaugfeld festgelegt. Dabei war für die Impulsverteilung in Jetrichtung wieder eine symmetrische Struktur zu erwarten. Der Nullpunkt wurde nach jeder Messung erneut bestimmt und auch währenddessen öfters nachkontrolliert.

Die Ortseichung wurde mittels einer separaten Eichmessung durchgeführt. Um die Ortskoordinaten in Längeneinheiten zu kalibrieren, wurde der Detektor mit Hilfe einer regelmäßigen Lochmaske und einer Alpha-Quelle vermessen (Abbildung 5.5).

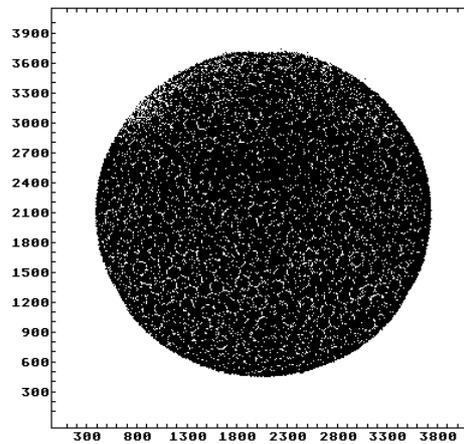


Abbildung 5.5: Abbildung des Elektronendetektors mit einer regelmäßigen Lochmaske unter Bestrahlung mit einer α -Quelle. Die Auflösung des Detektors beträgt etwa 0.1 mm.

Die Messung ergab einen Eichfaktor von $0.0581 \overline{\text{mm}}/\text{ch}$. Trotz zufriedenstellendem Verstärkerabgleich (Abbildung 5.6) wurden nachträglich Offsetkorrekturen in den Pulshöhenspektren der drei Anodensegmenten durchgeführt und das kapazitive Übersprechen (Abbildung 5.7) der geätzten Strukturen berücksichtigt. Dazu wurden wieder separate Messungen durchgeführt. Um die jeweiligen Verstärkungsfaktoren herauszufinden, wird mittels eines Pulsers ein Puls geringer Amplitude (z.B. 50 mV) auf des Channelplate des Detektors eingekoppelt und der dazu gehörige Kanal im Pulshöhenspektrum der Anodensegmente ausgelesen. Sodann wird die Amplitude verdoppelt, verdreifacht etc., so daß dann durch eine lineare Regression das Offset und der Verstärkungsfaktor bestimmt werden kann.

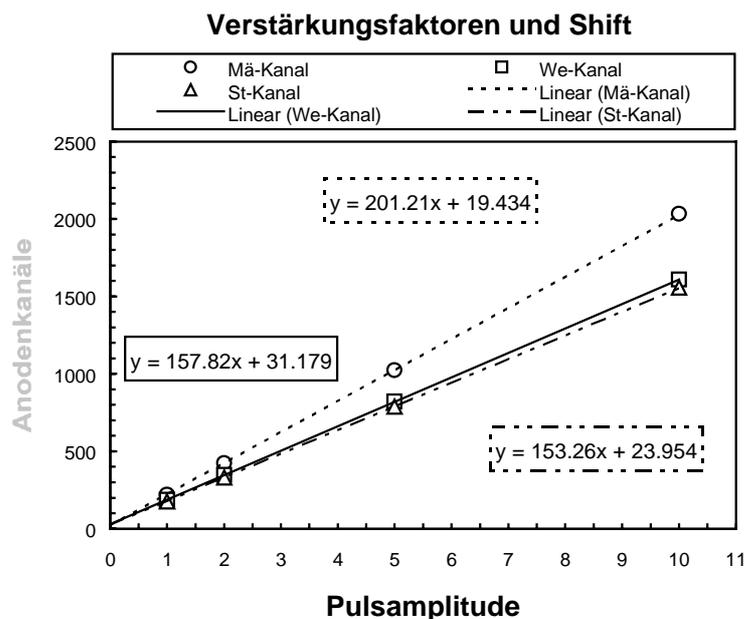


Abbildung 5.6: Ergebnis der Messung der Verstärkungsfaktoren und der Offsets des Elektronendetektors zur Korrektur des Ortsbildes. Der Pulsamplitude am Channelplate werden die Kanäle in den einzelnen Spektren der Anodensegmente zugeordnet. Die Geraden sind lineare Fits an die Datenpunkte.

Für das Herausfinden des Übersprechens wird auf ein Segment der Anode ein Puls über ein T-Stück eingespeist, die entsprechende Kanalzahl im Pulshöhenspektrum des Segments ausgelesen, sowie das durch kapazitives Übersprechen bedingte Signal in den Spektren der zwei anderen Segmente detektiert. Das Gleiche wird für verschieden hohe Pulsersignale mehrmals durchgeführt und dann der Puls auf ein anderes Segment eingekoppelt und die Prozedur wiederholt. Durch die Steigung der Regressionsgeraden kann dann der Signalanteil bestimmt werden, der durch Übersprechen ein Ereignis auf dem entsprechenden Segment suggeriert. Dieser wird in erster Ordnung bei der Korrektur des Detektors berücksichtigt (siehe auch [AKR96]).

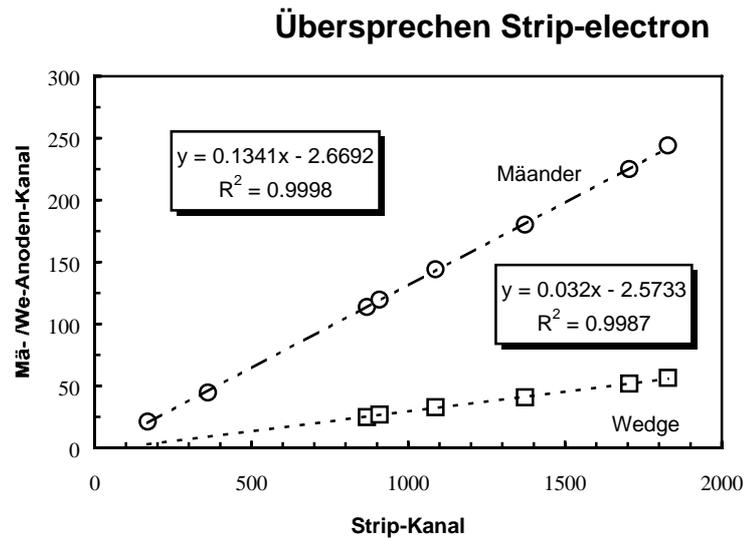


Abbildung 5.7: Kapazitives Übersprechen vom eingekoppelten Puls auf das Strip-Segment (Abszisse) auf die anderen Anodensegmente Mäander und Wedge (Ordinate). Die Geraden stellen lineare Fits an die Datenpunkte dar.

Das Elektronflugzeitspektrum zeigt nach der Säuberung durch „Conditions“ eine symmetrische Struktur, dessen Mittelpunkt als Impulsnullpunkt $p_{xe}(0)$ bestimmt wurde. Eine solche „Condition“ ist zum Beispiel die Bedingung auf die Pulserkoinzidenz. Eine weitere starke Bedingung ist das Flugzeitspektrum der Einfachionisation der Elektron-Rückstoßion-Koinzidenz, die, bedingt durch die Pulsung des Projektilstrahls, kaum Untergrund aufweist. Die Flugzeit für die bei der angelegten Absaugspannung im Spektrometer zurückgelegte Strecke, wurde dem Simulationsprogramm TOF entnommen und so der Zeitnullpunkt im Flugzeitspektrum bestimmt. Die mittlere Flugzeit, die mit der Quadratwurzel aus der Absaugspannung skaliert, beträgt 9.1 ns für die hohe Absaugspannung, 28.5 ns für das mittlere und 64.3 ns für das niedrige Extraktionsfeld. Der größte Fehler der Impulse in der Ortsrichtung y und z, der sich aus der Ungenauigkeit der Ortsnullpunktsbestimmung (± 2 Kanäle) und der Flugzeitauflösung durch den Strahlpulser von 1.5 ns ergibt, beträgt für die hohe Absaugspannung von 500 V noch $7.62 \cdot 10^{-3}$ a.u., was einer Elektronenenergie von 0.8 meV entspricht. Für die 50 V hohe Absaugspannung beträgt der Fehler $2 \cdot 10^{-3}$ a.u., also einer Energie von 0.05 meV, und für die niedrige Spannung von 10 V ist er lediglich $8.6 \cdot 10^{-4}$ a.u. groß, was einer Energie von 0.01 meV entspricht. Der Fehler des Impulses in der Flugzeitrichtung des Spektrometers, der x-Richtung, ist analog dem Fehler der Rückstoßionen, da ja dasselbe homogene Extraktionsfeld für beide Fragmentsorten anliegt. Demnach lautet der Fehler für das hohe Absaugfeld von 61 V/cm dann 0.57 a.u., für das mittlere Feld von 6.1 V/cm nur noch 0.057 a.u. und schließlich für das geringe Extraktionsfeld lediglich 0.012 a.u..

Eine Variante zur Vermeidung von systematischen Fehlern ist die Überprüfung der Impulserhaltung in der Longitudinalrichtung für alle drei Fragmente der Reaktion. Der Impuls des Projektils wird dabei über den Erhaltungssatz berechnet. Trägt man nun zum Beispiel den gemessenen Elektronenlongitudinalimpuls gegen den durch Rückstoßionen- und Projektilimpuls errechneten auf, so muß man eine Gerade erhalten, die unter 45° den Koordinatenursprung schneidet (Abbildung 5.8).

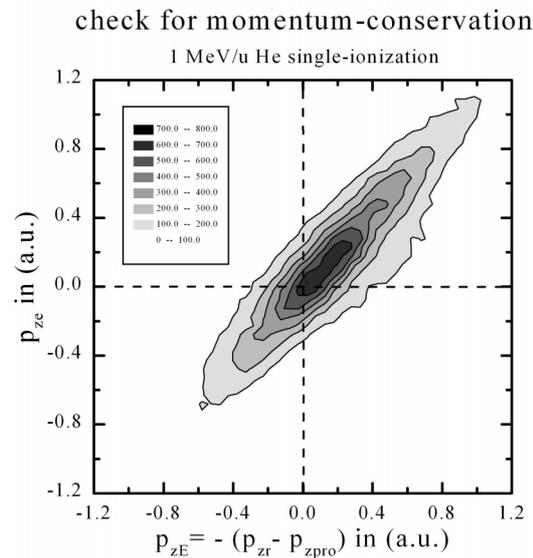


Abbildung 5.8: Überprüfung der Impulserhaltung durch Zuordnung der gemessenen Elektronenlongitudinalimpulse (Ordinate) zu dem aus Projektil- und Rückstoßionenimpuls errechneten (Abszisse).

Eine andere Möglichkeit ist die Berechnung des Summenimpulses (Abbildung 5.9), der aus Erhaltungsgründen um den Wert Null symmetrisch verteilt sein muß. Die Abweichungen von diesem Wert lagen für jede Spektrometerkonfiguration immer innerhalb des Fehlerbereichs des Rückstoßionenlongitudinalimpulses ($\leq 0.05, 0.025, 0.01$ a.u.). Der Rückstoßionenimpuls wurde daher immer um diesen geringen Wert korrigiert.

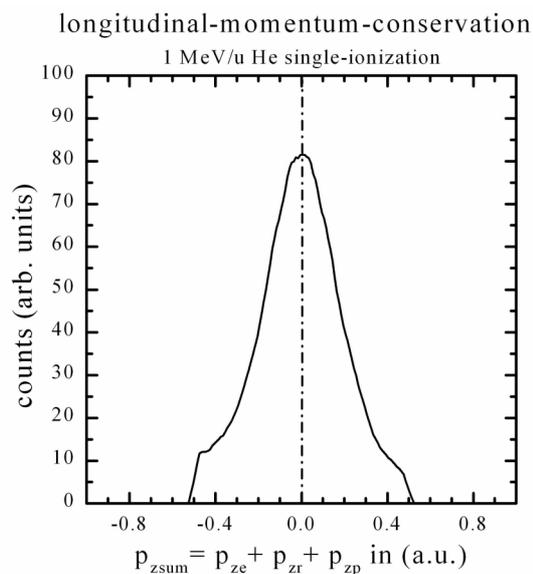


Abbildung 5.9: Darstellung des Summenimpulses in longitudinaler Richtung für jedes detektierte Ereignis der Einfachionisation von Helium zur Überprüfung der Impulserhaltung.

5.1.3 TAC-Eichung

Die Kalibrierung der verschalteten elektronischen Koinzidenzzuhren, der „Time to Amplitude Converter“ (TAC), erfolgte mit Hilfe eines „Time-Calibrators“. Dieser liefert in genauen festen Vielfachen zeitlich voneinander getrennte Pulse, die auf das jeweilige Zeitfenster des TAC's abgestimmt werden können. Den Zeiten werden direkt die jeweiligen Kanalzahlen im Flugzeitspektrum des ADC's zugeordnet, so daß aus der Steigung einer linearen Regressionsgeraden sofort der Eichfaktor in Nanosekunden pro Kanal abgelesen werden kann, der dann in das Auswerteprogramm zur Bestimmung der Impulse eingesetzt und weiter verrechnet werden konnte (Abbildung 5.10).

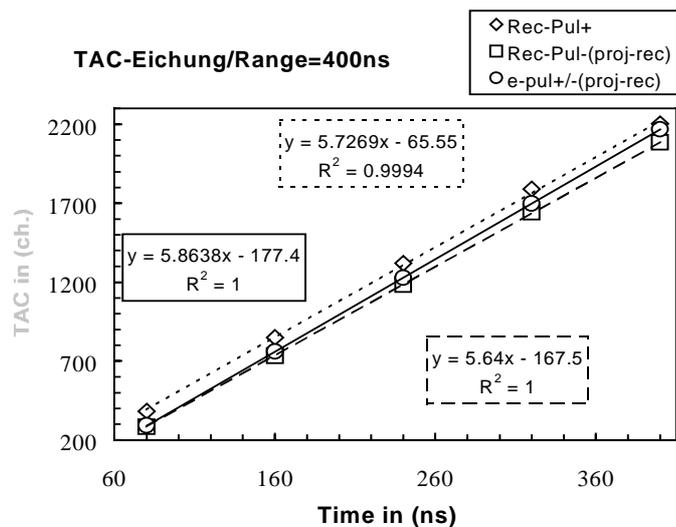


Abbildung 5.10: Kalibration von drei der Time-to-Amplitude-Converter für ein Zeitfenster von 400 ns mit Hilfe eines Time-Calibrators. Die Steigung der jeweiligen Regressionsgeraden gibt den Eichfaktor jedes TAC's an.

Das zeitliche Laufen des Schwerpunkts der Verteilung der Flugzeiten, bedingt durch die thermische Belastung der Elektronik, wurde für die relevanten Koinzidenzzuhren bei jeder Messung separat überprüft und bei Bedarf durch Mittelung in Schritten über 5000 detektierte Ereignisse korrigiert, ohne dabei die Form der Verteilung selbst zu beeinflussen. Zeitliche Veränderungen im Schwerpunkt der Ortskoordinaten auf den Detektoren konnten hingegen nicht beobachtet werden. Die Kalibration der TAC's wurde für alle benutzten Zeitfenster durchgeführt und ergab den jeweiligen benötigten Eichfaktor. Für die relevanten Koinzidenzzuhren beträgt die größte mögliche Abweichung mit 2.39 ps/ch etwa 1.36 %.

5.2 Protoneninduzierte Ionisation von Helium

Der Schwerpunkt der Betrachtungen soll bei der Vorstellung der Daten bei einer Einschußenergie von 1 MeV liegen. Weder die Einfach- noch die Doppelionisation von Helium, induziert durch einen Ionenstoß, wurde bislang bei dieser Projektilenergie, selbst bei den in der Vergangenheit mit hoher Präzision durchgeführten Streuwinkelmessungen, kinematisch vollständig untersucht. In Hinblick auf die Motivation der Messungen ist dies für die Einfachionisation, bis auf den Spin, zum ersten Mal gelungen und wird daher im folgenden Abschnitt näher diskutiert werden. Die gezeigten Streuquerschnitte resultieren

aus einer Normierung auf die Daten von M. Shah und H. Gilbody, die für ihre Werte einen Fehler kleiner als 4 % angeben können (siehe [MSH85]).

Für die Beschreibung der experimentellen Ergebnisse ist es an dieser Stelle von Vorteil, die Stoßgeometrie (siehe Abbildung 5.11) noch einmal genauer zu spezifizieren. Der Nullpunkt des kartesischen Ortskoordinatenkreuzes befindet sich in der Reaktionszone des Ion-Atom Stoßes. Das einlaufende Projektil kennzeichnet die negative, die verlängerte Strahlachse die positive longitudinale Richtung, welche die z-Komponente des Dreibeins darstellt.

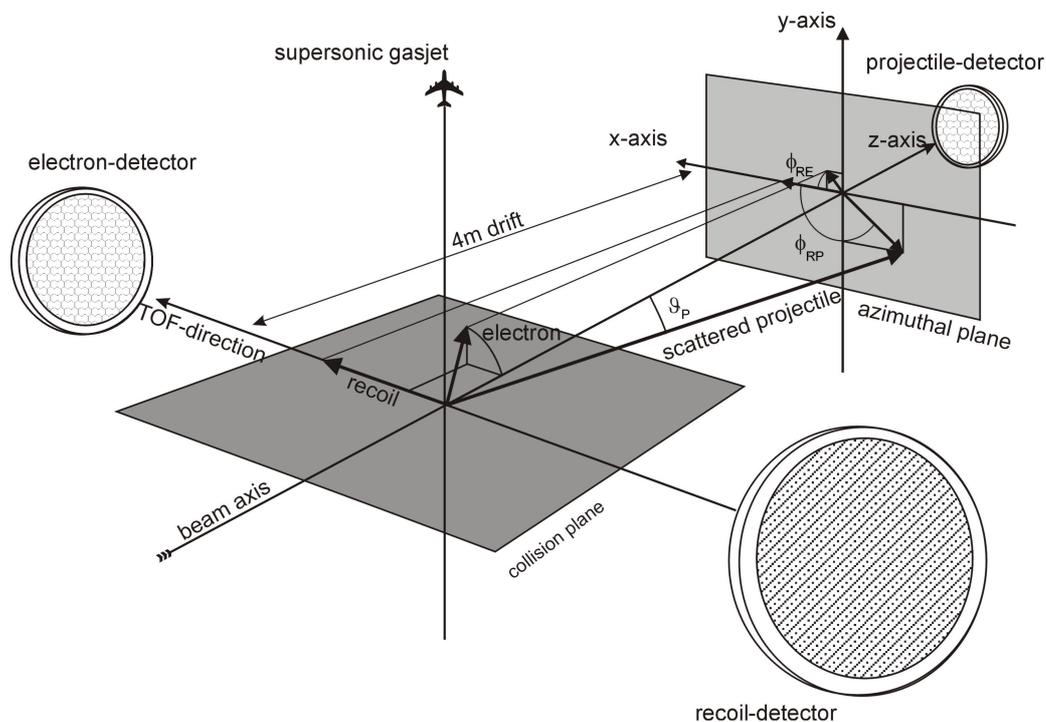


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung der Stoßgeometrie. Hierbei ist ϑ_P der Projektilpolarwinkel und ϕ_{RE} und ϕ_{RP} die Azimutalwinkel zwischen dem Rückstoßion und dem Elektron bzw. dem Projektil.

Der Ultraschallgasjet verläuft senkrecht zur Projektilstrahlrichtung von unten (negative y-Achse) nach oben (positive y-Achse) durch die Stoßebene („collision-plane“), die durch die Strahlachse und die Extraktionsrichtung (Zeitachse) der Reaktionsfragmente des zylindersymmetrischen Spektrometers aufgespannt wird. Als positive Richtung dieser x-Achse wird, um ein rechtshändiges Koordinatensystem festzulegen, die Seite zum Elektronendetektor hin definiert. Der Streuwinkel des Ejektils und die Polarwinkel der emittierten Elektronen und Rückstoßionen werden gegen die positive z-Achse in der Stoßebene gemessen, die Azimutalwinkel werden in der Azimutalebene („azimuthal-plane“) relativ zur x-Achse abgelesen. Diese Ebene ist äquivalent zur x – y Ebene in welcher der Transversalimpuls aller Fragmente radial um die Projektilstrahlachse bestimmt wird. Die verbleibende Ebene senkrecht zu den eben definierten Flächen ist die y – z Ebene, die durch den Überschallatomgasstrahl und die Projektilstrahlachse aufgespannt wird und damit eine „Seitenansicht“ der Stoßreaktion im Impulsraum darstellt.

Im Vergleich der zweidimensionalen Darstellungen der Impulskomponenten der Reaktionsteilnehmer untereinander wird entweder das Rückstoßion in der Stoßebene festgehalten und der Transversalimpuls von Elektron und Projektil auf die „collision-plane“ projiziert, dies entspricht der Darstellung im Rückstoßionensystem („recoil-system“), oder aber das Projektil wird in transversaler Richtung entlang der x-Achse festgehalten, und die Impulse der anderen Reaktionsteilnehmer werden auf die Stoßebene projiziert

(Projektilsystem bzw. „projectile-system“). Diese, der Projektilstrebene angepaßte Geometrie, hat sich bei der Diskussion der Stoßkinematik in der Rückstoßionenimpulsspektroskopie in den letzten Jahren bewährt und etabliert. Durch die Definition des Rückstoßionen- und Projektilsystems sind diese internen Koordinaten zwar von den Ortsrichtungen des Experimentes entkoppelt, dennoch wird im Folgenden für ein leichteres Verständnis immer wieder auf diese spezielle Orientierung in Abb. 5.11 verwiesen.

In den nächsten beiden Abschnitten werden nun die Ergebnisse der Auswertungen der Ionisation von Helium präsentiert. Zunächst wird ausschließlich auf die Impulsverteilungen in longitudinaler Richtung eingegangen, der im nächsten Unterkapitel (5.3) die Ergebnisse der Einfachionisation durch Antiprotonen für eine Projektileinschußenergie von 1 MeV/u kurz gegenübergestellt werden. Im dann folgenden Abschnitt kann der Endzustand der Fragmente im Impulsraum von allen Seiten beleuchtet werden. Zur Beschreibung der Effekte werden oftmals sehr anschauliche, spekulative Bilder des Stoßprozesses herangezogen, um die (ungeklärte) Dynamik der Reaktion zu verdeutlichen.

5.2.1 Longitudinale Richtung

Im Großteil der Ion-Atom Stöße, die zu einer Ionisation des Targetatoms führen, wird während der Streureaktion im Vergleich zur Einschußenergie und zum Eingangsimpuls des Projektils nur ein sehr geringer Anteil an kinetischer Energie und Impuls übertragen. Aus diesem Grund sind der longitudinale und der transversale Impulsübertrag voneinander entkoppelt und können getrennt voneinander auf der Basis der nichtrelativistischen Energie- und Impulserhaltung für alle Fragmente berechnet und dargestellt werden. Dabei steht, wie im Kapitel 4. beschrieben, der Longitudinalimpuls der Rückstoßionen in enger Beziehung mit der Elektronenenergiebilanz, nämlich mit der Inelastizität der Reaktion, dem Q-Wert, und mit der kinetischen Energie der Elektronen im Kontinuum. Im Gegensatz dazu beinhalten die Transversalimpulse unabhängig von der Energieerhaltung die volle Drei-Körper-Dynamik der Reaktion.

Nur die Longitudinalimpulse eines Teilchens lassen in einer, wie in diesem Fall, durchgeführten Stoßreaktion Verteilungen erwarten, die nicht eine symmetrische Form um den Wert Null einnehmen bzw. nicht einmal eine Symmetrie aufweisen müssen. So ist es allein schon aufschlußreich, die Impulse nur eines Fragmentes in Abhängigkeit von der Einschußenergie des Projektils zu studieren. Dies wurde in der Vergangenheit so gehandhabt und wird für die unterbestimmte Doppelionisation von Helium ebenso durchgeführt. Dank der kinematischen Vollständigkeit ist dies nun sogar für alle Stoßpartner der Einfachionisation zugleich möglich. In den folgenden Darstellungen werden nun die Longitudinalimpulsverteilungen der Elektronen und der Rückstoßionen auf der Abszisse dargestellt. Für die Projektilen ist der berechnete relevante *Impulsverlust* eingezeichnet.

Für eine Einschußenergie von 1.3 MeV/u (Abbildung 5.12) der Protonen erkennt man, daß die Maxima der Impulsverteilungen der Fragmente des Heliumatoms innerhalb der Fehlergrenzen nahezu übereinstimmen. Die Elektronen haben einen um lediglich etwa fünf Hundertstel atomare Einheiten größeren Vorwärtsimpuls als die Rückstoßionen. Der Impuls der Ionen für den größten Wirkungsquerschnitt liegt bei 0.03 a.u., zeigt also in die Richtung des auslaufenden repulsiven Protons. Die Form der Kurve weist die symmetrische Struktur einer Gaußglocke um dieses Maximum auf, so daß also die Mehrzahl aller He^+ -Teilchen nach vorne emittiert werden. Auch die Elektronen werden mehrheitlich in Vorwärtsrichtung ausgesendet. Die Form der Rückstoßionenverteilung ist geringfügig breiter (5 % auf FWHM) und dadurch der mittlere Streuquerschnitt gegenüber den Elektronen etwas erniedrigt (11 %). Der Impulsverlust des Projektils erstreckt sich vorwiegend von -0.125 a.u. bis zu -1.2 a.u. und hat ein äußerst scharfes Maximum bei -0.136

a.u., dessen zu größeren Impulsverlusten hin langsamer auslaufende linke Flanke der Elektronenenergieverteilung E_E/v_P im Ausdruck des Projektilimpulsverlustes zugeschrieben werden kann. Auf der anderen Seite beträgt der minimale Impulsverlust für eine Ionisation $E_{\text{bind}}/v_P = -0.125$ a.u..

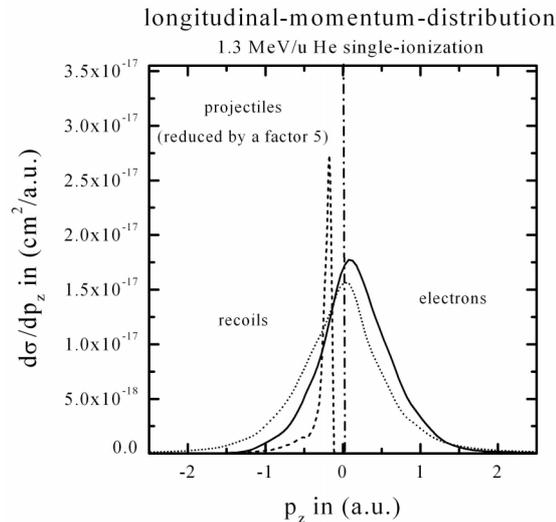


Abbildung 5.12: Longitudinale Impulsverteilungen der Reaktionsfragmente Rückstoßion (Punkte), Elektron (durchgehende Linie) und des Projektilimpulsverlustes (Striche) für die Einfachionisation von Helium, induziert durch eine Einschußenergie der Protonen von 1.3 MeV/u.

Die beiden Stoßpartner des Protons müssen in nahezu gleicher Weise (die Elektronen etwas deutlicher) dessen Impulsverlust kompensieren. Durch die kurze Wechselwirkungsdauer des Projektils mit dem Elektron, bedingt durch die hohe Einschußenergie, nimmt die Stärke des einwirkenden attraktiven Coulombpotentials des Protons schnell ab, bis sie gegenüber dem verbleibenden Potentials des Heliumkerns verschwindend gering ist, bzw. vollständig abreißt. In anderen Worten: Die beiden positiven Ladungsträger ziehen gleichzeitig das Elektron an, jedoch gelingt es dem Projektil durch seine hohe Geschwindigkeit nicht, das Elektron vollständig an sich zu ziehen und vielleicht sogar einzufangen, so daß sich nach dem Abreißen der Projektil-Elektron-Wechselwirkung das Elektron und das Rückstoßion wieder anziehen. Für eine Wechselbeziehung mit dem Proton nach dem Stoß (PCI-Effekt) bleibt keine Zeit. Diese bildliche Anschauung ist dem Prozeß der Sattelpunktelektronen und dessen Beschreibung durch die überlappenden Potentialverläufe der Stoßteilnehmer entliehen (siehe [RDO97] und [RDO96#]), jedoch „stranden“ hier die Elektronen nicht nahe der Kontinuumsgrenze, sondern haben immerhin im Mittel eine kinetische Energie von 2.5 eV. Für eine um 300 keV/u reduzierte Einschußgeschwindigkeit ist keine deutliche Änderung der Impulsverteilungen festzustellen (siehe Abbildung 5.13). Der maximale Ionisationsquerschnitt der Rückstoßionen ist gegenüber dem der Elektronen nun weiter (um 15 %) aufgrund einer geringen Verbreiterung der Kurvenformen erniedrigt. Die dazugehörigen mittleren Impulse zeigen die Tendenz, sich gegensätzlich zu entwickeln. Die meisten Elektronen haben nun einen Vorwärtsimpuls von nahezu einer Zehntel atomaren Einheit. An dieser Stelle kann jedoch nicht geklärt werden, ob die Elektronen dadurch eine größere kinetische Energie gewinnen oder aber ob sich deren Emissionswinkel ändert. Die Rückstoßionen weisen innerhalb der Fehlergrenzen keine Veränderung ihrer Häufung auf. Die scharfe Struktur der Projektilimpulse hat sich gemäß den Elektronen fast unmerklich verbreitert. Der Verlust erstreckt sich nun von -0.135 a.u. bis zu -1.35 a.u. und hat sein Maximum bei -0.155 a.u. und damit einen um 23 % höheren Impulsverlust, gemessen am Eingangsimpuls der Reaktion, als zuvor die

Protonen mit 7.22 a.u. Geschwindigkeit. Im Vergleich mit der Antiprotonenstoßreaktion wird auf die Impulsverteilung dieser, durch eine Einschußgeschwindigkeit der Protonen von 6.33 a.u. induzierten, Einfachionisation von Helium noch einmal genauer eingegangen werden.

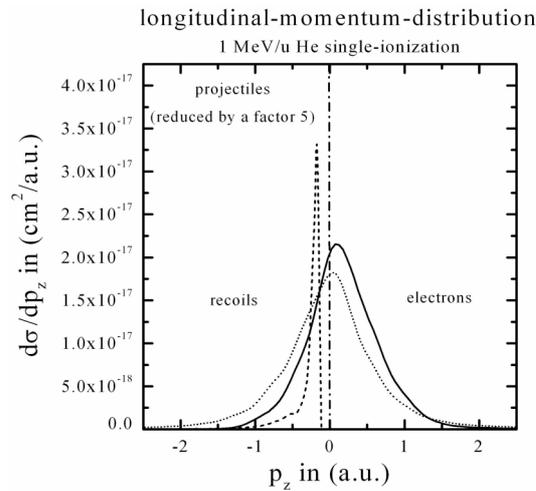


Abbildung 5.13: Longitudinale Impulsverteilung der Reaktionsfragmente der Einfachionisation von Helium für eine Einschußenergie der Protonen von 1 MeV/u. Der Vergleich mit CTMC- und CDW-Rechnungen erfolgt in Abbildung 5.38 und Abbildung 5.39.

Bei einer Einschußenergie von 500 keV/u der Protonen, was einer Halbierung der zuvor besprochenen kinetischen Energie der Projektile gleichkommt, ist die Stärke der Störung q/v_p um 29.3 % gestiegen. Die Effekte in der Impulsendzustandsverteilung, die sich eben nur als Tendenzen erahnen ließen, prägen sich jetzt etwas deutlicher aus (siehe Abbildung 5.14).

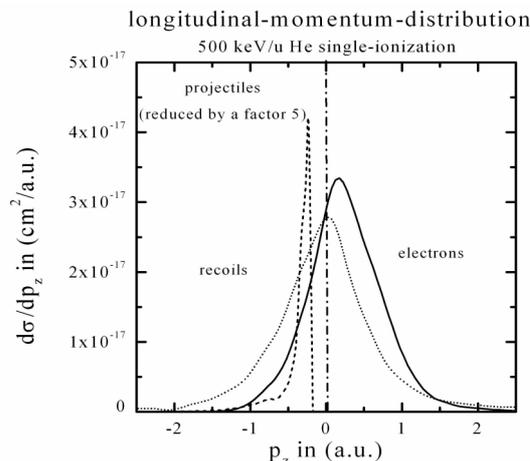


Abbildung 5.14: Longitudinale Impulsverteilung der Reaktionsfragmente der Einfachionisation von Helium für eine Einschußenergie der Protonen von 500 keV/u.

Die Elektronen nehmen nun im Mittel einen Vorwärtsimpuls von 0.175 a.u. ein, die Rückstoßionen haben den größten Wirkungsquerschnitt bei 0.02 a.u.. Demgemäß verliert das Projektil mehr Impuls. Die Peakposition liegt bei -0.217 a.u. und damit ist der Impulsverlust mit $2.64 \cdot 10^{-2} \%$ im Vergleich zur Reaktion mit der Einschußenergie von 1 MeV/u gerade doppelt so hoch. Was erst in einer Ausschnittsvergrößerung sichtbar wird, ist die weitere Verbreiterung der Elektronenverteilung und zwar in der Art, daß die nach

dem Maximum der Häufung zu höheren Impulsen hin abfallende Flanke der Kurve aufweitet. Dadurch wird die Spiegelsymmetrie der Verteilung aufgehoben, und der Wirkungsquerschnitt zeigt eine leichte Überhöhung für Vorwärtsimpulse. Dies kann man dem Einfluß der „post-collision-interaction“ zuweisen. Auf der anderen Seite kann man dafür auch die mit fallender Einschußgeschwindigkeit steigende Anzahl der Elektroneneinfang- und Sattelpunktselektronenprozesse verantwortlich machen. Eine These, die auch von theoretischer Seite unterstützt wird [ROL96]. Der mittlere Wirkungsquerschnitt der Elektronen ist gegenüber dem der Ionen um 16 % erhöht und auch der maximale Querschnitt der Projektile fällt in Relation zu dem der Elektronen ab. Letzteres liegt in einer weiteren Verbreiterung der Projektillongitudinalimpulsverteilung als Reaktion auf die Dynamik der Elektronen. Die meisten Projektile erleiden nun einen Impulsverlust im Bereich von -0.195 a.u. bis zu -1.5 a.u.. Die He^+ -Teilchen reagieren auf die in Projektilstrahlrichtung ausgerichteten Elektronen ihrerseits auch durch eine Brechung ihrer symmetrischen Verteilung und zwar nicht, wie vielleicht zu vermuten, in entgegengesetzter Weise wie die Elektronen, sondern durch einen etwas steileren Abfall der Flanke zu negativen Impulsen hin. Die zuvor langsam auslaufende Form der Gaußverteilung wird ab dieser Einschußenergie mehr und mehr beschnitten werden, ein Effekt, der vor allem im letzten Abschnitt dieses Kapitels ein Schwerpunkt der Untersuchungen sein wird. Zum Vergleich liegen Ergebnisse aus einer CTMC-Rechnung vor [ROL97], welche die mittleren Impulse der Fragmente in etwa wiedergeben können. Der maximale Wirkungsquerschnitt der Rückstoßionen liegt jedoch in der Rechnung bei Impuls Null und die Mehrzahl der He^+ -Teilchen wird in Rückwärtsrichtung emittiert. Die zu den großen Rückwärtsimpulsen abfallende Flanke läuft langsam aus. Die Form der Impulsverteilungen des Elektrons und des Rückstoßions weist die Charakteristik einer „back-to-back“-Emission auf, in dem Sinne, daß auch hier das Rückstoßion den Vorwärtsimpuls des Elektrons kompensieren muß, der deutlich vom Projektil beeinflusst ist. Jedoch wird hier die Stärke des PCI-Effekts überschätzt. Im Gegensatz zum Experiment ist die Form des Projektilimpulsverlustes um den Faktor 4 verbreitert.

Die gefundene Rückstoßionenimpulsverteilung der Einfachionisation von Helium, induziert durch einen Protonenstoß der Einschußenergie von 1 MeV/u und 500 keV/u , bestätigen die Ergebnisse früherer Streuwinkelmessungen, die mit der Rückstoßionenspektroskopie in unserer Arbeitsgruppe durchgeführt wurden (siehe [RDO95]), sehr gut. Lediglich die hier gefundenen Wirkungsquerschnitte liegen nach der Normierung auf die Daten von M. Shah und H. Gilbody ganz geringfügig unter den alten Werten.

Für die kleinste mögliche stabile Einschußenergie des Van-de-Graaff-Beschleunigers von 200 keV/u für Protonen treten alle beschriebenen Effekte deutlich hervor und geben jetzt die Gelegenheit, die Dynamik eines Proton-Helium-Stoßes in Abhängigkeit von der kinetischen Projektilenergie zu verstehen (siehe Abbildung 5.15). Eine deutliche Erhöhung des Ionisationswirkungsquerschnitts tritt für Elektronenimpulse größer als 0.75 a.u. auf. Die Verteilung fällt in der Darstellung dann zu höheren Impulsen wieder ab, jedoch muß an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen werden, daß die Nachweisgrenze der Elektronenlongitudinalimpulse dieser Spektrometerkonfiguration, die auf die zu erwartende Impulsverteilung der durch Protonen mit der Einschußenergie von 1 MeV/u induzierten Einfachionisation von Helium optimiert wurde, auf 1.25 a.u. festgelegt wurde (siehe auch entsprechendes Spektrum 7.3 im Anhang)! Es ist also zu erwarten, daß sich der PCI-Effekt noch deutlicher ausprägt, als er hier nachgewiesen werden konnte. Der maximale Wirkungsquerschnitt der Rückstoßionen liegt jetzt schon bei einem Rückwärtsimpuls von gut zwei Hundertsteln atomaren Einheiten, ist also innerhalb der Fehlergrenze von ± 0.025 a.u. aber immer noch auf Null geblieben, während der mittlere Impuls der Elektronen 0.375 ± 0.007 a.u. beträgt. Die Mehrzahl der He^+ -Teilchen wird nun schon gegen die Projektilstrahlrichtung mit bis zu einer atomaren Einheiten Impuls emittiert, wo

die Verteilung dann abbricht, während ihre Verteilung für Vorwärtsimpulse weiterhin exponentiell ausläuft und so die Struktur der Kurve eine ausgeprägte Asymmetrie aufweist.

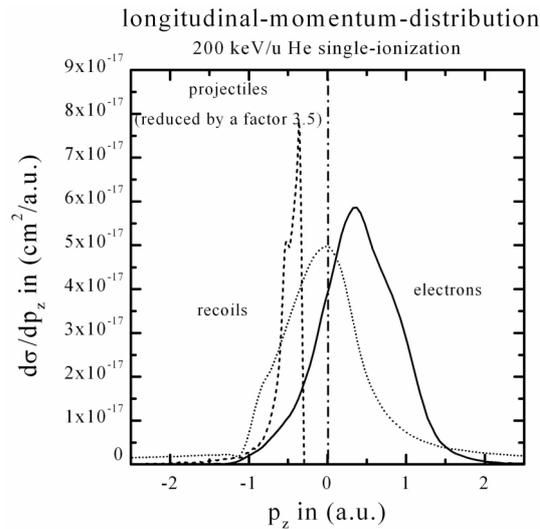


Abbildung 5.15: Longitudinale Impulsverteilung der Reaktionsfragmente der Einfachionisation von Helium für eine Einschussenergie der Protonen von 200 keV/u.

Für eine Einschussenergie von 250 keV/u liegen experimentelle [RDO95] und theoretische [VRO95] Ergebnisse für die Impulsverteilung der Rückstoßionen vor. Dabei kann die CDW-EIS Rechnung das Resultat der Messung in befriedigender Weise beschreiben. Die quantenmechanische Theorie kann die Asymmetrie der Verteilung bestätigen. Das Experiment (siehe hierzu [RDO95]) zeigt, daß diese Symmetriebrechung deutlicher hervortritt, wenn das Projektil bei der gleichen Einschussenergie eine größere Coulombkraft aufweist, also zum Beispiel doppelt geladen ist, wie es beim He^{2+} der Fall ist.

Die Verteilung der Elektronen hat sich zwar verbreitert, jedoch ist ihr maximaler Wirkungsquerschnitt gegenüber dem der Rückstoßionen immer noch um 15 % größer. Als Folge davon wird der Impulsverlust der Projektile deutlich „ausgeschmiert“. Der Impulsverlust der Protonen erstreckt sich dabei von -0.31 a.u. bis -1.7 a.u. und hat einen mittleren Wert von -0.353 a.u. und ist damit noch einmal 2.5 mal so groß als zuvor bei der Einschussenergie von 500 keV/u (vergleiche auch Abbildung 5.16). Bei dieser Einschussenergie dominiert vor allem die Projektil-Elektron-Wechselwirkung die Einfachionisation vor, während und nach dem Stoß. Der Heliumkern spielt hier scheinbar eine recht passive Rolle.

Im Mittel kompensieren die Elektronen allein fast den ganzen mittleren Impulsverlust des Protons. Es sei an dieser Stelle vorweggenommen, daß bei weiterer Erniedrigung der Projektilgeschwindigkeit die Rückstoßionen vorwiegend negative Impulse annehmen. Man findet für die Ionisation von Helium induziert durch Deuteronen der kinetischen Energie von 200 keV/u, das Maximum der Verteilung bei -0.033 a.u., für eine Einschussenergie von 150 keV/u bei -0.078 a.u. und bei 100 keV/u liegt der mittlere Impuls der Ionen bei -0.153 a.u.. Jedoch wurden bei dieser Messung lediglich die Rückstoßionen spektroskopiert, so daß weder die Impulsbilanz überprüft werden konnte, noch die Einfach- von der Doppelionisation getrennt wurde. Dennoch ist dies ein Hinweis auf die großen Vorwärtsimpulse der Elektronen, die von den He^+ -Teilchen ausgeglichen werden müssen. Die Elektronen agieren scheinbar als Vermittler zwischen dem störenden Projektil und dem trägen Heliumkern. Die Impulsverteilungen werden durch die „post-collision-interaction“ dabei nicht nur verschoben, sondern auch in ihrer Form beeinflusst. Diesen Effekt beschreibt die CTMC-Theorie recht gut. So findet man in [ROL96] die Longitudi-

nalimpulsverteilung für eine Protoneneinschußenergie von 100 keV/u, die diesen Trend genau wiedergeben kann. Der mittlere Rückstoßionenimpuls beträgt -0.2 a.u., und die Form der Verteilung sowie auch der Wirkungsquerschnitt stimmen sehr gut mit dem Experiment überein. Die Elektronenverteilung zeigt den starken Einfluß des PCI-Effekts, der sich bis 2 a.u. deutlich bemerkbar macht, indem er die zu großen Vorwärtsimpulsen abfallende Flanke aufweitet.

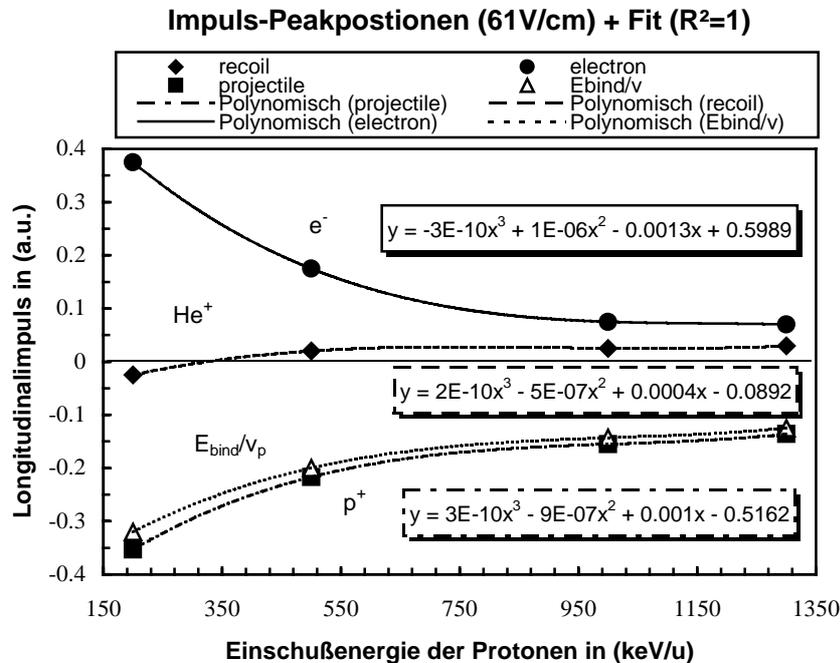


Abbildung 5.16: Vergleich der mittleren Longitudinalimpulse der Reaktionsfragmente in Abhängigkeit von der Einschußenergie des Projektils. Die Kurven stellen polynomische Fits an die Datenpunkte dar. Weiterhin ist der minimale Impulsverlust der Projektil für eine Ionisation eingezeichnet.

Das Rollenspiel der Fragmente unterscheidet sich in diesen Experimenten grundsätzlich von der Einfachionisation durch schnelle, schwere, hochgeladene Projektilen, wie sie an der „Gesellschaft für Schwerionenforschung“ (GSI) in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Ulrich untersucht wurden. Bei der Ionisation durch das z.B. vierundzwanzigfach positiv geladene Nickel Ni^{24+} der Energie 3.6 MeV/u gleichen sich die Endimpulse der Rückstoßionen und der Elektronen gegenseitig aus [RMO94]. Die Elektronen richten sich dabei hauptsächlich gemäß ihrer negativen Ladung nach den auslaufenden Projektilen aus. Die CTMC-Theorie kann den PCI-Effekt, der für die Vorwärtsemission der Elektronen bzw. für die Rückwärtsemission der Rückstoßionen verantwortlich ist, gut beschreiben. Das Projektil selbst erleidet nur einen geringen Impulsverlust, so daß letztendlich eine Impulsverteilung vorliegt, die der einer Photoionisation (vergleiche [RDO98]) gleicht. Das Photon induziert zwar die Einfachionisation des Heliumatoms, bringt aber selbst nur einen sehr geringen Impulsübertrag $P_\gamma = E_\gamma/c$ in die Reaktion mit ein, so daß die beschriebene „back-to-back“ Emission der Heliumfragmente mit mittleren Impulsen von ± 0.6 a.u. aus den Anfangsimpulsverteilungen der Elektronen bzw. der Rückstoßionen selbst herrühren muß (siehe hierzu [HKO96]).

Wie schon erwähnt, wurde die durch Protonenstoß induzierte Doppelionisation von Helium nicht vollständig vermessen, da weder das Projektil noch das zweite Elektron nachge-

wiesen wurde. Und obwohl die Doppelionisation in diesen Experimenten eigentlich nie das Ziel der Untersuchungen war, sollen hier die Longitudinalimpulse des Rückstoßions und eines Elektrons vorgestellt werden. Dabei kann man aufgrund der Nachweiseffizienz des Detektors nicht einmal mit Sicherheit sagen, daß es sich dabei immer um das schnellere Elektron handeln muß. Die Wahrscheinlichkeit aber, daß beide Elektronen gleichzeitig auf das Channelplate auftreffen und dadurch die Ortsinformation verloren geht und somit nur der Schwerpunkt des Elektronenpaares gemessen wird, ist jedoch gering ($\leq 20\%$). Der Wirkungsquerschnitt für die Doppelionisation von Helium liegt im Vergleich zu dem der Einfachionisation im Promillebereich, so daß keine allzu gute Statistik zu erwarten ist, was sich im Untergrund der Spektren bemerkbar macht. Es soll an dieser Stelle auch lediglich auf die mittleren Impulse der Fragmente in Abhängigkeit von der Projektilenergie hingewiesen werden. Auch hier wird nämlich der Einfluß des PCI-Effektes bei wachsender Störung durch das Projektil deutlich. Erstaunlich ist jedoch, daß die Rückstoßionen für die Einschußenergie von 1.3 MeV/u nach dem Stoß gegenüber den nachgewiesenen Elektronen, die sogar größtenteils in Rückwärtsrichtung emittiert werden, einen so großen Vorwärtsimpuls haben, also in erster Linie den Impulsverlust des Projektils kompensieren müssen (siehe Abbildung 5.17). Der große mittlere Vorwärtsimpuls der doppelt geladenen Heliumionen He^{2+} von ca. 0.3 a.u. muß aus dem zusätzlichen Impulsverlust des Projektils, der für das Aufbringen der Bindungsenergie des zweiten Elektrons nötig ist ($54 \text{ eV} = 2 \text{ a.u.}$ und damit $2 \text{ a.u.}/7.22 \text{ a.u.} \approx 0.3 \text{ a.u.}$), resultieren. Diesem zusätzlichen Vorwärtsimpuls bei der Doppelionisation wirkt entgegen, daß das doppelt geladene Ion auf dem auslaufenden Ast der Trajektorie einen stärkeren Rückwärtsimpulsübertrag (PCI) vom Projektil erhält als die He^{1+} -Ionen. Dieser verstärkte PCI-Effekt kompensiert bei einer Einschußenergie von 500 und 200 keV/u offensichtlich gerade den wachsenden E_{bind}/v_p -Term.

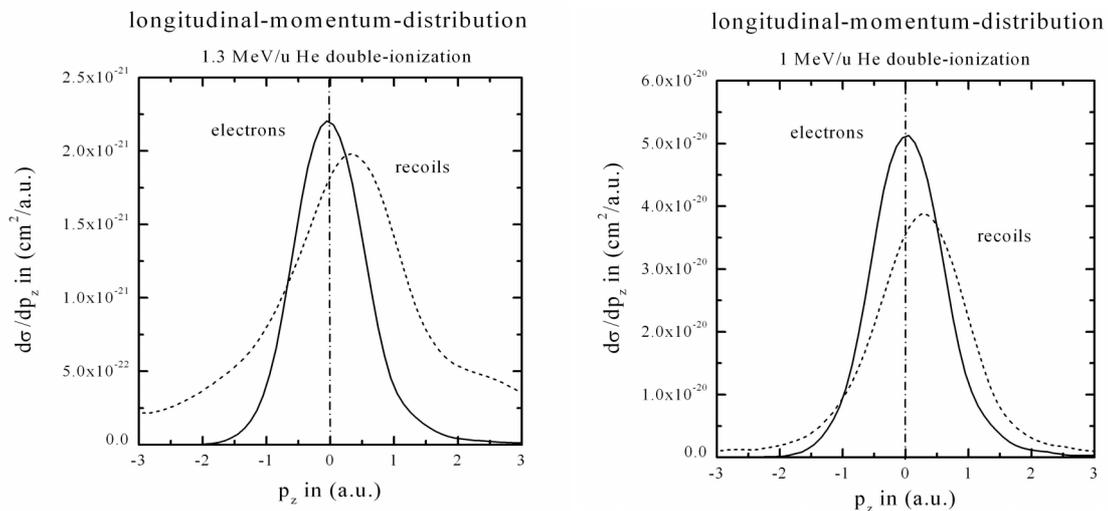


Abbildung 5.17: Longitudinale Impulsverteilung der Heliumfragmente für die Doppelionisation des Targets bei einer Einschußenergie von 1.3 und 1 MeV/u des Protons. Nachgewiesen wurde lediglich ein „typisches“ Elektron, da die Reaktion nicht vollständig vermessen wurde.

Mit sinkender Projektilgeschwindigkeit laufen dann die mittleren Impulse der Fragmente unter dem Einfluß der Coulombkraft des Protons langsam auf einen Wert zu. Bei einer Einschußgeschwindigkeit von 200 keV/u wird die Mehrzahl der Elektronen nach vorne emittiert und auf die Rückstoßionen werden im Mittel kleinere Vorwärtsimpulse übertragen als bei höheren Einschußenergien (siehe Abbildung 5.18).

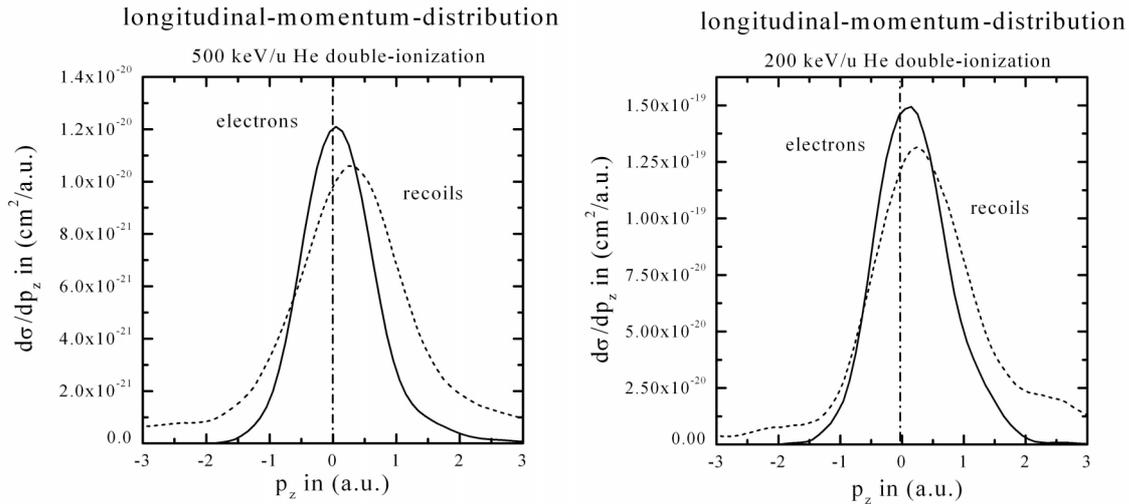


Abbildung 5.18: Longitudinale Impulsverteilung der Heliumfragmente nach der Doppelionisation des Targets durch Protonen der Einschußenergie von 500 und 200 keV/u.

Man kann vermuten, daß mit sinkender Projektilgeschwindigkeit die Proton-Elektron Wechselwirkung mehr und mehr zum Ionisationswirkungsquerschnitt beiträgt. Erst wenn die Aufenthaltsdauer des Projektils in der Atomhülle, bzw. generell die Stoßzeit gestiegen ist, kann das Proton durch direkte, separate Interaktion mit den Elektronen („binary-encounter“) oder zumindest mit einem Elektron, welches dann mit dem anderen wechselwirkt („shake-off“, „Thomas-Process“ [VME96]), eine Doppelionisation induzieren. Andererseits sinkt der Eingangsimpuls des Projektils linear mit abnehmender Einschußgeschwindigkeit, so daß nur noch engste Stoßparameter das Atom über eine Kern-Kern Wechselwirkung so stören könnten, daß es zweifach ionisiert und somit das „nuclear-scattering“ im Hinblick auf die Doppelionisation zunehmend an Bedeutung verliert. Die Konkurrenz dieser stoßparameterabhängigen Einzelprozesse tritt hier deutlicher zu Tage als bei der Einfachionisation. Über die Form der Verteilungen und die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte kann aufgrund der schlechten Statistik keine zuverlässige Aussage gemacht werden.

Für die Doppelionisation von Helium durch schwere hochgeladene Ionen wie dem achtundzwanzigfach positiv geladenen Selen Se^{28+} konnte die Kinematik der Reaktion an der GSI bereits vollständig vermessen werden. Es zeigt sich, daß für diese Art der Störung das Rückstoßion beide Impulse der in Vorwärtsrichtung emittieren Elektronen (ein schnelles und ein langsames) ausbalanciert, so daß das α -Teilchen gegen die Projektilstrahlrichtung mit einem mittleren Impuls von -1.2 a.u. ausgesendet wird. Die beiden Elektronen haben für ihren maximalen Wirkungsquerschnitt jeweils beide ungefähr denselben Impuls von 0.6 a.u.. Die Analogie zur Photoionisation kann im Bild virtueller Photonen im Sinne des Weizsäcker-Williams Formalismus erfolgreich beschrieben werden (vergleiche [HKO96]). In dieser Theorie agiert das schnelle hochgeladene Ion wie ein intensives breitbandiges Photonenfeld, das die beiden Elektronen unabhängig voneinander durch verschiedene Photonen bei minimalem Impulsübertrag ins Kontinuum hebt.

Im folgenden werden wir uns wieder auf die Einfachionisation von Helium konzentrieren und versuchen, über die Impulsverteilungen in allen drei Raumdimensionen auf die vorliegenden grundlegenden Prozesse (und deren Kombinationen) in den untersuchten Streureaktionen zu schließen. Der Vergleich mit der Ionisation durch schwere hochgeladene Ionen wie dem Se^{+28} (siehe [WSC96]) wird dazu noch öfters herangezogen werden. Die auf 3.6 MeV/u beschleunigten Schwerionen rufen eine Störung q/v_p hervor, die zehn bis

dreißig mal größer ist, als die durch Protonen der Einschußenergie von 200 keV/u bis 1.3 MeV/u.

5.2.2 Dreidimensionale Impulse

Durch die vollständig bestimmte Kinematik aller Fragmente der Streureaktion ist der Impulsraum des Endzustandes des Stoßprozesses in allen drei Dimensionen gleichzeitig zugänglich. Dies erlaubt uns den kompletten Impulsvektor bzw. dessen Verteilung eines jeden Teilchens darzustellen, was jedoch zweidimensionale Höhen- und Oberflächengraphen, wie sie uns nun mal auf einer Papierfläche zur Verfügung stehen, nicht leisten können. Deswegen bewegt man sich am besten in Schnitten oder Projektionen durch den Impulsraum und zwar in den Ebenen wie sie am Beginn des Abschnitts definiert worden sind. Somit werden immer zwei Impulskomponenten gegeneinander aufgetragen, und die Wahrscheinlichkeit für den entsprechenden Zustand kann dann dem Konturverlauf des Graphen entnommen werden. Die Wirkungsquerschnitte sind für das Verständnis der Dynamik der Fragmente und der interaktiven Wechselwirkungen der Teilchen untereinander zunächst nicht von Belang, so daß die Besetzungswahrscheinlichkeit nur selten normiert wurde.

Wir begeben uns zuerst in das recoil-system, halten also das Rückstoßion auf der Stoßebene entlang der positiven x-Achse fest und projizieren den Impuls des Elektrons und den Impulsverlust des Projektils auf diese Fläche, so daß in den folgenden Darstellungen der Impuls in Extraktionsrichtung des Spektrometers gegen den Impuls bzw. den Impulsverlust parallel zur Projektilstrahlrichtung aufgetragen wird. Projiziert man diesen Höhenplot auf seine Abszisse, erhält man wieder die im vorigen Abschnitt diskutierten jeweiligen Longitudinalimpulsverteilungen. Für alle Einschußenergien findet man immer, wohl auch durch die Spektrometerauflösung bedingt, zum jeweiligen mittleren Vorwärtsimpuls der Rückstoßionen einen mittleren Impuls in x-Richtung von 0.45 a.u..

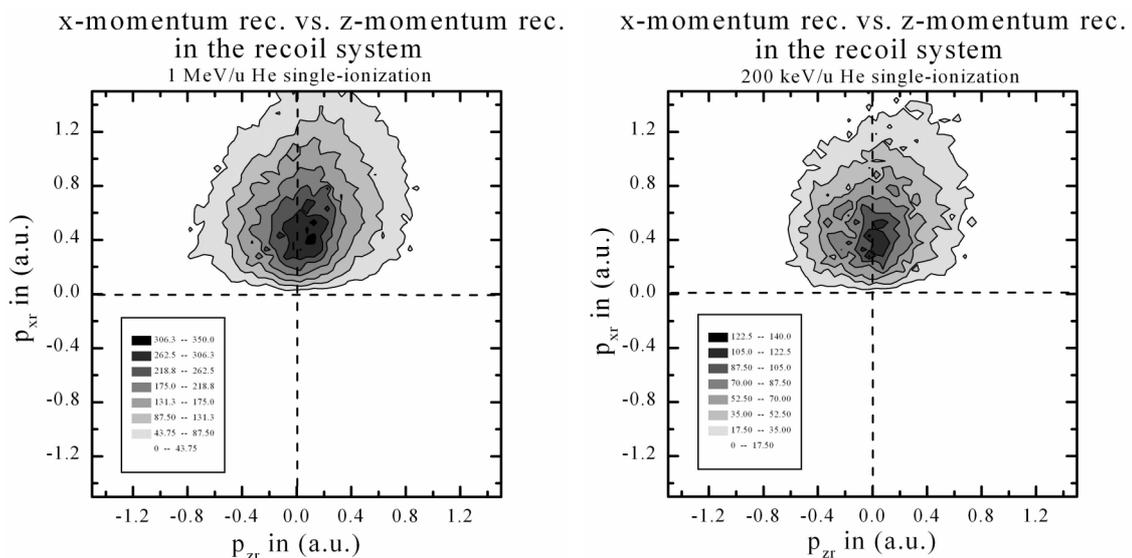


Abbildung 5.19: Zuordnung des Rückstoßionenimpulses in x-Richtung zum Longitudinalimpuls im Rückstoßionensystem für die Einschußenergie von 1 MeV/u und 200 keV/u der Protonen. Die Impulskomponente senkrecht zur Zeichenebene (y-Koordinate) ist Null, gemäß der Projektion auf die Stoßebene.

Die Form der Verteilung hat nahezu die symmetrische Gestalt einer Kerzenflamme (Abbildung 5.19), deren Spitze leicht gegen die x-Achse geneigt ist. Mit abnehmender Projektilgeschwindigkeit verstärkt sich diese Biegung leicht und die Symmetrie geht verloren.

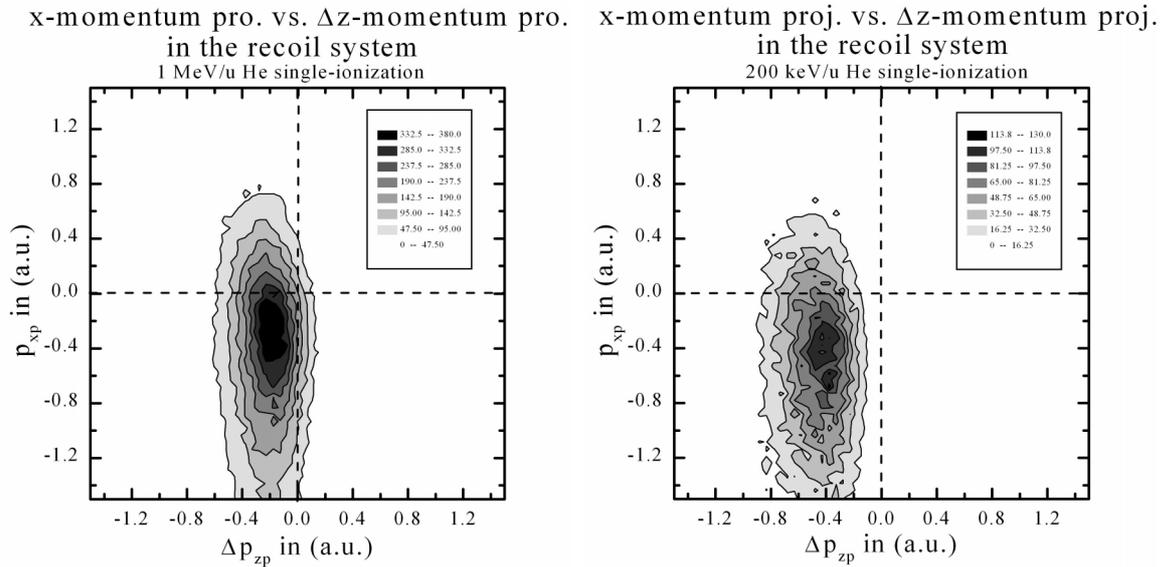


Abbildung 5.20: Die zu den oben gezeigten zweidimensionalen Rückstoßionenspektren gehörenden Projektilimpulsverteilungen in der Stoßebene (**Rückstoßionensystem**) für die Einschussenergie von 1 MeV/u und 200 keV/u.

Das heißt, wenn überhaupt große Vorwärtsimpulse auf das He^+ -Teilchen bei kleinen Protoneneinschussgeschwindigkeiten übertragen werden, dann nur für kleinere Impulse in x-Richtung, als dies für große Projektilimpulse der Fall ist. Dieser Zusammenhang gibt einen Hinweis auf die wachsende Zuschauerrolle des Rückstoßions für abnehmende Einschussenergien. Die geschwindigkeitsunabhängigen Transversalimpulse des Ionenendzustandes kann man erst in Verbindung mit der dazugehörigen Projektilimpulskomponente (Abbildung 5.20) verstehen. Während die Elektronen in erster Linie, wie oben beschrieben, die Longitudinalimpulsverluste des Protons ausgleichen und die Ionen den PCI-Effekt kompensieren müssen, balancieren im Rückstoßionensystem scheinbar diesmal die Rückstoßionen den Impulsübertrag auf das Projektil in transversaler Richtung aus (vergl. Abbildung 5.21).

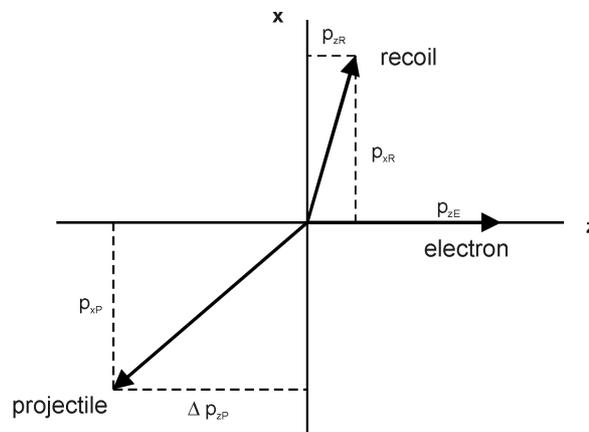


Abbildung 5.21: Schematische Darstellung der Impulsbilanz der Reaktionsfragmente im Rückstoßionensystem.

Betrachtet man nun einmal die Verteilung der Elektronen (Abbildung 5.22), so erkennt man eine nahezu symmetrische aber eine leicht nach unten, also zu den Rückstoßionen entgegengesetzt, verschobene Form, die sich aber mit zunehmender Störung durch das Proton aufweitet und damit in die Länge gezogen wird. Die maximalen Transversalimpulse von ± 1.2 a.u. treten immer für die jeweiligen mittleren Vorwärtsimpulse auf.

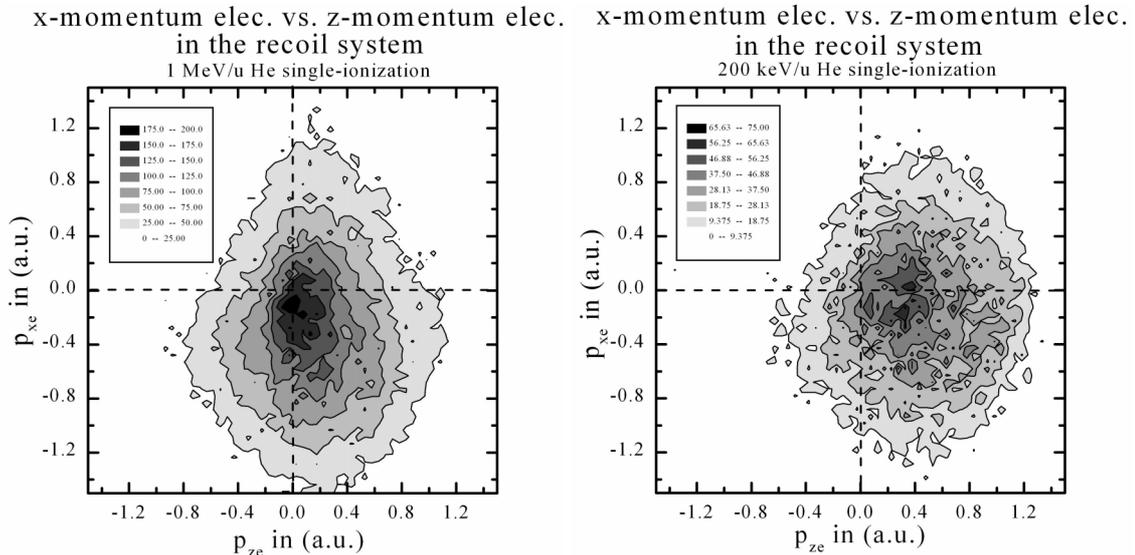


Abbildung 5.22: Die Impulsverteilungen der Elektronen in der Stoßebene (**Rückstoßionensystem**) für die Einschußenergien 1 MeV/u und 200 keV/u der Protonen.

Jetzt kann man die verschobene Flammenform der Rückstoßionenverteilung als Antwort auf diesen Effekt verstehen. Da es nämlich den Elektronen erlaubt ist auch Transversalimpulse einzunehmen, die in die gleiche Richtung wie die der Projektile weisen, muß das He^+ -Teilchen zusätzlich diesen Impuls kompensieren, was zu einer Überhöhung des differentiellen Ionisationswirkungsquerschnitts des Transversalimpulses der Rückstoßionen für den mittleren Wert des Longitudinalimpulses der Elektronen führt und als Ausbuchtung/Ohr/Rücken im Graphen zu erkennen ist. Wenn die Elektronen mit der gleichen Wahrscheinlichkeit Impulse entgegengesetzt zum Projektiltransversalimpuls besitzen, was zu Ablenkwinkeln des Protons von maximal 0.55 mrad führen kann, gleichen beide Fragmente des Heliumatoms die großen Transversalimpulse des Projektils von bis zu 2.5 atomaren Einheiten aus. Wieder kommt dem Rückstoßion eine recht passive Rolle in der Streureaktion zu. Es reagiert vor allem über die vermittelnden Elektronen auf die Störung des Projektils. Desweiteren ist ein durchaus wahrnehmbarer Anteil an Elektron-Rückstoßion-Korrelationen unverkennbar. Nur für wenige Fälle werden das Projektil und das Rückstoßion in die selbe Richtung gestreut. In der Impulsverteilung der Projektile wird die beschriebene zunehmende Verbreiterung in der Protonenstrahlrichtung und die wachsenden mittleren Impulsverluste Δp noch einmal deutlich. Die Struktur der Transversalimpulsverteilung der Projektile ändert sich nicht merklich. Für eine Einschußenergie von 200 keV/u kann man in der Impulsverteilung der Rückstoßionen die zu negativen Longitudinalimpulsen steiler abfallende Flanke wiedererkennen, die sich hier, in der zweidimensionalen Darstellung, bei einer logarithmischen Skalierung des Wirkungsquerschnitts, als eine begrenzendende Kante offenbart (nicht dargestellt). Dieser Effekt wird mit steigender Störung noch deutlicher werden. Auf diesen Aspekt wird später noch genauer eingegangen.

Will man herausfinden welche Prozesse die Einfachionisation bei einer beliebigen Einschußenergie der Projektile dominieren, ist es von Vorteil, die Relativwinkel der Stoß-

partner in der Azimuthalebene gegeneinander aufzutragen. Diese Darstellungsweise wurde erstmals von R. Mooshammer et al. [RMO97] eingeführt und hat sich in der Diskussion der Winkelkorrelationen etabliert. In der resultierenden Darstellung (siehe Abbildung 5.23) ist der Winkel zwischen dem Rückstoßion und dem gestreuten Projektil ϕ_{rp} auf der Ordinate gegen den Relativwinkel zwischen dem Rückstoßion und dem dazu emittierten Elektron ϕ_{re} auf der Abszisse aufgetragen.

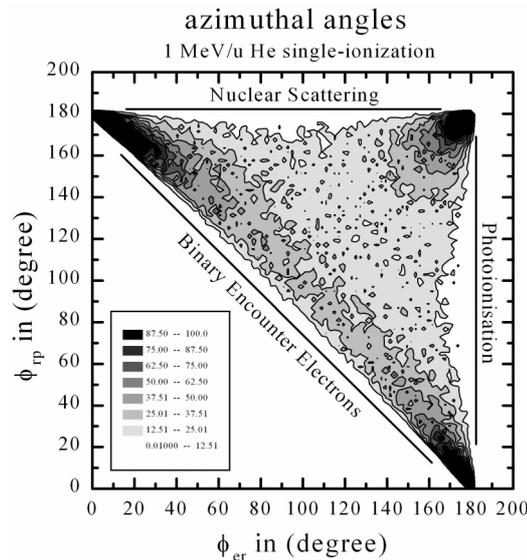


Abbildung 5.23: Die Azimutalwinkel zwischen dem Rückstoßion und dem Projektil (Ordinate) aufgetragen gegen die Winkel zwischen dem Rückstoßion und dem Elektron (Abszisse) für die, durch die Einschußenergie von 1 MeV/u der Protonen induzierte, Einfachionisation von Helium. Die Fläche unterhalb der Diagonale ist aufgrund der Impulserhaltung verboten.

Man erhält die Form eines rechtwinkligen Dreiecks. Der Bereich unterhalb der eingezeichneten Diagonale ist aufgrund der Impulserhaltung verboten. Die jeweiligen Seiten kann man durch einfache Überlegung mit den verschiedenen Stoßprozessen identifizieren. Für die direkten Kern-Kern-Wechselwirkungen, in denen die Elektronen die Rolle des Zuschauers übernehmen sowie die Rückstoßionen und die Projektile entgegengesetzt in verschiedene Richtungen emittiert werden, beträgt der Winkel $\phi_{rp} = 180^\circ$. Ereignisse dieser Charakteristik („nuclear-scattering“) sind demnach entlang der waagrechten Dreiecksseite ausgerichtet. Mit der gleichen Argumentation kann man der Diagonalen $\phi_{rp} = 180^\circ - \phi_{re}$ die Projektil-Elektron Wechselbeziehung („binary-encounter-electrons“) zuweisen, und die senkrecht stehende Seite beschreibt die starke Wechselwirkung zwischen den Elektronen und den Rückstoßionen, bei denen das Projektil unter beliebigen Winkel gestreut werden darf, so wie man es von der Photoionisation („photoionisation“) her kennt. Alle kinematischen Verläufe innerhalb der Dreiecksgrenzen stellen Kombinationen aus den beschriebenen grundlegenden Prozessen dar und kennzeichnen somit den Impulsaustausch zwischen allen Stoßpartnern einer Dreikörperstreureaktion. In der durch Protonenstoß der Einschußgeschwindigkeit von 7.22 a.u. bis hinunter zu 2.83 a.u. induzierten Einfachionisation von Helium findet man vor allem Ereignisse vor, bei denen die Elektronen gegen die Rückstoßionen unter einem Winkel von $\leq 45^\circ$ ausgesendet und die Projektile gegenüber den He^+ -Teilchen um einen Winkel von $\geq 155^\circ$ ausgelenkt werden. Es zeigt sich aber auch, daß es viele Stöße gibt, bei denen die Rückstoßionen und die Elektronen unter 180° gegeneinander die Reaktionszone verlassen. Es liegt also permanent eine Mischform aus „binary-encounter“, „nuclear-scattering“ und in geringerem Maße der „photoionisation“ vor, wobei der Anteil der Projektil-Elektron-Wechsel-

wirkungen zu überwiegen scheint. Die sogenannten „back-to-back“ Emissionen der Fragmente des Heliumatoms, bei denen sich die Elektronen und die Rückstoßionen in entgegengesetzter Richtung auseinander bewegen, stellen also durchaus einen deutlichen Beitrag für die Einfachionisation dar. Das es derartige Prozesse gibt, konnte man schon am Anteil der in positiver x-Richtung emittierten Projektile in der Abbildung 5.20 erkennen, die sich in die gleiche Richtung ausbreiteten wie die Rückstoßionen. Diese weisen sich nun als Ionisationsprozesse durch Projektil-Elektron-Wechselwirkungen aus, bei denen das Proton am Elektron in Richtung des Heliumkerns gestreut wird. Dieser Fall tritt bei den kleinen Störungen genauso häufig auf wie eine Kern-Kern-Streuung, bei denen das Proton und das He^+ -Teilchen unter 180° „auseinanderfliegen“, und das Projektil beim Austritt aus der Atomhülle das Elektron direkt trifft und beide unter dem selben Winkel emittiert werden. Diese für Elektroneneinfang- und Cusp-Prozesse typischen Winkelkorrelationen in Verbindung mit engen Stoßparametern treten mit sinkender Projektilanfangsgeschwindigkeit häufiger auf. Bei einer kinetischen Energie der Protonen von 200 keV/u sind die verschiedenen „back-to-back“ Emissionsprozesse für Helium dann unterschiedlich wahrscheinlich. Die Tendenz ist für die Mehrzahl der Ionisationsprozesse kaum wahrnehmbar, zeichnet sich aber durch eine leichte Drehung der Häufung um den Punkt (0° , 180°) in Richtung der waagrechten Seitenachse („nuclear-scattering“) des Dreiecks aus.

Diese Behauptung wird unterstrichen durch die Tatsache, daß für die entstehenden freien niederenergetischen Elektronen (≤ 2 eV) die Kern-Kern-Streuung etwa zu einem Drittel zu derartigen Ionisationsprozessen beiträgt, während die direkten Projektil-Elektron-Stöße so gut wie keine langsamen Elektronen produzieren können. Dieser Effekt tritt bei jeder Einschußenergie auf, aber sobald die Projektilgeschwindigkeit sinkt, werden vornehmlich auch mehr langsamere Elektronen im Vergleich zur Gesamtmenge aller freien Elektronen emittiert, die vorzugsweise durch den beschriebenen Prozeß entstehen. Für den Nachweis solch langsamer Elektronen wurde für jede Projektileinschußenergie eine Meßreihe mit einer niedrigen Spektrometerabsaugspannung (50 V) durchgeführt, für die hier ein solches Spektrum (Abbildung 5.24) exemplarisch gezeigt wird.

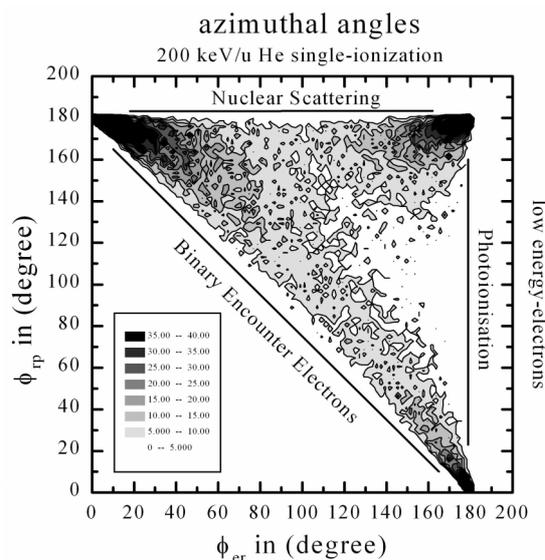


Abbildung 5.24: Die azimutale Winkelverteilung bei einer Einschußenergie der Projektile von 200 keV/u für die niederenergetischen Elektronen (≤ 2 eV). Der Anteil der „back-to-back“ Emissionen der Heliumfragmente induziert durch direkte Kern-Kern-Stöße gewinnt an Bedeutung für die Einfachionisation von Helium.

Auf der Seite der Photoionisation findet man jedoch zu keiner hier untersuchten Störung besonders große Beiträge zur Einfachionisation von Helium. Für schwere hochgeladene Projektilionen wie dem Se^{+28} mit 3.6 MeV/u kinetischer Energie überwiegt der Anteil der „back-to-back“ Emissionen ganz deutlich, so daß dadurch diese Art der Störung eindeutig als Photoionisation identifiziert wurde und im Bild der virtuellen Photonen quantitativ verstanden werden konnte (siehe [HKO96] und [WSC97]).

Kommen wir nun erst noch einmal zurück auf den dreidimensionalen Impulsraum und wechseln in die Ansicht des Projektilsystems, bevor wir später noch einmal näher auf die winkelkorrelierten Emissionscharakteristika eingehen werden. In dieser Konfiguration definiert der Transversalimpuls des auslaufenden Protons die positive x-Achse der Stoßebene und die Impulse der Heliumfragmente werden auf diese Fläche projiziert, so daß wieder der Impuls in der Zeitrichtung (x-Achse) des Spektrometers gegen den Longitudinalimpuls (z-Achse) aufgetragen wird.

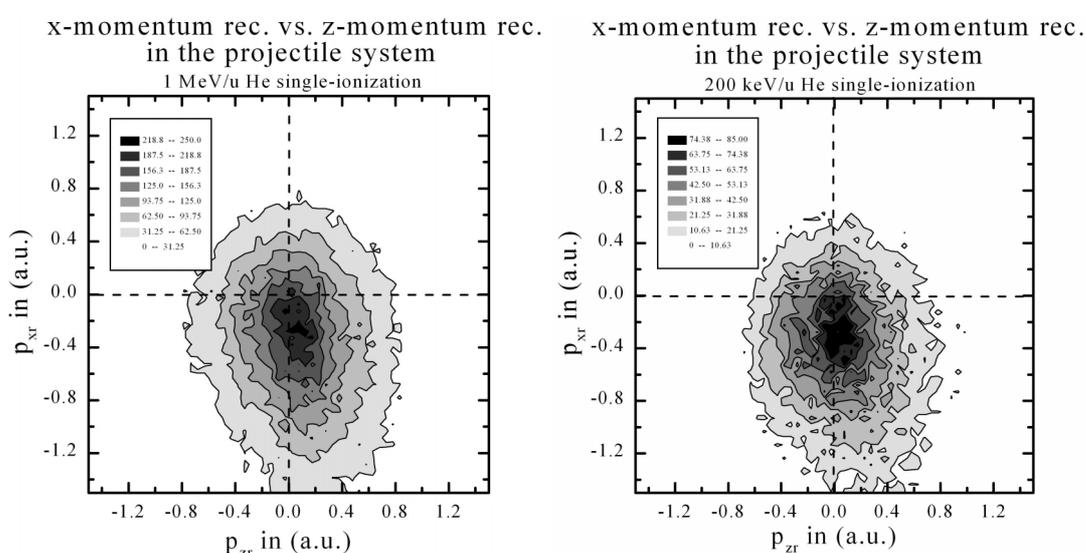


Abbildung 5.25: Zuordnung des Rückstoßionenimpulses in x -Richtung zum Longitudinalimpuls im **Projektilsystem** für die Einschußenergie von 1 MeV/u und 200 keV/u der Protonen. Die Impulskomponente senkrecht zur Zeichenebene (y -Koordinate) ist Null, gemäß der Projektion auf die Stoßebene.

Wieder kann man die Flammenform (Abbildung 5.25) der Verteilung der Rückstoßionen erkennen, die sich mit abnehmender Projektilgeschwindigkeit leicht in Richtung der z -Achse dreht, leicht nach hinten verschoben wird und eine Kante parallel zur x -Achse aufbaut als Reaktion auf den PCI-Effekt und die Zunahme an Elektroneneinfangprozessen des Projektils. Der Anteil der Ionen, die in die Richtung des gestreuten Projektils weisen, bleibt über alle Einschußenergien gleich. Die Impulsverteilung der Projektils verändert sich, wie in der Diskussion der Longitudinalimpulskomponenten schon festgestellt, gemäß ihrer Wechselwirkungsdauer mit dem Target durch eine Verbreiterung ihrer Struktur und eine Verschiebung zu größeren mittleren Impulsverlusten. Die Elektronen (Abbildung 5.26) zeigen gegenüber der Darstellung im „recoil-system“ neue Aspekte, die wir nun mit Hilfe der Azimutalwinkelverteilung verstehen können. Deutlich kann man erkennen, wie auch das Elektron den Transversalimpuls des gestreuten Protons kompensiert und zwar zunächst bei hohen Einschußgeschwindigkeiten in der gleichen Art und Weise wie das Rückstoßion. Die Verteilung ist dabei in der Hauptsache entlang der Struktur der „binary-encounter“ Elektronen ausgerichtet, die in der Impulsdarstellung auf einem Kreis, mit der Projektilgeschwindigkeit als Mittelpunkt und Radius, orientiert sind. Dies zeigt der Kreis-ausschnitt, der zusätzlich als durchgezogene Linie in den Graphen eingezeichnet ist. Die

gestrichelte Linie beschreibt die binary-encounter Elektronen, bei denen berücksichtigt wurde, daß das Projektil, gemäß dem Impulsverlust den es durch die Ionisation des Targets hinnehmen muß, an Geschwindigkeit verliert.

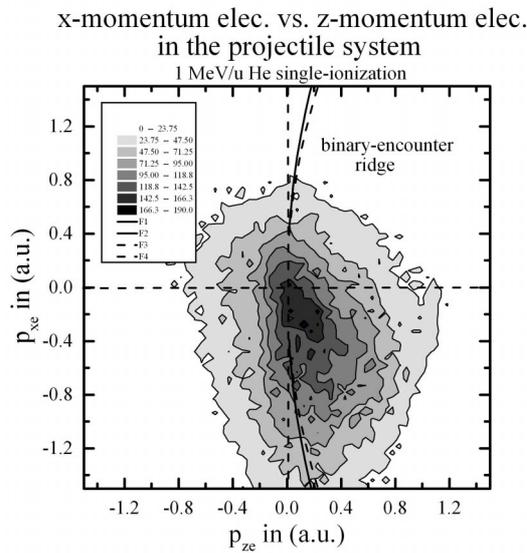


Abbildung 5.26: Impulsverteilung der Elektronen im **Projektilsystem** der Stoßebene für eine Einschußenergie von 1 MeV/u der Protonen. Die Elektronen sind hauptsächlich entlang des „binary-encounter“ Kreisausschnitts ausgerichtet, der im Impulsraum einen Kreis um die Projektilgeschwindigkeit mit dem Radius v_p darstellt (durchgezogene Linie). Die gestrichelte Linie beschreibt den „binary-encounter“ -Prozeß, der den Impulsverlust des Projektils durch die Ionisation des Targets berücksichtigt.

Dieser Beitrag spielt vor allem bei den kleineren Einschußenergien eine immer größere Rolle und darf nicht mehr vernachlässigt werden. Ein geringerer Anteil der Elektronen hat, relativ zum Projektil gesehen, kleine Transversalimpulse, die sich in der Verteilung als kleines Ohr/Ausbuchtung für größere Vorwärtsimpulse bemerkbar machen. Mit steigender Störung wächst dieser Anteil an. Für eine Projektileinschußenergie von 200 keV/u haben sich nun scheinbar zwei ovale, überlappende Häufungen gebildet (Abbildung 5.27).

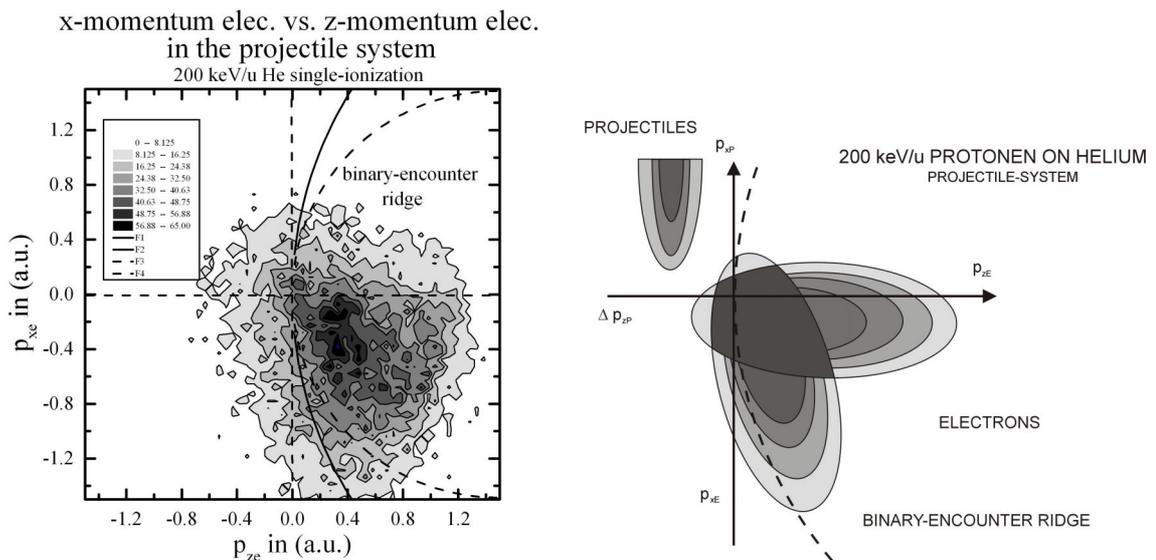


Abbildung 5.27: Darstellung der gemessenen (links) Elektronenimpulsverteilung im **Projektilsystem** der Stoßebene bei einer Einschußenergie von 200 keV/u der Protonen und die schematische Darstellung (rechts) des zunehmenden Einflusses des PCI-Effektes auf die Impulsverteilung nach dem Stoß.

Die eine ist entlang des „binary-encounter“ Kreischnitts, der gemäß der Projektilgeschwindigkeit eine stärkere Krümmung aufweist, ausgerichtet und das andere Oval/Ohr liegt nahezu parallel zur Projektilstrahlachse. Die meisten Elektronenimpulse häufen sich zwischen beiden Verteilungen in der Schnittfläche der überlappenden Ovale an. Gleichzeitig wächst dadurch der Anteil der Elektronen, die entgegengesetzt zu den meisten Rückstoßionen emittiert werden. Man erkennt also deutlich den Einfluß des attraktiven Coulombpotentials der Protonen auf die Emissionscharakteristik der negativ geladenen Fragmente des Heliumatoms.

Der nahezu logarithmische Verlauf ($R^2 = 0.9896$) des Maximums der Polarwinkelverteilung der ausgesendeten Elektronen in Abhängigkeit von der Einschußenergie bestätigt diesen Mechanismus (vergl. Abbildung 5.29). In dieser Darstellung wird der Emissionswinkel der Elektronen gegen die Projektilstrahlachse, integriert über alle Rückstoßionen, von 0° bis 180° aufgetragen (Abbildung 5.28).

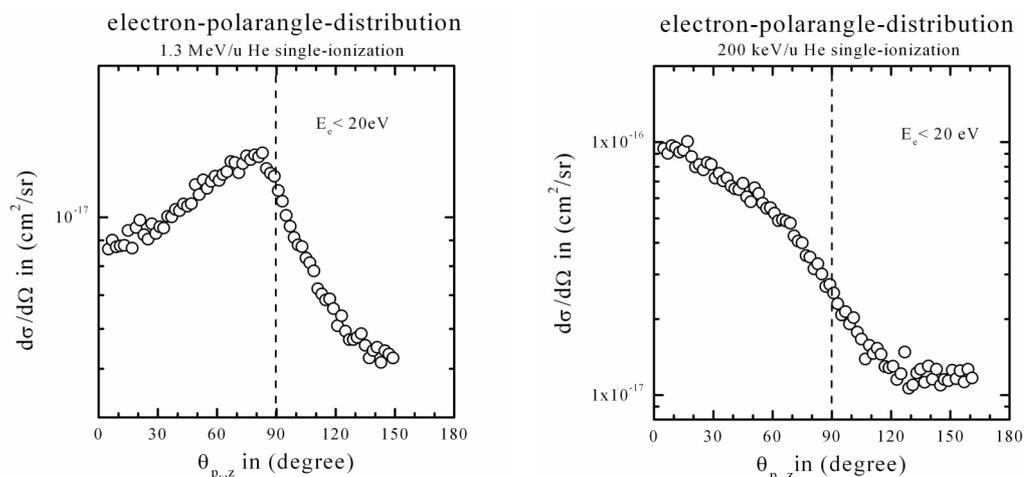


Abbildung 5.28: Verteilung der Elektronenpolarwinkel integriert über alle Rückstoßionen für Elektronenenergien unterhalb 20 eV bei einer Einschußenergie der Projektile von 1.3 MeV/u und 200 keV/u.

Für die hohe Projektilgeschwindigkeit werden die Elektronen vorwiegend unter 83° ausgesendet. Für 200 keV/u kinetischer Einschußenergie ist die Störung durch die Zeitdauer der Projektil-Elektron Wechselwirkung so groß, daß die Elektronen nun hauptsächlich unter einem Winkel von 17° die Targetzone verlassen.

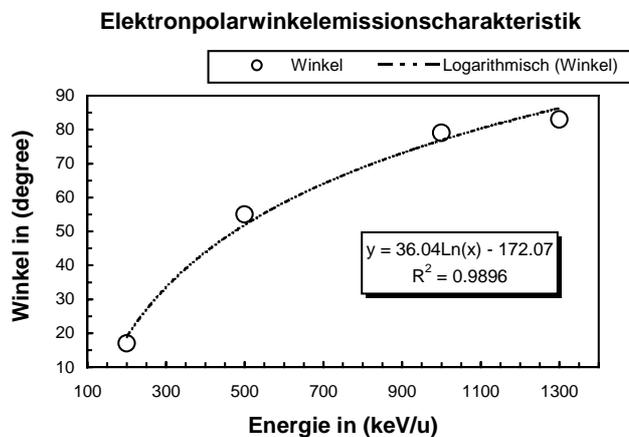


Abbildung 5.29: Mittlere Elektronenpolarwinkel (integriert über alle Rückstoßionen) in Abhängigkeit von der Einschußenergie des Projektiles für Elektronenenergie ≤ 20 eV. Die gestrichelte Kurve stellt einen logarithmischen Fit an die Datenpunkte dar.

Für Winkel, größer als 120° , ist eine leichte Erhöhung des Wirkungsquerschnitts zu beobachten, die dem sogenannten „recoil-peak“ zugeordnet werden kann. Diese Elektronen erhalten durch Stoßionisation mit dem Proton zunächst einen Impuls der in Richtung des Targetkerns weist. Für engste Stoßparameter wird das Elektron mittels Rutherford-Streuung sodann nahezu entgegengesetzt zur Projektilstrahlrichtung emittiert oder im quantenmechanischen Wellenbild am Kern reflektiert (Glory-Effekt).

Die Seitenansicht (siehe Abbildung 5.30) der Reaktion ist eine weitere Perspektive im Impulsraum, welche die Wechselbeziehung der attraktiven Protonen mit den Elektronen eindrucksvoll herausstellt. Wir befinden uns wieder im Rückstoßionensystem und betrachten die Ebene, die durch den Ultraschallatomgasstrahl und die Projektileinschußrichtung aufgespannt wird.

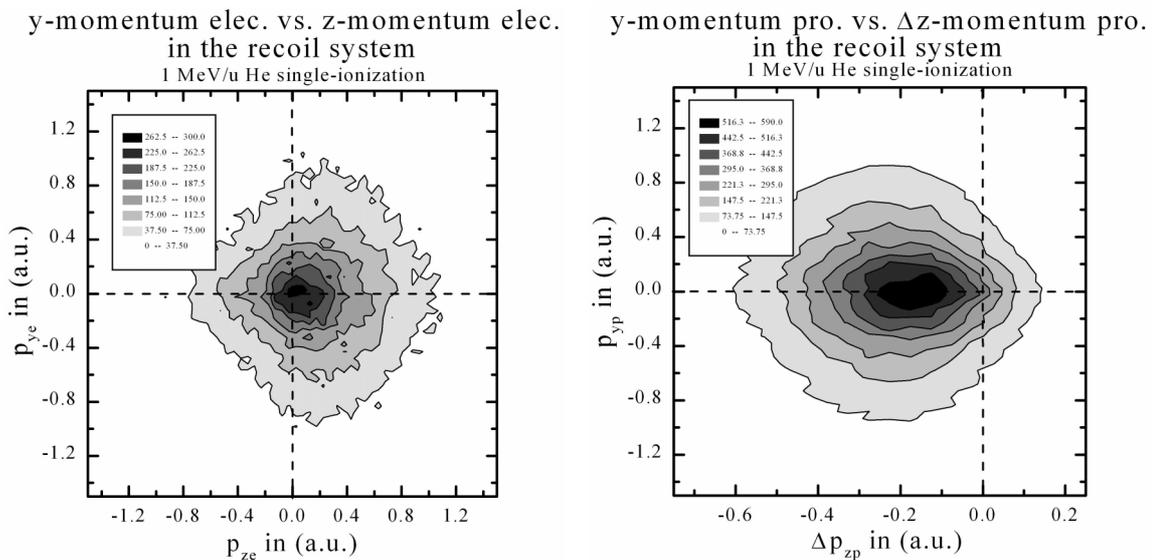


Abbildung 5.30: Seitenansicht des Stoßprozesses. Den Longitudinalimpulsen der Elektronen (links) werden die zum Atomgasstrahl parallelen (y-Richtung) Impulse zugeordnet. Für die Projektilen (rechts) ist der Impulsverlust eingezeichnet. Das Rückstoßion verläuft senkrecht zur Zeichenebene (Rückstoßionensystem). Die Einschussenergie der Protonen beträgt 1 MeV/u.

Die Rückstoßionen zeigen senkrecht in die Papierebene. Wäre die Projektilstreuung hauptsächlich durch die Kern-Kern Wechselwirkung verursacht, würde man in dieser Darstellung für die Testteilchen eine enge Verteilung um die Projektilstrahlachse erwarten. Jedoch findet man einen großen Anteil an Protonen, die aus der Stoßebene heraus emittiert werden. Das unterstreicht noch einmal den geringeren Anteil an „back-to-back“ Emissionen von Rückstoßionen und Elektronen bei der Einfachionisation von Helium.

Dieser Anteil wächst leicht durch die Verbreiterung des Verteilungsprofils in longitudinaler Richtung mit sinkender Einschussenergie an. Man kann gut die wechselseitige Beeinflussung von Protonen und Elektronen erkennen, die sich gegenseitig anziehen und dadurch die Struktur der Impulsverteilung mit wachsender Störung verformen bzw. verbreitern. Die Elektronen richten sich zunehmend nach den Projektilen aus und verlieren dadurch ihre (Ver-) Bindung zu den Rückstoßionen (siehe Abbildung 5.31). Man findet ein gleichwertiges Bild für Stöße mit hochgeladenen schweren Ionen (siehe [RMO96]).

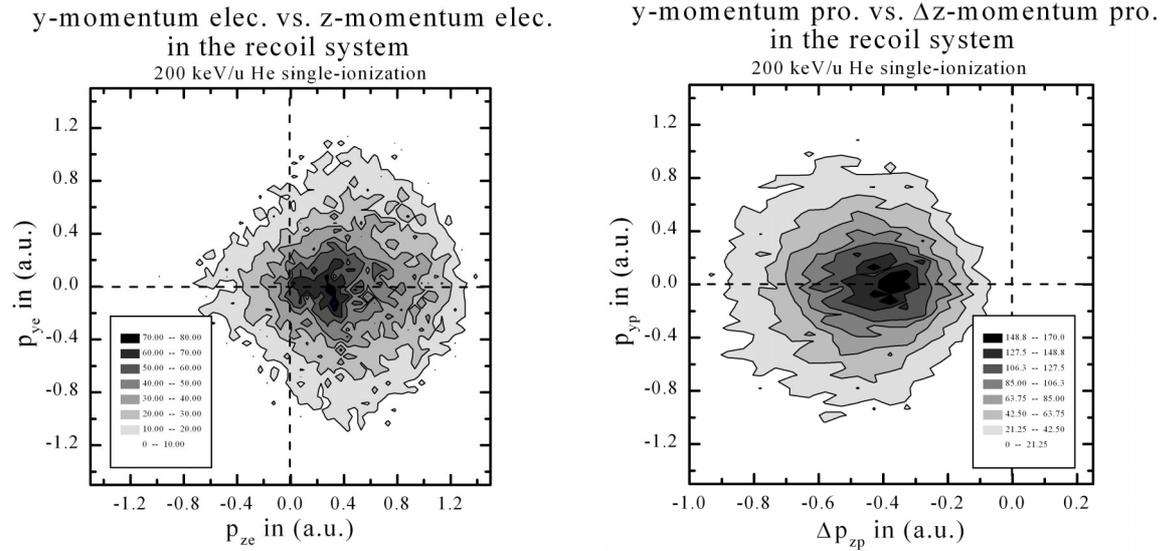


Abbildung 5.31: Gleiche Darstellung wie Abb. 5.30, jedoch für eine Einschußenergie der Projektile von 200 keV/u. Der Einfluß der „post-collision-interaction“ macht sich deutlich bemerkbar (beachte die unterschiedliche Achsenskalierung für den Projektilimpulsverlust).

Wir wollen die Diskussion im Impulsraum mit einem Blick auf die Azimuthalebene abschließen. Dies ist die Ebene senkrecht zum einlaufenden Projektilstrahl. Im „recoil-system“ wird das auslaufende Heliumion in der x-Richtung festgehalten, im „projectile-system“ das gestreute Proton, angedeutet durch die Pfeile, deren Länge aber hinsichtlich ihres Transversalimpulses keine Bedeutung haben. Im Rückstoßionensystem (Abbildung 5.32 a. und b.) erkennt man sofort, durch die um den Ursprung verschobene Elektronenverteilung, daß es eine deutliche Korrelation zwischen den He^+ -Teilchen und den Elektronen gibt. Wären keine derartigen Wechselwirkungen vorhanden, würden die Elektronen isotrop in alle transversalen Richtungen emittiert werden und die Verteilung hätte ihren Mittel-/ Schwerpunkt um den Impulsnullpunkt (0,0).

Die Projektile stoßen sich deutlich in transversaler Richtung an den Rückstoßionen ab. Ein Effekt, der mit sinkender Einschußenergie immer stärker wird (vgl. 10 keV/u p-He [RDO97] bzw. [RDO96]). Das Rückstoßion, wie auch das Elektron erhalten also demnach beide ihre Impulse senkrecht zur z-Achse durch die Einwirkung des Protons; dazu kommt aber noch der deutliche Impulsübertrag, der von der Elektron-Rückstoßkorrelation herrührt, der etwa genauso stark ist wie der Betrag, den das Projektil induziert (vergleiche Abbildung 5.32 b und c).

Die mittleren Impulse in Zeitrichtung, die das Elektron und das Ion dabei relativ zum Projektil einnehmen, sind innerhalb der Spektrometerauflösung weitgehend unabhängig von der Protonengeschwindigkeit. Das Projektil erhält einen durchschnittlichen Impuls von 0.25 a.u. (1.3 MeV/u) bis 0.5 a.u. (200keV/u) vom Rückstoßion, und das Elektron stößt sich mit einem mittleren Impuls von etwa 0.22 a.u. vom Proton ab. Für Stöße durch schnelle, hochgeladene, schwere Ionen zeigt sich auch hier, daß die stärkste Korrelation zwischen den Elektronen und den Rückstoßionen zu finden ist; das Projektil bleibt nahezu unbeeinflusst, was sich in kleinsten mittleren Transversalimpulsen bemerkbar macht. Ein Aspekt, der verhindert, auf die Stoßparameter der Reaktion zu schließen.

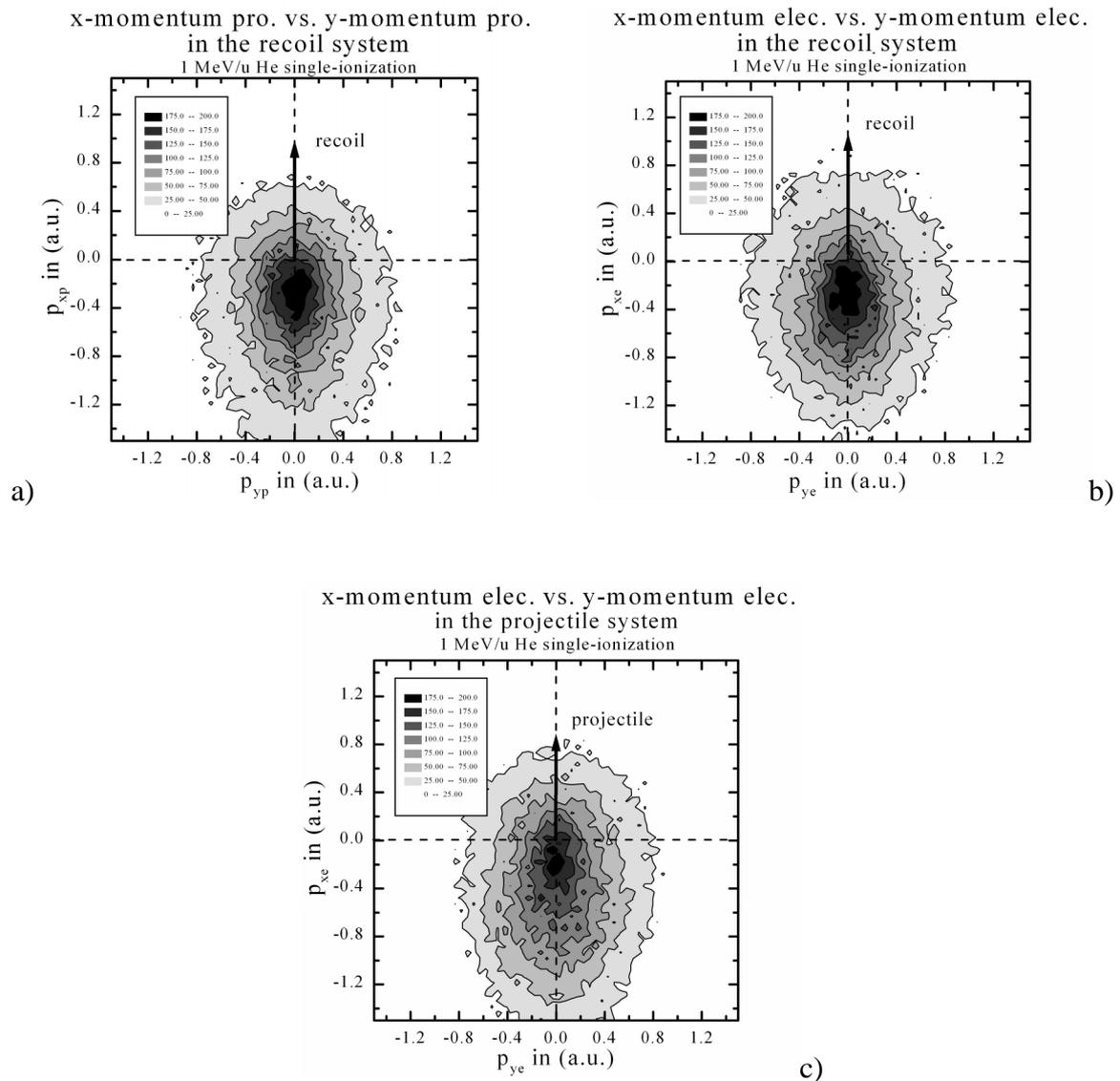


Abbildung 5.32: Blick auf die Azimuthalebene (senkrecht zum Projektilstrahl) der Streugeometrie. Die Impulse des auslaufenden Projektils (a) und des Elektrons (b) werden auf die zur Stoßebene senkrechte Ebene projiziert. Das Rückstoßion wird entlang der positiven x-Achse festgehalten (**Rückstoßionensystem**), wie es durch die Pfeile (deren Länge keine Bedeutung haben) angedeutet ist. In der Abbildung (c) werden die Elektronen für das festgehaltene Projektile (**Projektilsystem**) dargestellt. Die Projektileinschußenergie beträgt jeweils 1 MeV/u.

Betrachtet man einmal nur den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt der Transversalimpulsverteilung aller Stoßpartner der Einfachionisation (siehe Abbildung 5.33), so findet man, daß die Elektronen und die Rückstoßionen nahezu die gleichen Impulse annehmen. Was im ersten Moment zu der Annahme verleiten könnte, daß sich ausschließlich die beiden Heliumfragmente ausbalancieren. Die Transversalimpulse des Projektils sind geringfügig höher und mit der oben angeführten Diskussion wissen wir nun, daß der Impulsaustausch sich aufteilt zwischen den Heliumfragmenten und dem Proton. Die Elektronen und die He^+ -Teilchen stehen direkt miteinander in Verbindung, und sie reagieren nicht nur über die ausgleichende Impulsbilanz miteinander, in dem Sinn, daß sie den entsprechenden Impuls kompensieren, den das Projektile nicht mehr auf den anderen Stoßpartner übertragen konnte. Hier wird deutlich, daß das Projektile durch seinen störenden Einfluß eine neue Situation schafft. Aus dem neutralen Heliumatom und dem passierenden Proton wird während der Einfachionisation ein kompliziertes Dreikörperproblem

(Projektil, freies Elektron und das Heliumion) bei dem jedes atomare Teilchen mit allen anderen wechselwirken kann.

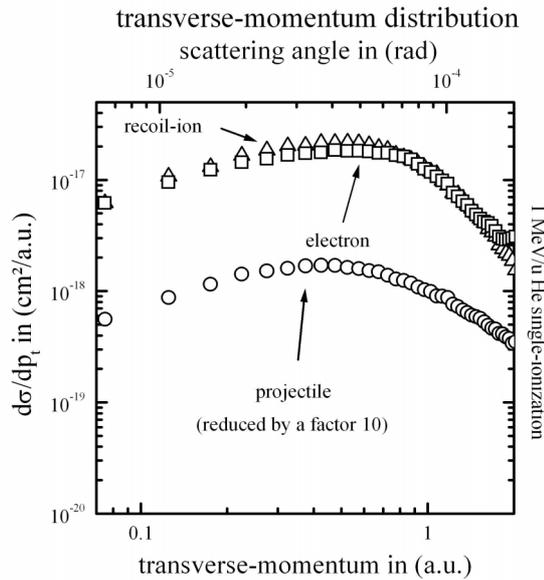


Abbildung 5.33: Verteilung der Transversalimpulse der Reaktionsfragmente Rückstoßion (Dreieck), Elektron (Quadrat) und des Projektils (Kreis). Der Transversalimpuls steht in direkter Verbindung zum Streuwinkel (obere x-Achsenkalierung). Die Einschußenergie der Protonen beträgt 1 MeV/u.

An dieser Stelle soll noch einmal darauf hingewiesen werden, daß der Projektilimpuls aus den jeweiligen Komponenten der Heliumfragmente errechnet wurde. Die auftretenden Streuwinkel liegen im sub-mrad und darunter. Für eine Auslenkung des Protons von nur 1 mm müßte zum Nachweis der Streuung der Detektor mindestens 10 m hinter der Targetzone plaziert sein. Die hohen Ansprüche an die Strahlqualität, die dann nötig wäre, um diesen Prozeß aufzulösen, kann der benutzte 2.5 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger des IKF nicht erfüllen.

Es ist uns somit gelungen, die Dynamik der Protonenstreureaktionen am Heliumtarget investigativ nachzuvollziehen und zu verstehen. Daß diese Effekte und dynamischen Abläufe repräsentativ für die Einfachionisation zu der jeweiligen Projektileinschußenergie sind, bestätigt uns die Tatsache, daß es sich bei der Mehrzahl der emittierten Elektronen um negative Heliumfragmente mit niedriger kinetischer Energie handelt, die mit der benutzten Spektrometerkonfiguration unter dem vollen Raumwinkel nachgewiesen werden können. Dies zeigt der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt der Elektronenenergie (Abbildung 5.34), der in doppellogarithmischer Skalierung aufgetragen ist.

Die Elektronen sind koinzident zum einfach geladenen Heliumion und das dazugehörige Projektil befindet sich ohne Ladungsaustausch in seinem Grundzustand. Man erkennt, daß freie Elektronen mit kinetischen Energien unter 20 eV im Kontinuum den Wirkungsquerschnitt zu 85 % dominieren. Es läßt sich ein Maximum der Verteilung zwischen ein bis zwei Elektronenvolt vermuten. Dieser Effekt ist auch an der GSI, für die durch hochgeladene, schwere Ionen induzierte Heliumeinfachionisation, beobachtet worden. Für die photonenähnliche Störung haben nur 15 % der Elektronen mehr kinetische Energie als 50 eV, aber auch hier liegt das Maximum der Verteilung bei etwa 1 eV. Weder klassische CTMC-Rechnungen, noch die Born'schen Näherungen, aber auch keine anderen experimentellen Untersuchungen der konventionellen Elektronenspektroskopie beschreiben oder verifizieren den Aspekt eines Maximums zwischen 1 eV und 2 eV.

Das Verhalten von derart niederenergetischen Elektronen war bisherigen experimentellen Methoden nicht zugänglich. Mit der Rückstoßionenspektroskopie besteht zum ersten Mal die Gelegenheit, Elektronen mit kinetischen Energien unterhalb von 500 meV zu untersuchen.

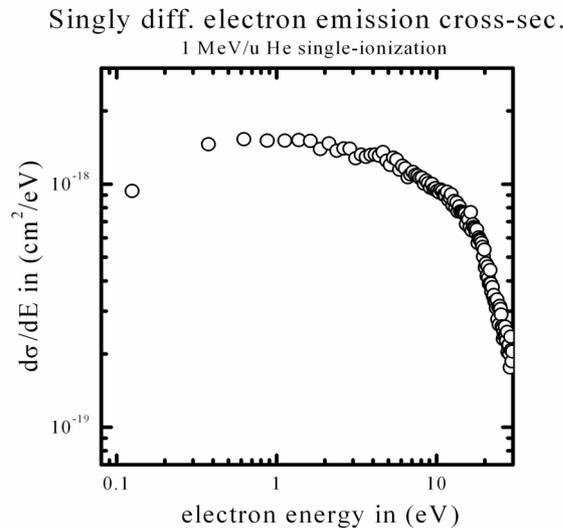


Abbildung 5.34: Einfachdifferentieller Wirkungsquerschnitt der emittierten Elektronen in Abhängigkeit von der kinetischen Energie für die Einfachionisation von Helium bei einer Einschussenergie von 1 MeV/u.

Für die Messungen an den gleichen Stoßsystemen, mit einer um den Faktor zehn reduzierten Absaugspannung des Spektrometers, sind Elektronenenergien von 0 eV bis 2 eV unter dem vollen Raumwinkel, bei einer guten Auflösung, wie oben angesprochen, zugänglich und gemessen worden. Die Diskussion dieser Daten steht noch aus und soll an dieser Stelle unberücksichtigt bleiben. Es soll hier lediglich auf diejenigen Aspekte hingewiesen werden, die den Einfluß der „post-collision-interaction“ verdeutlichen. Dazu werden die Emissionswinkel der „soft“ Elektronen gegen die Projektionsstrahlachse (P_{zE}) in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des Projektils in der Weise aufgetragen, wie man es von der konventionellen Elektronenspektroskopie aus $e,2e$ -Experimenten kennt.

Das Proton wird in dieser Darstellung (Abbildung 5.35) immer senkrecht in die untere Halbebene gestreut und zwar mit einem Azimuthalöffnungswinkel von 40° , um bessere Statistik zu erlangen. Die Elektronenenergien dürfen 0.1 bis 1.1 eV betragen, die Schrittweite der Projektiltransversalimpulsintervalle beträgt 0.2 a.u., was Streuwinkeln zwischen $15 \mu\text{rad}$ für 1.3 MeV/u Einschussenergie und $38 \mu\text{rad}$ für 200 keV/u Projektilenergie entspricht. Man erkennt in der Keulenform der Winkelverteilung die kleinen mittleren Emissionswinkel von 30° gegen die Projektionsstrahlachse für niedrige Transversalimpulse des gestreuten Protons. Mit zunehmender Auslenkung des Projektils richtet sich die Keule auf, um den Impuls des ausgelenkten Protons zu kompensieren, und es treten auch deutlich Emissionen in Rückwärtsrichtung auf. Für 90° selbst ist mitunter ein Minimum zu erkennen, um das sich die Elektronen mit zunehmendem Projektiltransversalimpuls gleichmäßig verteilen. Gleiche Transversalimpulse bedeuten für niedrigere Einschussenergien bis zu doppelt so große Ablenkwinkel des Projektils als dies für die hohe kinetische Energie von 1.3 MeV/u (vergleiche mit den entsprechenden Abbildungen 7.5 und 7.6 im Anhang) der Fall ist. Man bemerkt, daß sich die Elektronenwinkelverteilung für kleinere Protonenanfangsgeschwindigkeiten deutlich langsamer aufrichtet. Das attraktive Testteilchen zieht die negativen Fragmente des Heliumatoms nach dem Stoß in seine Bewegungsrichtung. Dieses Verhalten trifft ebenso, wenn auch nicht so deutlich, für höher en-

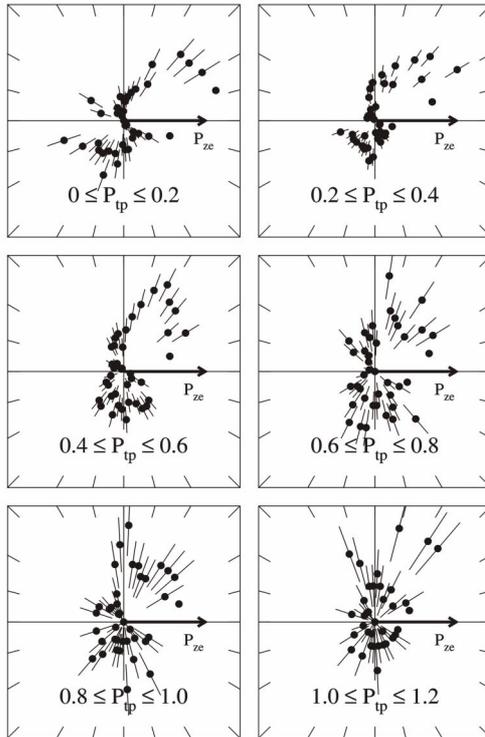
ergetische Elektronen zu. Der Anteil der senkrecht zum Impulsübertrag ausgesendeten Elektronen, der sogenannte „recoil-peak“ (siehe hierzu [HAS97]), bleibt in dieser Darstellung über alle Einschußenergien des Protons in etwa gleich.

Polarplots

elec. scattering-angles for diff. transverse-momenta of the pro.

the projectile scatters downwards
 $0.1 \leq E_c \leq 1.1 \text{ eV}$, $0^\circ \leq \angle(P_c, P_p) \leq 40^\circ$ and
 $140^\circ \leq \angle(P_c, P_p) \leq 180^\circ$ are admitted

the transverse-proj.-momentum is similar to the scattering-angle



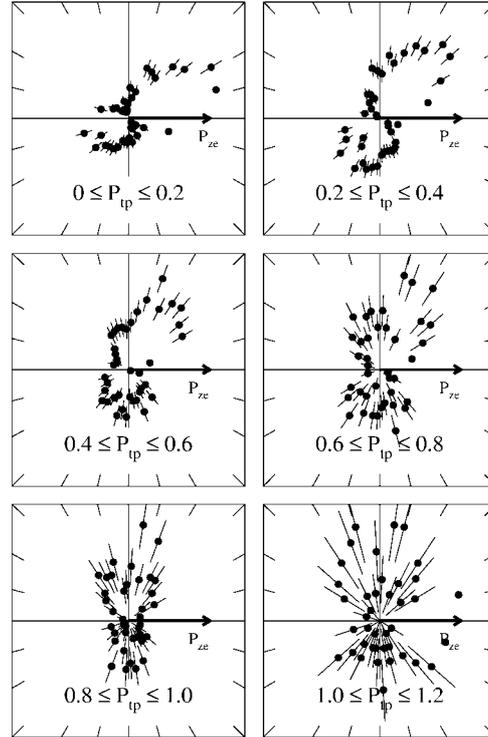
Proton+Helium, 0.5 MeV/u, single-ionisation, 6.1 V/cm

Polarplots

elec. scattering-angles for diff. transverse-momenta of the pro.

the projectile scatters downwards
 $0.1 \leq E_c \leq 1.1 \text{ eV}$, $0^\circ \leq \angle(P_c, P_p) \leq 40^\circ$ and
 $140^\circ \leq \angle(P_c, P_p) \leq 180^\circ$ are admitted

the transverse-proj.-momentum is similar to the scattering-angle



Proton+Helium, 1.0 MeV/u, single-ionisation, 6.1 V/cm

Abbildung 5.35: Darstellung der Elektronenstreuwinkel für verschiedene Transversalimpulse des gestreuten Projektils (Protons), welches parallel zur waagerechten z -Achse einläuft (P_{zc}) und senkrecht nach unten ausgelenkt wird. Dabei ist für eine ausreichende Statistik ein Öffnungswinkel in der hierzu senkrechten Ebene (Azimuthalebene) von 40° zugelassen. Die kinetische Elektronenenergie darf zwischen 0.1 und 1.1 eV betragen, denn nur für diese Energien beträgt, bei der hier ausgewählten Spektrometerabsaugspannung von 6.1 V/cm, der Nachweisraumwinkel volle 4π . Die Einschußenergie der Protonen beträgt für die linke Hälfte der Abbildung 500 keV/u und für die rechte Seite beträgt sie 1 MeV/u. Die Punkte in den Graphen stellen die Endpunkte der Polarvektoren dar, die angeben unter welchem Winkel das Elektron der Einfachionisation emittiert wurde. Der Winkel 0° entspricht hierbei einer Emission parallel zur verlängerten Strahlachse des einlaufenden Projektils (gekennzeichnet durch P_{zc}). Die Länge des Polarvektors gibt die Wahrscheinlichkeit des jeweiligen Emissionswinkels der Elektronen an. Die Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler. Für beide Einschußenergien sind gut die doppelkeulenförmigen Verteilungen zu erkennen. Die kleinere, rückwärts ausgerichtete Keule, die den Prozessen des Glory-Effektes zugeordnet werden kann, wird „recoil-peak“ genannt. Dieser Effekt kann durch die Theorie gut wiedergegeben werden (siehe Text). Das Aufrichten der Doppelkeule für zunehmende Protonentransversalimpulse bzw. –Streuwinkel verlangsamt sich mit sinkender Projektileinschußenergie, sprich mit steigender Wechselwirkungsdauer der Stoßpartner (Einfluß der „post-collision-interaction“ PCI).

Zur Zeit überprüft J. Rasch in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. C. Wheelan, ob sich ein $e,2e$ -CDW-Rechencode auf einen Ion-Atomstoß wie diesen übertragen läßt und die hier gefundenen Daten verifizieren kann.

Bevor wir nun zu noch niedrigeren Einschußenergien eines Testteilchens für eine Streureaktion am Heliumtarget kommen, soll zunächst in verkürzter Form auf den Einfluß der Projektilladung auf die „post-collision-interaction“ in der Einfachionisation von Helium, bei einer kinetischen Anfangsenergie von 1 MeV/u eingegangen werden. Dieser interessante Aspekt wird ausführlich beschrieben und diskutiert in der Dissertation von Herrn Kh. Khayyat (1998) [KKH98]. In diesem Pionierexperiment war es unserer Arbeitsgruppe erstmals gelungen, die Longitudinalimpulsverteilungen der Heliumfragmente einer durch Antiprotonen induzierten Einfachionisation mittels COLTRIMS zu spektroskopieren (siehe auch [KKH96] und [KKH98#]).

5.3 Einfachionisation von Helium durch Anti-/Protonen

5.3.1 Grundgedanken und Rückblick

Wie man in den vorherigen Abschnitten sehen konnte, kann mit abfallender Einschußgeschwindigkeit das Projektil seinen attraktiven Einfluß auf die Elektronen zunehmend geltend machen. Als logische Konsequenz muß ein repulsives Potential wie das des Antiprotons in unserem klassischen Bild die Kinetik der Fragmente invers beeinflussen. Es wäre wünschenswert, eine vergleichbare Streureaktion für eine Projektilenergie unterhalb von 500 keV/u zu spektroskopieren, um die zu erwartenden Effekte deutlich zu erkennen. Der LEAR am CERN (inzwischen demontiert) bot lediglich Energien größer als 5.9 MeV/u an, die durch den Einsatz von „Stopping-Folien“ entsprechend reduziert werden konnten. Jedoch mußte dabei ein Kompromiß aus Strahlintensität, Energie und Aufweitung des Strahls durch Streuung eingegangen werden, so daß letztlich lediglich eine Einschußenergie von 1 MeV/u zur Verfügung stand. Schon aus Sicherheitsgründen wurden die Vakua des Antiprotonenrings und der Experimentierkammer voneinander getrennt. Die Projektile traten durch ein 25 μm dickes Titanfenster, welches deren kinetische Energie bereits auf 5.38 MeV verringerte, aus dem Strahlrohr aus, passierten nach 1 cm Wegstrecke in normaler Außenluft einen 200 μm Polyvinyltuloen-Scintillator, der Teil der elektronischen Zeitmessung der Reaktion war und gelangten schließlich durch eine 133 μm dicke Mylarfolie in die Streukammer. Als Einschußenergie der Antiprotonen wurde mit Hilfe einer Scintillator-Projektildetektor Koinzidenz genau 945 keV/u ermittelt. Die sukzessive Abbremsung der Antiprotonen hatte eine Aufstreuung des Projektilstrahls zur Folge, der dadurch im Bereich des Reaktionsvolumen ca. 6 mm im Durchmesser betrug. Es können zwar durch die hervorragenden orts- und zeitfokussierenden Eigenschaften des Spektrometers und des wohl lokalisierten kalten Gastargets immer noch alle Impulskomponenten der Rückstoßionen vermessen werden, aber bei einer derartigen Targetausdehnung sind die Transversalimpulse der Elektronen, deren Trajektorien nicht durch eine elektrostatische Linse effektiv fokussiert werden können, nicht zugänglich. Die Auflösung der Longitudinalimpulse hingegen ist nur abhängig von der Ausdehnung des Atomgasstrahls, und damit können die Impulse der Fragmente parallel zur Strahlachse der Testteilchen unabhängig von der Projektilstrahlqualität vermessen werden. Die Erzeugung von Antiprotonen und deren Strahlführung am CERN, und der genaue Aufbau der COLTRIMS – Messung sind nachzulesen unter [KKH98]. Somit war es im Spätsommer 1996 zum ersten Mal möglich, die longitudinale Impulsverteilung der Stoßpartner durch die Rückstoßionenspektroskopie zu vermessen (siehe [KKH96]). Damit besteht jetzt die Möglichkeit,

den Einfluß der Projektilladung, der sich auch bei der geringen Störung zwar vermindert, aber dennoch bemerkbar machen sollte, näher zu studieren.

Obwohl es schon lange großes Interesse an den vorhergesagten unterschiedlichen Effekten der durch Protonen- und Antiprotonenstoß induzierten Einfach- und Doppelionisation von Helium gibt, wurde bislang nur ein nennenswertes Vergleichsexperiment durchgeführt. Andersen et al. [LAN90] und Hvelplund et al. [PHV94] konnten totale Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Projektilenergie für die Ionisation von Helium durch Antiprotonenstöße vermessen, die mit Ionisationsquerschnitten von M. Shah und H. Gilbody [MSH85] für die Protonenstreureaktion verglichen werden können. Es zeigt sich, daß bei hinreichend kleiner Störung (≥ 1 MeV/u Einschubenergie) die totalen Wirkungsquerschnitte für Protonen- und Antiprotonenstöße übereinstimmen und daß dieser Effekt gut durch die erste Born'sche Näherung der Störungstheorie, die mit dem Quadrat der Projektilladung skaliert und damit unempfindlich gegenüber dem Ladungsvorzeichen des Testteilchens ist, beschrieben werden kann. Jedoch ist die Gesamtwahrscheinlichkeit einer Ionisation mittels Protonen durch die attraktive Wechselwirkung mit den gebundenen Elektronen des Targets größer als der durch Antiprotonenstöße vermessene Wirkungsquerschnitt der Heliumionisation (siehe dazu [PFA91], [PHV94], [DSC89]). Es scheint, als würde das einlaufende Proton bereits das Target polarisieren können. Ein Effekt, der sich gerade bei niedrigen Einschubenergien deutlich bemerkbar machen sollte. Jedoch wächst für kleinere Projektilgeschwindigkeiten der Wirkungsquerschnitt für die Antiprotonenstoßreaktion deutlich stärker an. Man kann dies durch eine Reduktion des effektiven bindenden Potentials für die Elektronen, durch Abschirmung („screening“) der Kernladung durch das negative Antiproton, begründen. Im Gegensatz dazu erhöht sich durch die Anwesenheit des positiven Protons die attraktive Bindung der Elektronen an den Kern. Dieser für kleine Stoßparameter in Frage kommende Effekt wurde bereits für die Prozesse der Innerschalenionisation durch Protonen nachgewiesen und ist als sogenanntes „antiscreening“ bekannt [HKN95].

Für differentielle Ionisationsquerschnitte liegen weit aus mehr theoretische Vorhersagen vor als verfügbare gemessene Daten. Die Messung der Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Helium bei einer Projektileinschubenergie der Protonen von 500 keV/u in Abhängigkeit vom Elektronenstreuwinkel von Rudd et al. (1976) [MRU76] (vergl. auch Abb. 5.28) zeigt eine deutliche Erhöhung für kleine Emissionswinkel, also eine bevorzugte Streuung in Vorwärtsrichtung, die von den CDW-Kalkulationen von Fainstein et al. (1989) [PFA89] im Gegensatz zu den klassischen CTMC-Rechnungen von R. Olson et al. (1988) [ROL88] sehr gut beschrieben werden kann (vergleiche auch mit [JBE92]). Beide Theorien zeigen die bevorzugten Streuwinkel der Elektronen in Rückwärtsrichtung bei einem Antiprotonen-Helium-Stoß. Die zu erwartenden Effekte treten sicherlich stärker für größere Störungen hervor. Jedoch weichen in diesem Energiebereich die theoretischen Vorhersagen in der Stärke der Wechselwirkungen und deren Einflüsse auf die longitudinale Impulsverteilung auch deutlicher voneinander ab. Mittels der CTMC-Theorie konnten R. Olson et al. (1997) [ROL97] die Longitudinalimpulse aller Fragmente beider Stoßsysteme für eine Einschubenergie von 500 keV/u und 300 keV/u simulieren. In beiden Stoßreaktionen erkennt man mit abnehmender Projektilgeschwindigkeit deutlich die anziehenden und abstoßenden Auswirkungen der Testteilchen auf die Stoßpartner. R. Olson prognostiziert, daß die Rollen von Elektron und Rückstoßion für das inverse Vorzeichen der Projektilladung vertauschen. Für einen Protonenstoß reagieren die Elektronen ganz massiv auf das attraktive Testteilchen, indem die Struktur der Impulsverteilung zugunsten von Vorwärtsimpulsen eine antisymmetrische Gestalt annimmt, und die Verteilung der Rückstoßionen entsprechend mehr negative Impulse aufzeigt. Sowohl für 500 keV/u als auch für 300 keV/u Einschubenergie sind alle Wirkungsquerschnitte der Antiprotonenstoßreaktionen um ca. 20 % geringer als die der durch Protonen-

stoß induzierten Einfachionisation. Für eine Einschubenergie von 100 keV/u liegen durch die CDW-Rechnung von Fainstein et al. (1996) [PFA96] und die CTMC-Theorie von R. Olson et al. (1996) [ROL96] kalkulierte Elektronenlongitudinalimpulse vor, die im Gegensatz zu einer ersten Born'schen Näherung beide die attraktive Wirkung der Protonen und die repulsive Wirkung der Antiprotonen auf die Elektronen voraussagen. Ein Vergleich der Impulspeakposition der Elektronen für Protonen- und Antiprotonenstoßsysteme innerhalb der CDW-EIS-Rechnungen zeigt, daß im Limit kleiner Störungen ab einer Projektilgeschwindigkeit von größer als 4 a.u., die Elektronenimpulse bei Null verharren. Bis zu dieser Geschwindigkeit aber fällt das Maximum der Elektronenimpulsverteilung jedoch deutlich schneller für Antiprotonenstöße auf Null ab als dies der Fall für Protonenstöße ist. Verwunderlich sind die guten Übereinstimmungen der CDW-Kalkulationen mit den experimentellen Daten für kleine Einschubenergien, sofern welche vorliegen, denn schließlich liegt der CDW-EIS Theorie eine Störungsrechnung zu Grunde, die sich eigentlich erst für große Projektilgeschwindigkeiten bewährt. Desweiteren ist nicht auf den ersten Blick verständlich, daß die CDW-Theorie, deren Hauptbestandteil in erster Linie die *erste* Born'sche Näherung ist, überhaupt dem Einfluß der Projektilladung Rechnung tragen kann (die Terme höherer Ordnungen sind demnach von größerer Bedeutung, als zunächst angenommen).

5.3.2 Experimentelle Daten

Im Folgenden werden nun die experimentellen Daten beider Stoßreaktionen für eine Einschubenergie von 1 MeV/u präsentiert und mit den vorhandenen und zum Teil selbst durchgeführten Rechnungen verglichen, bevor beide Experimente einander gegenübergestellt werden. Dabei werden zunächst zur besseren Übersicht die Rückstoßionen und die Elektronen jeweils getrennt voneinander dargestellt und besprochen.

Wir beginnen mit der durch Antiprotonen induzierten Ionisation des Heliumtargets (siehe auch [KKH96]). Man erkennt auf den ersten Blick die überraschend gute Übereinstimmung der CDW-Theorie mit den Meßpunkten der Rückstoßionenlongitudinalimpulse (siehe Abbildung 5.36). Die relativ großen Fehlerbalken im Wirkungsquerschnitt sind das Resultat der angesprochenen vielen Untergründereignisse aus dem Flugzeitspektrometer, die während der Datenaufnahme die Messung störend beeinflussen.

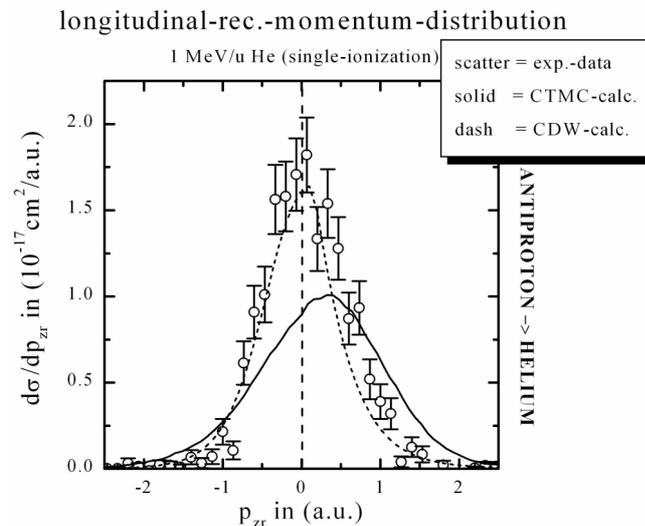


Abbildung 5.36: Longitudinale Rückstoßionenimpulsverteilung der Heliumeinfachionisation induziert durch einen Antiprotonenstoß mit der Einschubenergie von 1 MeV/u (Punkte = exp. Daten, Linie = CTMC-Rechnung, Striche = CDW-Rechnung) siehe [KKH98].

Zwar unterschätzt die Rechnung die tatsächlich gefundenen Wirkungsquerschnitte gerade im Maximum der Verteilung um bis zu 15 %, jedoch stimmt die Position des größten Querschnitts und die Form der Verteilung gut mit dem Experiment überein. Das Maximum der Verteilung ist bei beiden zu kleinen Vorwärtsimpulsen hin verschoben, und für beide verteilt sich das Integral der Kurven symmetrisch um die Null, was ein Indiz für die passive Rolle des Rückstoßions bei dieser Projektileinschussenergie ist. Die CTMC-Theorie hingegen überschätzt den Einfluß des Testteilchens auf das nach der Ionisation verbleibende He^+ -Teilchen deutlich. Die Rechnung erwartet einen um 5.5-mal größeren mittleren Vorwärtsimpuls des Rückstoßions bei dieser Einschussenergie. Dabei unterschätzt sie dessen maximalen Wirkungsquerschnitt um 50 % gegenüber dem experimentell gefundenen Wert. Die Form der Verteilung bleibt symmetrisch, ist jedoch auf FWHM um den Faktor 1.6 breiter als die Einhüllende der experimentellen Datenpunkte. Führt man die CTMC-Rechnungen aus, indem nach dem Punkt nächster Annäherung des Projektils an das Heliumtarget die attraktive Wechselwirkung des Antiprotons auf das Rückstoßion ausgeschaltet wird, die „post-collision-interaction“ somit unterdrückt wird, so findet man eine bessere Übereinstimmung der Kalkulation mit den Meßwerten (siehe hierzu [KKH98]), was ein deutlicher Hinweis auf die überschätzte Art der Störung bei dieser Projektilenergie ist. Führt man hingegen die gleiche Rechenprozedur für die protoneninduzierte Einfachionisation von Helium durch, so zeigt es sich, daß in diesem Fall die „post-collision-interaction“ auf die Form und die „Peakpositionen“ der Impulsverteilungen der Stoßfragmente nur einen sehr geringen Einfluß ausüben kann, so daß sich die Endresultate nur geringfügig gemäß der attraktiven Wirkung des Projektils auf das Elektron voneinander unterscheiden.

Für die Longitudinalimpulsverteilungen der Elektronen sind auf den ersten Blick beide Theorien in akzeptabler Übereinstimmung mit den experimentellen Daten (vergleiche Abbildung 5.37). Jedoch zeigt die CTMC-Rechnung im Gegensatz zu den Meßpunkten einen leicht zu Rückwärtsimpulsen verschobenen maximalen Wirkungsquerschnitt. Die CDW-Theorie findet die größte Wahrscheinlichkeit der Elektronenimpulse nach dem Stoß bei Null im Gegensatz zu dem positiven Wert der experimentellen Daten. Die CTMC-Theorie überschätzt damit diesen Wert noch deutlicher als es die CDW-Kalkulation voraussagt, dabei unterschätzt sie den maximalen Wirkungsquerschnitt sogar um 21 %, die CDW-Rechnung liegt 17 % unterhalb des gemessenen Querschnitts. Auch die Form der Verteilung kann die quantenmechanische Rechnung ein wenig besser beschreiben als dies die klassische Theorie mit ihrer scharfen Struktur vermag.

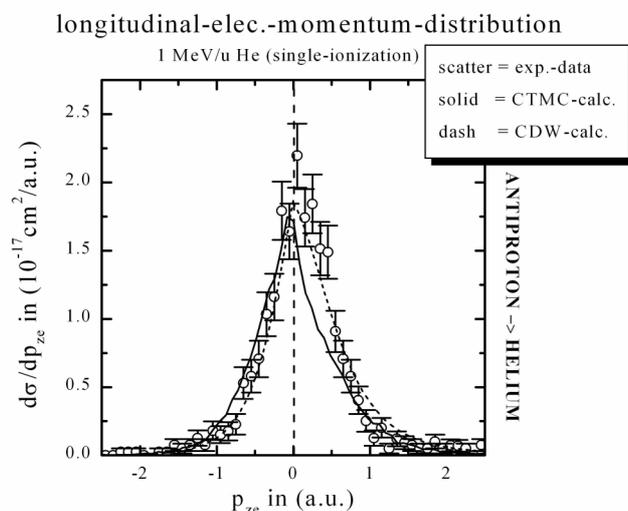


Abbildung 5.37: Longitudinale Elektronenimpulsverteilung der Heliumeinfachionisation induziert durch einen Antiprotonenstoß mit der Einschussenergie von 1 MeV/u (Punkte = exp. Daten, Linie = CTMC-Rechnung, Striche = CDW-Rechnung) siehe [KKH98].

Im Gegensatz zur CTMC-Kalkulation beschreibt die CDW-Theorie wie das Experiment eine deutliche Vorwärtsbewegung der Mehrzahl der Elektronen, was dem klassisch erwarteten PCI-Effekt eine untergeordnete Rolle zukommen läßt. Die Ergebnisse der nach einem Code von R. Olson durchgeführten CTMC-Rechnungen sind nicht nur sehr sensitiv auf den ausgewählten zulässigen Stoßparameterbereich (≤ 2 a.u.), sondern auch auf die Länge des Wechselwirkungsbereichs parallel zur Projekttilstrahlachse (-400 a.u. $\leq r \leq 9000$ a.u.). Die Rechnungen zeigen, daß sich erst bei einer großen Entfernung des Projekttils vom Atomkern (≥ 12 a.u.) nach dem Stoß die repulsive Kraft des Antiprotons deutlich bemerkbar macht und die Elektronen in die Rückwärtsbewegung drängt. Vor dem Stoß scheint das Projekttil in der Lage zu sein das Target zu polarisieren (siehe zu genaueren Diskussion [KKH98]), so daß sich, bis zu der genannten Entfernung, die Mehrzahl der Elektronen sogar in Vorwärtsrichtung bewegen.

Geht man nun zu der durch Protonen induzierten Einfachionisation des ruhenden Heliumatoms über, erkennt man sofort die große Diskrepanz in der Impulsverteilung der Rückstoßionen zwischen den experimentell gefundenen Daten und den beiden zur Verfügung stehenden Theorien, aber auch sofort die großen Unterschiede zwischen der klassischen und der quantenmechanischen Rechnung selbst (siehe Abbildung 5.38).

Beide Kalkulationen weichen stark voneinander ab und können beide nicht die Meßpunkte verifizieren. Diese zeigen gegenüber den Rechnungen eine schärfere Impulsverteilung, deren Maximum deutlich ein wenig zu Vorwärtsimpulsen verschoben ist. Auf FWHM ist die Breite der Verteilung der CDW-Theorie doppelt so groß wie die der experimentell gefundenen, und in der CTMC-Kalkulation ist sie sogar dreimal so weit ausgedehnt. Das Maximum der Verteilung beträgt für die quantenmechanische Rechnung nur 45 %, und der größte differentielle Wirkungsquerschnitt der klassischen Theorie mißt sogar nur 32 % vom Querschnitt der mittleren Impulsverteilung der gemessenen Daten.

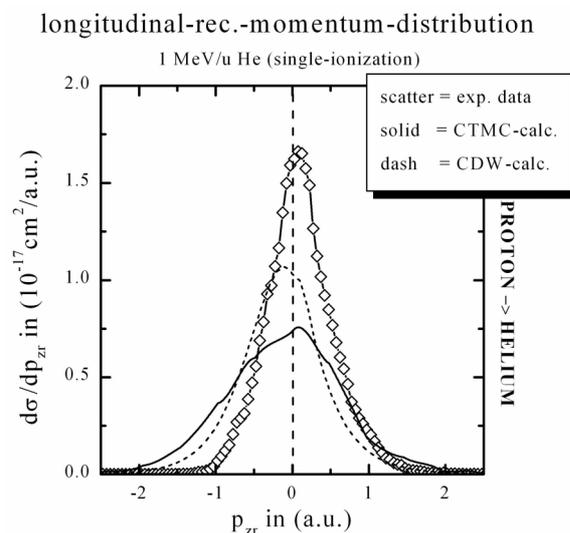


Abbildung 5.38: Longitudinale Rückstoßionenimpulsverteilung der Heliumeinfachionisation induziert durch einen Protonenstoß mit der Einschußenergie von 1 MeV/u (Punkte = exp. Daten, Linie = CTMC-Rechnung, Striche = CDW-Rechnung).

Die Peakposition der CTMC-Rechnung stimmt in etwa mit der im Experiment gefundenen überein, jedoch ist die errechnete Verteilung, wie zu erwarten war und oben schon angesprochen wurde, unsymmetrisch um ihr Maximum. Die Flanke zu negativen Longitudinalimpulsen hin ist als Reaktion auf das dynamische Verhalten der Elektronen aufgeweitet und trägt somit dazu bei, daß die Mehrzahl der Rückstoßionen in der klassischen Rechnung in Rückwärtsrichtung emittiert werden. Zu diesem Ergebnis kommt auch die

CDW-Theorie, jedoch mit einer symmetrischen Verteilung um den negativen maximalen Wirkungsquerschnitt. Die experimentellen Daten zeigen zwar auch eine gaußförmige Kurvenform, aber die Spitzenverteilung liegt bei einem kleineren *positiven* Longitudinalimpuls, so daß die meisten Ionen parallel zu Strahlachse leicht nach vorne emittiert werden. Man sieht, daß die Rückstoßionenverteilung des Experiments weder durch die eine, noch durch die andere Theorie hinreichend gut beschrieben werden kann.

Für die Longitudinalimpulse der Elektronen sind die Unterschiede zwischen der experimentell gefundenen Verteilung und denen der Theorien, sowie die Unterschiede beider Rechnungen untereinander, geringer (siehe Abbildung 5.39).

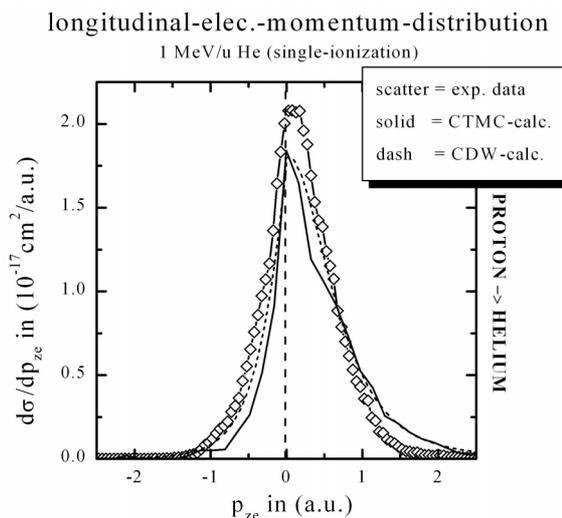


Abbildung 5.39: Longitudinale Elektronenimpulsverteilung der Heliumeinfachionisation induziert durch einen Protonenstoß mit der Einschußenergie von 1 MeV/u (Punkte = exp. Daten, Linie = CTMC-Rechnung, Striche = CDW-Rechnung).

Wie bei der CDW-Kalkulation der Elektronenimpulse für einen Antiprotonenstoß liegt auch in diesem Fall das Maximum der Elektronenverteilung der CTMC-Rechnung, der maximale differentielle Wirkungsquerschnitt der Ionisation, bei Null. Beide Theorien weisen eine um ihr Maximum unsymmetrische Verteilung auf, die aufgrund der attraktiven Wechselwirkung mit dem positiven Proton die Flanke zu positiven Impulsen hin aufweitet, so daß die Mehrzahl der Elektronen in beiden Fällen Vorwärtsimpulse aufweisen, was sich bei der CTMC-Rechnung jedoch etwas deutlicher ausprägt. Auch im Experiment sind die Elektronenimpulse in positiver Richtung bevorzugt, jedoch ist die Form der Verteilung nur unscheinbar wenig in diese Richtung aufgeweitet, so daß sie nahezu symmetrisch erscheint. Der maximale Wirkungsquerschnitt der Elektronenlongitudinalimpulse hat demnach seinen Höchstwert für einen kleinen Vorwärtsimpuls. Der CDW-Rechnung gelingt es aufgrund ihrer Kurvenform die Impulsverteilung der Elektronen, in einer durch Protonen induzierten Heliumeinfachionisation, etwas besser zu beschreiben, als dies die CTMC-Theorie vermag.

Vergleicht man nun einmal die experimentell gefundenen Daten beider Stoßsysteme jeweils für die Rückstoßionen (Abbildung 5.40) und die Elektronen (Abbildung 5.41) miteinander, so erkennt man, daß die Maxima in den Verteilungen für beide Reaktionen übereinstimmen. Die Wirkungsquerschnitte unterscheiden sich nur geringfügig. Auch die aufsteigenden Flanken der Kurven, also vornehmlich die Impulse in Rückwärtsrichtung bis zum größten Wirkungsquerschnitt, liegen sowohl für die Ionen als auch für die Elektronen so gut wie kongruent übereinander. Leichte Abweichungen sind tatsächlich für die Vorwärtsimpulse der verschiedenen Fragmente zu erkennen. Gemäß des attraktiv wirken-

den Coulombpotentials des Antiprotons nehmen die Rückstoßionen gegenüber denen aus der Protonenstreureaktion bevorzugt Vorwärtsimpulse ein.

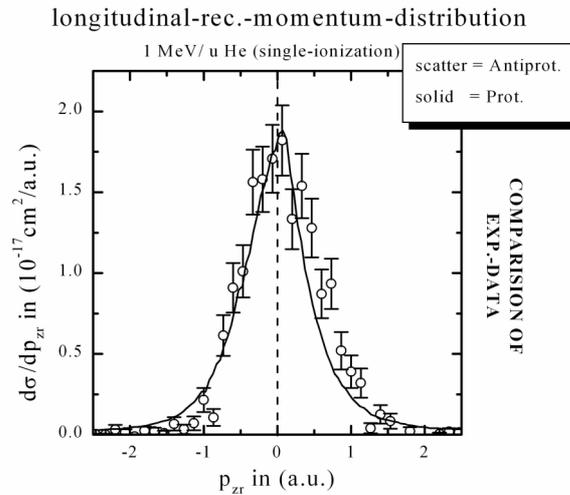


Abbildung 5.40: Vergleich der experimentell gefundenen Rückstoßionenlongitudinalimpulse der Heliumeinfachionisation, induziert durch einen Antiprotonen- (Punkte) und einen Protonenstoß (Linie) der Einschußenergie von 1 MeV/u.

Das Umgekehrte gilt für die Verteilungen der Elektronen. Die abfallende Flanke der Kurve der Elektronen, die durch die Einfachionisation des Heliums über einen Protonenstoß in das Kontinuum gelangen konnten, ist gegenüber dem Verlauf der Elektronenimpulsverteilung bei der Antiprotonenstoßreaktion leicht in die Richtung der auslaufenden Testteilchen verschoben, was auf den geringen Einfluß der „post-collision-interaction“ bei dieser Projektilenergie von 1 MeV/u hinweist. Die Impulsverteilung der Rückstoßionen für einen Protonenstoß zeigt durch die passive Rolle des Ions eine nahezu symmetrische Verteilung um den Impuls Null herum, was in guter Übereinstimmung mit den Daten einer älteren Streuwinkelmessung (vergleiche mit [RDO95]) das Comptonprofil des Heliumgrundzustandes widerspiegelt.

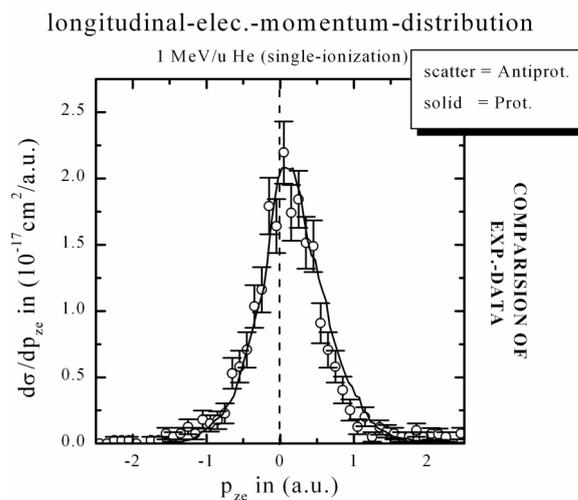


Abbildung 5.41: Vergleich der experimentell gefundenen Elektronenlongitudinalimpulse der Heliumeinfachionisation, induziert durch einen Antiprotonen- (Punkte) und einen Protonenstoß (Linie) der Einschußenergie von 1 MeV/u.

Es zeigt sich, daß für beide Reaktionen hauptsächlich die Elektronen auf die Störung des Projektils reagieren und dessen Impulsverlust ausgleichen. Dabei spielt die Ladung des

ansonsten gleichen Testteilchens nicht eine so große Rolle wie man das zunächst erwarten konnte. Zumindest für diese Einschubenergie ist die Beeinflussungsdauer der dominierenden Projektil-Elektron-Wechselwirkung zu gering für einen deutlich ausgeprägten „post-collision-interaction“-Effekt, wie man ihn für geringere Projektilgeschwindigkeiten oder größere Störungen durch schwere hochgeladene Ionen beobachten kann [WSC97]. Bis auf die Longitudinalimpulsverteilung der Rückstoßionen im Protonen-Helium-Stoß ist die CDW-EIS-Theorie ein probates Mittel, um die verschiedenen Stoßprozesse zu beschreiben. Das klassische Bild und damit eine „einfache“ Vorstellung der Streureaktionen stellt in Hinblick auf den experimentellen Befund keine befriedigende Anschauungsweise des Stoßprozesses dar.

Abschließend sind hier noch einmal die durch die Rückstoßionenimpulsspektroskopie gefundenen experimentellen Daten für die Impulse der He^+ -Teilchen und der Elektronen, der durch Protonen und Antiprotonen induzierten Einfachionisation von Helium, tabellarisch aufgelistet. Es werden die wahrscheinlichsten Longitudinalimpulse und deren Wirkungsquerschnitte selbst, die sich für die Fragmente gleicher Sorte in Anbetracht des statistischen Fehlers der Antiprotonenmessung nicht merklich voneinander unterscheiden, angegeben:

$E_p = 1 \text{ MeV/u}$ $v_p = 6.33 \text{ a.u.}$	p_{zr} in (a.u.) [Protonenstoß]	p_{zr} in (a.u.) [Antiprotonenstoß]	$d\sigma/dp_z$ ($10^{-17} \text{ cm}^2/\text{a.u.}$)
Rückstoßion	0.075 ± 0.025	0.07 ± 0.045	1.7
Elektron	0.1 ± 0.007	0.087 ± 0.039	2.1

In den nächsten Abschnitten dieses Kapitels schließen wir nun wieder an die Diskussion der durch positive Ionen induzierten Einfachionisation des Targets des vorherigen Unterkapitels an. Die Meßreihe konnte aus beschleunigertechnischen Gründen nur bis zu einer Einschubenergie von 200 keV/u für Protonen durchgeführt werden. Kleinere Projektilgeschwindigkeiten, die für den Einfluß der „post-collision-interaction“ von größerer Bedeutung sind, können nur mit schwereren Projektilen, wie sie im Anschluß verwendet wurden, erreicht werden.

5.4 Die Cusp-Kante im Rückstoßionenimpulsspektrum

Kehren wir nun wieder zu der Messung der Einfachionisation des Heliumatoms durch ausschließlich positive Projektile, den Protonenstößen, zurück. Ab einer Einschubenergie des Testteilchens von 500 keV/u und darunter spielen Elektroneneinfangprozesse des Projektils eine immer größere Rolle. Diese Prozesse wurden zuvor bei der Untersuchung der Dynamik der Elektronen- und Rückstoßionenbewegung in der Einfachionisation ausgeklammert. Für kleinere Einschubgeschwindigkeiten beherrschen sie aber den Wirkungsquerschnitt der Ionisation und werden nun in den Blickpunkt der Untersuchungen gestellt. Die Stärke der Störung wächst durch die Abnahme der Geschwindigkeit des Protons gegenüber dem zu ionisierenden Elektron, welches sich mit einer mittleren Umlaufgeschwindigkeit von $v_e = 1.35 \text{ a.u.}$ auf der Grundzustandssphäre des Heliumatoms bewegt, an. Bei allen Capture-Prozessen dominiert naturgemäß die Wechselwirkung zwischen Projektil und Elektron den Stoßprozeß. Die höchste Wahrscheinlichkeit für einen Einfangprozeß besteht dann, wenn sich das Elektron innerhalb der Wechselwirkungsdauer mit der gleichen Geschwindigkeit in dieselbe Richtung wie das Projektil bewegt. Aus diesem Grund hat der totale Wirkungsquerschnitt einer Einfangreaktion sein Maximum bei

einer Projektilgeschwindigkeit, die nahe der mittleren Geschwindigkeit des gebunden Elektrons ist. Diesen Zusammenhang bezeichnet man als „velocity-matching“. Hat hingegen die kinetische Energie des Elektrons im Projektilsystem den gleichen Betrag wie seine Bindungsenergie im Anfangszustand, so spricht man von „energy-matching“, was ebenfalls die Einfangswahrscheinlichkeit erhöht. Je höher die Einschußenergie im Vergleich zur mittleren Elektronengeschwindigkeit ist, desto näher muß sich das Projektil am Targetkern aufhalten. Denn sowohl klassisch als auch quantenmechanisch sind höhere Impulskomponenten der Elektronen und damit größere Geschwindigkeiten dichter am Atomkern lokalisiert. Kleinere Stoßparameter bedeuten bei einer Kernstreuung größere Ablenkwinkel des Projektils.

Nun ist, wie beschrieben, nicht nur ein Einfang in gebundene Zustände in das Projektil möglich, sondern es besteht auch eine große Wahrscheinlichkeit dafür, daß sich das ionisierte Elektron zwar mit gleicher Geschwindigkeit mit dem Projektil fortbewegt, jedoch weder einen Zustand nahe am Grundzustand des Projektils noch einen hohen Rydbergzustand bevölkert, sondern lediglich in einen „Kontinuumszustand des Projektils“ (was immer das heißen mag) eingefangen wird. Dieser Prozeß wird wegen der scheidelförmigen Form des Elektronenenergiespektrums Cusp (engl. „Horn“) oder auch „Electron-Capture-to-Continuum“ (ECC) genannt (siehe zum Beispiel [OHE87]). Er stellt damit einen Übergang zwischen der Ionisation und dem Capture-Prozeß dar, bei dem Elektronen erzeugt werden, die vorwiegend unter einem Winkel von 0° in quasifreie Zustände nahe der Projektilkontinuumsgrenze emittiert werden (man nennt sie Cusp-Elektronen für Stöße mit freien Atomen, bei Stößen von Ionen mit Festkörpern heißen sie „Convoy-Elektronen“).

Führt das Projektil selbst schwach gebundene Elektronen mit, was bei den hier beobachteten Stößen mit Protonen und Deuteronen nicht der Fall ist, können Cusp-Elektronen auch durch den „Electron-Loss-to-Continuum“ (ELC) – Prozeß erzeugt werden. Dabei werden durch Streuung am Target Projektilelektronen in freie Zustände an der Kontinuumsgrenze gehoben. In diesem Fall beobachtet man unter allen Winkeln einen weniger stark ausgeprägten Peak als bei der Cusp-Energie. Die Form des Cusp-Peaks weist eine starke Asymmetrie auf, die bisher von keiner Theorie hinreichend gut beschrieben werden konnte. Die Struktur dieser Verteilung ist dabei abhängig vom Stoßsystem bzw. der Störung, also dem Quotienten aus Z_p/Z_T und dem Kehrwert der Projektilgeschwindigkeit v_p . Dabei macht man sich ein Bild von der Restwechselwirkung des freien Elektrons mit dem zurückbleibenden ionisierten Targetion, vermittelt über die langreichweitige Coulombkraft. Das geladene Targetion sorgt durch seine attraktive Wirkung für einen erhöhten Anteil an Elektronen, die unterhalb der Projektilgeschwindigkeit bleiben und damit den Cusp-Peak zu niedrigeren Elektronenenergien hin aufweiten. Loss-Elektronen werden wesentlich „isotroper“ emittiert, da hier nur ein geringer targetinduzierter Impulsübertrag zur Anregung in einen Kontinuumszustand erforderlich ist. Es gibt keine Übergangsphase zwischen dem Target und dem Projektil, in der das Coulombfeld des Targets besonders sensitiv den Ionisationsprozeß beeinflussen kann. Diesen als „post-collision-interaction“ klassifizierten Prozeß kann man wie so oft im Rahmen einer CTMC-Rechnung erfolgreich berücksichtigen. Dabei kann man die Produktion von Cusp-Elektronen nur verstehen, wenn die Ionisationselektronen erst „lange“ Zeit nach dem Stoß aufgrund der attraktiven Coulombkraft des Projektils so „fokussiert“ werden, daß Elektron und Projektil in Betrag und Richtung nahezu die gleiche Geschwindigkeit haben. Die Entstehung von ECC-Elektronen ist demnach ein Prozeß, der sich über lange Stoßzeiten hin entwickelt (siehe auch [OJA89]). Für kurze Abstände von Projektil und Targetkern kann sich nach

der CTMC-Rechnung noch kein Elektron im Kontinuum befinden. Denn die Energie der Elektronen im Projektilsystem ist gegeben durch:

$$E_P = \frac{1}{2} m_E (v_E - v_P)^2 - V(r); \quad (5.2)$$

wobei $V(r)$ die potentielle Energie des Elektrons im Potentialtopf von Projektil und Target und r der Ortsvektor des Elektrons im Schwerpunktsystem ist.

Ist der Anteil der kinetischen Energie kleiner als das bindende Potential, so ist kein freies Elektron zu erwarten. Dies ist selbst für kleinste internukleare Abstände der Stoßpartner und den damit verbundenen großen Coulombkräften für Cusp-Elektronen der Fall, so daß klar wird, daß die detektierten Cusp-Elektronen nicht direkt beim Stoß durch reines velocity-matching selektiert werden, sondern erst hinterher „eingesammelt“ werden (siehe Abbildung 5.42).

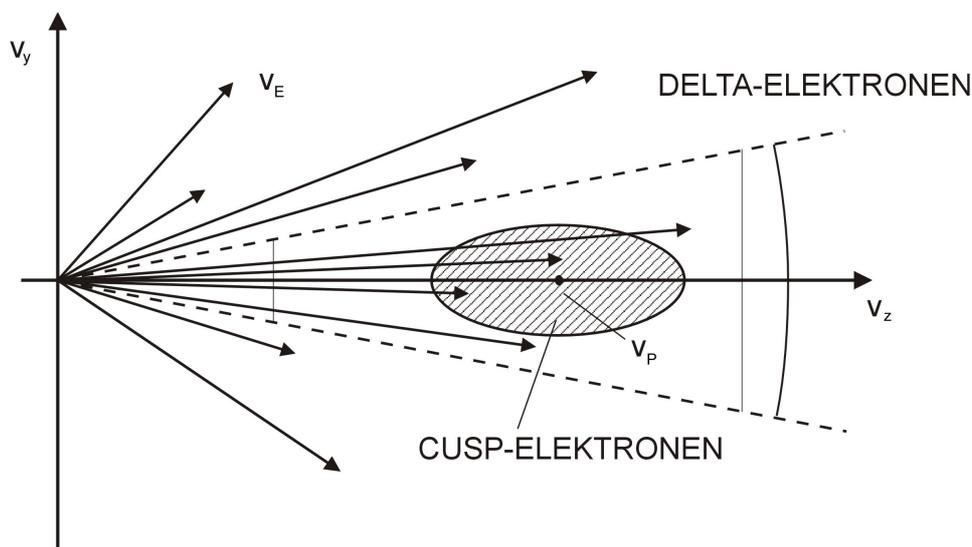


Abbildung 5.42: Schematische Darstellung des „Elektronen-Sammelbildes“ im Impulsraum, in dem die freien Elektronen durch das langreichweitige Coulombfeld des attraktiven Projektils auf die Geschwindigkeit v_P fokussiert werden.

Im Stoßprozeß selbst induziert das Projektil zunächst freie Elektronen in allen Raumrichtungen. Die Elektronen, die nahe 0° mit einem Impuls $m_E \cdot v_P$ emittiert werden, können lange Zeit mit dem attraktiven Projektil wechselwirken und werden so im Impulsraum „eingesammelt“. Dabei muß man jedoch beachten, daß dieser Prozeß nur im Zweizentersystem von Projektil und Heliumkern bzw. Heliumion stattfinden kann. Würde das α -Teilchen/ He^+ -Teilchen keinen Einfluß auf das Elektron ausüben, würde das freie Elektron praktisch „reibungslos“ am Projektil gestreut werden, was zur Folge hätte, daß das Elektron nur abgelenkt werden kann. Eine Änderung des Betrages der Geschwindigkeit, der für das „Einsammeln“ unabdingbar ist, kann nur durch die Anwesenheit eines weiteren Potentials („Reibung“) erfolgen. Diese Aufgabe kann nur das Rückstoßion übernehmen. Als Reaktion auf diese Impulsänderung erwartet man in der Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung eine Kante.

Bei größeren Projektilgeschwindigkeiten stehen immer weniger Ionisationselektronen mit $v_E \approx v_P$ zum Einfang zur Verfügung als bei kleinen. Für Cusp-Elektronen, die durch neu-

trale Projektile erzeugt werden, ist das Bild dahingehend zu erweitern, daß ein Mehrstufenprozeß stattfinden kann. Das Projektil muß, damit es in der angesprochenen Weise coulombfokussieren kann, zunächst selbst im Stoß ionisiert werden, um dann später die Elektronen wieder in gebundene und freie Zustände einzufangen. Falls Cusp-Elektronen jedoch auch durch direkten Einfang von Targetelektronen entstehen sollten, hängt dies, wie oben bereits angesprochen, von der Impulsverteilung der Elektronen im Atom ab. Durch ein einfaches halbklassisches Bild läßt sich ein projektilgeschwindigkeitsabhängiger „adiabatischer Elektronenradius“ abschätzen, für den die Elektronen im Mittel die Geschwindigkeit v_p haben. Aus $|E_{pot}| = 2E_{kin}$ folgt:

$$\frac{Z_T e^2}{r} = m_E v_E^2 \quad (5.3)$$

und damit

$$r \approx \frac{Z_T}{v_E^2} \quad (5.4)$$

also

$$r_{adiab} = \frac{Z_T}{v_p^2} \quad (5.5)$$

Der Bohr'sche Radius skaliert mit $r = \frac{n^2 \hbar^2}{Ze^2 m_E} \approx \frac{n^2}{Z}$ und stimmt bei einer Einschußenergie von 100 keV/u für Deuteronen, das entspricht einer Projektilgeschwindigkeit von 2 a.u., vom Betrag her mit dem adiabatischen Radius für Elektronen im Grundzustand überein ($r_{adiab} = r = 0.5$ a.u.), wenn man einmal von einem nicht abgeschirmten bindenden Potential von $Z=2$ des Heliumkerns ausgeht, was sicher keine gute Näherung ist. Für eine kinetische Energie von 150 keV/u beträgt der adiabatische Radius dann 0.33 a.u. und für 200 keV/u ist dieser bereits nur noch halb so groß wie der Bohr'sche Radius. Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Elektrons, über den der Wirkungsquerschnitt der Einfangreaktion linear skalieren muß, beträgt an dieser Stelle auch nur noch etwa die Hälfte von der des Grundzustandes.

Der Mechanismus der Cusp-Elektronen-Produktion ist demnach ein gutes Beispiel für den Einfluß der „Post-Collision-Interaction“ (PCI) auf die Endzustandsimpulsverteilung aller Reaktionsfragmente des Ion-Atom Stoßes und soll daher im Rahmen der Untersuchungen am Helium über die Rückstoßionenimpulsverteilung spektroskopiert werden. Man muß sich mit dem zur Verfügung stehenden experimentellen Aufbau auf den Nachweis der Ionen beschränken, da die zu erwartenden Elektronenenergien von 150 bis 300 eV nur in Verbindung mit einem starken Magnetfeld nachgewiesen werden könnten (was prinzipiell möglich ist). Deswegen wurde auf die Elektronen fast vollständig verzichtet und die Absaugspannung am Spektrometer auf 10 V reduziert, um eine möglichst gute Auflösung auf der Ionenseite zu erzielen. Der Projektilstrahl blieb weiterhin gepulst; es wurden lediglich Deuteronen verwendet, um die Einschußenergie des Van-de-Graaf-Beschleunigers zu minimieren. Für das reduzierte Extraktionsfeld von 1.22 V/cm war eine erneute Eichung des Rückstoßionendetektors nötig. Diese konnte diesmal gleichzeitig zur eigentlichen Messung durchgeführt werden, da die Capture-Prozesse Teil der Untersuchungen waren.

5.4.1 Online-Eichung

Aufgrund der hohen Auflösung dieser Spektrometerkonfiguration ist es möglich, die bei den niedrigen Projektileinschussenergien dominierenden Elektroneneinfangprozesse besser zu spektroskopieren, als dies mit den höheren Absaugspannungen der Fall ist. Schon nach relativ wenigen koinzidenten Ereignissen konnten neben dem Einfang eines Elektrons in den Grundzustand des Projektils ($H^0 = 1s^1$, $He^{1+} = 1s^1$) der Einfang in den Zustand $n = 2$ ($H^0 = 2s^1$, $He^{1+} = 1s^1$) beobachtet werden. Weiterhin konnte man den Einfang in den Zustand $n = 1$ des Projektils bei gleichzeitiger Anregung des Targets erkennen ($H^0 = 1s^1$, $He^{1+} = 2s^1$) und vom Einfang eines Elektrons in den Zustand $n = 2$ des Projektils mit simultaner Anregung des verbleibenden Elektrons im Heliumion ($H^0 = 2s^1$, $He^{1+} = 2s^1$) trennen, sobald man sich das Ortsspektrum mit einer Bedingung auf die Projektil-Pulserkoinzidenz betrachtete, die alle Rückstoßionen für einen Umladungsprozeß des Projektils beinhaltet. Der Wirkungsquerschnitt für den Endzustand $H^0 = 2s^1$, $He^{1+} = 2s^1$ ist dabei um zwei Größenordnungen kleiner als für den Capture-Prozeß mit dem Endzustand $H^0 = 1s^1$, $He^{1+} = 1s^1$, der sonst für die Eichung des Detektors herangezogen wurde.

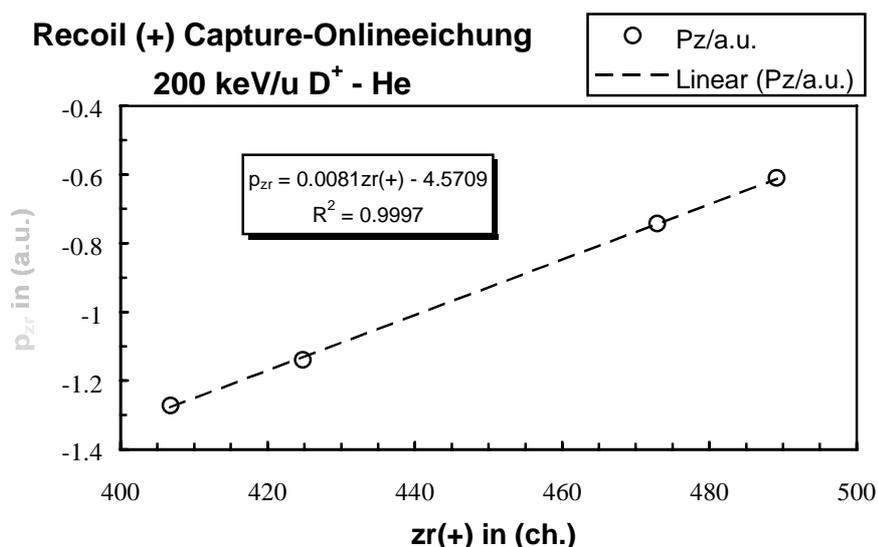


Abbildung 5.43: Kalibration des Rückstoßionendetektors durch die dominierenden Elektroneneinfangprozesse des Projektils bei vier unterschiedlichen Q -Werten der Reaktion für das Stoßsystem Deuteron auf Helium bei einer Einschussenergie von 200 keV/u.

Mit Hilfe der vier diskreten Ortsverteilungen konnte durch Zuordnung der z-Kanäle des Ortsspektrums zu den entsprechenden berechneten Longitudinalimpulsen der Capture-Prozesse eine Kalibrierung des Detektors in beiden Ortskomponenten und eine Bestimmung des Impulsnullpunktes parallel zur Projektilstrahlachse des Ionendetektors durch eine lineare Regression (Abbildung 5.43) vorgenommen werden, ohne dabei eine weitere Messung bei einer anderen Einschussenergie durchführen zu müssen.

Die Kalibrierung des Detektors verlief somit parallel zur eigentlichen Messung. Der Impulsnullpunkt in Atomgasstrahlrichtung konnte wieder durch eine Schwerpunktsbestimmung der symmetrischen Ortsverteilung der Einfachionisation in y-Richtung erfolgen.

5.4.2 Messungen bei 200 keV/u Projektilenergie

Die angesprochenen und diskutierten Prozesse sollen nun anhand einer festen Projektilenergie des Deuterons von 200 keV/u für die Einfachionisation des Heliums im folgenden illustriert werden, die sich als den direkten Anschluß an die oben (Abschnitt 5.2.1 und 5.2.2) besprochene Meßreihe, der durch Protonenstoß induzierten Einfachionisation von Helium für Einschußenergien von 1.3 MeV/u, 1 MeV/u, 500 keV/u und eben 200 keV/u, ausweist. Bereits bei der Darstellung der Longitudinalimpulsverteilungen konnte man erkennen, daß unterhalb einer Projektilenergie von 0.5 MeV/u die symmetrische Struktur der Rückstoßionenimpulse in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung langsam verloren geht. Läuft die Verteilung für positive Impulse noch gaußförmig bis etwa 2 a.u. aus, ist in der Rückwärtsrichtung die Impulsverteilung bereits deutlich begrenzt. Für die Projektilenergie von 500 keV/u läuft die rückwärtige Flanke noch in einer erkennbaren Kurvenform aus, hingegen für 200 keV/u Einschußenergie fällt die Verteilung schon in nahezu senkrechter Form bei -0.8 a.u. ab. Für die höheren Projektilenergien sind solche Effekte auf den ersten Blick nicht auszumachen; ihre Impulsverteilungen sind spiegelsymmetrisch um ihre jeweiligen Maxima. Setzt man nun bei der Analyse der Listmode-Daten eine Bedingung auf die Projektil-Pulser-Koinzidenz und auf den Ort auf dem Projektildetektor, die beide nur die Umladungsprozesse der *Reaktion* registrieren, so ist man in der Lage, aus dem Ortsbild des Rückstoßionendetektors die verschiedenen mikroskopischen Abläufe zu extrahieren. Zunächst sind auf dem „online Bild“ des Detektors noch alle Prozesse überlagert (Abbildung 5.44 a.).

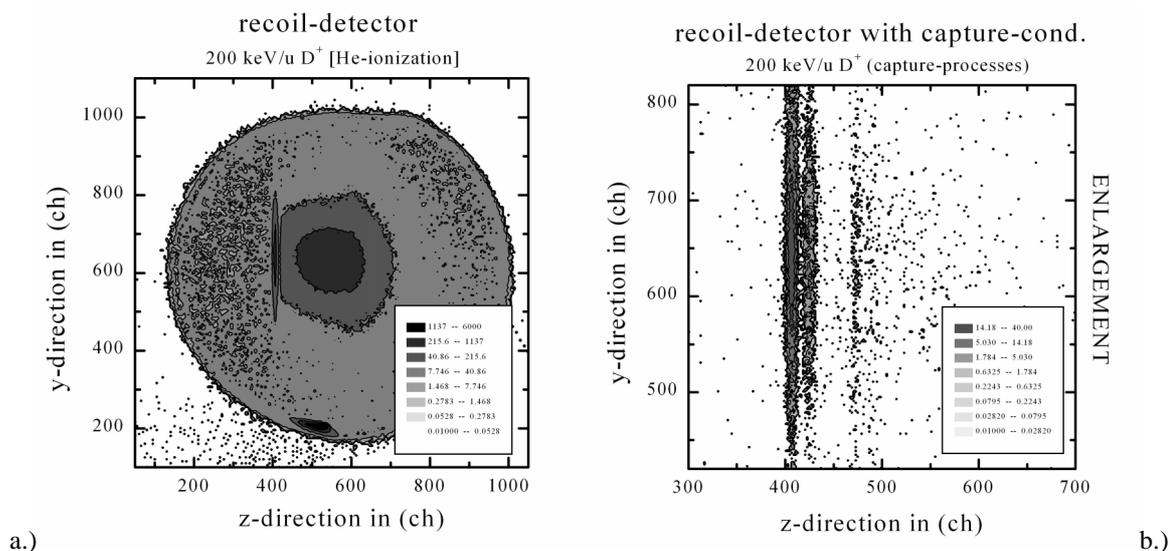


Abbildung 5.44: Der Rückstoßionendetektor für die gesamten Ionisationsprozesse (links) und die Elektroneneinfangprozesse des Projektils (rechts; Ausschnittsvergrößerung).

Man erkennt auf der linken Seite die scharfe Linie des Elektroneneinfacheinfangs des Projektils. Um die Mitte des Detektors ist die Einfach- und Zweifachionisation des Heliumtargets, bei der die Elektronen in freie Energiezustände emittiert werden, als symmetrische Abbildung des Gasjets zu erkennen, deren Verteilung in Rückwärtsrichtung ebenfalls scharf begrenzt wird. Betrachtet man sich die Ortsverteilung der Rückstoßionen einmal nur für die Capture-Prozesse, so erkennt man, daß diese Begrenzung aus einer Überlagerung der Ionisation mit dem Elektroneneinfang in die L-Schale des Projektils resultiert. Auf dem Detektor (Abbildung 5.44 b.) sind nun die oben angesprochenen vier Linien der Einfangprozesse in die K- und L-Schale des Projektils mit und ohne Anregung

des Heliumtargets zu registrieren. Anhand der verschiedenen Längen der Linien kann man jetzt schon auf die unterschiedliche Transversalimpulsabhängigkeit schließen. Eine Projektion des Ortsbildes auf die z-Achse des Ionendetektors, die parallel zum Projektilstrahl verläuft, läßt in der halblogarithmischen Darstellung die unterschiedlichen Capture-Prozesse besonders deutlich hervortreten.

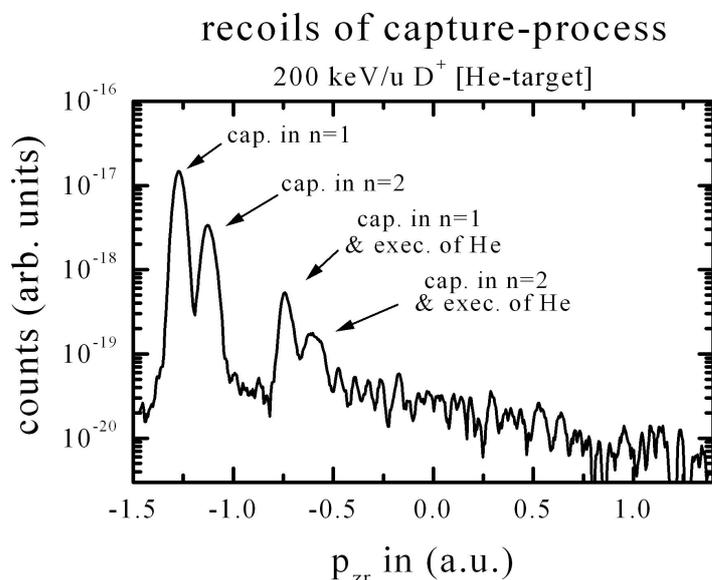


Abbildung 5.45: Die diskrete longitudinale Impulsverteilung der Rückstoßionen der Einfangprozesse für eine Einschußenergie der Deuteronen von 200 keV/u.

Anhand dieses Spektrums entsteht die oben beschriebene Kalibration des Detektors, so daß im folgenden den Verteilungen bereits Longitudinalimpulse zugeordnet werden können (siehe Abbildung 5.45). Die Skalierung der Wirkungsquerschnitte für die folgenden Spektren erfolgte wieder durch eine Normierung auf die Daten von M. Shah und H. Gilbody [MSH85]. Man erkennt, neben der in Abschnitt (5.1.1) angesprochenen Auflösung der gewählten Spektrometerkonfiguration, den exponentiellen Zusammenhang der Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der jeweiligen Prozesse, die in dieser Darstellung entlang einer abfallenden Geraden liegen. Der verbleibende Untergrund, der Umladungsprozessen am Restgas innerhalb des Spektrometers zuzuordnen ist, erstreckt sich von -2.0 a.u. bis 1.0 a.u. in einer um -0.5 a.u. symmetrischen Verteilung.

Um nun die Cusp-Kante als einen Übergang von der Ionisation zu Elektroneneinfangprozessen und umgekehrt sichtbar zu machen, wird von der gesamten Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung (siehe Abbildung 5.46), die sowohl die Capture-Prozesse, den Cusp, als auch die „reguläre“ Einfach- und Zweifachionisation enthält und damit der Projektion des „ungesäuberten“ ursprünglichen Detektorbildes auf die z-Achse entspricht, die Impulsverteilung der Einfangprozesse abgezogen. Dazu ist es zunächst nötig, die Wirkungsquerschnitte bzw. die Häufigkeit der Capture-Prozesse in beiden Darstellungen wieder einander anzugleichen. Dabei werden die Spektren der Einfangprozesse in der Höhe mit einem entsprechenden Faktor multipliziert (2.52 für 200 keV/u, 2.62 für 150 keV/u und 2.82 für 100 keV/u), der durch einen Vergleich des Elektroneneinfangs in die K-Schale ermittelt wurde. Diese Normierung ist nötig, da die zusätzliche Koinzidenz mit dem Projektil die Gesamtnachweiseffizienz beeinflusst.

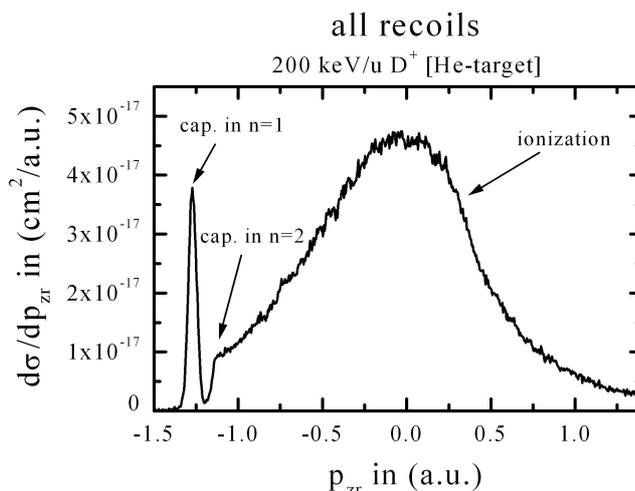


Abbildung 5.46: Alle Rückstöße der durch Deuteronen mit der Einschußgeschwindigkeit 200 keV/u induzierten Ionisation des Heliumtargets, dargestellt für die longitudinale Impulskomponente.

Subtrahiert man nun die Spektren voneinander, verbleibt eine von Capture-Prozessen bereinigte Longitudinalimpulsverteilung der Rückstöße (siehe Abbildung 5.47). Man erkennt, wie die Ionisation zu Rückwärtsimpulsen hin durch eine deutliche Kante abschließt. Näher betrachtet, findet man das Maximum dieser Schulter bei -1.059 a.u., was um 0.26 % von dem berechneten Wert von -1.062 a.u. abweicht und damit im Fehlerbereich der Messung bzw. in der Ablesegenauigkeit liegt. Danach folgt zu kleineren Impulsen hin jedoch kein abrupter Abfall, sondern ein stetiger Übergang, der die Kante bis -1.127 a.u. etwas auswischt. Dies ist der Spektrometerauflösung zuzuschreiben. Gäbe es tatsächlich Rückstöße mit Longitudinalimpulsen unterhalb von -1.059 a.u. wäre die Impulserhaltung verletzt.

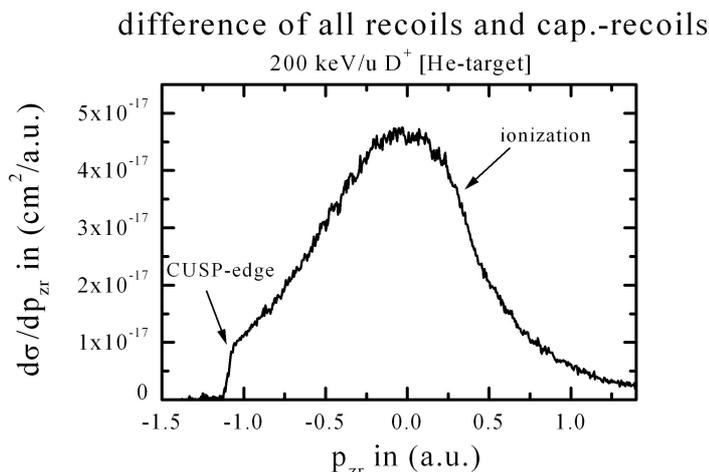


Abbildung 5.47: Die longitudinale Impulsverteilung für die Rückstöße der Ionisation und der Cusp-Prozesse bei einer Einschußenergie von 200 keV/u der Deuteronen. Die Cusp-Kante bricht die symmetrische Verteilung der Heliumionisation.

Da der Rückstößenimpuls in allen drei Raumdimensionen vermessen werden konnte, kann man den eben beschriebenen Vorgang zur Bestimmung der Cusp-Kante auch in einer zweidimensionalen Impulsdarstellung verfolgen. Dazu wird der aus der Messung berechnete Transversalimpuls auf der Ordinate gegen den Longitudinalimpuls auf der Abszisse aufgetragen. Man kann nun schon in der Darstellung für alle nachgewiesenen

Rückstoßionen (siehe Abbildung 5.48) die Linie des Elektroneneinfangs in $n=2$ des Projektils andeutungsweise erkennen und somit von der Ionisation trennen.

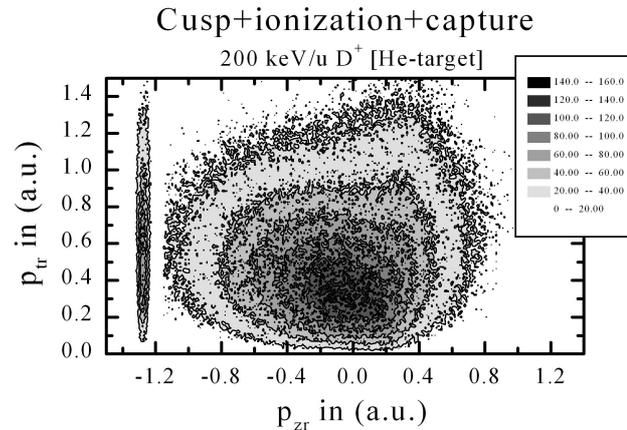


Abbildung 5.48: Der Transversalimpuls der Rückstoßionen (Ordinate) in Abhängigkeit von der Longitudinalimpulskomponente des Ions für die Elektroneneinfang-, Cusp-Prozesse und die Ionisation, induziert durch Deuteronen mit einer Einschußenergie von 200 keV/u.

Im Bild der bereinigten Capture-Prozesse tritt sie dann auch hier deutlich hervor (siehe Abbildung 5.49 a.), und man kann die folgenden Linien weiteren Einfangprozessen zuordnen. Nach der Extraktion der Ionisation aus den beiden genannten Spektren sieht man auch hier den Ausläufer der oben beschriebenen Schulter, der erst bei einem Longitudinalimpuls von -1.127 a.u. endet, und die Verteilung scharf abschließt (siehe Abbildung 5.49 b.).

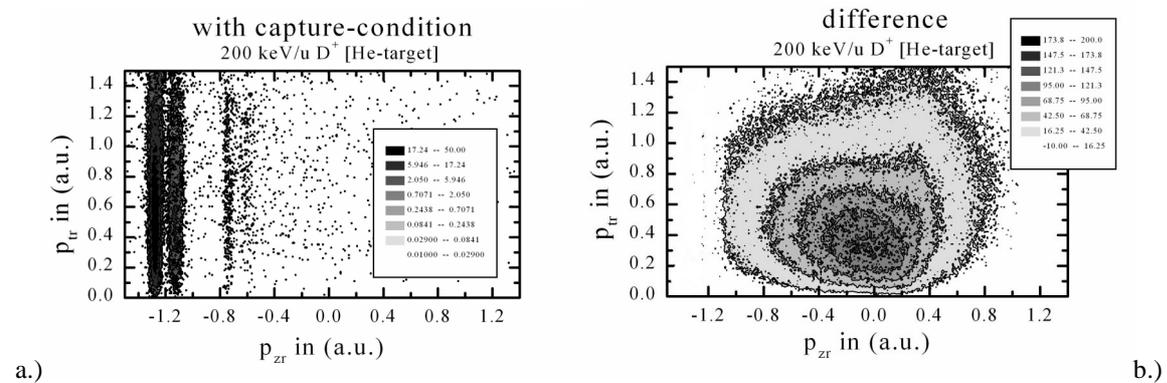


Abbildung 5.49: Transversalimpulsverteilungen der Rückstoßionen (Ordinate) in Abhängigkeit vom Longitudinalimpuls des Ions bei einer Einschußenergie der Deuteronen von 200 keV/u für die Elektroneneinfangprozesse des Projektils (links) und die Ionisation des Targets mit der begrenzenden Cusp-Kante (rechts).

Sowohl in diesem Bild, als auch in der Darstellung aller möglichen Rückstoßionenlongitudinalimpulse (Abbildung 5.48), fällt eine deutliche Überhöhung des Querschnitts für einen Impuls in Vorwärtsrichtung von 0.26 a.u. und einem Transversalimpuls von 0.913 a.u. auf, der in der Impulsverteilung zu einer Ausbuchtung/Ohr/Rücken führt, wie das bereits in den gezeigten Spektren in Abschnitt (5.2.2) zu sehen war. Es ist letztendlich unklar, welche Prozesse für die Überhöhung des Querschnitts an dieser Stelle verantwortlich sind. Sehr nahe Kern-Kern-Stöße, die zu großen Transversalimpulsen der Rückstoßionen führen können, wären aufgrund der schweren Masse der Ionen für kleinste Longitudinalimpulse zu erwarten („binary-encounter“ der Rückstoßionen). Dies würde sich in

einer Erhöhung des Querschnitts äußern, die praktisch senkrecht zu $p_{zE} = 0$ verlaufen müßte. Hier ist jedoch gleichzeitig ein deutlicher Vorwärtsimpuls zu registrieren. Es kann nur spekuliert werden ob ein weiterer Effekt dafür Sorge trägt, daß die Rückstoßionen dennoch einen zusätzlichen Vorwärtsimpuls erhalten (etwa nach dem Stoß).

Die Transversalimpulse, die die Elektronen einnehmen, sind, wie man im vorherigen Abschnitt sehen konnte, in keiner Weise zu denen der Rückstoßionen korreliert, was sich durch die isotrope Emissionscharakteristik der Elektronen bezüglich des Heliumkerns ausdrückt. Weiterhin erkennt man gut den Verlauf der Transversalimpulsabhängigkeit. Wie zu erwarten weisen die Capture-Prozesse deutlich höhere Transversalimpulse der Rückstoßionen auf, als dies bei der „regulären“ Ionisation der Fall ist; denn wie zuvor beschrieben sind für das „velocity-matching“ der Einfangreaktionen kleinere Stoßparameter relevant, die zu größeren Streuwinkeln des Projektils führen und dessen Impuls vom verbleibenden He^+ -Teilchen kompensiert werden muß. Die Maxima der Verteilungen unterscheiden sich dabei, abhängig von der Art des Einfangprozesses, geringfügig (siehe auch Abbildung 5.50). So findet man für den Elektroneneinfang in die L-Schale des Projektils einen bevorzugten Transversalimpuls von 0.56 a.u., für den Einfang in die K-Schale 0.61 a.u., also einen um 0.05 a.u. höheren Wert; einen Betrag, der damit knapp am Auflösungsvermögen dieser Spektrometerkonfiguration von 0.012 a.u. liegt.

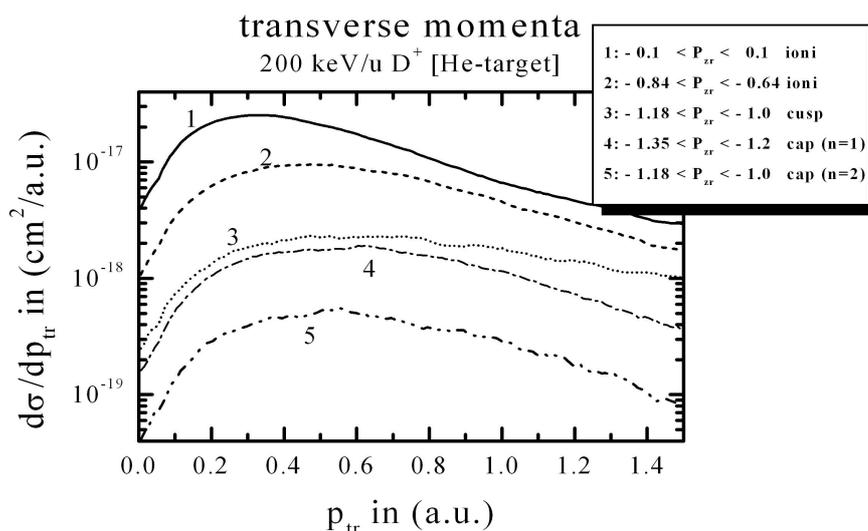


Abbildung 5.50: Transversalimpulse der Rückstoßionen für bestimmte Longitudinalimpulsintervalle der Ionen bei einer Einschußenergie von 200 keV/u der Deuteronen auf das Heliumatom.

Für Einfangreaktionen in höhere Bindungszustände des Projektils sind weniger enge Stoßparameter nötig, da die Umlaufgeschwindigkeit auf den Kepler-Ellipsen mit $1/n$ skaliert und so auch langsamere Targetelektronen, die sich weiter entfernt vom Heliumkern aufhalten, für einen Einfang im Moment nächster Annäherung bei der Bildung eines kurzlebigen Moleküls in Betracht kommen (MO-Modell). Für den ECC-Prozeß selbst sind höhere Transversalimpulse nötig, da hier das im Target gebundene Elektron nicht in einen Pseudoenergiezustand des sich bildenden Moleküls übernommen wird, sondern allein seine Geschwindigkeit im Ausgangskanal der Reaktion entscheidend für den Einfang in das Kontinuum des Projektils ist. Für die „reguläre“ Ionisation sind durchweg kleinere Transversalimpulse zu beobachten, die jedoch zu größeren Impulsen in Rückwärtsrichtung ansteigen. Größere Impulsüberträge auf das Rückstoßion entgegengesetzt zur Projektilstrahlrichtung können demnach nur durch die direkte repulsive Kern-Kern-

Wechselwirkungen („nuclear-scattering“) zustande kommen und nicht allein durch den Ausgleich der Elektronenimpulse. Dazu sind engere Stoßparameter nötig. Das „nuclear-scattering“ dominiert den Streuprozess jedoch erst ab einem Streuwinkel von ≥ 0.55 mrad (siehe [RDO95]). Von kleinsten Ablenkungswinkeln bis zu diesem Grenzwinkel findet man vor allem die Impulsverteilung der „binary-encounter“ Prozesse vor. Der Grenzwinkel von 0.55 mrad ergibt sich aus dem maximal zu übertragenden Impuls bei einem Projektil-Elektron Stoß, der allein vom Massenverhältnis der Reaktionsteilnehmer abhängt

$$\vartheta_g = \frac{m_E}{m_P}. \text{ Zwischen kleinen und großen Transversalimpulsen können beide Effekte ver-}$$

mischt miteinander vorliegen, wobei das Comptonprofil des gebundenen Elektrons die Impulsverteilung verschmiert.

In der letzten Darstellung (Abbildung 5.51) wurden den verschiedenen Zuständen des Elektroneneinfangs die „reguläre“ Ionisation, inklusive der abschließenden Cusp-Prozesse gegenüber gestellt.

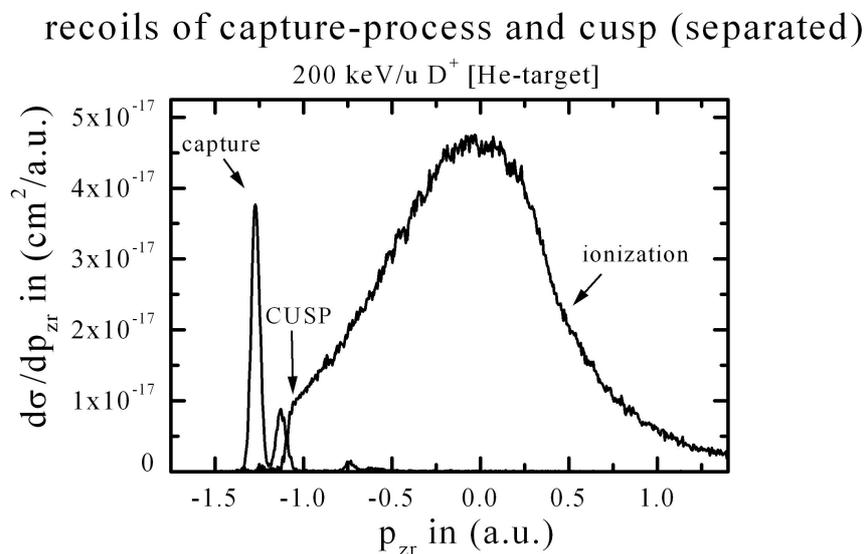


Abbildung 5.51: Die Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung der Elektroneneinfangreaktionen des Projektils und die Ionisation des Targets getrennt voneinander dargestellt für eine Einschussenergie von 200 keV/u der Deuteronen.

Deutlich ist die bei dieser Projektilenergie dominierende symmetrische Kurve der Ionisation des Targets zu erkennen, die in Rückwärtsrichtung durch die Schulter der ECC-Prozesse abgebrochen wird. Die Longitudinalimpulse der Einfangprozesse in die L-Schale und die der Cusp-Kante unterscheiden sich nur durch 0.078 a.u., so daß, bedingt durch die Auflösung der Spektrometerkonfiguration, beide Prozesse in ihren Ausläufern überlappen. Der Wirkungsquerschnitt der benachbarten Elektroneneinfangreaktion ist gegenüber der Cusp-Schulter um ca. 11.5% niedriger. Dieses Verhältnis ist abhängig von der jeweiligen Spektrometerrauflösung. In der linearen Darstellung der Graphen sind die Einfangprozesse bei gleichzeitiger Anregung des Heliumtargets kaum zu erkennen.

Zu diesen experimentellen Ergebnissen liegen vergleichbare Resultate einer CDW-Kalkulation von V. D. Rodriguez für das Stoßsystem $p \rightarrow He$ bei einer Projektilenergie von 200 keV/u vor (siehe Abbildung 5.52). Der Impuls der Cusp-Kante sowie deren Wirkungsquerschnitt stimmen in etwa mit den experimentell gefundenen Daten überein. Jedoch erkennt man für die mittleren Impulse der Ionisation gewisse Differenzen. Die

mittleren Impulse unterscheiden sich lediglich um weniger als eine Zehntel atomare Einheit, aber die Rechnung überschätzt den dazugehörigen Wirkungsquerschnitt um den Faktor 1.4, wodurch die Form der Impulsverteilung und der Einfluß der verschiedenen Prozesse im Vergleich zu den Meßdaten bei dieser Einschußgeschwindigkeit nicht richtig wiedergegeben werden kann. Dennoch beschreibt die quantenmechanische Theorie den experimentellen Befund, von dem wir ein sehr klassisches Bild haben, erstaunlich gut.

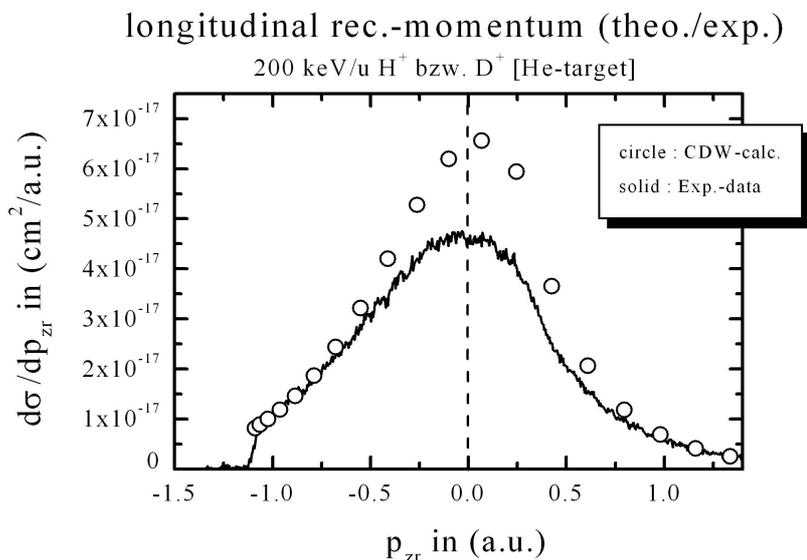


Abbildung 5.52: Die longitudinale Impulskomponente der Rückstoßionen für die Einfachionisation von Helium durch Protonen mit der kinetischen Energie von 200 keV/u nach einer CDW-Rechnung von V. Rodriguez (Kreise) und die experimentell gefundenen Daten.

Bei der Transversalimpulsabhängigkeit herrscht eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Die Theorie (siehe Abbildung 5.53) verifiziert den Anstieg der Impulse senkrecht zur Projektionstrahlrichtung für größere negative Longitudinalimpulse des Rückstoßions.

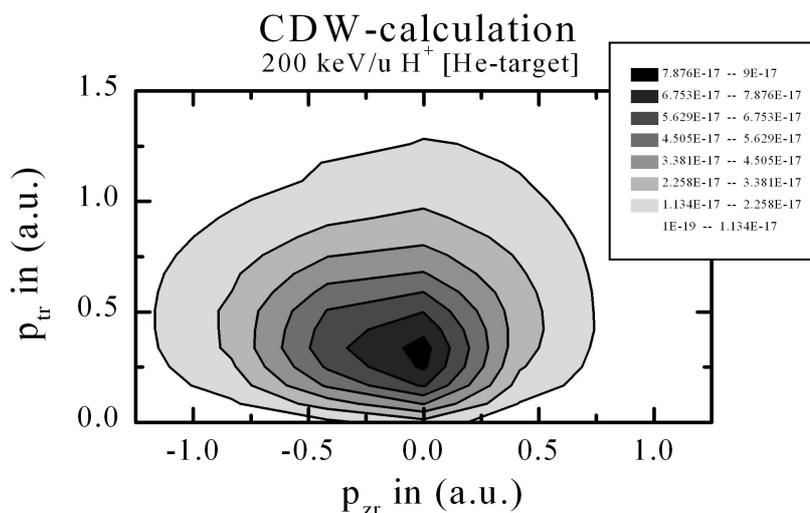


Abbildung 5.53: Zweifach differentieller Ionisationswirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Rückstoßionen (Ordinate) und der Longitudinalimpulskomponente (Abszisse) der Ionen, nach einer CDW-Rechnung von V. Rodriguez bei einer Einschußenergie von 200 keV/u der Protonen.

Jedoch erfaßt die CDW-Kalkulation scheinbar nicht das auffällige Verhalten des He^+ -Teilchens und den damit verbunden überhöhten Wirkungsquerschnitt für große Transversalimpulse bei höheren positiven Longitudinalimpulsen, was sich in dem angesprochenen „Ohr“ der experimentell gefundenen Impulsverteilung ausprägt. Zwar ist eine leichte Überhöhung des Querschnitts für den Impuls Null in Projektilstrahlrichtung in der Darstellung der theoretischen Daten zu erkennen, jedoch scheint sich das nicht auf den angesprochenen Effekt zu beziehen. Ob dies dennoch der Fall sein kann, zeigt ein Vergleich über mehrere Einschußenergien der störenden Testteilchen auf das ruhende Heliumtarget.

5.4.3 Vergleich für die gemessenen Projektilenergien

Die Untersuchungen der Elektroneneinfangprozesse in gebundene Energie- und Kontinuumszustände des Projektils (Deuteron) konnten am 2.5 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger des Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt am Main für drei verschiedene Einschußenergien durchgeführt werden, deren Ergebnisse im folgenden einander gegenübergestellt werden sollen. Es handelt sich dabei um Resultate der Projektilenergien von 200 keV/u, die im vorhergehenden Abschnitt bereits vorgestellt wurden, 150 keV/u und 100 keV/u. Zur besseren Übersicht werden die entscheidenden Prozesse zunächst quantitativ in tabellarischer Form zusammengefaßt:

	p_{zr} in (a.u.) 100 keV/u D^+ [He-target]	p_{zr} in (a.u.) 150 keV/u D^+ [He-target]	p_{zr} in (a.u.) 200 keV/u D^+ [He-target]
Cap. in n=1	- 0.798	- 1.061	- 1.272
Cap. in n=2	- 0.610	- 0.908	- 1.139
Cap. in n=1 + Exec.	- 0.048	- 0.449	- 0.742
Cap. in n=2 + Exec.	0.139	- 0.296	- 0.609
Cusp-edge	- 0.548	- 0.818	- 1.062
	$v_p = 2$ a.u.	$v_p = 2.45$ a.u.	$v_p = 2.83$ a.u.

Entsprechend der Projektilgeschwindigkeiten der Deuteronen skalieren die Longitudinalimpulse der Rückstößen, so daß schließlich die Elektroneneinfangprozesse für 100 keV/u soweit in Vorwärtsrichtung verschoben sind, daß der Einfang in die L-Schale des Projektils bei gleichzeitiger Anregung des Heliumtargets positiv meßbare Werte aufzeigt, was eine sehr exakte Kalibrierung (der Fehler halbiert sich nahezu) des Rückstößendetektors ermöglicht. Der exponentielle Zusammenhang für die Wahrscheinlichkeiten der verschiedenen Einfangprozesse bleibt für jede Einschußenergie erhalten, auch der Wirkungsquerschnitt für alle Reaktionskanäle steigt, jedoch mit sinkender Projektilgeschwindigkeit, in dieser Art und Weise an, so daß sich bei der Energie von 100 keV/u die Wahrscheinlichkeit gegenüber der Einschußenergie von 200 keV/u bereits verzehnfacht hat. Ein exponentieller Fit durch die Daten des Elektroneneinfangs in die K-Schale des Projektils liefert den genauen Zusammenhang mit einem Bestimmtheitsmaß von $R^2=1$ (siehe Abbildung 5.54).

Während die integrale Gesamtwahrscheinlichkeit für die Ionisation mit abnehmender Einschußgeschwindigkeit in quadratischer Form steigt, skaliert das Verhältnis von Einfangprozessen zur Ionisation von der hohen zur niedrigen Projektilgeschwindigkeit hin in exponentieller aufsteigender Form (vergleiche auch [MSH85]).

comparison of electron-capture for diff. energies
capture in $n = 1$

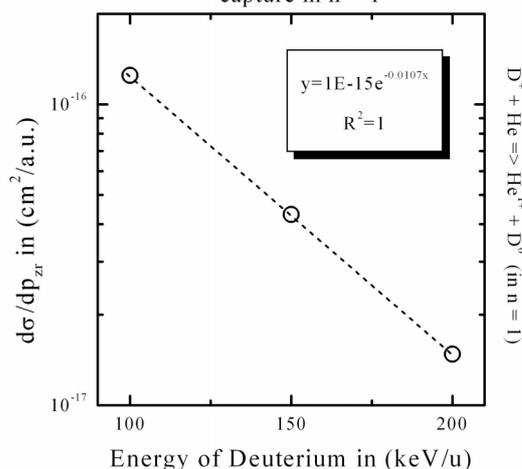


Abbildung 5.54: Der gemessene mittlere Wirkungsquerschnitt des Elektroneneinfangs in die K-Schale des Deuterons in Abhängigkeit von der Einschußenergie des Projektils. Die Gerade stellt einen exponentiellen Fit an die Datenpunkte dar.

Der Rückstoßionenimpuls für das Maximum des Wirkungsquerschnitts verlagert sich von -0.033 a.u. für 200 keV/u Einschußenergie, über -0.078 a.u. nach -0.153 a.u. für 100 keV/u und fällt in quadratischer (siehe Abbildung 5.55) oder auch in logarithmischer Weise, währenddessen der dazugehörige maximale Wirkungsquerschnitt in exponentieller Form steigt.

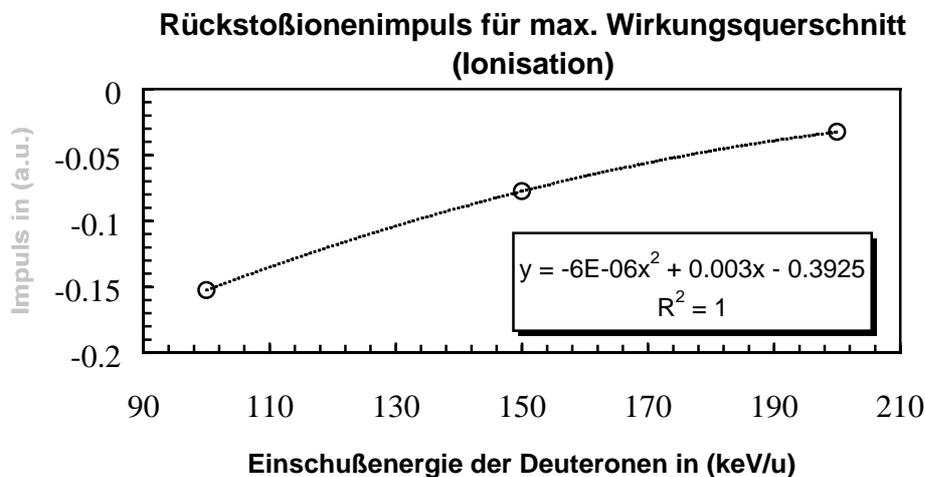


Abbildung 5.55: Der mittlere Rückstoßionenimpuls der Einfachionisation in Abhängigkeit von der Einschußenergie der Deuteronen. Die Kurve stellt einen parabolischen Fit an die Datenpunkte dar.

Das oben angesprochene Verhältnis vom Wirkungsquerschnitt des Elektroneneinfangs in die L-Schale des Projektils und des Querschnitts der Cusp-Kante für die eng benachbarten Rückstoßionenlongitudinalimpulse steigt von 0.887 für die hohe Einschußgeschwindigkeit, über 1.01 bei der mittleren Energie auf 1.22 für die niedrige Projektilgeschwindigkeit von 2 a.u.. Sowohl ein quadratischer ($R^2 = 1$) als auch ein potentieller ($R^2 = 0.999$) sowie ein logarithmischer ($R^2 = 0.997$) Zusammenhang kann an die wenigen Punkte angefitet werden, wobei beide Querschnitte mit fallender Einschußgeschwindigkeit in exponentieller Art und Weise steigen. Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten der Cusp-

Ionenproduktion zum Maximum des Ionisationsquerschnitts steigt hingegen mit abnehmender Projektil-einschussenergie eindeutig in exponentieller Form (siehe Abbildung 5.56).

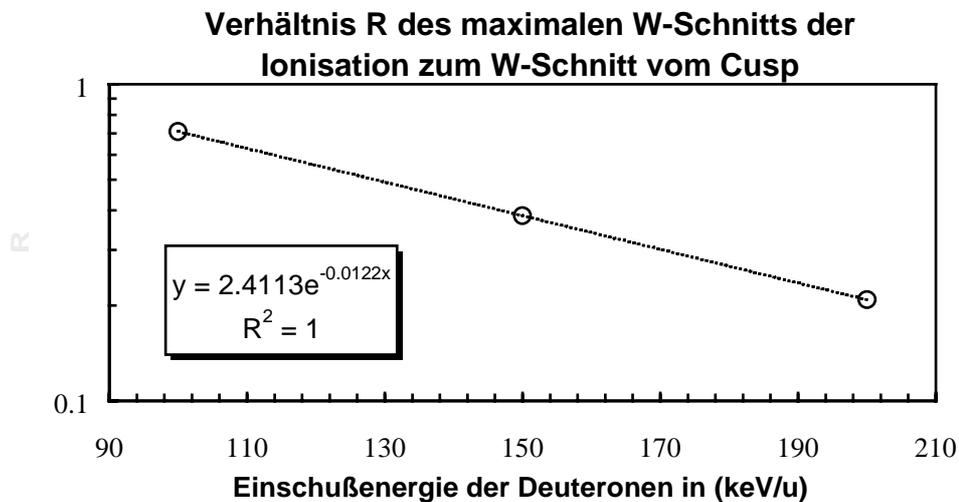


Abbildung 5.56: Hier ist das Verhältnis des maximalen Wirkungsquerschnitts der Ionisation (für die oben gezeigten Impulse) zum Wirkungsquerschnitt der jeweiligen Cusp-Kante in Abhängigkeit von der Einschussenergie der Deuteronen, sowie ein exponentieller Fit an die experimentellen Datenpunkte dargestellt.

Dies ist physikalisch im Bild der „Sammelelektronen“ sowie in der Vorstellung des „velocity-matching“ anschaulich und aufgrund der längeren Wechselwirkungszeit und der damit verbundenen stärkeren Fokussierung zwischen Projektil und Elektron erklärbar. Aufgrund der schlechten Statistik gelingt es jedoch auch hier nicht, den Effekt der Cusp-Elektronen bzw. –Rückstoßionenproduktion eindeutig den Prozessen der Elektroneneinfangreaktionen oder der „regulären“ Ionisation zuzuordnen.

Für die verschiedenen Projektilenergien sind Unterschiede in den Transversalimpulsen einzelner Prozesse in Abhängigkeit vom jeweiligen Longitudinalimpuls zu erkennen. Für die höhere Einschussenergie von 200 keV/u der Deuteronen beobachtet man für die Ionisation Rückstoßionen mit größeren Transversalimpulsen, die schneller entgegen der Projektilstrahlrichtung emittiert werden. Zwar fällt für diese Ionen der Wirkungsquerschnitt nahezu um den Faktor zehn ab, gegenüber dem maximalen Querschnitt für Rückstoßionen mit dem Longitudinalimpuls bei Null sind jedoch derartige Ionen für sinkende Projektilgeschwindigkeiten nicht mehr vorzufinden. Es entsteht ein zur Projektilstrahlachse paralleler flacher Rücken, der mit der Cusp-Kante zu hohen negativen Impulsen hin abschließt. Die Transversalimpulse der Cusp-Ionen ändern sich über die verschiedenen Projektilenergien nicht erkennbar. Die Transversalimpulse der Elektroneneinfangreaktionen für fallende Deuteronengeschwindigkeiten wachsen in dem untersuchten Projektilenergiebereich von 100 bis 200 keV/u alle um 0,1 bis 0,15 a.u., während sich die Impulse für die Einfangreaktionen in die K- und die L-Schale für jede Projektilgeschwindigkeit weiterhin nur um einige Hundertstel atomare Einheiten unterscheiden. Der oben beschriebene Effekt der überhöhten Querschnitte für größere positive Longitudinal- und Transversalimpulse, der als eine deutliche Ausbuchtung im Höhenplot zu erkennen ist, fällt mit sinkender Einschussenergie ab und ist bei 100 keV/u im breiten und flachen Rücken der Impulsverteilung nahezu verschwunden (siehe Abbildung 5.57 und 5.58 und Abbildung 5.49 b und 5.50).

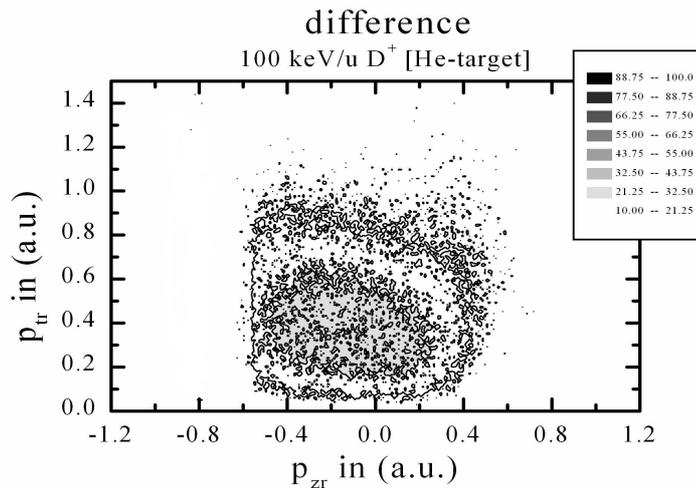


Abbildung 5.57: Der Transversalimpuls der Rückstoßionen in Abhängigkeit von der longitudinalen Impulskomponente der Ionen für die Ionisation von Helium durch Deuteronen der Einschußenergie von 100 keV/u.

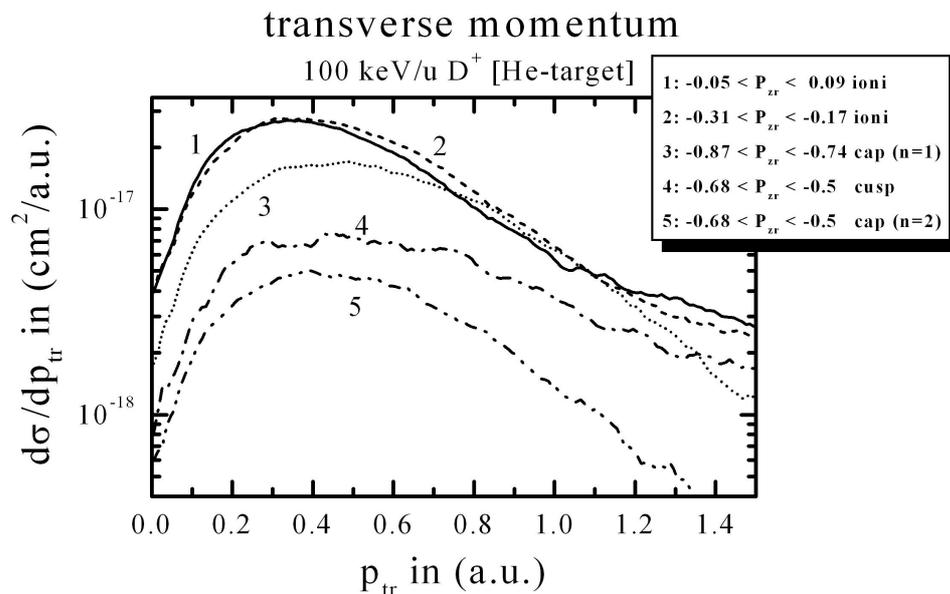


Abbildung 5.58: Transversalimpulse der Rückstoßionen für bestimmte Longitudinalimpulsintervalle der Ionen bei einer Einschußenergie von 100 keV/u der Deuteronen auf das Heliumatom.

Dies ist ein deutlicher Hinweis auf den Einfluß des attraktiven Protons auf den Transversalimpuls des Elektrons. Die vormals nahezu kugelsymmetrische Emissionscharakteristik der Elektronen bezüglich der Rückstoßionen wird mit abnehmender Projektilgeschwindigkeit immer mehr zu einer „zigarrenförmigen“ Verteilung verschoben [RDO97], [RDO-96*]. Durch diese Fokussierung der Elektronen treten immer weniger starke Transversalimpulse des Elektrons auf, die das Rückstoßion kompensieren muß. Sinkt die Einschußenergie weiter ab, gibt es letztendlich nur noch sehr wenige freie Elektronen, die sich im Kontinuum befinden. Der Impulsaustausch für den Ionisationskanal wird schließlich durch die Kern-Kern-Streuung dominiert. Die Elektronen liegen entweder targetzentriert vor, am Projektil ausgerichtet als Cusp-Elektronen oder eben zwischen beiden attraktiven Coulombpotentialen als Sattelpunktelektronen [ROL83]. Der Effekt, daß es eine deutliche Anzahl von freien Elektronen nach dem Stoß gibt, die praktisch im Target-

system ruhen, wurde erst in jüngster Zeit näher untersucht. Dieser „Target-Cusp“ (Elektronen mit $p_{ze} = 0$) wird in der Darstellung der Vorwärtsimpulse für kleinste Transversalimpulse (siehe Abbildung 5.59) deutlich sichtbar. Man erkennt, daß für Transversalimpulse der Elektronen bis 0.08 a.u. eine scharfe, hohe Longitudinalimpulsverteilung der Elektronen mit einem mittleren Wert nahe dem Impuls Null vorhanden ist, bevor für höhere Transversalimpulse ≥ 0.13 a.u. größere Vorwärtsimpulse eingenommen werden. Dieser „Target-Cusp“ tritt wohl bei jeder Projektileinschussenergie auf und wurde auch schon für große Störungen durch hoch geladene schwere Ionen an der GSI nachgewiesen. Der mittlere Impuls liegt dabei immer nahe dem Wert Null, die Form der Verteilung ist jedoch je nach Einfluß des Projektils bzw. der „post-collision-interaction“ nicht unbedingt symmetrisch, sondern entsprechend der attraktiven Anziehung des Projektils schon unter Umständen aufgeweitet, was durch CTMC-Rechnungen in diesem Fall sehr gut beschrieben werden kann [WSC98] bzw. [RMO98] (vergleiche auch mit dem entsprechenden Spektrum 7.4 im Anhang).

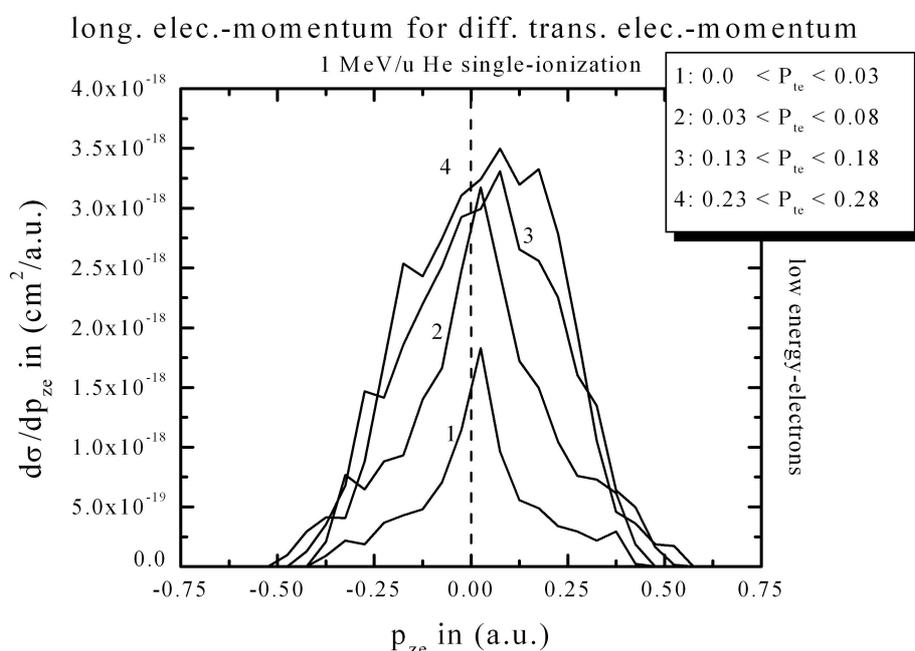


Abbildung 5.59: Darstellung des erst kürzlich näher untersuchten „Target-Cusp“: Elektronenlongitudinalimpulse für bestimmte Transversalimpulsintervalle der Elektronen mit kinetischen Energien bis maximal 2 eV bei der Einfachionisation von Helium, induziert durch Protonen der Einschussenergie von 1 MeV.

Eine gehäufte Verteilung der Elektronen zwischen beiden Stoßpartnern (dem He^+ -Teilchen und dem Projektil) erhält man vor allem für die Ionisation bei kleinen Projektilgeschwindigkeiten. Die Rückstoßionen kompensieren den Impuls der Protonen bei einer Einschussenergie von 10 keV/u nicht mehr nur in transversaler, sondern nun auch in longitudinaler Richtung. Der Übergangsbereich von der passiven zur aktiven Rolle des He^+ -Teilchens wurde bis jetzt noch nicht näher untersucht.

Auch für die niedrigste Einschussenergie von 100 keV/u liegen CDW-Resultate von V. D. Rodriguez für die Stoßreaktion $p \rightarrow \text{He}$ vor (siehe Abbildung 5.60), die mit den Daten des Experiments verglichen werden können. Wie schon zuvor wird die Cusp-Kante in guter Übereinstimmung durch die Theorie beschrieben, sowohl die mittleren Impulse als auch die dazugehörigen Wirkungsquerschnitte sind nahezu deckungsgleich.

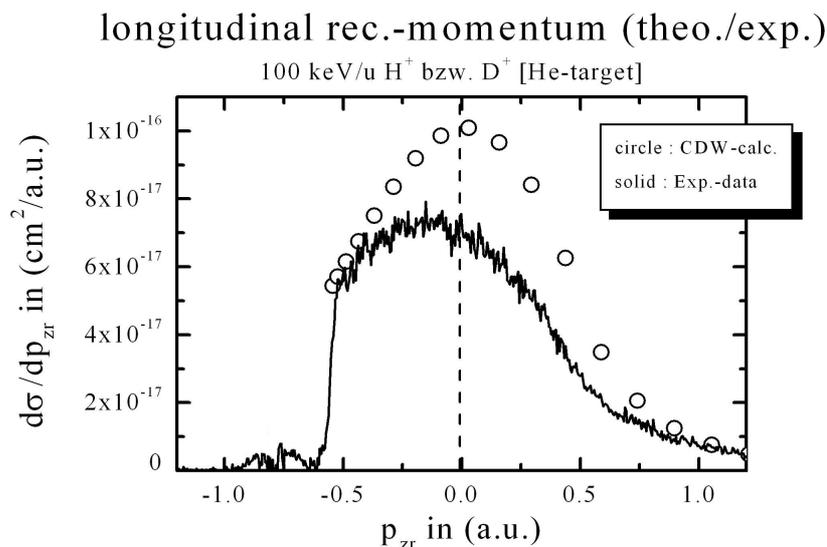


Abbildung 5.60: Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung der Einfachionisation von Helium induziert durch Protonen der Einschußenergie von 100 keV/u nach einer CDW-Rechnung von V. Rodriguez (Kreise) und die experimentell gefundenen Daten.

Jedoch weichen die mittleren Impulse der Ionisation nun schon durch 2/10 atomare Einheiten voneinander ab, und der dazugehörige Wirkungsquerschnitt wird durch die Rechnung wieder um den Faktor 1.4 überschätzt. Im Experiment werden so die meisten Rückstoßionen in Rückwärtsrichtung emittiert, während in der Kalkulation eine bevorzugte Vorwärtsstreuung der He⁺-Teilchen prognostiziert wird. Die zweidimensionale Impulsverteilung in der Theorie (siehe Abbildung 5.61) stimmt für diese Projektilenergie jedoch sehr gut mit der des Experiments überein (vergleiche Abbildung 5.57).

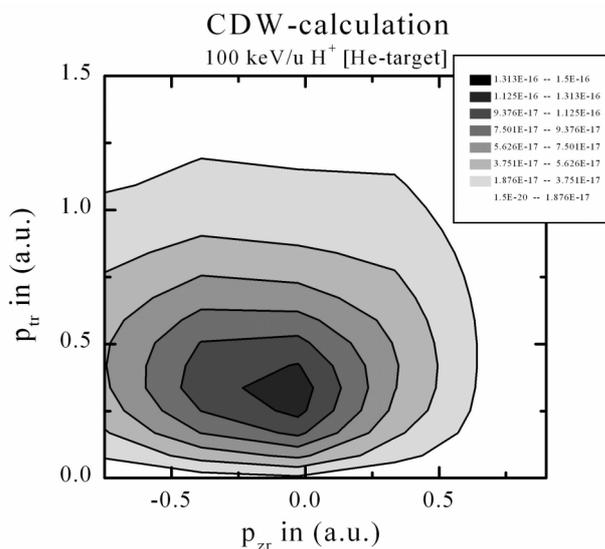


Abbildung 5.61: Doppelt differenzielle Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Helium induziert durch Protonen mit der Einschußenergie von 100 keV/u in Abhängigkeit vom Transversal- (Ordinate) und Longitudinalimpuls (Abszisse) des Rückstoßions, nach einer CDW-Rechnung von V. Rodriguez.

Auch die verringerte Überhöhung des Querschnitts für größere Transversal- und Longitudinalimpulse wird diesmal besser erfaßt und macht sich an der richtigen Stelle bemerkbar, so daß beide Verteilungen nahezu kongruent sind.

Die Transversal- (Abbildung 5.63) und Longitudinalimpulse (Abbildung 5.62) der CDW-Rechnung für eine Einschußenergie von 300 keV/u stimmen, abgesehen von der Cusp-Kante, gut mit der experimentell gefundenen Verteilung der Reaktion mit der niedrigeren Projektilenergie von 200 keV/u überein.

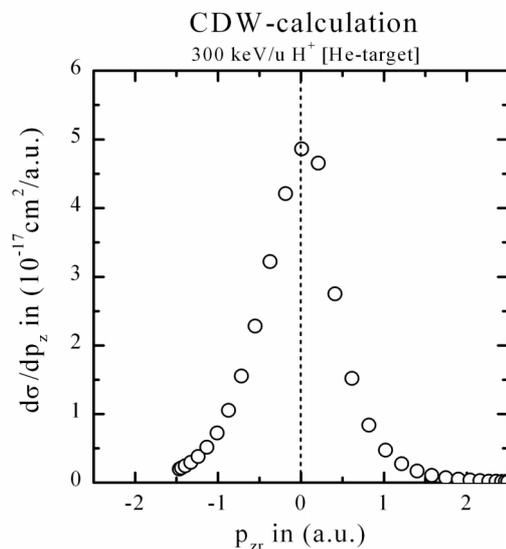


Abbildung 5.62: Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung der Einfachionisation von Helium induziert durch Protonen der Einschußenergie von 300 keV/u nach einer CDW-Rechnung von V. Rodriguez.

Die Kalkulation zeigt bei dieser Störung genau die Überhöhung des transversalen und longitudinalen Impulses auf, wie man sie, wie oben beschrieben, bei der kleineren Einschußenergie als Ausbuchtung im zweidimensionalen Konturgraphen vorfindet. Die mittleren Longitudinalimpulse der Ionisation unterscheiden sich lediglich um vier Hundertstel atomare Einheiten (CDW: $p_{zr} = 0.01$ a.u. gegenüber Exp.: $p_{zr} = -0.03$ a.u.). Dies läßt vermuten, daß die quantenmechanische Theorie scheinbar alle relevanten Effekte der Stoßreaktion erfassen kann, jedoch (noch) nicht in der Lage ist, die Stärke des jeweiligen Einflusses gegenüber den anderen Einwirkungen richtig wiederzugeben.

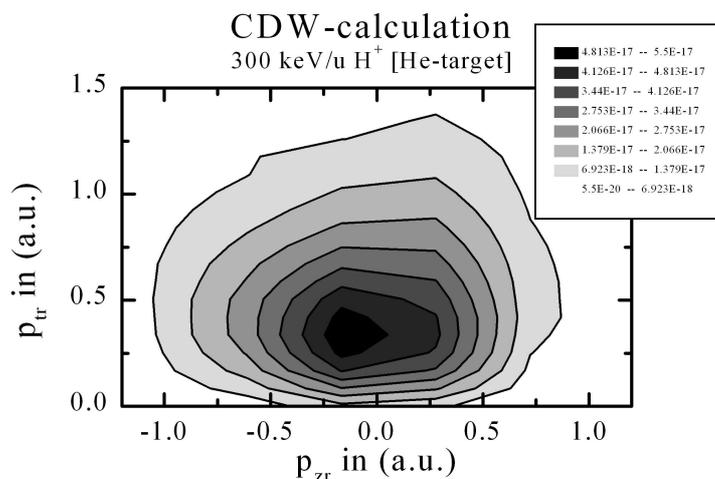


Abbildung 5.63: Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Helium induziert durch Protonen mit der Einschußenergie von 300 keV/u in Abhängigkeit vom Transversal- (Ordinate) und Longitudinalimpuls (Abszisse) des Rückstoßions, nach einer CDW-Rechnung von V. Rodriguez.

Die Ergebnisse der Messungen für eine Einschußenergie von 150 keV/u der Deuteronen (siehe Anhang 7.7, 7.8, 7.9) reihen sich in die experimentell gefundenen und diskutierten Zusammenhänge nahtlos ein und werden aus diesem Grund nicht näher im einzelnen besprochen.

...Überleitung...

Im folgenden Kapitel soll mit einer kurzen Zusammenfassung aller Ergebnisse im Hinblick auf den Stellenwert der „post-collision-interaction“ (PCI) für Ion-Atom-Stöße im Energiebereich von 1.3 MeV/u bis hinunter auf 100 keV/u die Diskussion der experimentellen sowie der theoretischen Daten abgeschlossen werden. Ein Ausblick mit Verbesserungsvorschlägen und zukünftigen Projekten im Bereich der Rückstoßionenspektroskopie, die sich im Planungsstadium in unserer Arbeitsgruppe am Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt am Main befinden, runden das Bild von der Ionisation des ungestörten Heliumatoms ab.

Kapitel 6

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorgestellten Messungen, Rechnungen und deren Interpretationen konnten deutlich machen, daß selbst die Einfachionisation eines dem Anschein nach so unkomplizierten atomaren Systems wie das des Heliumatoms im Hinblick auf dynamische Prozesse noch reichlich unverstanden ist, und daß weiterhin Handlungsbedarf seitens der Grundlagenforschung besteht, diese so wichtigen Wechselwirkungen zu erforschen. Die Methode der Rückstoßionenimpulsspektroskopie in Verbindung mit einem kalten Target (COLTRIMS) hat sich als ein hervorragendes und zudem äußerst flexibles Werkzeug dazu erwiesen und birgt, durch die ständige Verfeinerung und Verbesserung aller Komponenten, ein großes Potential an erfolgreichen Einsatzmöglichkeiten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zum ersten Mal die Einfachionisation von Helium durch Protonen für Einschußenergien von 200 keV/u bis 1.3 MeV/u vollständig differentiell untersucht. Für fast den gesamten Endzustandsimpulsraum wurden die Rückstoßionen-, Elektronen- und Projektilimpulse vollständig bestimmt. Die Messung liefert das Quadrat der korrelierten Dreiteilchenendzustandswellenfunktion im Impulsraum. Dieser vieldimensionale Datensatz über einen weiten Bereich von Projektilenergien erlaubt den detailliertesten Test unserer theoretischen/quantitativen Vorstellungen von Ionisationsprozessen, der heutzutage möglich ist. Eine Betrachtung der Impulsaustauschprozesse der Stoßpartner zeigt direkt die zugrundeliegenden Mechanismen.

Mit den hier verwendeten Einschußenergien der Protonen und den spektroskopierten Elektronenenergien reiht sich diese Meßreihe in das untere Ende des beobachtbaren Projektilstreuwinkels ein. Für Ablenkwinkel größer als 1 mrad ist der transversale Impulsaustausch zwischen Projektil und Rückstoßion die dominante Wechselwirkung bei der Einfachionisation von Helium, und die Elektron-Proton Korrelation spielt eine eher untergeordnete Rolle. Unterhalb dieses Winkels ändern sich die Verhältnisse, und die interaktive Wechselbeziehung zwischen dem Projektil und dem negativen Ladungsträger des Heliumatoms führt in vergrößertem Maße zu einer Ionisation und der damit verbundenen Kinematik der Fragmente. Im Bereich kleiner Streuwinkel (≤ 0.3 mrad) ist der Impulsaustausch zwischen allen Stoßpartnern der Reaktion für die Einfachionisation relevant. In der longitudinalen Richtung wird die zur Ionisation benötigte Energie der Bewegung des Projektils entnommen, dessen Impulsverlust hauptsächlich die Elektronen zu kompensieren versuchen, während die Rückstoßionen in passiver Weise auf diese Störung reagieren. Die Einflüsse der attraktiven Coulombkraft des Protons nach dem eigentlichen Stoß machen sich dabei mit sinkender Projektilgeschwindigkeit mehr und mehr bemerkbar. In der transversalen Richtung liegt ständig für die Mehrzahl der Ionisationsprozesse eine Mischung aus den „binary-encounter“- , „nuclear-scattering“-Prozessen und der „photoionisation“ vor, wobei wieder die Proton-Elektron Wechselwirkung einen noch stärkeren Einfluß auf die Dynamik der Einfachionisation ausübt. Bei allen Protoneneinschußenergien wird das Rückstoßion also durchaus auch direkt entgegen dem Projektil emittiert, wie man das von reinen Kern-Kern-Stöße her kennt. Für die Elektronen ist diese Charakteristik ebenso beobachtbar, und gleichzeitig ist auch hier der Einfluß des PCI-Effektes zu erkennen. Die Einfachionisation von Helium erweist sich als ein erstaunlich komplex ausbalanciertes Zusammenspiel der Wechselwirkungen eines Dreikörpersystems, dessen treibende Prozesse mit der Projektilgeschwindigkeit fließend ineinander übergehen. Aber immer bleibt das Projektil aktiv für die hier untersuchten Störungen an der Impulsverteil-

ung der Heliumfragmente im Endzustand der Reaktion beteiligt. Erst die Ionisation durch schwere, hochgeladene Ionen weist der Elektron-Rückstoßion-Korrelation eindeutig die entscheidende Rolle zu, in der das Projektil lediglich die Einfachionisation des Heliumtargets induziert, selbst aber passiv bleibt und unter beliebigen Winkeln gestreut wird, ganz so, wie man es bei einer Photoionisation erwarten kann.

Vornehmlich die Elektronen reagieren auf die Stärke der Störung und bestimmen dadurch die Dynamik der drei-Körper-Reaktion. Für kleine Störungen durch das Projektil stellen die Elektronen einzelne, voneinander unabhängige Streuzentren dar. Erst bei größeren Störungen spielen sie als eine polarisierbare Hülle in Verbindung mit der interaktiven Wechselwirkung mit dem Targetkern ihre kollektiven Eigenschaften aus. Wo immer Kern-Kern-Wechselwirkungen nur einen geringen Anteil zu Ionisationsprozessen beitragen, ist der unbeobachtbare Stoßparameter einer Reaktion über die Streuwinkel bzw. über die Transversalimpulse nicht zugänglich. Für kleinste Einschußenergien dominieren die Elektroneneinfangprozesse die Ionisation. Für die wenigen Prozesse, bei denen die Elektronen im Kontinuum verbleiben, ist die Projektil-Heliumkern-Wechselwirkung die intrinsische Kraft der Ionisierung. Die Elektronen können entweder mit geringer kinetischer Energie am Target verbleiben, mit der Projektilgeschwindigkeit das Proton begleiten ohne dabei eingefangen zu werden oder aber zwischen beiden Stoßpartnern auf dem Sattel der auslaufenden Coulombpotentiale „einfrieren“. Für eine Einschußenergie von 10 keV/u der Protonen tritt dieser Effekt der sogenannten „Sattelpunktelektronen“ am häufigsten zu Tage [RDO96#]. Dazu ist eine entsprechend lange Wechselwirkungsdauer aller drei Stoßpartner nötig, in der das Projektil und das He^+ -Teilchen um das Elektron konkurrieren. Es bildet sich während des Stoßes kurzzeitig ein Quasimolekül aus, welches durch die Elektronen zusammengehalten wird. Bricht das Molekül, durch die kleineren Projektileinschußgeschwindigkeiten bedingt, langsam auseinander, steigt die Wahrscheinlichkeit für die Elektroneneinfang- und ECC-Prozesse. Die theoretisch vorhergesagte Kante in der Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung, die von Stößen herrührt in denen das Elektron in das Kontinuum des Projektils eingefangen wird, konnte, innerhalb der durchgeführten Versuchsreihen, erstmals spektroskopiert werden. Koinzidente Messungen sind durch den Einsatz eines solenoidalen Magnetfeldes möglich. Ein entsprechender Aufbau befindet sich am IKF, dem Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M., in Planung.

Für höhere Projektilenergien scheinen die Vorstellungen von Quasimolekülen und Polarisationen des Targets nicht mehr tragfähig zu sein. Die zum Teil erheblichen Unterschiede in den dynamischen Verhaltensweisen der Heliumfragmente in den Prognosen der klassischen CTMC-Theorie konnten nicht verifiziert werden. Dies wurde im Vergleich der Protonen-/Antiprotonen-Messung bei 1 MeV/u Anfangsenergie deutlich. Obwohl in der Theorie die totalen Wirkungsquerschnitte der Ionisation ab 800 keV/u für beide Projektilladungen nahezu übereinstimmen, besteht selbst bei höheren Einschußenergien für die theoretischen differentiellen Querschnitte eine auffällige Diskrepanz zwischen den verschiedenen Stoßsystemen. Das Experiment jedoch konnte zeigen, daß das Projektil bei einer derart hohen Geschwindigkeit nicht mehr in der Lage ist, die Fragmente der Einfachionisation nach dem Stoß durch sein attraktiv bzw. repulsiv wirkendes Coulombpotential in Konkurrenz zu dem des He^+ -Teilchens in entsprechender Weise im Impulsraum zu separieren. Ein merklicher PCI-Effekt, wie er vor allem für kleine Projektilgeschwindigkeiten beobachtet werden konnte, tritt bei dieser Art der Störung nicht mehr auf; das Vorzeichen der Ladung des Testteilchens hat auf die Impulsverteilung der Heliumfragmente keinen Einfluß. Für alle hier vorgestellten Experimente ist der Vergleich zu den Ergebnissen der theoretischen Rechenmethoden noch nicht vollständig durchgeführt oder abgeschlossen worden. Es konnte jedoch deutlich gezeigt werden, daß keine Theorie bis

jetzt in der Lage ist die Dynamik dieser Stoßprozesse in ausreichender Form zu beschreiben. Zwar kann die CDW-Rechnung die Ergebnisse der Antiprotonenstoßreaktionen verifizieren, jedoch stimmt die entsprechende Kalkulation nicht mit den Meßdaten der protoneninduzierten Einfachionisation überein. Dies läßt den Schluß zu, daß bis jetzt nur zufällige Übereinstimmungen zwischen den Theorien und den Experimenten existieren. Es erscheint ratsam, die prinzipiellen Größen in den Kalkulationen zu ändern und die theoretischen Beschreibungen von einem anderen Standpunkt aus zu beginnen (lesen sie in diesem Zusammenhang auch das Zitat auf der letzten Seite dieser Arbeit) !

Durch die vollständig bestimmte Kinematik der COLTRIMS-Messung liegt eine Fülle an Informationen vor, die so in der quantenmechanischen Theorie noch gar nicht zugänglich sind. Es besteht also weiterhin die Aufgabe, die Ergebnisse zu deuten und in Theorien einzubinden. Insbesondere die Dynamik des Ionisationsprozesses steht dabei weiterhin im Mittelpunkt künftiger Untersuchungen. Speziell im Hinblick auf die Doppelionisation von Helium stellt diese Messung erst eine vorbereitende Studie dar. Es ist wünschenswert, die durch Antiprotonen induzierte Einfach- und Doppelionisation von Helium bei einer Einschußenergie von 500 keV/u und darunter im Sinne der Rückstoßionenimpulsspektroskopie vollständig zu vermessen.

Neben den angesprochenen Messungen der Einfachionisation durch Antiprotonen und Protonen der Energie von 1 MeV/u, der Meßreihe der protoneninduzierten Ein- und Doppelionisation von Helium im Energiebereich von 1.3 MeV bis 200 keV/u, den Cusp-Messungen mit Deuteronen der Einschußenergie von 100, 150 und 200 keV/u wurden noch weitere Experimente mit der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Versuchsanordnung durchgeführt. Auf die Ergebnisse der Meßkonfigurationen mit der geringen Absaugspannung von 50 V und dem damit verbundenen Schwerpunkt auf niederenergetische Elektronen (≤ 2 eV) bei gleichzeitig hoher Auflösung der Rückstoßionen wurde hier nur am Rande eingegangen. Weiterhin stehen noch die Daten einer Messung der durch 100 keV/u Deuteronen induzierten Einfach- und Doppelionisation von Helium zur Verfügung, die den weiteren Verlauf der Impulsverteilung und das Rollenspiel aller Fragmente unter dem Einfluß der „post-collision-interaction“ näher beleuchten können. Es wurde noch die Elektronentransferionisation der Reaktion Protonen auf Helium für Einschußenergien von 300 und 500 keV/u vermessen. In enger Zusammenarbeit mit unserem argentinischen Gast A. Gonzalez wurde das Stoßsystem Deuteronen (gepulst und ungepulst) auf Argon hinsichtlich der Ionisation und des Elektroneneinfangs für eine Projektilgeschwindigkeit von 100 keV/u und 200 keV/u untersucht. Desweiteren wurden durch den Einbau einer Gaszelle hinter dem „Strahlkicker“ die gepulsten Deuteronen wieder durch Elektroneneinfang am Stickstoff der Zelle in neutrale Deuteriumatome konvertiert. Wegen der beschränkten Strahlrohrlänge vor der Targetkammer und dem großen Blendendurchmesser der Gaszelle, aufgrund der gebogenen Strahlführung der langsamen Projektile, kam es bereits zwischen dem Kondensatorplattenpaar zu Capture-Prozessen, die die Zeitstruktur der Pulsung verbreiterten. Die Pulsdauer konnte aber immerhin noch unter 3 ns FWHM gehalten werden. Damit war es möglich, Streuexperimente an Helium- und an Argonatomen bei einer kinetischen Energie des Deuteriums von 100 keV/u durchzuführen. Diese Experimente werden in nächster Zeit ausgewertet und vorgestellt.

Die komplexen Impulsverteilungen der Elektronen geraten immer mehr ins Blickfeld der Rückstoßionenspektroskopie. Ihre störungsabhängigen Emissionscharakteristika sind bereits heute schon das Ziel einiger Experimente unserer Arbeitsgruppe. Von besonderem Interesse sind hierbei Photonen und Elektronen als Projektile. Nachdem in der Vergangenheit erste Erfahrungen mit einem $e,2e$ Experiment gesammelt wurden (siehe hierzu [LSP94] und [AKO97]), ist in der Zwischenzeit eine Targetkammer mit einem zweistufi-

gen Jet an der Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle (EZR) des Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a.M. aufgebaut worden, an der mit Hilfe eines gitterlosen Spektrometers, vor allem die Doppelionisation von Helium durch hochgeladene Ionen, mit Projektilenergien von bis zu maximal 10 keV/u untersucht werden soll. Durch die Verwendung einer Elektronenkanone wird es in Verbindung mit einem Zylinderkondensator, der die auslaufenden schnellen Projektile analysiert, möglich sein, mit dieser Apparatur ein kinematisch vollständiges $e,3e$ -Experiment durchzuführen [MAC95]. Zur Zeit befindet sich dieser Aufbau in der Erprobung.

Mit Hilfe von zirkular polarisiertem Licht ist es zum ersten Mal gelungen, den Dichroismus in der Doppelionisation von Helium an der Photon Factory (KEK) in Japan durch eine Elektron-Rückstoßionen-Koinzidenz zu spektroskopieren. Dabei handelt es sich, bei einer von links- und rechts-polarisiertem Licht induzierten Doppelionisation, um eine Asymmetrie in der Impulsverteilung der Elektronen und des Kerns [MAC96]. Erst die Rückstoßionenimpulsspektroskopie ermöglicht eine erfolgreiche Messung dieses Effektes, da die bisher zur Verfügung stehende Photonenintensität für konventionelle Elektronenspektrometer bei weitem zu gering ist.

Der Einsatz multithitfähiger Detektorsysteme ermöglicht es, den Anwendungsbereich des atomaren Reaktionsmikroskops zu erweitern. Dabei handelt es sich um die Kombination aus zwei bis drei Multichannelplates und einer Delay-Line-Anode, die es erlaubt aufeinanderfolgende mikroskopische Teilchen, die Flugzeitunterschiede von nur einigen Nanosekunden aufweisen, ortsauflösend nachzuweisen [OJA96]. Dieser Detektor eignet sich in Verbindung mit den entsprechenden Koinzidenzschaltungen einerseits hervorragend zum Nachweis der Elektronen einer Vielfachionisation, andererseits auch zur Untersuchung von Molekülfragmentationen. Die Tauglichkeit dieses, in unserer Arbeitsgruppe entwickelten, Systems konnte bereits in einer Pionierarbeit zur Fragmentation von Stickstoff erwiesen werden [IAL97]. Die dabei zu spektroskopierenden Impulse sind aufgrund der schweren Teilchen enorm groß (≥ 100 a.u.). Zur Zeit befindet sich ein weiteres Experiment dieser Art im Planungsstadium. Diesmal soll Kohlendioxid mit Hilfe eines verbesserten experimentellen Aufbaus das Ziel der Untersuchungen sein.

Die hier benutzte Methode der Rückstoßionenimpulsspektroskopie (COLTRIMS) zeichnet sich gegenüber Meßmethoden wie der konventionellen Elektronenspektroskopie durch mehrere vorteilhafte Eigenschaften aus. Zunächst einmal ist der große Nachweisraumwinkel zur Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte der Ionisationsfragmente deutlich allen anderen experimentellen Methoden überlegen. Für die schweren Rückstoßionen beträgt er nahezu immer volle 4π . Für die Elektronen ist, je nach Art des zu untersuchenden Prozesses und gewünschter Auflösung, noch ein Winkel, der 10 % vom Gesamtraumwinkel beträgt, für Koinzidenzmessungen nutzbar. Das ist immer noch einhundert Mal mehr als dies für klassische Elektronenspektroskopie der Fall ist. Für den Nachweis der Doppelionisation macht dies sogar eine um den Faktor 10000 höhere Nachweiseffizienz aus. Kombiniert man das elektrische Extraktionsfeld mit einem magnetischen Führungsfeld, können heute schon Elektronenenergien bis 500 eV bei einer sehr hohen Auflösung der Rückstoßionen (siehe zum Beispiel [RMO94], [MUN94] und [RMO96]) unter 4π nachgewiesen werden. Damit ist es gewährleistet, die Energie und die Emissionswinkel der Fragmente und dadurch deren Impulse gleichzeitig und ohne kinematischen Einschränkungen vollständig zu vermessen. Moderne Elektronenspektroskopieapparaturen, die mittlerweile auch in der Lage sind die Energie und die Winkel gleichzeitig zu vermessen, benötigen Meßzeiten, die mindestens hundert Mal länger sind. Desweiteren können durch das Element der Flugzeitmessung die Prozesse der Reaktion, wie Ionisation, Elektroneneinfang etc. instantan bestimmt werden, während in der Elektronen-

spektroskopie die Ladungszustände nur über die Energiebilanzen zugänglich sind. Die dafür nötigen Koinzidenzexperimente verlängern die Meßzeit der konventionellen Spektroskopie um weitere Vielfache.

Die Rückstoßionenimpulsspektroskopie wird in näherer Zukunft imstande sein, ein Abbild der dynamischen Vielteilchenreaktionen der atomaren Welt hochaufgelöst wiederzugeben. Mit Hilfe dieses Reaktionsmikroskops, das sich sicherlich in den verschiedensten Anwendungsbereichen noch weiter etablieren kann, wird man in der Lage sein, zwischen der Summe der Teilchen und dem Ganzen differenzieren zu können und die Bedeutung von Korrelationseffekten für das Gesamtsystem näher zu verstehen.

...Überleitung...

Die wissenschaftliche Diskussion bzw. die Abhandlung über den Impulstransfer in Proton-Helium-Stößen endet an dieser Stelle. In den letzten Kapiteln und Abschnitten dieser Arbeit sind das Literatur- und das Abbildungsverzeichnis zu finden. Zuvor werden im Anhang zusätzliche Zeichnungen, Pläne und Spektren etc. dargestellt, welche die Ausführungen in den vorhergehenden Kapiteln illustrieren bzw. ergänzen können. Auf die einzelnen Abbildungen wurde an den entsprechenden Stellen verwiesen. Die Arbeit schließt mit einer Danksagung und einem Zitat.

Kapitel 7

7 Anhang

7.1 Elektronenflugzeit-Simulationsprogramm (TOF)

Dieses Programm zur Bestimmung der Elektronen-Flugzeiten bzw. der Impulse in Absaugrichtung des Spektrometers ist ein Fortran-Code, der nach der Compilierung eine Liste der Flugzeiten und der Impulse zur jeweiligen Kanalzahl des Zeitspektrums des Elektron-Pulser (+/-) -TAC's ausgibt. Eingabeparameter sind dafür die Spektrometerkonfiguration, das Potential am Eintritts-Channelplate des Detektors, normiert auf ein Nullpotential am Startort der Elektronen, sowie der Eichfaktor für den TAC. Die Daten werden in das Analysefile der Auswertung implementiert und dort weiter verrechnet.

C	<pre> C C Programm e-tofgamma C berechnet Elektronen-Flugzeiten im Absaugfeld des Recoil-Spektrometer und des C Plates mit einem retarding-grid (falls vorhanden) C Eingabe: Eichung der px recoil He1+ in au (momentum)/nsec C und electron tof in nsec fuer p = 0 C C The version gamma2 varries the potential to achieve the C TOF of E = 0 electrons but keep the distance fixed C i.e. it does not use the voltage input from the recoils He1+ C COMMON /INDATA/M,KRED,Q,X(10),ESTART,TGES,UTOT(5) OPEN (UNIT=10,FILE='E_TOF.DAT',FORM='FORMATTED',STATUS='NEW') </pre>	
	<pre> em = 1. q = 1. </pre>	<pre> ! Elektronenmasse ! Ladung </pre>
C	<pre> C C Geometrie: Das Elektron startet an der Stelle x(1) bei Potential u(1) C und fliegt in x-Richtung bis zu der Stelle x(10) C </pre>	

	<p>X(1) = 0.0 X(2) = 2.0 X(3) = 2.915 X(4) = 2.9150001 X(5) = 3.24</p> <p>U(1) = 0. U(2) = 89.5 U(3) = 89.5 U(4) = 89.5 U(5) = 325.1</p> <p>check = 100000.</p>	<p>! Startort; wird nachher verschoben um totale Flugzeit fuer ! Startimpuls 0 zu reproduzieren ! erstes Gitter (in cm) ! zweites Gitter ! retarding grid for fieldleakedge 0.2 shorter ! Front-Channel-Plate</p> <p>! Spannung an der Stelle x(1) ! Spannung am 1. Gitter ! Spannung am 2. Gitter ! Spannung am 3. Gitter ! Spannung am Front-Channel-Plate</p>
C C C	<pre>print *,“ print *,“ ***** ‘ print *,“ print *,“ pstart (a.u.) , estart (eV) , tges (ch) ‘ print *,“ print *,“ ***** ‘ print *,“</pre> <p>loop for all starting momenta</p>	
900	<pre>do i = -20000, 600 pstart = i/1000. Estart=pstart**1./2.*27.21 if (pstart.lt.0.) then call ttotm else call ttotp endif t0 =t1 t1=t2 t2= tges*5.86373 it1 = iint (t1+0.5) it2 = iint (t2+0.5) if (it2.ne.it1) then write (10, 900) it2, pstart print *, pstart, estart, it2, t2 endif enddo format (‘ xtof(‘,i4,’)=’, e15.7) end</pre>	<p>! pstart in a.u. ! Startenergie in eV</p>

C C C C C C	***** berrechnet Flugzeit fuer Potentialverlauf in u(10) und Startenergie Estart *****	
	Subroutine TTOTp COMMON/INDATA/eM,kred,Q,X(10,U(10),ESTART,TGES TGES = 0 do 11 I = 1, 4	! summiere entlang
	v0 = 2.188e-1*sqrt ((Q*U(i)+ESTART) / em / 27.21*2.)	! der Bahn ! Startgeschwindig.
		! im Intervall [x(i), ! x(i+1)]
	v1 = 2.188e-1*sqrt ((Q*U(i+1)+ESTART) / em / 27.21*2.)	! Endgeschwind. im
		! Intervall
11	TGES = TGES + (X(i+1) – X(i)) * 2./ (V0+V1) continue return end subroutine TTOTm COMMON/INDATA/eM,kred,Q,X(10,U(10),ESTART,TGES TGES = 0 dxturn = abs ((x(1)-x(2)) / (u(2)-(1))) * ESTART vs = 2.188e-1*sqrt (ESTART / em / 27.21*2.) TGES = TGES + 2.*(dxturn*2./vs) do 11 I=1, 4 v0 = 2.188e-1*sqrt ((Q*U(i)+ESTART) / em / 27.21*2.) v1 = 2.188e-1*sqrt ((Q*U(i+1)+ESTART) / em / 27.21*2.)	
11	TGES = TGES + (X(i+1) – X(i)) * 2./ (V0+V1) Continue Return End	

7.2 Schaltplan des Strahlschalters und Blick in die Kammer

Im folgenden ist der elektronische Schaltplan für den Strahlpulser dargestellt, der im Kapitel 3 (Experimenteller Aufbau und Durchführung der Messung) besprochen wurde. In dieser Darstellung fehlt die Spannungsversorgung bzw. der Transformator, der für den Gegentakt-Betrieb modifiziert wurde und die „floatenden“ Netzteile, in die jeweils zwei Trafos aufgrund der hohen elektrischen Ströme im Hochfrequenzbetrieb eingesetzt werden mußten. Desweiteren befindet sich an dieser Stelle eine Photographie von der geöffneten Targetkammer:

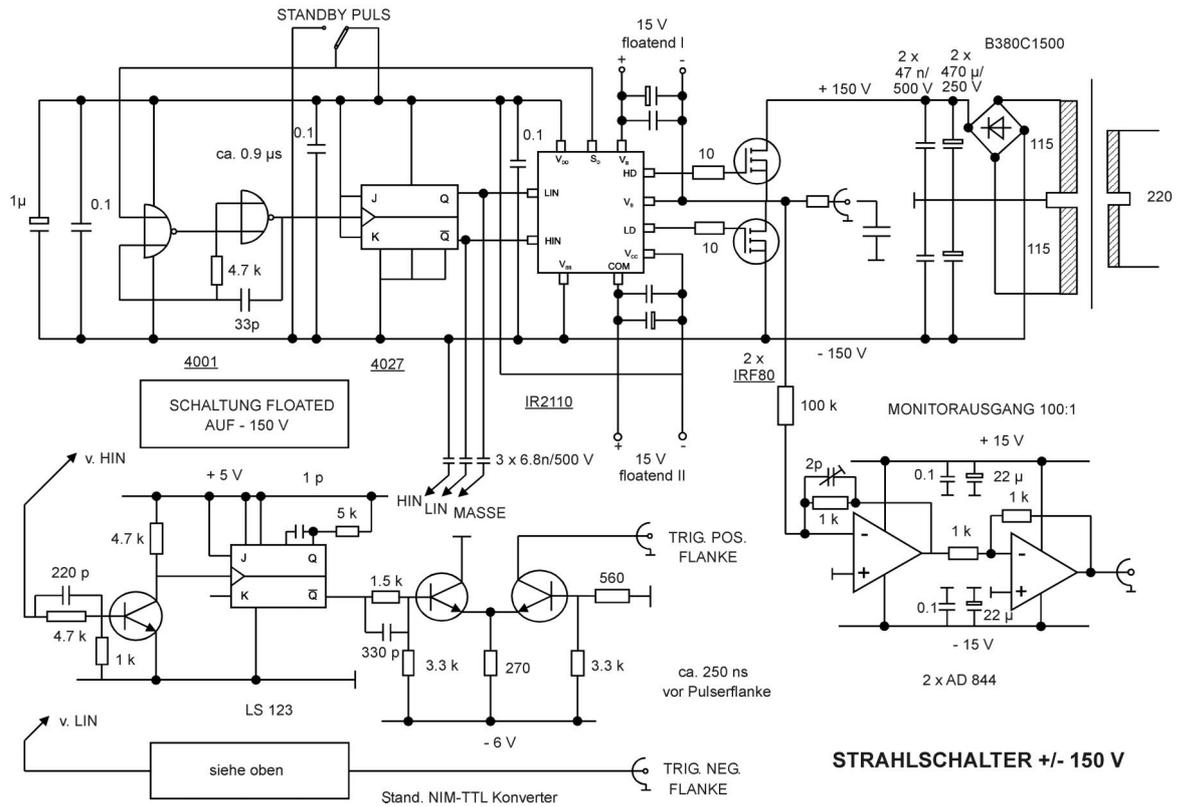


Abbildung 7.1: Schaltplan des schnellen Hochspannungspulsenerators.

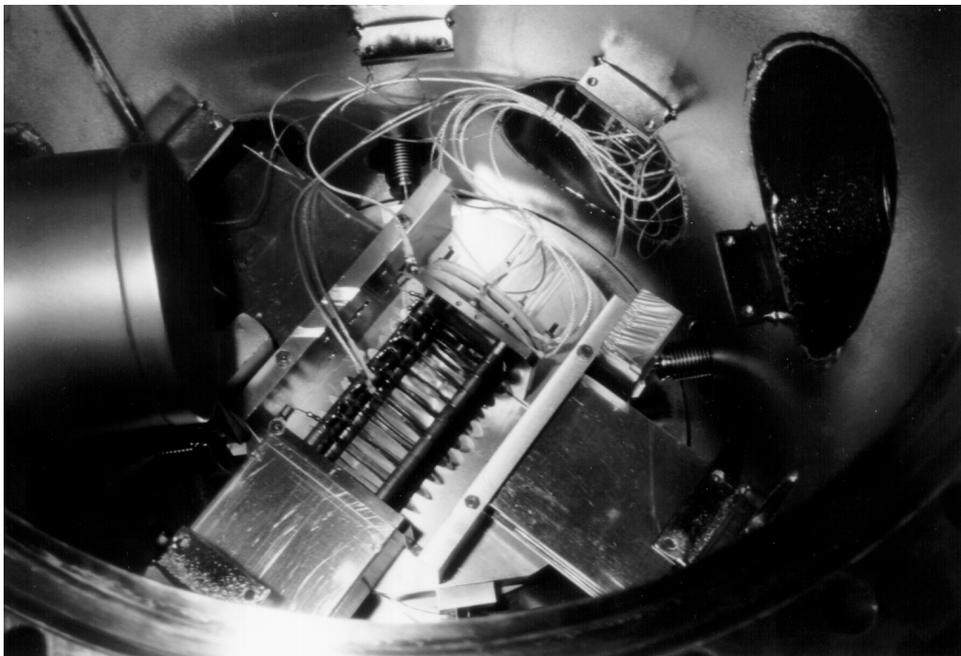


Abbildung 7.2: Blick in die Targetkammer auf das Flugzeitspektrometer. Man erkennt den Elektronendetektor in der Mitte des Photos, den Beschleunigungsbereich und den Anfang der Driftstrecke am unteren Bildrand. Weiterhin sind die Steererplatten (Beamcleaner und -analyzer) des Projektionsstrahls zu sehen. Auf der linken Seite ist eine Kühlfalle montiert.

7.3 Ausgesuchte Spektren

In diesem Abschnitt werden einige wenige ausgewählte Spektren präsentiert, die an angegebener Stelle in Kapitel 5 (Ergebnisse) die Ausführungen ergänzen bzw. unterstreichen können:

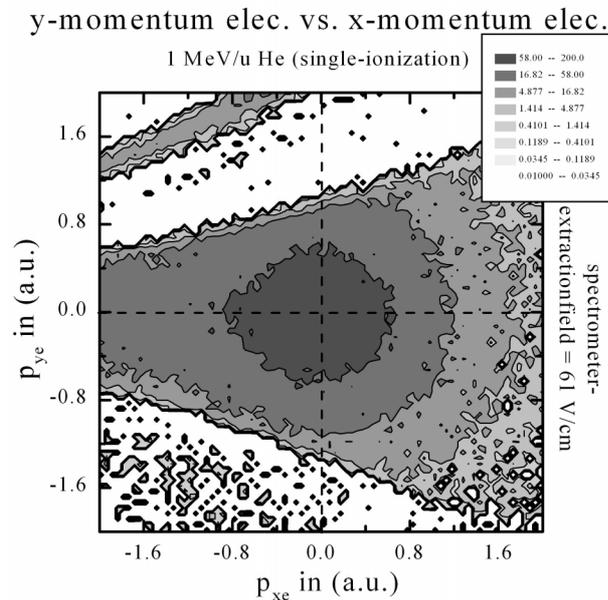


Abbildung 7.3: Schnitt aus der detektierten dreidimensionalen Elektronenimpulsverteilung bei einer Absaugspannung am Spektrometer von 500 V. „Online-Spektrum“ in logarithmischer Skalierung. Der Detektor ist auf der rechten Seite positioniert.

long. elec.-momentum for diff. trans. elec.-momentum

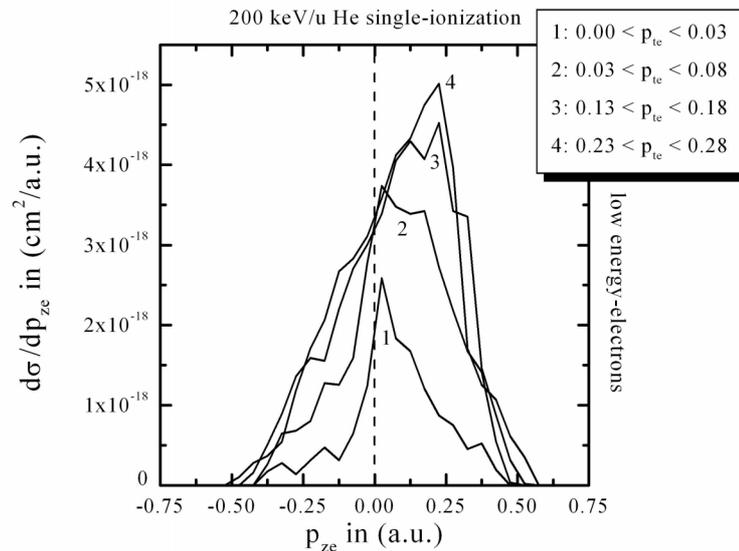


Abbildung 7.4: Die longitudinale Impulsverteilung der Elektronen für verschiedene Elektronentransversalimpulsintervalle der Stoßreaktion Proton auf Helium bei einer Einschussenergie von 200 keV/u. Die maximal detektierte kinetische Elektronenenergie beträgt aufgrund des Absaugfeldes (6.1 V/cm) 2 eV. Die Darstellung verdeutlicht den Einfluß des PCI-Effektes bei niedrigen Projektilgeschwindigkeiten in der Verteilung der Elektronen selbst für den „Target-Cusp“. Die Verteilung hat hier, wie auch bei der höheren Einschussenergie, ihr Maximum nicht genau bei Null; ein Effekt, der wahrscheinlich von der Art der Ionisation („nuclear-scattering, „binary-encounter“ etc.) abhängig ist (vergleiche mit [RMO98]).

Polarplots

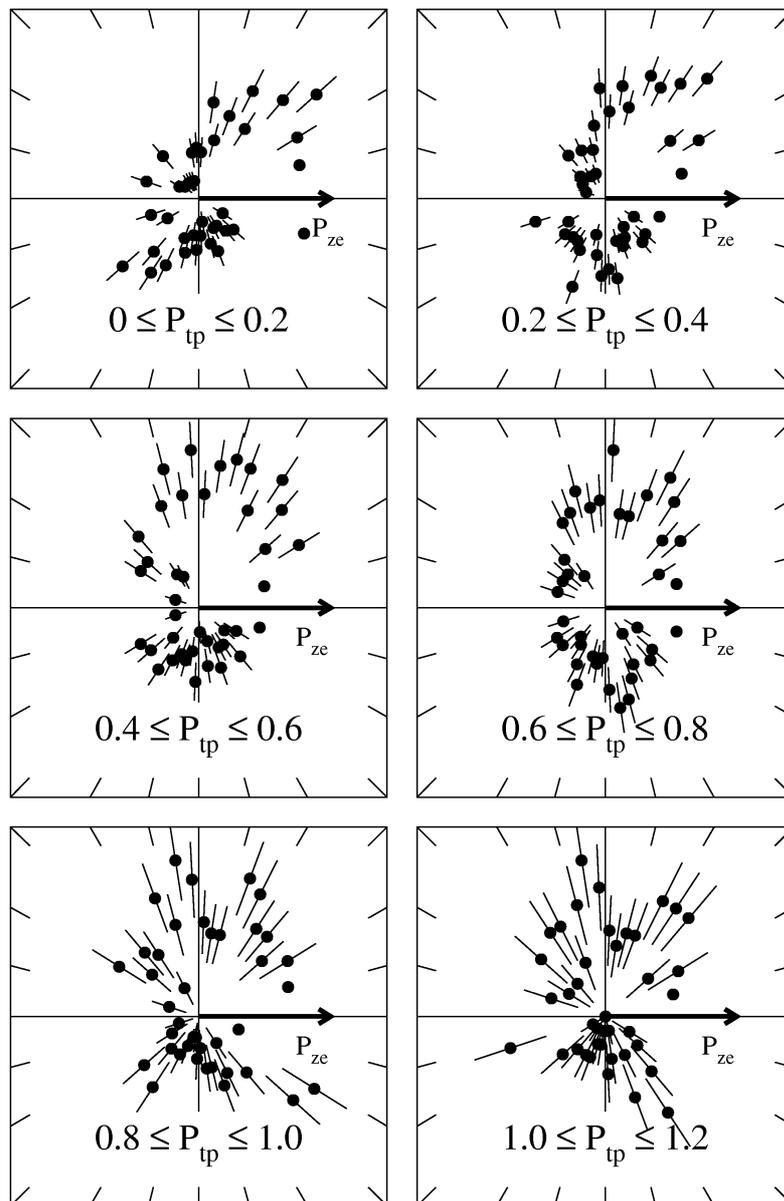
elec. scattering-angles for diff. transverse-momenta of the pro.

the projectile scatters downwards

$0.1 \leq E_e \leq 1.1 \text{ eV}$, $0^\circ \leq \angle(P_e, P_p) \leq 40^\circ$ and

$140^\circ \leq \angle(P_e, P_p) \leq 180^\circ$ are admitted

the transverse-proj.-momentum is similar to the scattering-angle



Proton+Helium, 1.3 MeV/u, single-ionisation, 6.1 V/cm

Abbildung 7.5: Elektronenstreuwinkel für verschiedene Transversalimpulse des gestreuten Projektils, welches senkrecht nach unten ausgelenkt wird. Dabei ist für eine ausreichende Statistik ein Öffnungswinkel in der hierzu senkrechten Ebene (Azimuthalebene) von 40° erlaubt. Die kinetische Elektronenenergie darf zwischen 0.1 und 1.1 eV betragen. Die Einschubenergie der Protonen beträgt 1.3 MeV. Die Statistik nimmt mit steigendem Transversalimpuls ab.

Polarplots

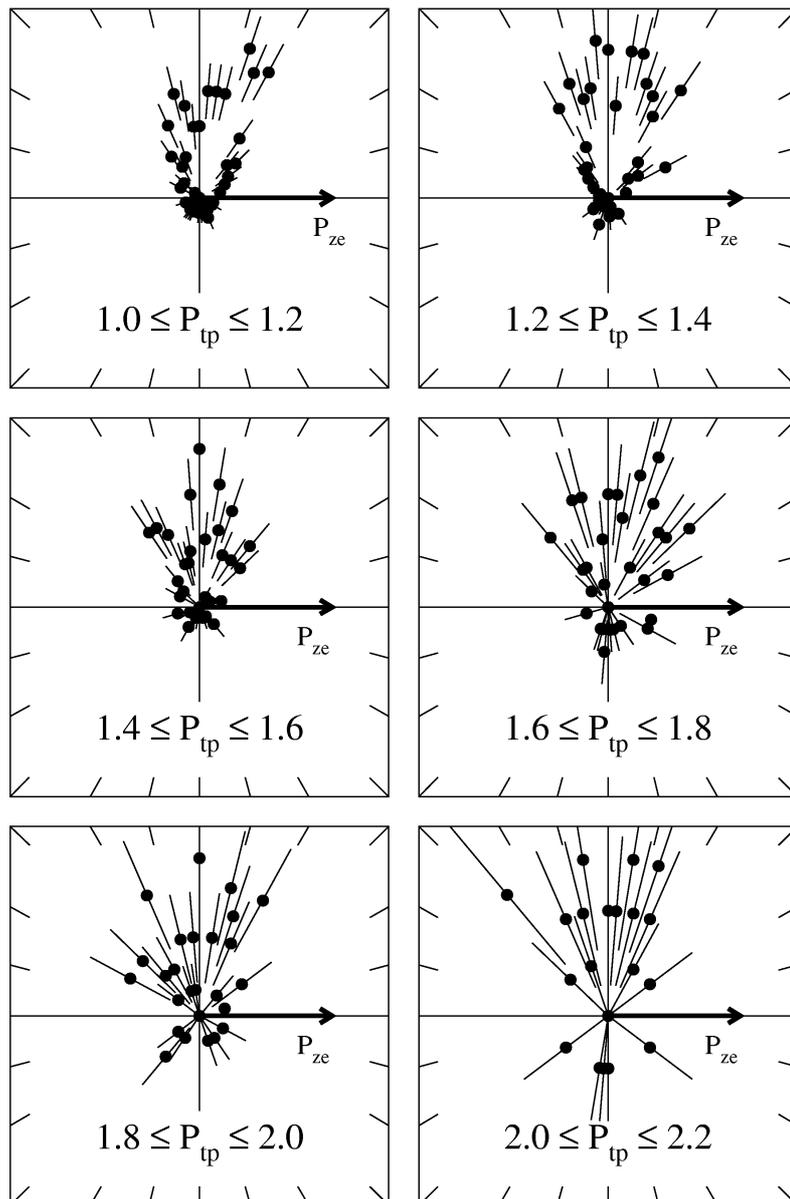
elec. scattering-angles for diff. transverse-momenta of the pro.

the projectile scatters downwards

$8 \leq E_e \leq 10 \text{ eV}$, $0^\circ \leq \angle(P_e, P_p) \leq 30^\circ$ and

$150^\circ \leq \angle(P_e, P_p) \leq 180^\circ$ are admitted

the transverse-proj.-momentum is similar to the scattering-angle



Proton+Helium, 1.3 MeV/u, single-ionisation, 61 V/cm

Abbildung 7.6: Elektronenstreuwinkel für verschiedene Transversalimpulse des gestreuten Projektils, welches senkrecht nach unten ausgelenkt wird. Dabei ist für eine ausreichende Statistik ein Öffnungswinkel in der hierzu senkrechten Ebene (Azimuthalebene) von 30° erlaubt. Die kinetische Elektronenenergie darf zwischen 8 und 10 eV betragen. Die Einschüßenergie der Protonen beträgt 1.3 MeV. Für diese hohen kinetischen Elektronenenergien ist der „Recoil-Anteil“ fast vollständig verschwunden.

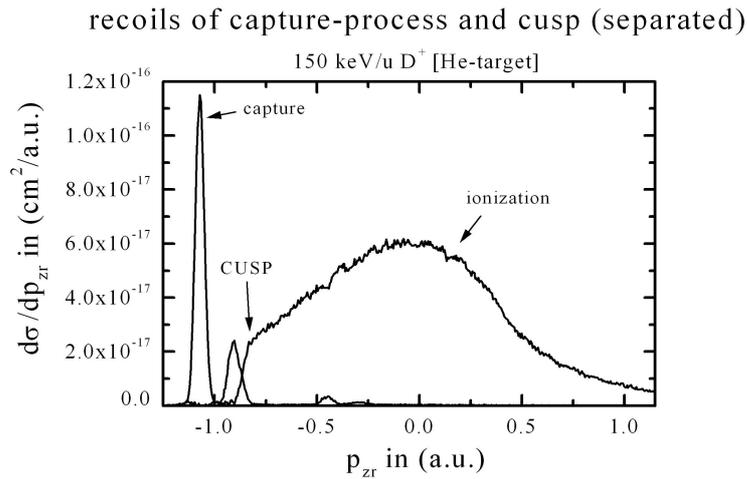


Abbildung 7.7: Die Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung der Elektroneneinfangreaktionen des Projektils und die Ionisation des Targets getrennt voneinander dargestellt für eine Einschußenergie von 150 keV/u der Deuteronen.

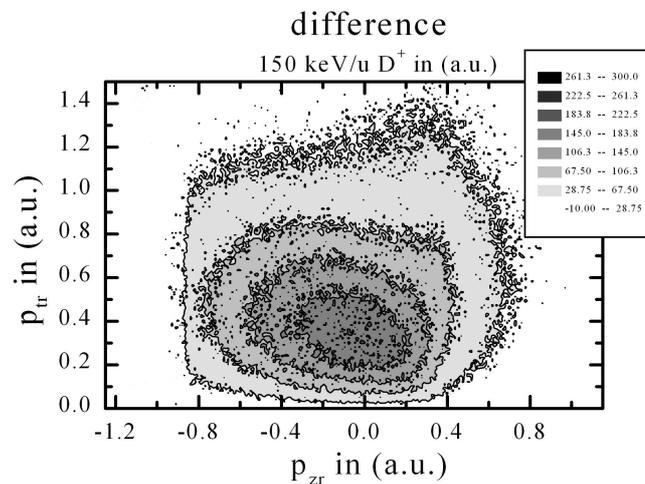


Abbildung 7.8: Der Transversalimpuls der Rückstoßionen in Abhängigkeit von der longitudinalen Impulskomponente der Ionen für die Ionisation von Helium, induziert durch Deuteronen der Einschußenergie von 150 keV/u.

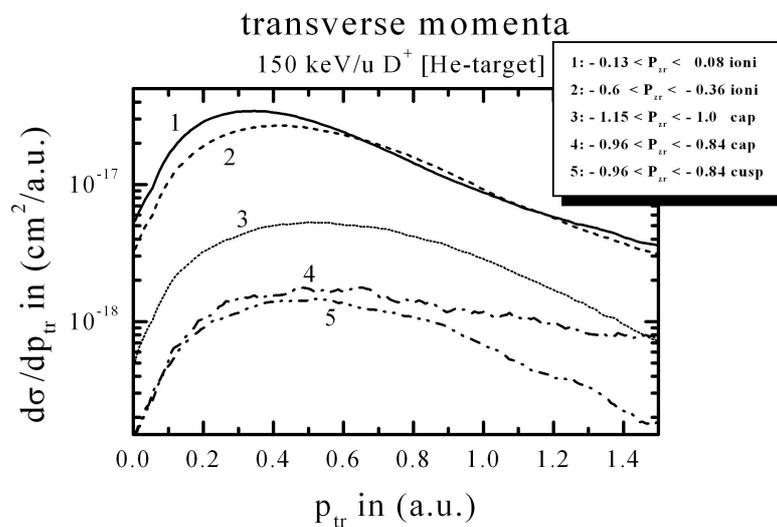


Abbildung 7.9: Transversalimpulse der Rückstoßionen für bestimmte Longitudinalimpulsintervalle der Ionen bei einer Einschußenergie von 150 keV/u der Deuteronen auf das Heliumatom.

Literaturverzeichnis

- [AEI16] A. Einstein, “*Über die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie*“, Vieweg-Verlag, 23. Auflage (1988), ISBN 3-528-16059-4
- [AKO97] A. Kounis, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M., (1997), IKF-D 649
- [AKR96] A. Krämer, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M., (1996), IKF-D 655
- [CICDM] Control Integrated Designers Manual, B-25, Data Sheet No PD-6.011E, International IOR Rectifier
- [DMI88] D. R. Miller, „*Free Jet Sources*“ in *Atomic and Molecular Beam Methods*, ed. G. Scoles, Oxford University Press, Oxford/ New-York, (1988), S. 14
- [DSC89] D. R. Schultz, Phys. Rev., A 40, (1989), S. 2230-2334
- [GBO61] G. Bougnot, Le Journal De Physique Et La Radium, Physique Applique, Supplément Au N° 11., Tome 22, (1961), S. 145-148
- [HAS97] H. J. Ast et al., 18. Arbeitsbericht der Tagung EAS, (1997), S. 117-119
- [HBE93] H. Berg, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M., (1993), IKF-D 542 bzw. GSI-Report 93-12
- [HBR97] H. Bräuning et al., J. Phys., B 30, (1997), L 649
- [HGO91] H. Goldstein, *Klassische Mechanik*, AULA-Verlag Wiesbaden, (1991), 11. Auflage
- [HKN95] H. Knudsen et al., Phys. Rev. Letters, Vol. 74, Num. 23, (1995), S. 4627-4630
- [HKO96] H. Kollmus, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M./ GSI, (1996), IKF-D 653
- [IAL97] I. Ali, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M., (1997), Auf dem Wege der Veröffentlichung
- [JBE92] J. Berakdar, J. S. Briggs, H. Klar, Zeitschrift für Physik, D – Atoms, Molecules and Clusters 24, (1992), S. 351-364
- [JCL86] J. R. A. Cleaver, Optik 75. No 2, (1987), S. 75-81
- [JGI88] J. P. Giese, E. Horsdal, Phys. Rev. Letters 60, (1988), S. 2018

- [JTO77] J. P. Toennies and K. Winkelmann, *J. Chem. Phys.* 66, (1977), S. 3965
- [JUL94] J. Ullrich, Habilitationsschrift, Universität Frankfurt a. M./ GSI, GSI-94-08 Report, ISSN 0171-4546
- [KKH96] Kh. Khayyat et al., IKF-Jahresbericht, (1996), IKF-57, S. 13
- [KKH97] Kh. Khayyat et al., 18. Arbeitsbericht der Tagung EAS, (1997), S. 39
- [KKH98#] Kh. Khayyat et al., *Phys. Ref.*, (1998), auf dem Wege der Veröffentlichung
- [KKH98] Kh. Khayyat, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M., (1998), auf dem Wege der Veröffentlichung
- [KUL89] K. Ullman-Pfleger, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M., (1989), IKF-D 421
- [KUL96] K. Ullman-Pfleger et al., IKF-Jahresbericht, (1996), IKF-57, S. 66
- [LAN86] L. H. Andersen et al., *Phys. Rev. Letters* 57, (1986), S. 2147
- [LAN87] L. H. Andersen et al., *Phys. Rev.*, A 36, (1987), S. 3612
- [LAN90] L. H. Andersen et al., *Phys. Rev. A*, Vol. 41, Num. 11, (1990), S. 6536-6538
- [LEY92] Leybold AG Vakuumtechnik, Bonn, *Kaltköpfe für Kryorefrigeratoren*, (1992)
- [LLI96] L. L. Limon et al., IKF-Jahresbericht, (1996), IKF-57, S. 67
- [LLI97] L. L. Limon, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M., (1997), IKF-D 659
- [LSC96] L. Schmidt et al., IKF-Jahresbericht, (1996), IKF-57, S. 60
- [LSP94] L. Spielberger, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M., (1994), IKD-D 509
- [LSP96] L. Spielberger, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M., (1996), IKF-D 640
- [MAC95] M. Achler et al., IKF-Jahresbericht, (1995)
- [MAC96] M. Achler et al., IKF-Jahresbericht, (1996), IKF-57, S. 17
- [MRU76] M. E. Rudd et al., *At. Data Nucl. Data Tables* 18, (1976), S. 413-432
- [MSH85] M. D. Shah, H. B. Gilbody, *J. of Phys.*, B 18, (1985), S. 899
- [MUN96] M. Unverzagt et al., *Phys. Rev. Letters* 76, (1996), S. 1043
- [MWU82] M. Wutz, H. Adam and W. Walcher, *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*, Vieweg-Verlag, Braunschweig/Wiesbaden, (1982)
- [OHE87] O. Heil et al., IKF-Jahresbericht, (1987), S. 19

- [OHO96] O. Hohn et al., IKF-Jahresbericht, (1996), IKF-57, S. 64
- [OJA89] O. Jagutzki, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M., (1989), IKF-D 418
- [OJA94] O. Jagutzki, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M., (1994), IKF-D 558
- [OJA96] O. Jagutzki et al., IKF-Jahresbericht, (1996), IKF-57, S.68
- [PFA88] P. D. Fainstein et al., J. of Phys., B 21, (1988), S. 287-299
- [PFA89] P. D. Fainstein et al., J. of Phys., B 22, (1989), L 559 – L 563
- [PFA91] P. D. Fainstein et al., J. of Phys., B 24, (1991), S. 3091-3119
- [PFA96] P. D. Fainstein, J. of Phys., B 29, (1996), L 763 – L 767
- [PHV94] P. Hvelplund et al., J. of Phys., B 27, (1994), S. 925-934
- [RAR88] R. Aratari, Nuc. Inst. and Meth. In Phy. Res. B34, (1988), S. 493-498
- [RDO91] R. Dörner, Dissertation, GSI-91-28 Report, (1991), ISSN 0171-4546
- [RDO95] R. Dörner et al., J. of Phys., B 28, (1995), S. 435
- [RDO96#] R. Dörner et al., IKF-Jahresbericht, (1996), IKF-57, S. 15
- [RDO96*] R. Dörner et al., Phys. Rev. Letters 5, (1996), S. 1025
- [RDO96] R. Dörner et al., Phys. Rev. Letters 77, (1996), S. 4250
- [RDO97] R. Dörner et al., Nuc. Inst. and Meth. In Phys. Res., B 124, (1997), S. 225-231
- [RDO98] R. Dörner et al., Phys. Rev., A 57, (1998), S. 1074
- [RFE94] R. P. Feynman, „*QED*“ *Die seltsame Theorie des Lichts und der Materie*, Serie Piper, (1994), ISBN 3-492-11562-4, S. 168
- [RMO94] R. Mooshammer et al., Phys. Rev. Letters, Vol. 73, Num. 25, (1994), S. 3371-3374
- [RMO95] R. Mooshammer et al., Phys. Rev. Letters 73, (1994), S. 3371
- [RMO96#] R. Mooshammer et al., Nucl. Instr. And Meth., B 108, (1996), S. 425
- [RMO96] R. Mooshammer et al., Phys. Rev. Letters 77, (1996), S. 1242
- [RMO98] R. Mooshammer et al., Phys. Rev. Letters, (1998), auf dem Wege der Veröffentlichung
- [ROL83] R. E. Olson, Phys. Rev., A 27, (1983), S. 1871
- [ROL88] R. E. Olson, T. J. Gay, Phys. Rev. Letters, Vol. 61, Num. 3, (1988), S. 302-305
- [ROL96] R. E. Olson and C. J. Wood, J. Phys., B 29, (1996), L257-L262
- [ROL97] R. E. Olson et al., Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Res., B 124, (1997), S.

- 249-255
- [SRU96] S. Runkel et al., IKF-Jahresbericht, (1996), IKF-57, S. 62
- [SWO97] S. Wolf und H. Helm, Phys. Rev. A, Vol. 56, (1997), R 4385-R 4388
- [TBU97] T. Bürhe, „*Newtons Apfel*“ *Sternstunden der Physik*, Beck'sche Reihe, (1997), ISBN 3-406-4202-8, S. 111
- [TWE98] Th. Weber, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M., (1998), IKF-D 672
- [VME94] V. Mergel, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M., (1994), IKF-D 561
- [VME96] V. Mergel, Dissertation, Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt a. M., (1996), IKF-D 646, bzw. „*Dynamische Elektronenkorrelation in Helium*“, Shaker Verlag, ISBN 3-8265-2067-x
- [VRO95] V. D. Rodriguez, Y. D. Wang and C. D. Lin, Phys. Rev. A, Vol. 52, Num. 1, R 9 – R 12
- [WKO69] W. Kornahl and F. W. Richter, Nuc. Inst. and Methods 68, (1969), S. 298-314
- [WSC96] W. Schmitt et al., IKF-Jahresbericht, (1996), IKF-57, S. 21
- [WSC97] W. Schmitt et al., 18. Arbeitsbericht der Tagung EAS, (1997), S. 42-44
- [WSC98] W. Schmitt, private communication bzw. Dissertation, GSI-Darmstadt, (auf dem Wege der Veröffentlichung), (1998)

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1: Die Kepler-Ellipse.....	12
Abbildung 3.1: Darstellung des CF-Pulserkreuzes an das sich die 4 m lange Driftstrecke bis zur Targetkammer anschließt	29
Abbildung 3.2: Momentaufnahme einer „Ionenschnur“ von 1 MeV/u Protonen, die ein transversales, elektrisches Hochfrequenzfeld durchlaufen. Die von der „Teilchenwelle“ ausgehenden Pfeile geben die Flugrichtung der Ionen an.	30
Abbildung 3.3: Ungesäuberte und gesäuberte Elektronenflugzeiten gestoppt mit den Triggersignalen (+/-) des schnellen Strahlschalters. Die langsam auslaufenden Flanken („Füße“) der Verteilungen sind Störungen vom Hochfrequenzfeld des Pulsers.	33
Abbildung 3.4: Schema der Strahlführung am 2.5 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger. Der unterste Strahlverlauf (H^0 -Imp.) symbolisiert die Umladungsprozesse im Strahlrohr, der mittlere (H^0) die in der Targetkammer umgeladenen Projektile und der oberste (H^+) den direkten Protonenstrahl, die je nach Bedarf auf den Projektildetektor gelenkt werden können.....	34
Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Überschallexpansion (\cos^4 -Verteilung) des vorgekühlten Heliumgases (siehe auch [DMI88]).	36
Abbildung 3.6: Exemplarischer Verlauf des Targetkammer- (Rauten) und Jetdumpdruckanstiegs als Funktion des Heliumgasvordrucks P_0 (links) eines einstufigen Jetsystems, sowie die Differenz der Anstiege (rechts). Das Maximum kennzeichnet einen guten Kompromiß aus Targetdichte und Restgasdruck in der Targetkammer. Das Heliumgas war in diesem Fall nicht vorgekühlt und der Abstand Düse-Skimmer betrug 7 mm.....	37
Abbildung 3.7: Schnitt durch das Kammersystem am 2.5 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger. Das unter dem Vordruck von 0.575 mbar eingeleitete Heliumgas wird durch den Kryostaten (Kaltkopf) auf 14° K vorgekühlt, bevor es nach der Düse mit dem Durchmesser von 30 μm frei expandieren kann. Der Skimmer mit einer Öffnung von 0.3 mm schält aus der „zone-of-silence“ den Jet heraus, der die Targetzone im Spektrometer passiert und dann im Jetdump vernichtet wird. Der Abstand Düse-Skimmer wurde für die Meßreihen auf 16 mm festgelegt. Es werden Targetdichten von ca. $1 \cdot 10^{11}/\text{cm}^2$ erreicht, was einer freien Weglänge der Gasatome von etwa 500 m entspricht. Die interne Targettemperatur beträgt 200 mK. Der Projektilstrahl verläuft senkrecht zur Zeichenebene.....	39
Abbildung 3.8: Druckanstieg im Jetdump (links) und der Targetkammer (rechts) für einen festen Heliumgasvordruck in Abhängigkeit von der Skimmerposition (Verschiebung in x-Richtung) für einen einstufigen Überschallgasjet. Die Position in y-Richtung wurde konstant gelassen. Um den Skimmer optimal auszurichten wird im zweiten Schritt der x-Wert konstant gehalten und in der y-Richtung variiert.	40
Abbildung 3.9: Schematische Darstellung des kombinierten Rückstoßionen- und Elektronenimpulsspektrometers, das auf dem justierbaren Trennboden der beiden Kammern bzw. dem Spektrometerhut (Spectrometerhat) befestigt ist, in den der Kaltkopf (Coldhead) und der Gasstempel hineinragen. Über dem hier nicht sichtbaren Skimmer liegt die durch die dünnen Edelstahlpotentialringe definierte Beschleunigungsstrecke, an die sich die Driftstrecke anschließt. Die gestrichelten Linien symbolisieren die Ionenflugbahnen auf ihren Weg zum zweidimensional ortsauflösenden Channelplate-Detektor. Der Elektronendetektor ist nicht mit eingezeichnet.....	42
Abbildung 3.10: „Online“-Flugzeitspektrum der Rückstoßionen relativ zu den Elektronen bei einer Spektrometerabsaugspannung von 500 V. Durch die Pulsung des Projektilstrahls sind alle zufälligen Koinzidenzen schon weitgehendst unterdrückt. Der relativ hohe Restgasanteil	

- (H⁺) kann durch Ausheizen der Targetkammer und den Einsatz einer Kühlfalle noch weiter minimiert werden. 43
- Abbildung 3.11: Abbildungseigenschaften des verwendeten Spektrometers. Es sind die Äquipotentiallinien des elektrischen Absaugfeldes, sowie die Ionenflugbahnen für verschiedene Startorte in z- bzw. y- und x-Richtung zu sehen, um die fokussierenden Eigenschaften des Spektrometers zu demonstrieren. Die Abstände der Zeitmarker betragen 100 ns. Diese Simulation wurde mit dem Computerprogramm SIMION durchgeführt. 45
- Abbildung 3.12: In dieser Simulation sind die Trajektorien für die maximalen Impulse der Rückstoßionen (21.5 a.u.) und der Elektronen (1.25 a.u.) in z- bzw. y-Richtung bei einer Spektrometerabsaugspannung von 500 V zu erkennen. Die Zeitmarker haben wieder einen Abstand von 100 ns. Es ist darauf zu achten, daß der nutzbare Durchmesser der Channelplates maximal 44 mm der gesamten 48 mm beträgt. 46
- Abbildung 3.13: (Aus-) Schnitt durch ein Microchannel-Plate..... 47
- Abbildung 3.14: Schematische Darstellung der Elektronenlawine in einem Kanal des Multichannelplates bei einer angelegten Gleichspannung von 1000 V..... 48
- Abbildung 3.15: Darstellung eines kompletten Delayline-Detektors. In der Seitenansicht (links) kann man gut die Chevron-Anordnung der Multichannelplates erkennen, die durch die zwei Keramikringe zusammengehalten werden, die ihrerseits auf einer Aluminiumhalteplatte fixiert werden und in einem Abstand von ca. 7 mm über der Anode positioniert sind. In der Frontansicht des Detektors (rechts) werden die „voluminösen“ Ausmaße des ganzen Detektors deutlich, die einen Einsatz in der Targetkammer des 2.5 MV-Beschleunigers nur bedingt ermöglichen. 49
- Abbildung 3.16: Ansicht eines kompletten Wedge & Strip – Detektors. In der Draufsicht (links) ist gut das Frontchannelplate, sowie dessen Keramikhalterung mit den Kontaktierungsglaschen für die elektrischen Anschlüsse zu erkennen. In der Seitenansicht (Mitte) fällt besonders die kompakte und handliche Bauweise des Detektors auf. Die Anode selbst hat lediglich den Durchmesser der Keramikringe. In der Rückansicht (rechts) des Detektors sieht man die „Backgammon“-Struktur der Wedge und Strip –Anode (hier stark vergrößert dargestellt). 50
- Abbildung 3.17: Ausschnittsvergrößerung eines Detektorbildes, aufgenommen mit einer Kombination von verschiedenen regelmäßigen Lochmasken und einer Alpha-Quelle, die in einem Abstand von 30 cm den Detektor voll „ausleuchtete“. 51
- Abbildung 3.18: Schematische Darstellung der Koinzidenzschaltung zur vollständigen Vermessung der Streureaktionen. In dieser Ansicht fehlt ein reeller TAC (Rec-Pul für die andere Pulserflanke) sowie ein virtueller TAC (Elek-Pul ebenfalls für die andere Pulserflanke), der erst in der Datenanalyse konstruiert wurde. Die zentralen elektronischen Bausteine sind die Rückstoßionen-Pulser TAC's, welche die Datenaufnahme triggern. 53
- Abbildung 3.19: Schematische Darstellung der Ortsauslese (dunkelgrau) und des Timings, sowie der Verknüpfungen der Koinzidenzmessungen (hellgrau). In diesem Schaltplan sind die Spannungsversorgungen der Detektoren und die Auslese des ADC's über das CAMAC-Crate durch den ATARI-Computer nicht eingezeichnet: FAN = Fan in/out, QC = Quadcoincidence, PA = Preamplifier, MA = Mainamplifier, LG = Linear-Gate & Stretcher, RC = RC-Glied, FA = Fastamplifier, CF = Constant Fraction Disc., D = Kabeldelay, G&D = Gate & Delay Generator, TAC = Time to Amplitude Converter, ADC = Analog to Digital Converter..... 54
- Abbildung 3.20: Rückstoßionenflugzeiten gestoppt durch das Triggersignal des schnellen Strahlenschalters. Es sind die Flugzeiten beider Flanken (+/-) eingezeichnet. Das Maximum der symmetrischen Verteilungen kennzeichnet den Impuls $p_x = 0$ 55
- Abbildung 3.21: Pulshöhenspektrum der Summe aller Anodensegmente des Elektronendetektors für die Einfachionisation von Helium. 55
- Abbildung 5.1: Der unkorregierte Projektildetektor (logarithmische Darstellung). In der Mitte sind die Projektilumladungsprozesse aus der Targetzone zu erkennen. Die Ausschmierung zum

unteren Rand hin stellen Umladungen am Restgas zwischen den Ablenkplatten dar. Für diese Aufnahme wurde in die Kammer Stickstoff eingelassen, um den Elektroneneinfangwirkungsquerschnitt zu erhöhen. 68

Abbildung 5.2: Darstellung der Projektil-Pulser (+/-) Koinzidenz. Die zeitliche Länge des Projektilstrahlpakets konnte im Mittel unter 1.5 ns gehalten werden (FWHM). 69

Abbildung 5.3: Eichgerade für die Umrechnung von longitudinalem Auftreffort in den Impuls. Den Kanälen auf der Abszisse werden die berechneten Sollimpulse der Elektroneneinfangprozesse auf der Ordinate zugeordnet. Die Gerade ist das Ergebnis einer linearen Regression zur Bestimmung der Steigung (Eichfaktor) und des Nullpunktes. 69

Abbildung 5.4: Der durch SIMION berechnete Potentialverlauf in der Beschleunigungsstrecke des Spektrometers bei einer Absaugspannung von 500 V. Die eingezeichnete Gerade beschreibt das homogene Feld am Targetort. Der Potentialsprung wird durch den variablen Linsenwiderstand hervorgerufen. 71

Abbildung 5.5: Abbildung des Elektronendetektors mit einer regelmäßigen Lochmaske unter Bestrahlung mit einer α -Quelle. Die Auflösung des Detektors beträgt etwa 0.1 mm. 72

Abbildung 5.6: Ergebnis der Messung der Verstärkungsfaktoren und der Offsets des Elektronendetektors zur Korrektur des Ortsbildes. Der Pulsamplitude am Channelplate werden die Kanäle in den einzelnen Spektren der Anodensegmente zugeordnet. Die Geraden sind lineare Fits an die Datenpunkte. 72

Abbildung 5.7: Kapazitives Übersprechen vom eingekoppelten Puls auf das Strip-Segment (Abszisse) auf die anderen Anodensegmente Mäander und Wedge (Ordinate). Die Geraden stellen lineare Fits an die Datenpunkte dar. 73

Abbildung 5.8: Überprüfung der Impulserhaltung durch Zuordnung der gemessenen Elektronenlongitudinalimpulse (Ordinate) zu dem aus Projektil- und Rückstoßionenimpuls errechneten (Abszisse). 74

Abbildung 5.9: Darstellung des Summenimpulses in longitudinaler Richtung für jedes detektierte Ereignis der Einfachionisation von Helium zur Überprüfung der Impulserhaltung. 74

Abbildung 5.10: Kalibration von drei der Time-to-Amplitude-Converter für ein Zeitfenster von 400 ns mit Hilfe eines Time-Calibrators. Die Steigung der jeweiligen Regressionsgeraden gibt den Eichfaktor jedes TAC's an. 75

Abbildung 5.11: Schematische Darstellung der Stoßgeometrie. Hierbei ist ϑ_P der Projektilpolarwinkel und ϕ_{RE} und ϕ_{RP} die Azimuthalwinkel zwischen dem Rückstoßion und dem Elektron bzw. dem Projektil. 76

Abbildung 5.12: Longitudinale Impulsverteilungen der Reaktionsfragmente Rückstoßion (Punkte), Elektron (durchgehende Linie) und des Projektilimpulsverlustes (Striche) für die Einfachionisation von Helium, induziert durch eine Einschußenergie der Protonen von 1.3 MeV/u. 78

Abbildung 5.13: Longitudinale Impulsverteilung der Reaktionsfragmente der Einfachionisation von Helium für eine Einschußenergie der Protonen von 1 MeV/u. Der Vergleich mit CTMC- und CDW-Rechnungen erfolgt in Abbildung 5.38 und Abbildung 5.39. 79

Abbildung 5.14: Longitudinale Impulsverteilung der Reaktionsfragmente der Einfachionisation von Helium für eine Einschußenergie der Protonen von 500 keV/u. 79

Abbildung 5.15: Longitudinale Impulsverteilung der Reaktionsfragmente der Einfachionisation von Helium für eine Einschußenergie der Protonen von 200 keV/u. 81

Abbildung 5.16: Vergleich der mittleren Longitudinalimpulse der Reaktionsfragmente in Abhängigkeit von der Einschußenergie des Projektils. Die Kurven stellen polynomische Fits an die Datenpunkte dar. Weiterhin ist der minimale Impulsverlust der Projektil für eine Ionisation eingezeichnet. 82

- Abbildung 5.17: Longitudinale Impulsverteilung der Heliumfragmente für die Doppelionisation des Targets bei einer Einschußenergie von 1.3 und 1 MeV/u des Protons. Nachgewiesen wurde lediglich ein „typisches“ Elektron, da die Reaktion nicht vollständig vermessen wurde..... 83
- Abbildung 5.18: Longitudinale Impulsverteilung der Heliumfragmente nach der Doppelionisation des Targets durch Protonen der Einschußenergie von 500 und 200 keV/u..... 84
- Abbildung 5.19: Zuordnung des Rückstoßionenimpulses in x-Richtung zum Longitudinalimpuls im Rückstoßionensystem für die Einschußenergie von 1 MeV/u und 200 keV/u der Protonen. Die Impulskomponente senkrecht zur Zeichenebene (y-Koordinate) ist Null, gemäß der Projektion auf die Stoßebene..... 85
- Abbildung 5.20: Die zu den oben gezeigten zweidimensionalen Rückstoßionenspektren gehörenden Projektilimpulsverteilungen in der Stoßebene (Rückstoßionensystem) für die Einschußenergie von 1 MeV/u und 200 keV/u..... 86
- Abbildung 5.21: Schematische Darstellung der Impulsbilanz der Reaktionsfragmente im Rückstoßionensystem..... 86
- Abbildung 5.22: Die Impulsverteilungen der Elektronen in der Stoßebene (Rückstoßionensystem) für die Einschußenergien 1 MeV/u und 200 keV/u der Protonen..... 87
- Abbildung 5.23: Die Azimutalwinkel zwischen dem Rückstoßion und dem Projektil (Ordinate) aufgetragen gegen die Winkel zwischen dem Rückstoßion und dem Elektron (Abszisse) für die, durch die Einschußenergie von 1 MeV/u der Protonen induzierte, Einfachionisation von Helium. Die Fläche unterhalb der Diagonale ist aufgrund der Impulserhaltung verboten..... 88
- Abbildung 5.24: Die azimuthale Winkelverteilung bei einer Einschußenergie der Projektilen von 200 keV/u für die niederenergetischen Elektronen (≤ 2 eV). Der Anteil der „back-to-back“ Emissionen der Heliumfragmente induziert durch direkte Kern-Kern-Stöße gewinnt an Bedeutung für die Einfachionisation von Helium..... 89
- Abbildung 5.25: Zuordnung des Rückstoßionenimpulses in x-Richtung zum Longitudinalimpuls im Projektilsystem für die Einschußenergie von 1 MeV/u und 200 keV/u der Protonen. Die Impulskomponente senkrecht zur Zeichenebene (y-Koordinate) ist Null, gemäß der Projektion auf die Stoßebene..... 90
- Abbildung 5.26: Impulsverteilung der Elektronen im Projektilsystem der Stoßebene für eine Einschußenergie von 1 MeV/u der Protonen. Die Elektronen sind hauptsächlich entlang des „binary-encounter“ Kreischnitts ausgerichtet, der im Impulsraum einen Kreis um die Projektilgeschwindigkeit mit dem Radius v_p darstellt (durchgezogene Linie). Die gestrichelte Linie beschreibt den „binary-encounter“ –Prozeß, der den Impulsverlust des Projektils durch die Ionisation des Targets berücksichtigt..... 91
- Abbildung 5.27: Darstellung der gemessenen (links) Elektronenimpulsverteilung im Projektilsystem der Stoßebene bei einer Einschußenergie von 200 keV/u der Protonen und die schematische Darstellung (rechts) des zunehmenden Einflusses des PCI-Effektes auf die Impulsverteilung nach dem Stoß..... 91
- Abbildung 5.28: Verteilung der Elektronenpolarwinkel integriert über alle Rückstoßionen für Elektronenenergien unterhalb 20 eV bei einer Einschußenergie der Projektilen von 1.3 MeV/u und 200 keV/u..... 92
- Abbildung 5.29: Mittlere Elektronenpolarwinkel (integriert über alle Rückstoßionen) in Abhängigkeit von der Einschußenergie des Projektils für Elektronenenergie ≤ 20 eV. Die gestrichelte Kurve stellt einen logarithmischen Fit an die Datenpunkte dar..... 92
- Abbildung 5.30: Seitenansicht des Stoßprozesses. Den Longitudinalimpulsen der Elektronen (links) werden die zum Atomgasstrahl parallelen (y-Richtung) Impulse zugeordnet. Für die Projektilen (rechts) ist der Impulsverlust eingezeichnet. Das Rückstoßion verläuft senkrecht zur Zeichenebene (Rückstoßionensystem). Die Einschußenergie der Protonen beträgt 1 MeV/u. .93

Abbildung 5.31: Gleiche Darstellung wie Abb. 5.30, jedoch für eine Einschußenergie der Projektile von 200 keV/u. Der Einfluß der „post-collision-interaction“ macht sich deutlich bemerkbar (beachte die unterschiedliche Achsenskalierung für den Projektilimpulsverlust). . 94

Abbildung 5.32: Blick auf die Azimuthalebene (senkrecht zum Projektilstrahl) der Streugeometrie. Die Impulse des auslaufenden Projektils (a) und des Elektrons (b) werden auf die zur Stoßebene senkrechte Ebene projiziert. Das Rückstoßion wird entlang der positiven x-Achse festgehalten (Rückstoßionensystem), wie es durch die Pfeile (deren Länge keine Bedeutung haben) angedeutet ist. In der Abbildung (c) werden die Elektronen für das festgehaltene Projektil (Projektilsystem) dargestellt. Die Projektileinschußenergie beträgt jeweils 1 MeV/u. 95

Abbildung 5.33: Verteilung der Transversalimpulse der Reaktionsfragmente Rückstoßion (Dreieck), Elektron (Quadrat) und des Projektils (Kreis). Der Transversalimpuls steht in direkter Verbindung zum Streuwinkel (obere x-Achsenkalierung). Die Einschußenergie der Protonen beträgt 1 MeV/u. 96

Abbildung 5.34: Einfachdifferentieller Wirkungsquerschnitt der emittierten Elektronen in Abhängigkeit von der kinetischen Energie für die Einfachionisation von Helium bei einer Einschußenergie von 1 MeV/u. 97

Abbildung 5.35: Darstellung der Elektronenstreuwinkel für verschiedene Transversalimpulse des gestreuten Projektils (Protons), welches parallel zur waagerechten z-Achse einläuft (P_{ze}) und senkrecht nach unten ausgelenkt wird. Dabei ist für eine ausreichende Statistik ein Öffnungswinkel in der hierzu senkrechten Ebene (Azimuthalebene) von 40° zugelassen. Die kinetische Elektronenenergie darf zwischen 0.1 und 1.1 eV betragen, denn nur für diese Energien beträgt, bei der hier ausgewählten Spektrometerabsaugspannung von 6.1 V/cm, der Nachweisraumwinkel volle 4π . Die Einschußenergie der Protonen beträgt für die linke Hälfte der Abbildung 500 keV/u und für die rechte Seite beträgt sie 1 MeV/u. Die Punkte in den Graphen stellen die Endpunkte der Polarvektoren dar, die angeben unter welchem Winkel das Elektron der Einfachionisation emittiert wurde. Der Winkel 0° entspricht hierbei einer Emission parallel zur verlängerten Strahlachse des einlaufenden Projektils (gekennzeichnet durch P_{ze}). Die Länge des Polarvektors gibt die Wahrscheinlichkeit des jeweiligen Emissionswinkels der Elektronen an. Die Fehlerbalken entsprechen dem statistischen Fehler. Für beide Einschußenergien sind gut die doppelkeulenförmigen Verteilungen zu erkennen. Die kleinere, rückwärts ausgerichtete Keule, die den Prozessen des Glory-Effektes zugeordnet werden kann, wird „recoil-peak“ genannt. Dieser Effekt kann durch die Theorie gut wiedergegeben werden (siehe Text). Das Aufrichten der Doppelkeule für zunehmende Protonentransversalimpulse bzw. –Streuwinkel verlangsamt sich mit sinkender Projektileinschußenergie, sprich mit steigender Wechselwirkungsdauer der Stoßpartner (Einfluß der „post-collision-interaction“ PCI). 98

Abbildung 5.36: Longitudinale Rückstoßionenimpulsverteilung der Heliumeinfachionisation induziert durch einen Antiprotonenstoß mit der Einschußenergie von 1 MeV/u (Punkte = exp. Daten, Linie = CTMC-Rechnung, Striche = CDW-Rechnung) siehe [KKH98]. 101

Abbildung 5.37: Longitudinale Elektronenimpulsverteilung der Heliumeinfachionisation induziert durch einen Antiprotonenstoß mit der Einschußenergie von 1 MeV/u (Punkte = exp. Daten, Linie = CTMC-Rechnung, Striche = CDW-Rechnung) siehe [KKH98]. 102

Abbildung 5.38: Longitudinale Rückstoßionenimpulsverteilung der Heliumeinfachionisation induziert durch einen Protonenstoß mit der Einschußenergie von 1 MeV/u (Punkte = exp. Daten, Linie = CTMC-Rechnung, Striche = CDW-Rechnung). 103

Abbildung 5.39: Longitudinale Elektronenimpulsverteilung der Heliumeinfachionisation induziert durch einen Protonenstoß mit der Einschußenergie von 1 MeV/u (Punkte = exp. Daten, Linie = CTMC-Rechnung, Striche = CDW-Rechnung). 104

Abbildung 5.40: Vergleich der experimentell gefundenen Rückstoßionenlongitudinalimpulse der Heliumeinfachionisation, induziert durch einen Antiprotonen- (Punkte) und einen Protonenstoß (Linie) der Einschußenergie von 1 MeV/u. 105

- Abbildung 5.41: Vergleich der experimentell gefundenen Elektronenlongitudinalimpulse der Heliumeinfachionisation, induziert durch einen Antiprotonen- (Punkte) und einen Protonenstoß (Linie) der Einschußenergie von 1 MeV/u..... 105
- Abbildung 5.42: Schematische Darstellung des „Elektronen-Sammelbildes“ im Impulsraum, in dem die freien Elektronen durch das langreichweitige Coulombfeld des attraktiven Projektils auf die Geschwindigkeit v_p fokussiert werden. 108
- Abbildung 5.43: Kalibration des Rückstoßionendetektors durch die dominierenden Elektroneneinfangprozesse des Projektils bei vier unterschiedlichen Q-Werten der Reaktion für das Stoßsystem Deuteron auf Helium bei einer Einschußenergie von 200 keV/u. 110
- Abbildung 5.44: Der Rückstoßionendetektor für die gesamten Ionisationsprozesse (links) und die Elektroneneinfangprozesse des Projektils (rechts; Ausschnittsvergrößerung)..... 111
- Abbildung 5.45: Die diskrete longitudinale Impulsverteilung der Rückstoßionen der Einfangprozesse für eine Einschußenergie der Deuteronen von 200 keV/u. 112
- Abbildung 5.46: Alle Rückstoßionen der durch Deuteronen mit der Einschußgeschwindigkeit 200 keV/u induzierten Ionisation des Heliumtargets, dargestellt für die longitudinale Impulskomponente. 113
- Abbildung 5.47: Die longitudinale Impulsverteilung für die Rückstoßionen der Ionisation und der Cusp-Prozesse bei einer Einschußenergie von 200 keV/u der Deuteronen. Die Cusp-Kante bricht die symmetrische Verteilung der Heliumionisation..... 113
- Abbildung 5.48: Der Transversalimpuls der Rückstoßionen (Ordinate) in Abhängigkeit von der Longitudinalimpulskomponente des Ions für die Elektroneneinfang-, Cusp-Prozesse und die Ionisation, induziert durch Deuteronen mit einer Einschußenergie von 200 keV/u..... 114
- Abbildung 5.49: Transversalimpulsverteilungen der Rückstoßionen (Ordinate) in Abhängigkeit vom Longitudinalimpuls des Ions bei einer Einschußenergie der Deuteronen von 200 keV/u für die Elektroneneinfangprozesse des Projektils (links) und die Ionisation des Targets mit der begrenzenden Cusp-Kante (rechts)..... 114
- Abbildung 5.50: Transversalimpulse der Rückstoßionen für bestimmte Longitudinalimpulsintervalle der Ionen bei einer Einschußenergie von 200 keV/u der Deuteronen auf das Heliumatom. 115
- Abbildung 5.51: Die Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung der Elektroneneinfangreaktionen des Projektils und die Ionisation des Targets getrennt voneinander dargestellt für eine Einschußenergie von 200 keV/u der Deuteronen. 116
- Abbildung 5.52: Die longitudinale Impulskomponente der Rückstoßionen für die Einfachionisation von Helium durch Protonen mit der kinetischen Energie von 200 keV/u nach einer CDW-Rechnung von V. Rodriguez (Kreise) und die experimentell gefundenen Daten. 117
- Abbildung 5.53: Zweifach differentieller Ionisationswirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Rückstoßionen (Ordinate) und der Longitudinalimpulskomponente (Abszisse) der Ionen, nach einer CDW-Rechnung von V. Rodriguez bei einer Einschußenergie von 200 keV/u der Protonen..... 117
- Abbildung 5.54: Der gemessene mittlere Wirkungsquerschnitt des Elektroneneinfangs in die K-Schale des Deuterons in Abhängigkeit von der Einschußenergie des Projektils. Die Gerade stellt einen exponentiellen Fit an die Datenpunkte dar..... 119
- Abbildung 5.55: Der mittlere Rückstoßionenimpuls der Einfachionisation in Abhängigkeit von der Einschußenergie der Deuteronen. Die Kurve stellt einen parabolischen Fit an die Datenpunkte dar. 119
- Abbildung 5.56: Hier ist das Verhältnis des maximalen Wirkungsquerschnitts der Ionisation (für die oben gezeigten Impulse) zum Wirkungsquerschnitt der jeweiligen Cusp-Kante in

Abhängigkeit von der Einschußenergie der Deuteronen, sowie ein exponentieller Fit an die experimentellen Datenpunkte dargestellt.	120
Abbildung 5.57: Der Transversalimpuls der Rückstoßionen in Abhängigkeit von der longitudinalen Impulskomponente der Ionen für die Ionisation von Helium durch Deuteronen der Einschußenergie von 100 keV/u.	121
Abbildung 5.58: Transversalimpulse der Rückstoßionen für bestimmte Longitudinalimpulsintervalle der Ionen bei einer Einschußenergie von 100 keV/u der Deuteronen auf das Heliumatom.	121
Abbildung 5.59: Darstellung des erst kürzlich näher untersuchten „Target-Cusp“: Elektronenlongitudinalimpulse für bestimmte Transversalimpulsintervalle der Elektronen mit kinetischen Energien bis maximal 2 eV bei der Einfachionisation von Helium, induziert durch Protonen der Einschußenergie von 1 MeV.	122
Abbildung 5.60: Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung der Einfachionisation von Helium induziert durch Protonen der Einschußenergie von 100 keV/u nach einer CDW-Rechnung von V. Rodriguez (Kreise) und die experimentell gefundenen Daten.	123
Abbildung 5.61: Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Helium induziert durch Protonen mit der Einschußenergie von 100 keV/u in Abhängigkeit vom Transversal- (Ordinate) und Longitudinalimpuls (Abszisse) des Rückstoßions, nach einer CDW-Rechnung von V. Rodriguez.	123
Abbildung 5.62: Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung der Einfachionisation von Helium induziert durch Protonen der Einschußenergie von 300 keV/u nach einer CDW-Rechnung von V. Rodriguez.	124
Abbildung 5.63: Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte der Einfachionisation von Helium induziert durch Protonen mit der Einschußenergie von 300 keV/u in Abhängigkeit vom Transversal- (Ordinate) und Longitudinalimpuls (Abszisse) des Rückstoßions, nach einer CDW-Rechnung von V. Rodriguez.	124
Abbildung 7.1: Schaltplan des schnellen Hochspannungspulsgenerators.	136
Abbildung 7.2: Blick in die Targetkammer auf das Flugzeitspektrometer. Man erkennt den Elektronendetektor in der Mitte des Photos, den Beschleunigungsbereich und den Anfang der Driftstrecke am unteren Bildrand. Weiterhin sind die Steererplatten (Beamcleaner und – analyzer) des Projektilstrahls zu sehen. Auf der linken Seite ist eine Kühlfalle montiert.	136
Abbildung 7.3: Schnitt aus der detektierten dreidimensionalen Elektronenimpulsverteilung bei einer Absaugspannung am Spektrometer von 500 V. „Online-Spektrum“ in logarithmischer Skalierung. Der Detektor ist auf der rechten Seite positioniert.	137
Abbildung 7.4: Die longitudinale Impulsverteilung der Elektronen für verschiedene Elektronentransversalimpulsintervalle der Stoßreaktion Proton auf Helium bei einer Einschußenergie von 200 keV/u. Die maximal detektierte kinetische Elektronenenergie beträgt aufgrund des Absaugfeldes (6.1 V/cm) 2 eV. Die Darstellung verdeutlicht den Einfluß des PCI-Effektes bei niedrigen Projektilgeschwindigkeiten in der Verteilung der Elektronen selbst für den „Target-Cusp“. Die Verteilung hat hier, wie auch bei der höheren Einschußenergie, ihr Maximum nicht genau bei Null; ein Effekt, der wahrscheinlich von der Art der Ionisation („nuclear-scattering, „binary-encounter“ etc.) abhängig ist (vergleiche mit [RMO98]).	137
Abbildung 7.5: Elektronenstreuwinkel für verschiedene Transversalimpulse des gestreuten Projektils, welches senkrecht nach unten ausgelenkt wird. Dabei ist für eine ausreichende Statistik ein Öffnungswinkel in der hierzu senkrechten Ebene (Azimuthalebene) von 40 ° erlaubt. Die kinetische Elektronenenergie darf zwischen 0.1 und 1.1 eV betragen. Die Einschußenergie der Protonen beträgt 1.3 MeV. Die Statistik nimmt mit steigendem Transversalimpuls ab.	138
Abbildung 7.6: Elektronenstreuwinkel für verschiedene Transversalimpulse des gestreuten Projektils, welches senkrecht nach unten ausgelenkt wird. Dabei ist für eine ausreichende	

Statistik ein Öffnungswinkel in der hierzu senkrechten Ebene (Azimuthalebene) von 30° erlaubt. Die kinetische Elektronenenergie darf zwischen 8 und 10 eV betragen. Die Einschußenergie der Protonen beträgt 1.3 MeV. Für diese hohen kinetischen Elektronenenergien ist der „Recoil-Anteil“ fast vollständig verschwunden.	139
Abbildung 7.7: Die Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung der Elektroneneinfangreaktionen des Projektils und die Ionisation des Targets getrennt voneinander dargestellt für eine Einschußenergie von 150 keV/u der Deuteronen.	140
Abbildung 7.8: Der Transversalimpuls der Rückstoßionen in Abhängigkeit von der longitudinalen Impulskomponente der Ionen für die Ionisation von Helium, induziert durch Deuteronen der Einschußenergie von 150 keV/u.....	140
Abbildung 7.9: Transversalimpulse der Rückstoßionen für bestimmte Longitudinalimpulsintervalle der Ionen bei einer Einschußenergie von 150 keV/u der Deuteronen auf das Heliumatom.	140

Danksagung

Eine derartige wissenschaftliche Arbeit kann immer nur das Produkt eines ganzen Teams sein. Ohne gegenseitige physische und psychische Hilfe wäre die erfolgreiche Forschung unserer Arbeitsgruppe nicht möglich. Dazu tragen auch das ganze übrige Institut für Kernphysik, sowie befreundete Arbeitsgruppen anderer Institute im In- und Ausland, einen großen Teil bei.

Es ist angesichts der sinkenden Anzahl von Arbeitsgruppen und des knappen finanziellen Budgets heute nicht mehr selbstverständlich, im Rahmen einer Diplomarbeit ein komplettes (kleineres) Experiment von A bis Z durchführen und so aktiv an der Grundlagenforschung teilnehmen zu können. Für mich hat sich durch die Aufnahme in unser Institut und in unsere Arbeitsgruppe diese Möglichkeit geboten, und ich konnte mir diesen Wunsch erfüllen.

Ich danke Herrn Prof. Dr. K. Bethge und Herrn Prof. Dr. Stock für die Aufnahme in das Institut für Kernphysik der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität und die Bereitstellung des Arbeitsplatzes.

Mein Dank gilt Herrn Latka stellvertretend für die Verwaltung, Herrn Zanger und Herrn Theisinger und der ganzen Feinmechanik sowie Herrn Rüschemann in der Elektronik. Herrn Köhler danke ich auf diesem Wege noch einmal ganz besonders für die Hilfe bei der Planung des Strahlpulsers und den trickreichen und „ausgetüftelten“ Aufbau. Ein ganz besonderer Dank richtet sich an die Beschleunigermannschaft, stellvertretend an Herrn Schneider und Herrn Dilfer, für die stetige Hilfe mit und an der Apparatur und deren Komponenten. An dieser Stelle einmal herzlichen Dank auch an Frau Gröhl stellvertretend für das Strahlenschutzteam.

Physik ist heute mehr denn je eine Teamarbeit und so gilt mein Dank vor allem denen, die diesen „guten Geist“ in unserer Arbeitsgruppe seit Jahren geprägt und gepflegt haben. Allen voran ist dies Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking, dessen Ideenreichtum und Blick für die wesentlichen Dinge einen ewigen Ansporn für die Gruppe darstellt.

Sodann möchte ich dem „Clan aus Wiesbaden“, meinem Betreuer R. Dörner und dessen Cousin V. Mergel für die stetige Motivation und immerwährende Hilfsbereitschaft bei allen Fragen und experimentellen Schwierigkeiten danken.

Besonderen Dank schulde ich auch den Computersystemadministratoren K. Ullman, L. Spielberger für das PC-Netz und A. Müller für das VAX/ALPHA-Cluster ohne deren kompetente und prompte Hilfe mein Leben mit den Rechenmaschinen so manches Mal ein Alptraum gewesen wäre. Danke Jungs.....Ihr wart super!

Herrn O. Jagutzki danke ich für alle Hilfestellungen in sämtlichen Detektorfragen sowie der exzellenten Betreuung während meines USA-Aufenthalts via e-mail. (D1 dankt B1...!).

Stellvertretend für die EZR-Gruppe danke ich L. Schmidt für die Hilfsbereitschaft beim Organisieren von Komponenten für das Experiment, sowie für alle kritisch geführten Diskussionen. (Deinen Blick für die Realität legen Dir manche fälschlicher Weise als Pessiternet mismus aus.)

Allen Diplomanden unserer Gruppe [insbesondere A. Muthig (D2), E. Ertürk (D3), Grandmaster O. Hohn vom Coca-Cola-Team, S. Runkel] und denen der Gruppe um Herrn

Prof. Groneveld (R. Neugebauer, T. Jalowy) danke ich für die gute und humorvolle Atmosphäre und wünsche Euch für die Zukunft alles Gute.

Am allermeisten möchte ich mich aber bei Herrn K. Khayyat für die große Unterstützung innerhalb der zwei Jahre, die ich hier am Institut für Kernphysik der Universität in der Arbeitsgruppe verbracht habe, bedanken. Die konstruktive Zusammenarbeit von der Einarbeitungsphase bis hin zur Auswertung der experimentellen Daten hat immer viel Spaß gemacht, und ich konnte dazu Einblicke in kulturelle und religiöse Gewohnheiten und Probleme nehmen, mit denen ich mich vorher kaum beschäftigt habe. Ich wünsche Dir und Deiner Familie alles Gute und viel Glück für Deinen neuen Job.

Bedanken möchte ich mich auch bei den GSI-Arbeitsgruppen von Herrn Prof. Dr. J. Ulrich und Herrn Dr. T. Stöhlker. Durch die vielen Einblicke in deren Arbeit und der Teilnahme an einigen Experimenten konnte ich in einer freundschaftlichen und konstruktiven Atmosphäre viel lernen, was ein großer Gewinn für mich war.

Desweiteren geht ein besonderer Dank an R. Olson für diverse CTMC-Kalkulationen und der Bereitstellung des Rechencodes für gruppeneigene Rechnungen, sowie an V. Rodriguez für die durchgeführten CDW-Simulationsrechnungen der „Cusp-Kante“.

Die meiste Hilfe benötigt man an fremden Orten. Ich hatte die Gelegenheit an Experimenten im Ausland teilzunehmen und will mich an dieser Stelle noch einmal für diese „einmaligen Gelegenheiten“ bei Herrn Prof. H. Schmidt-Böcking bedanken. Für die große Gastfreundschaft, tolle Atmosphäre und die große Hilfsbereitschaft danke ich:

B. Krässig, E. Kanter, D. Gemmel, L. Young, S. Southworth, T. Le Burn vom Argonne Laboratory in Chicago (USA)

A. Casimi vom Ganil in Caen (Frankreich)

H. Knudsen und P. Aggerholm von der Arhuus-Gruppe in Dänemark für die tolle Betreuung am CERN, Genf (Schweiz)

Zuletzt und zu allermeist bedanke ich mich bei meiner Familie, die mit großer Geduld und Liebe dieses Studium ermöglicht und unterstützt hat.

..., *unn vielen Dank für die Müh', die ich Ihne gemacht hab, gell* “ ...



...und schließlich...

...möchte ich hier zum Schluß ein Zitat einfügen, das den Geist, die Stimmung und die Motivation in unserer Arbeitsgruppe widerspiegelt. Auch wenn unsere primären Interessen nicht von derart allgemeiner und übergreifender Weise sind, so ist es doch vor allem unserem „Chef“ Prof. Horst S.-B. zu verdanken, daß der Blick für den Sinn und das Wesentliche in unseren Überlegungen und Vorhaben nicht verloren geht...

„...Die Experimente lassen keinen Zweifel daran, daß die Wahrscheinlichkeit des Eintritts eines Ereignisses gleich dem Quadrat einer Resultierenden ist, deren Länge durch komische Kombinationsweisen von Pfeilen (mit Interferenzen und dergleichen) bestimmt wird - gleichgültig, was die Amplituden nun unter einem philosophischen Gesichtswinkel bedeuten mögen (sofern sie denn überhaupt eine Bedeutung haben). Der Physik als experimenteller Wissenschaft genügt es jedenfalls, daß die Theorie mit dem Experiment übereinstimmt...und nun frage ich Sie, warum gleichen alle physikalischen Theorien einander so stark, woher kommt diese strukturelle Ähnlichkeit ? Dafür kommen mehrere Gründe in Betracht. Zum Beispiel die beschränkte Vorstellungskraft der Physiker. Kaum sehen diese Käuze nämlich ein neues Phänomen, versuchen sie, es auch schon in ein bekanntes Schema zu pressen – bis sie durch Experimente eines Besseren belehrt werden. Wenn also irgend ein närrischer Physiker 1983 in einer Vorlesung an der UCLA hergeht und behauptet, » So und so funktioniert das, und sehen Sie doch die wunderbare Ähnlichkeit der Theorien «, dann bedeutet das noch lange nicht, daß die Dinge in der Natur wirklich ähnlich liegen müssen. Möglicherweise ist den Physikern bloß nichts anderes eingefallen, weil sie immer nur an ein und derselben Sache herumgeknobelt haben. Ebensogut freilich könnte sein, daß wir es tatsächlich mit ein und derselben gottverdammten Sache zu tun haben – daß die Natur wirklich nur einen Weg kennt und deshalb ihre Geschichte de facto von Zeit zu Zeit wiederholt. Und schließlich könnte es sein, daß sich die Ähnlichkeiten als verschiedene Aspekte ein und derselben Sache entpuppen – daß ein größeres Bild zugrunde liegt, dessen Teile unterschiedlich in Erscheinung treten, wie die Finger ein und derselben Hand. Ein solch gewaltiges Bild, das alles in einem superschlauen Modell vereint, schwebt vielen Physikern vor. So anstrengend sie sein mag, die Arbeit daran macht auch Spaß ...“

Richard P. Feynman, Mai 1983 (aus [RFE94])