

# Heliumdoppelionisation durch Elektronenstoß

## Aufbau einer (e,3e)-Apparatur

Diplomarbeit von  
Alexandra Knapp

Institut für Kernphysik Frankfurt (IKF)

Vorgelegt beim Fachbereich Physik der  
Johann-Wolfgang-Goethe-Universität  
Frankfurt am Main

August 2000

# Inhaltsverzeichnis

Atomare Einheiten

1 Einleitung.....	5
1.1 Vorwort ... und eine kurze Geschichte der Quantenmechanik.....	5
1.2 Motivation und physikalischer Hintergrund.....	7
2 Physikalische Grundlagen.....	11
2.1 Kurze Einführung in die Einfachionisation.....	12
2.2 Die Doppelionisation .....	13
2.2.1 Mechanismen der Doppelionisation durch Elektronenstoß .....	14
2.2.2 Der (e,3e)-Stoß bei kleinem Impulstransfer – Gemeinsamkeiten zwischen Photodoppelionisation und (e,3e).....	17
2.2.3 Der (e,3e)-Stoß bei großem Impulstransfer.....	19
3 Experimenteller Aufbau.....	21
3.1 Die Experimentierkammer .....	22
3.2 Der Heliumgasjet .....	24
3.3 Die Elektronenkanone .....	27
3.4 Die Spektrometer .....	29
3.4.1 Das Projektil, bzw. 127°-Spektrometer.....	29
3.4.2 Das Impulsspektrometer.....	33
3.5 Die Detektoren.....	38
3.5.1 Die Multichannelplates .....	38
3.5.2 Ortsbestimmung durch Laufzeitmessung, die Delay-Line-Anode .....	39
3.6 Kompensation des Erdmagnetfeldes.....	44
3.7 Das Datenaufnahmesystem .....	45
3.7.1 Die Datenverarbeitung .....	46
3.7.2 Das Programm Cobold.....	47

4 Testmessungen .....	49
4.1 Test der Detektoren.....	49
4.2 Test des Elektronenstrahls.....	51
4.3 Test des Heliumjets.....	53
4.3.1 Bestimmung der Targetdichte .....	56
5 Aufnahme der Flugzeitspektren .....	59
6 Experimentelle Daten und Diskussion .....	63
6.1 Bestimmung des Verhältnisses von Doppel- zu Einfachionisation.....	63
6.2 Impulsbestimmung der Heliumionen aus dem Flugzeitspektrum .....	67
6.2.1 Impulsverteilung der Heliumionen in z-Richtung .....	69
6.3 Impulsbestimmung der Heliumionen aus dem Ortsbild des Rückstoßionen-	
detektors – Impulsverteilung der Heliumionen in x- und y-Richtung .....	73
7 Zusammenfassung und Ausblick .....	75
8 Anhang.....	79
8.1 Transformationsvorschrift für die Hexanode .....	79
8.2 Stochastische Betrachtung des Verhältnisses der Wahrscheinlichkeiten,	
mindestens ein Elektron aus einer Doppelionisation sowie ein	
Elektron aus einer Einfachionisation nachzuweisen.....	80
8.3 Weitere Daten zum Impulsspektrometer.....	82
8.4 Fotos der Anordnung der COLTRIMS-Komponenten innerhalb	
der Kammer .....	83
8.5 Datenanalyse-Files für die Ortsbestimmung .....	85
9 Abbildungsverzeichnis .....	91
10 Tabellenverzeichnis.....	95
11 Literaturverzeichnis.....	96

Danksagung

# Atomare Einheiten

a.u. = Atomic Units

Atomare Einheit	SI-Einheit
1 a.u. Länge (Bohrscher K-Schalenradius im Wasserstoffatom)	$5,2918 \cdot 10^{-11} \text{ m}$
1 a.u. Geschwindigkeit (Geschwindigkeit des Elektrons im Wasserstoffatom)	$2,1877 \cdot 10^6 \text{ m/s}$
1 a.u. Masse (Elektronenmasse)	$9,1095 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
1 a.u. Impuls	$1,995 \cdot 10^{-24} \text{ kg} \cdot \text{m/s}$
1 a.u. Energie	$27,2 \text{ eV}$

$$1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

*Erste These:*

*Wir wissen eine ganze Menge - und nicht nur Einzelheiten von zweifelhaftem intellektuellem Interesse, sondern vor allem auch Dinge, die nicht nur von größter praktischer Bedeutung sind, sondern die uns auch tiefe theoretische Einsicht und ein erstaunliches Verständnis der Welt vermitteln können.*

*Zweite These:*

*Unsere Unwissenheit ist grenzenlos und ernüchternd. Ja, es ist gerade der überwältigende Fortschritt der Naturwissenschaften (auf den meine erste These anspielt), der uns immer von neuem die Augen öffnet für unsere Unwissenheit, gerade auch auf dem Gebiet der Naturwissenschaften selbst. Damit hat aber die Sokratische Idee des Nichtwissens eine völlig neue Wendung genommen. Mit jedem Schritt, den wir vorwärts machen, mit jedem Problem, das wir lösen, entdecken wir nicht nur neue und ungelöste Probleme, sondern wir entdecken auch, daß dort, wo wir auf festem und sicherem Boden zu stehen glaubten, in Wahrheit alles unsicher und im Schwanken begriffen ist.*

Karl R. Popper (1902 – 1994) [Popper95]

# 1 Einleitung

## 1.1 Vorwort

### ... und eine kurze Geschichte der Quantenmechanik

Die Physik ist nicht einfach eine Sammlung von unterschiedlichen Sätzen und Gleichungen. Es gibt wenige Grundgleichungen, bzw. Basissätze<sup>5</sup>, auf die man alle anderen Gleichungen<sup>6</sup> zurückführen kann. Mit diesen Grundgleichungen kann der Physiker (oft durch vereinfachende Annahmen) ein spezielles Problem lösen.

Zieht man eine Analogie zwischen den verschiedenartigen Erkenntnissen der Physik und den Steinchen in einem großen Mosaik, wobei jedes Steinchen für die Ergebnisse eines Experiments und die damit verbundene physikalische Deutung steht, so bilden die Basissätze bildlich gesprochen die Grundsteine, die die Grundplatte dieses Mosaiks tragen, das die Physik als Ganzes darstellt. Da es in der Physik noch viele ungelöste Fragen gibt, dies Mosaik somit noch Fehlstellen aufweist, ist es das Ziel, fehlende Steinchen experimentell zu finden, um ein noch genaueres Abbild von der Physik zu erhalten.

Dieses Experiment soll mit seinen Ergebnissen dazu beitragen, fehlende Steinchen zu finden und die in das Mosaik zu integrieren.

Die Vermutung einiger Philosophen des Altertums, daß Materie aus unteilbaren Teilchen besteht, wurde in der Neuzeit von Dalton aufgegriffen und die zugrundeliegende Physik Atomlehre, bzw. Atomtheorie genannt.

Bis zum Jahr 1897, der Entdeckung des Elektrons, stellte man sich die Atome als homogene, vollkommenen elastische Kugeln ohne innere Struktur vor, auf die die Gesetze der Mechanik uneingeschränkt anwendbar sein sollten. Dieses Modell war in der Lage, die Gesetze der kinetischen Gastheorie herzuleiten.

---

<sup>5</sup> dazu gehören z.B. die Dirac-Gleichung, Maxwell-Gleichungen, Feldgleichung der Allgemeinen Relativitätstheorie

<sup>6</sup> z.B. die in einer physikalischen Formelsammlung zu finden sind

Mit der Entdeckung des Elektrons bekamen die Atome eine innere Struktur. 1904 schlug Thomson ein Atommodell vor, das aus einer kugelförmigen homogen positiven Ladungsverteilung besteht, in dem sich die Elektronen ähnlich wie Rosinen im Kuchen befinden. Dieses Modell wurde im Jahre 1911 durch ein Experiment schwer erschüttert:

Streuexperimente von Rutherford zeigten, daß der Raum im Atom größtenteils leer war. Ein neues Modell wurde entwickelt, was die Ergebnisse dieses Experiments besser beschrieb.

Im Rutherford-Atommodell kreisten nun Elektronen um einen massiven, positiven Kern. Jedoch konnten nach der klassischen Elektrodynamik diese Atome nicht stabil sein, da Elektronen, die sich auf einer Kreisbahn bewegen, einer Beschleunigung unterworfen sind und dabei Energie abstrahlen. Demnach müßten die Elektronen, nachdem sie genug Energie verloren haben, in den Kern stürzen.

Deshalb stellte Bohr 1913 das Postulat der stabilen Elektronenbahnen auf. Die Spektren von Wasserstoff und Einelektronensystemen ließen sich nach diesem Modell beschreiben, aber die Stabilität der Atome war damit immer noch nicht geklärt. Die Schwäche bestand in der Vorstellung, daß das Atom sich wie ein auf atomare Dimensionen verkleinertes, makroskopisches System verhalten müßte. Mit Entwicklung und Ausarbeitung der Quantenmechanik wurde klar, daß eine solche Annahme grundsätzlich unzulässig ist.

Die quantenmechanischen Modelle beruhen nicht, wie man jetzt weiß, auf anschaulichen Analogien zu makroskopischen Systemen, sondern auf der physikalischen Interpretation der durch bestimmte Vereinfachungen erhaltenen Hamilton-Operatoren für ein Atom. Da das Atom jedoch nur mit Näherungen zu beschreiben ist, muß der Physiker sich bei jedem Schritt fragen, ob eine gemachte Näherung zulässig ist.

Auch ist hier der Experimentalphysiker unerlässlich, der die Rechnungen der Theoretiker durch das Experiment überprüft:

Stimmen Rechnung und Experiment überein, so waren die Näherungen zulässig; sie helfen, den Ablauf innerhalb des Atoms besser zu verstehen; sind die Abweichungen zu groß, so waren die Vorstellungen über die Abläufe innerhalb eines Atoms, die die Grundlage zu Näherungen bilden, nicht korrekt; ein neues Modell (oder auch eine Grundgleichung) muß erstellt werden, das wiederum durch Experimente überprüft werden muß.

So wird auch die Zukunft zeigen, ob unsere heutige Vorstellungen von den Abläufen innerhalb eines Atoms stimmen oder ob wir ein differenzierteres Modell brauchen, was den Ergebnissen von zukünftigen Experimenten gerecht wird.

## 1.2 Motivation und physikalischer Hintergrund

Stationäre Systeme mit wenigen Teilchen, in denen das Wechselwirkungs-Potential genau bekannt ist, können mit der Quantenmechanik mit hoher Genauigkeit beschrieben werden. Für die Energie-Eigenwerte, die zentrale stationäre Observable, besteht eine fast perfekte Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment<sup>7</sup>.

Dynamische Vielkörperprobleme, die man nicht wie die Summe von Ein- oder Zweiteilchen-Problemen behandeln kann, stellen jedoch immer noch eine große Herausforderung für Theorie und Experiment dar.

So ist es erst vor kurzem gelungen, die exakten Wellenfunktionen für „den Aufbruch eines quantenmechanischen Systems in drei geladene Teilchen“, nämlich die Einfachionisation von Wasserstoff durch ein Elektron, zu berechnen, mit denen man die Energie- und Winkelverteilung der zwei Elektronen im Kontinuum erhalten kann [Rescigno99]. Jedoch ist dies nur der Anfang. Um die Dynamik, die innerhalb eines Atoms oder auch Moleküls abläuft, verstehen zu können, müßten auch viele andere Stoßsysteme berechnet werden<sup>8</sup>.

Neben der Einfachionisation von Wasserstoff durch ein Elektron stellt das ungestörte Heliumatom ein weiteres Beispiel für ein Vielkörperproblem dar. Im Grundzustand dieses Elements bewegen sich zwei gebundene Elektronen um den Kern. Die statische Struktur der atomaren Hülle, die sich in den Energieeigenwerten widerspiegelt, ist dabei quantenmechanisch, auch für Vielelektronensysteme, beschreibbar. Für die Beschreibung der dynamischen Vorgänge und somit der Lösung quantenmechanischer Vielteilchen-Coulombprobleme, wie etwa der Störung eines Heliumatoms, treten große Schwierigkeiten auf. Allein schon die Einfachionisation von Helium durch ein geladenes Teilchen erweist sich unter Berücksichtigung aller Wechselwirkungsmöglichkeiten der Stoßpartner als ein komplizierter Vierkörper-Coulombprozeß. Obwohl man die Wechselwirkungen selbst sehr genau kennt, ist es unmöglich, die korrelierte Bewegung der beiden Elektronen im Heliumatom exakt zu berechnen. Insbesondere für die durch das Projektil verursachten zeitabhängigen und korrelierten

---

<sup>7</sup> Hier trifft die erste These des Wissenschaftstheoretikers zu.

<sup>8</sup> Hier greift die zweite These von Karl Popper, daß wir zwar viel wissen, es aber Aspekte in der Atomphysik gibt, die wir noch nicht verstehen.



Übergänge mehrerer Elektronen von einem gebundenen Zustand in das Kontinuum stehen nur Näherungsverfahren für die quantitative Beschreibung zur Verfügung. 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 im Anfangszustand.

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 ist, bereiten ähnlich kinematisch vollständige Experimente in der Atomphysik noch Probleme. Um nämlich eine gute Auflösung der Impulse der Teilchen zu erhalten, ist der Raumwinkel  $\Omega$  von herkömmlichen Elektron-Spektrometern limitiert, ein typischer Wert ist  $\Omega = 10^{-3}$  von  $4\pi$  [Dörner00]. In einem N-Teilchen-Koinzidenz-Experiment ist die Koinzidenz-Rate proportional zu  $\Omega^N$  und damit schon für 3 Teilchen sehr klein. Dies erklärt, warum die systematische Untersuchung der differentiellen Wirkungsquerschnitte an nur wenigen Teilchen-Reaktionen durchgeführt wurden. Dazu kommt, daß durch die gegebene Geometrie des experimentellen Aufbaus die Reaktion nur unter einer bestimmten kinematischen Bedingung beobachtet werden kann. Um einen kompletten Überblick über den Endzustand zu erhalten, würde man viele separate Experimente mit unterschiedlicher Geometrie brauchen.

Dennoch stellen Streuexperimente die richtige Wahl dar, die mikroskopische atomare Welt zu erforschen und die gekoppelten Bewegungen aller Fragmente aufzulösen. Die Wahl der Testteilchen, die das Target ionisieren bzw. beeinflussen, hängt dabei von den Prozessen und Mechanismen ab, die untersucht werden sollen. Die Testteilchen, bzw. ihre de Broglie-Wellenlängen müssen dabei von gleicher Größenordnung des zu untersuchenden Targets sein oder darunter liegen, um die innere Struktur aufzulösen. Aus der Reaktion der Stoßteilnehmer auf derartige Störungen kann man zum einen auf die Struktur des Zustandes vor der Kollision schließen, zum anderen ist auch der Streuprozess selber und die Struktur des Mehrteilchenzustandes im Kontinuum Gegenstand der Untersuchung.

In unserer Gruppe wurde ein Reaktionsmikroskop entwickelt, das die oben genannten Probleme umgeht. Die experimentelle Lösung ist eine Abbildungstechnik, genannt COLTRIMS (**C**old **T**arget **R**ecoil **I**on **M**omentum **S**pectroscopy), die eine genau lokalisierte Reaktionszone (= Überlapp von Projektilstrahl<sup>9</sup> und einem gekühlten Überschall-Gasjet<sup>10</sup>) und ein elektrisches Feld benutzt, das die geladenen Fragmente auf zeit- und ortsauflösende Detektoren fliegen läßt. Aus der Messung der Flugzeit und des Auftrefforts des Teilchens kann man den Impuls der Teilchen bestimmen. Da bei dieser Technik keine Blenden verwendet werden, können alle Teilchen, die eine gewisse Energie nicht überschreiten, im vollen Raumwinkel von  $4\pi$  nachgewiesen werden (dazu mehr in Kapitel „Experimenteller Aufbau“).

Mit diesem Impulsmikroskop kann man die Einfach- und Doppelionisation von Helium durch unterschiedliche Projektile untersuchen. Während das Photon nur Energie und Spin 1 überträgt, so kann ein Ion oder ein Elektron neben Energie auch Impuls und höhere Drehimpulse übertragen. Des weiteren bieten Ionen und Elektronen die Möglichkeit, den Doppelionisationsprozeß in Abhängigkeit des Stoßparameters zu untersuchen.

Zu Experimenten zur Untersuchung der Heliumeinfach- und -doppelionisation durch Photonen und durch Ionen, die mit dieser Technik durchgeführt wurden, wird auf [Andersen90, Mergel94, Dörner96, Mergel96, Bräuning97, Dörner97, Moshhammer97, Dörner98, Dörner98a, Weber98, Spielberger99, Achler99] verwiesen.

Vollständig kinematische Untersuchungen der Doppelionisation durch Elektronenstoß (e,3e) gelangen erst in jüngster Zeit zwei Arbeitsgruppen [Marji97, Duguet98, Taouil98, Dorn99, Lahmam-Bennani99]. Da die Projektilelektronen im Vergleich zu Ionen wenig Impuls in das Stoßsystem einbringen (nur eine kleine Störung), sind sie in vieler Hinsicht komplementär zu Ionenstoßexperimenten.

---

<sup>9</sup> im vorliegenden Fall ein Elektronenstrahl

<sup>10</sup> hier Helium

Diese Arbeit befaßt sich im wesentlichen mit dem Aufbau und der Entwicklung einer (e,3e)-Apparatur, die die Vorstufe zu einem kinematisch vollständigen (e,3e)-Experiment mit Datenaufnahme über einen langen Zeitraum (für die Statistik) und Interpretation der Daten darstellt.

In Kapitel 2 werden die Grundlagen der Einfach- und Doppelionisation skizziert, die Mechanismen der Doppelionisation erläutert und die Gemeinsamkeiten zwischen (e,3e) und der Photodoppelionisation ( $\gamma,2e$ ) geschildert.

Kapitel 3 stellt das Meßprinzip, die Experimentierkammer, deren einzelne Komponenten und das Datenaufnahmesystem vor.

Kapitel 4 behandelt die Testmessungen der unterschiedlichen Komponenten der Vakuumkammer; in

Kapitel 5 wird die Aufnahme der Flugzeitspektren erläutert, und

Kapitel 6 beschäftigt sich mit der Auswertung der Spektren.

## 2 Physikalische Grundlagen

Durch das Studium der Doppelionisation werden Eigenschaften des gebundenen Zustandes durch die Winkel- und Energieverteilung der herausfliegenden Fragmente sichtbar.

Für die Untersuchung des Ablaufs der Doppelionisation durch Elektronenstoß ist Helium von Interesse, da es nur zwei Elektronen besitzt und damit das einfachste System ist, an dem dieser Prozeß überhaupt stattfinden kann. Das Heliumatom, das ein gebundenes Drei-Körper-Coulomb-System ist, geht aus dem Anfangszustand durch eine Doppelionisation durch Elektronenstoß in ein ungebundenes Vier-Körper-Coulomb-System über. Der Endzustand des Prozesses ist erreicht, wenn der Heliumkern, die beiden Target-Elektronen und das gestreute Projektil-Elektron (Anmerkung: prinzipiell sind die Elektronen ununterscheidbar; es besteht jedoch die Konvention, das schnelle Elektron im Endzustand mit dem gestreuten Projektil-Elektron gleichzusetzen) sich soweit voneinander entfernt haben, daß die aufeinander wirkenden Kräfte vernachlässigbar sind und jedes der Teilchen sich mit konstantem Impuls geradlinig-gleichförmig bewegt. Dieser Zustand des Systems wird durch die zwölf skalaren Impulskomponenten der Teilchen bis auf ihren Spin vollständig beschrieben. Aufgrund des Impuls- und Energieerhaltungssatzes sind davon nur acht voneinander unabhängig. Diese von acht Variablen abhängige Anzahl beobachteter Doppelionisationen<sup>11</sup> wird durch den achtfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt ausgedrückt.

---

<sup>11</sup> normiert auf den Elektronenstrom und die Flächendichte (Anzahl der Atome pro Flächeneinheit) der Heliumatome

## 2.1 Kurze Einführung in die Einfachionisation

Trifft ein schnelles Projektilektron auf ein Heliumatom, so kann dieses durch Coulomb-Wechselwirkung ionisiert werden. Das Projektilektron verliert dabei den Teil an kinetischer Energie, der zur Überwindung des Ionisationspotentials notwendig ist; zudem muß es die kinetische Energie des ionisierten Targetelektrons aufbringen.

Abbildung 2.1 zeigt den Verlauf des absoluten Ionisationsquerschnittes für die Einfachionisation von Helium in Abhängigkeit von der Einschußenergie  $E_0$  des Projektilektrons. Die Kurve, deren Nullpunkt bei der Einfachionisations-Schwellenenergie von 24,6 eV liegt, steigt mit wachsender Projektilenergie an und erreicht bei etwa dem Fünffachen der Ionisationsenergie das Maximum. Danach fällt der Wirkungsquerschnitt ab, für hohe Energien etwa proportional  $(\ln E_0)/E_0$  [Lotz67].

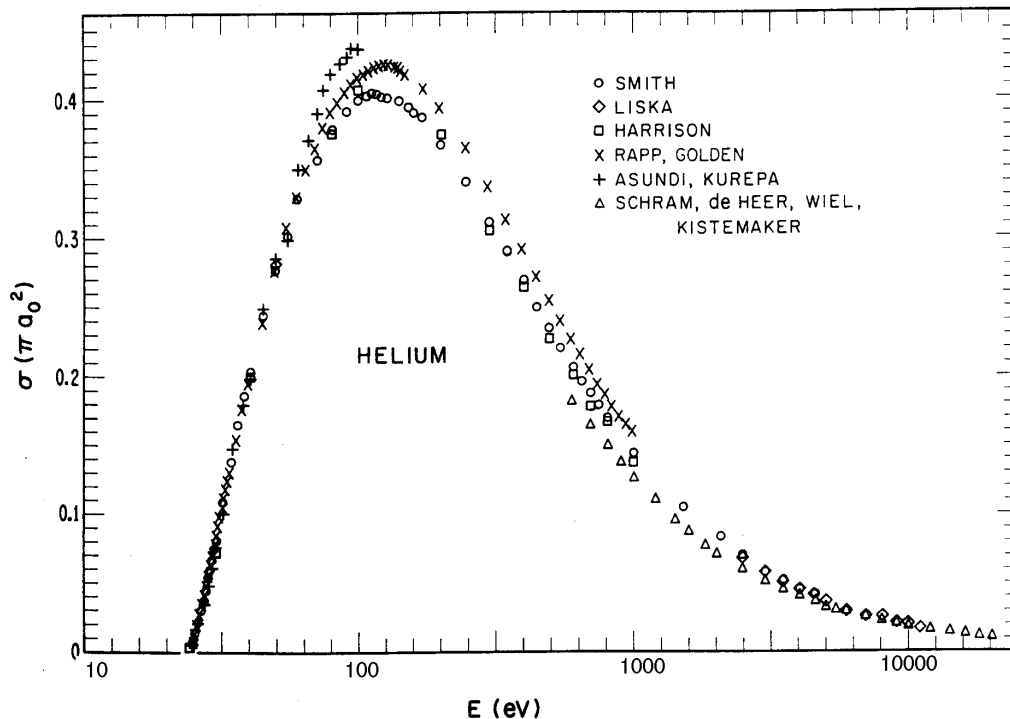


Abbildung 2.1: Verlauf des absoluten Wirkungsquerschnittes der Einfachionisation in Abhängigkeit der Projektilenergie, aus [Kieffer66]. Die Abszisse ist logarithmisch skaliert. Die Symbole stellen Meßwerte unterschiedlicher Experimente dar.

## 2.2 Die Doppelionisation

Bei kleinen Impulsüberträgen ist die Doppelionisation durch Elektronenstoß in vieler Hinsicht der Photodoppelionisation ähnlich, bei der nur Energie und kein Impuls auf das Target übertragen wird.

Wie bei der Doppelionisation durch Photonen ist es auch hier üblich, den totalen Wirkungsquerschnitt der Doppelionisation als Verhältnis zur Einfachionisation anzugeben.

Abbildung 2.2 zeigt dieses Verhältnis als Funktion der Projektilenergie.

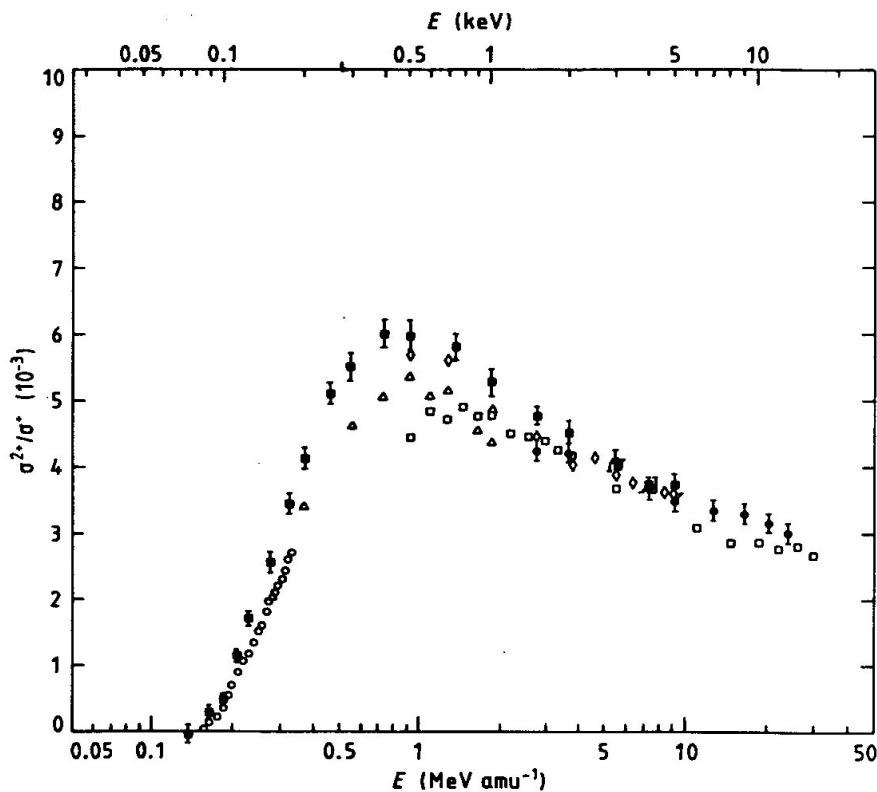


Abbildung 2.2: Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation von Helium in Abhängigkeit der Projektilenergie, aus [Charlton88]. Die Symbole stellen Meßwerte unterschiedlicher Experimente dar.

Ab der Doppelionisationsschwelle steigt das Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation zunächst an, um bei etwa 500 eV Projektilelektronenenergie ein Maximum von 0,6 % zu erreichen und dann asymptotisch gegen einen konstanten Wert von etwa 0,3 % abzufallen.

In den folgenden Kapiteln wird zunächst auf die Mechanismen der Doppelionisation eingegangen. Danach werden die Gemeinsamkeiten zwischen Photodoppelionisation ( $\gamma, 2e$ ) und ( $e, 3e$ ) bei kleinem Impulstransfer geschildert.

## 2.2.1 Mechanismen der Doppelionisation durch Elektronenstoß

Zwei Hauptmechanismen werden heutzutage in Betracht gezogen, für die Doppelionisation verantwortlich zu sein [DalCappello98, Popov94]:

- Der Shake-off-Prozeß (SO), vorgeschlagen von Byron und Joachain (1967) und
- der Two-Step-Mechanismus (TS), vorgeschlagen von Carlson und Krause (1965).

Beim **SO-Prozeß** findet zunächst eine Wechselwirkung zwischen dem Projektilelektron mit einem der beiden Targetelektronen statt und ionisiert das Atom. Da der Eigenzustand des verbleibenden Elektrons im nicht mehr abgeschirmten Potential des Heliumkerns ein anderer ist als im effektiven Ein-Elektronen-Zustand und das emittierte Targetelektron das System "Atom" schnell verläßt, kann sich das verbleibende Elektron nicht rechtzeitig auf die neue Situation einstellen und findet sich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit im Kontinuum wieder. Der SO-Prozeß ist auf die Anfangszustands-Korrelation im Target sensitiv. Da der Prozeß nur eine Wechselwirkung mit dem Projektil beinhaltet, kann man ihn wie bei der Einfachionisation mit Hilfe der ersten Born'schen Näherung<sup>12</sup> beschreiben.

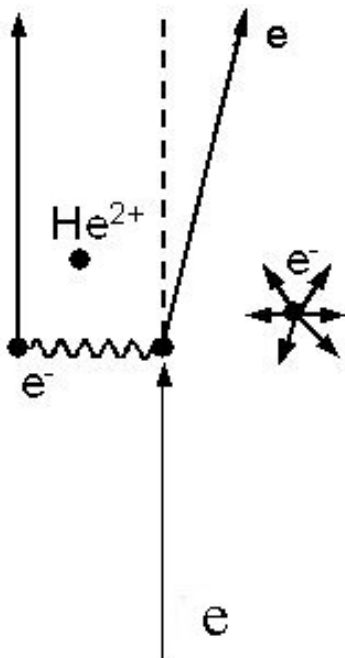


Abbildung 2.3: Ablauf des Shake-off-Prozesses. Beim Shake-off wird das zweite Elektron aufgrund des veränderten Zentralpotentials nach der Einfachionisation durch das Projektil „abgeschüttelt“.

<sup>12</sup> erste Ordnung in der Projektil-Target-Wechselwirkung

Der Two-Step-Mechanismus tritt in den beiden Variationen TS1 und TS2 auf. Er berücksichtigt eine zweite Wechselwirkung zwischen den Elektronen im Endzustand (entweder wechselwirken die beiden Targetelektronen miteinander oder das Projektil wechselwirkt mit einem der beiden Targetelektronen).

Im **TS1-Mechanismus** (auch Interception genannt) wechselwirkt das Projektil mit einem der beiden Targetelektronen und ruft so eine Einfachionisation hervor. Das herausfliegende Elektron wechselwirkt mit dem anderen Targetelektron (zweite Wechselwirkung), so daß im Endzustand zwei freie Targetelektronen vorhanden sind. In diesem Prozeß spielt die Elektronen-Korrelation eine große Rolle, da die beiden Targetelektronen untereinander wechselwirken.

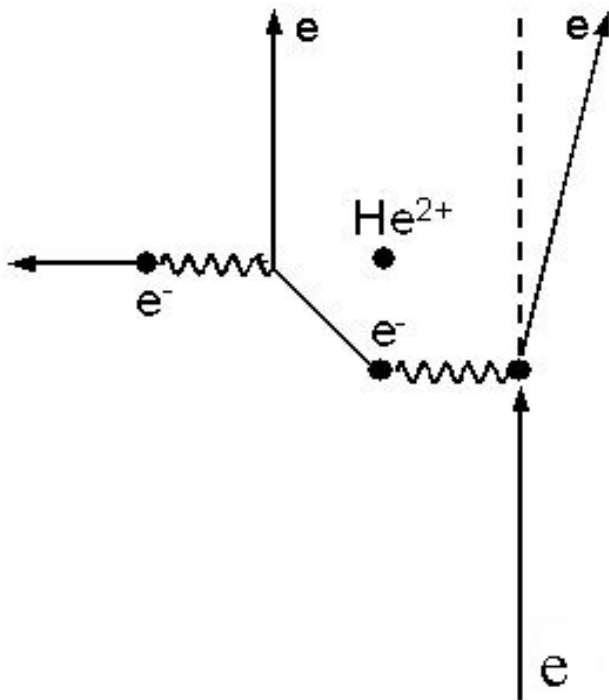


Abbildung 2.4: Ablauf des TS1-Prozesses. Beim TS1 (Interception) reagiert das Projektil mit einem Elektron; dieses wechselwirkt mit dem zweiten, so daß hinterher beide Targetelektronen im Kontinuum vorhanden sind.



Im **TS2-Mechanismus** wechselwirkt das Projektil nacheinander mit beiden Targetelektronen, die sich hinterher im Kontinuum befinden.

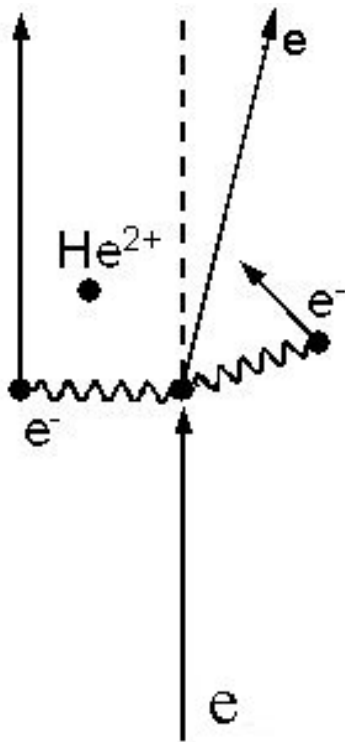


Abbildung 2.5: Ablauf des TS2-Prozesses. Beim TS2-Prozeß wechselwirkt das Projektil unabhängig voneinander mit beiden Targetelektronen.

Der TS2 beschreibt im Prinzip zwei Einfachionisationen.

Da im Hochenergielimit der Einfachionisationsquerschnitt proportional zu  $(\ln E_0)/E_0$  fällt, kann man für den TS2 ein Abfallen gemäß  $(\ln E_0)^2/E_0^2$  erwarten. Im Gegensatz dazu sollte TS1 und SO mit  $(\ln E_0)/E_0$  fallen, so daß der Anteil des TS2 Prozesses am Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation für hohe Projektilenergien ausstirbt und das Verhältnis bei hohen Projektilenergien von TS1 und dem Shake-off-Prozeß bestimmt wird.

Vernachlässigt man Prozesse höherer Ordnung, so bildet die Summe aller drei Prozesse den Gesamtionisationsquerschnitt für  $(e,3e)$ . [DalCappello98]

## 2.2.2 Der (e,3e)-Stoß bei kleinem Impulstransfer – Gemeinsamkeiten zwischen Photodoppelionisation und (e,3e)

Die Doppelionisation kann mathematisch durch verschiedene theoretische Ansätze beschrieben werden (siehe [Berakdar93, Popov94, DalCappello98, Kheifets99]).

So kann in dem achtfachdifferentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^8\sigma}{d\Omega_a d\Omega_b d\Omega_c dE_b dE_c} = (2\pi)^4 \frac{k_a k_b k_c}{k_0} |T_{fi}|^2 \quad (1)$$

das Übergangsmatrixelement  $T_{fi}$  zu

$$T_{fi} = -iK \langle \Psi_{k_b, k_c}(r_b, r_c) | \hat{K}(r_b + r_c) | \varphi(r_b, r_c) \rangle + \text{Ordnung}(K^2) \quad (2)$$

bestimmt werden, wobei Gleichung (1) die Wahrscheinlichkeit angibt, daß die drei Elektronen a, b, c in den entsprechenden Raumwinkeln  $\Omega_a, \Omega_b, \Omega_c$  mit der Energie  $E_b$  und  $E_c$  detektiert werden.  $k_0$  bezeichnet den Wellenvektor des ungestreuten Projektilelektrons,  $k_a$  den des gestreuten Projektilelektrons, und  $k_b$  und  $k_c$  stehen für die Wellenvektoren der beiden Targetelektronen.

Gleichung (2) gibt das Übergangsmatrixelement in Abhängigkeit des Impulsübertrags wieder, wobei  $K$  der Impulstransfervektor vom Projektil auf das Targetsystem,  $\hat{K}$  der Elektronenstoß-Born-Operator und  $\varphi(r_b, r_c)$  die Grundzustandswellenfunktion von Helium ist. [Kheifets99, Lahmam-Bennani99]

Es zeigt sich, daß in der ersten Ordnung in  $K$  das Dipol-Matrixelement (2) proportional zur Übergangsamplitude für Photodoppelionisation bei linear polarisiertem Licht ist. Hier erklärt sich die oft zu beobachtende Ähnlichkeit zwischen Photo- und Elektronstoßionisation von Helium, solange  $K$  hinreichend klein und die Projektilenergie hinreichend hoch ist.

Im folgenden soll nun auf diese Ähnlichkeiten eingegangen werden.

Die Ergebnisse aus den (e,3e)-Experimenten von Dorn et al. [Dorn99] zeigen, daß bei bestimmten kinematischen Bedingungen der Wirkungsquerschnitt gegen Null geht. Diese kinematischen Bedingungen, auch Auswahlregeln genannt, sind die gleichen, die auch bei der Photodoppelionisation vorhanden sind, mit dem Unterschied, daß der Polarisationsvektor im Falle von (e,3e) durch den Impulsübertragsvektor  $K$  zu ersetzen ist.

Im folgenden werden die drei Auswahlregeln aufgelistet [Berakdar93, Maulbetsch93, Lahmam-Bennani99]. Der Wirkungsquerschnitt für Helium geht bei folgenden kinematischen Bedingungen gegen Null, wenn:

1. der Impuls des ersten und der des zweiten Targetelektrons senkrecht auf dem Polarisationsvektor (bei der Photodoppelionisation), bzw. dem Impulsübertragsvektor (bei Doppelionisation durch Elektronenstoß) steht
2. der Impuls des ersten Elektrons vom gleichen Betrage, aber mit umgekehrtem Vorzeichen des zweiten Elektrons ist
3. die Impulsvektoren beider Elektronen gleich sind.

Eine weitere Ähnlichkeit findet man, wenn man den relativen Emissionswinkel zwischen den beiden Targetelektronen aufträgt:

Wie bei der Photodoppelionisation findet man auch beim (e,3e)-Stoß eine Häufung bei einem Emissionswinkel von  $135^\circ$ . [Dorn99]

Neben der Ähnlichkeit zur Photodoppelionisation kann man mit theoretischen Rechnungen auch qualitative Vorhersagen machen, welche der drei genannten Mechanismen, SO, TS1 und TS2, bei einer bestimmten Projektilenergie eine dominante Rolle spielen.

Was man jedoch bis heute nicht befriedigend berechnen kann, ist die quantitative Energie- und Winkelverteilung aller vier geladenen Fragmente nach der Kollision für alle Impulsüberträge.

Hier können bisher nur die Ergebnisse von Experimenten Auskunft geben. [Marji97, Duguet98, Taouil98, Dorn99, Lahmam-Bennani99]

Die oben genannten Ähnlichkeiten zwischen Photodoppelionisation und (e,3e)-Stoß treten bei großen Impulsüberträgen nicht mehr auf. Im folgenden werden die Unterschiede zwischen kleinem und großen Impulstransfer kurz geschildert.

### **2.2.3 Der (e,3e)-Stoß bei großem Impulstransfer**

Bei einem Impulstransfer größer als 1 a.u. ändert sich der wahrscheinlichste relative Emissionswinkel; während dieser Winkel bei kleinem Impulstransfer  $135^\circ$  beträgt, liegt er im Falle von großen Impulsüberträgen bei  $110^\circ$ .

Auch hat sich gezeigt, daß symmetrische Energieaufteilungen auf die beiden Targetelektronen viel häufiger vorkommen als bei kleinen Impulsüberträgen. Des weiteren ist das Minimum bei  $180^\circ$  zwischen den beiden Targetelektronen stärker ausgeprägt. [Dorn99]

Die dort ablaufenden Prozesse sind weder theoretisch geklärt, noch kann man anschauliche Modelle der drei Doppelionisationsmechanismen heranziehen, die dies erklären könnten.



### 3 Experimenteller Aufbau

Für die Untersuchung der Heliumdoppelionisation mittels Elektronenstoß mit der COLTRIMS-Methode müssen Elektronenstrahl (siehe Kapitel „Die Elektronenkanone“) und Targetstrahl (siehe „Heliumjet“) so gekreuzt werden, daß das Reaktionsvolumen sehr klein und damit gut lokalisierbar ist; Voraussetzung dafür ist, daß auch der Durchmesser des von der Elektronenkanone erzeugten Elektronenstrahls und der des Jets sehr klein sind.

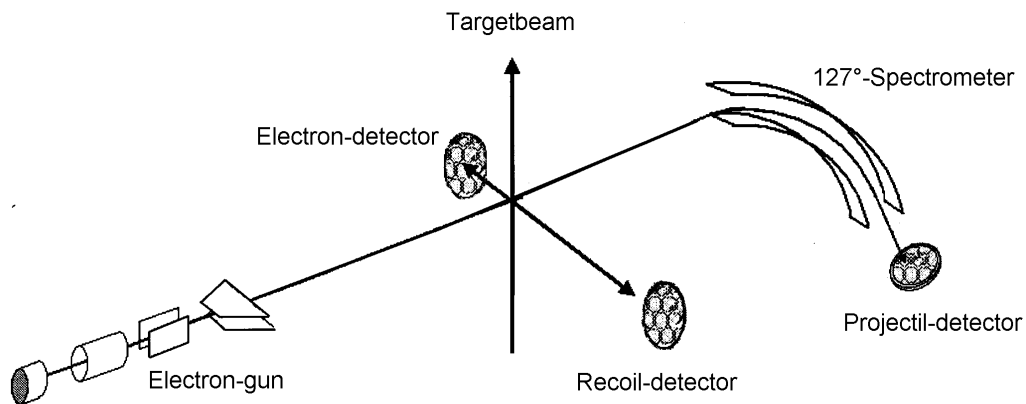


Abbildung 3.1: Skizze vom Meßaufbau. Projektil- und Targetstrahl werden gekreuzt, die Fragmente werden von einem elektrischen Feld "abgesaugt" und auf zwei Detektoren nachgewiesen. Das schnelle Elektron gelangt in ein 127°-Spektrometer, an dessen Ende sich ein Detektor befindet, der die gestreuten Elektronen nachweist.

Die bei der Doppelionisation entstandenen Fragmente werden in einem elektrischen Feld, das durch das Impulsspektrometer erzeugt wird (Einzelheiten im Kapitel „Impulsspektrometer“), abgesaugt, und zwar die Targetelektronen in die eine und die Rückstoßionen in die entgegengesetzte Richtung. Aus dem Auftreffort der Teilchen auf den an den Enden des Impulsspektrometers befindlichen Detektoren erhält man zwei Impulskomponenten und aus der Flugzeit die dritte Impulskomponente. Die gestreuten Projektilelektronen werden in einem 127°-Spektrometer analysiert (siehe Kapitel „Das Projektil, bzw. 127°-Spektrometer“).

Da keinerlei Blenden verwendet werden, können geladene Teilchen, die eine bestimmte Energie nicht überschreiten<sup>13</sup>, in einem Raumwinkel von  $4\pi$  nachgewiesen werden.

<sup>13</sup> Diese Energie ist abhängig von der Geometrie des Spektrometers und seinem Absaugfeld.

Vor wenigen Jahren wurde in unserer Arbeitsgruppe eine (e,3e)-Apparatur aufgebaut [Ertürk99]. Da jedoch das Impulsspektrometer-System wegen einer hohen Untergrundrate nicht die erhoffte Effizienz lieferte, der Elektronenstrahl keine guten Fokussierungseigenschaften aufwies und das Jet-System für andere Experimente gebraucht wurde, wurde beschlossen, diese Kammer anderweitig zu verwenden und in einem neuen Laborraum eine neue, für die Untersuchung von (e,3e) besser geeignete Kammer aufzubauen.

### 3.1 Die Experimentierkammer

Das (e,3e)-Experiment ist im Keller des IKF-Hauptgebäudes aufgebaut, um zu verhindern, daß Störfelder der Elektron-Zyklotron-Resonanzquelle (EZR), die in der Experimentierhalle steht, das Experiment beeinflussen. Zur Abschirmung des Erdmagnetfeldes ist ein Helmholtzkäfig um die Kammer gebaut worden, Einzelheiten sind im Kapitel „Kompensation des Erdmagnetfeldes“ beschrieben. Die Verlagerung in den Keller bringt auch Nachteile. Da dort kein Kran zur Verfügung steht, bestand das Problem darin, den schweren Deckel der Kammer ohne Kran zu bewegen. Deshalb mußte die gesamte Kammer um 90° gekippt werden.

Dazu wurde ein Scharnier mit soviel Spiel an die Kammer angeschweißt, daß der Deckel beim Ansaugen gut die Kammer verschließen kann. Damit das Scharnier bei geöffnetem Deckel nicht zu sehr auf Biegung beansprucht wird, kann das Deckelgewicht mittels einer Spindel abgefangen werden. Da der Deckel wegen des großen Spiels des Scharniers weit herunterhängt, ist es schwierig, den Deckel zu schließen; zur korrekten Zentrierung des Deckels werden Schrauben eingesetzt. Dadurch ist die Dichtheit der Kammer gewährleistet.

Die Kammer ist in zwei Unterkammern aufgeteilt, die Quell- und die Reaktionskammer, die zum einen durch einen Skimmer (siehe Abschnitt „Heliumjet“), zum anderen durch ein verschließbares Bypass-Ventil verbunden sind, damit beim Belüften der Kammer kein großes Druckgefälle entsteht und so der Skimmer nicht beschädigt wird. Abbildung 3.2 und 3.3 zeigen eine Skizze der Kammer.

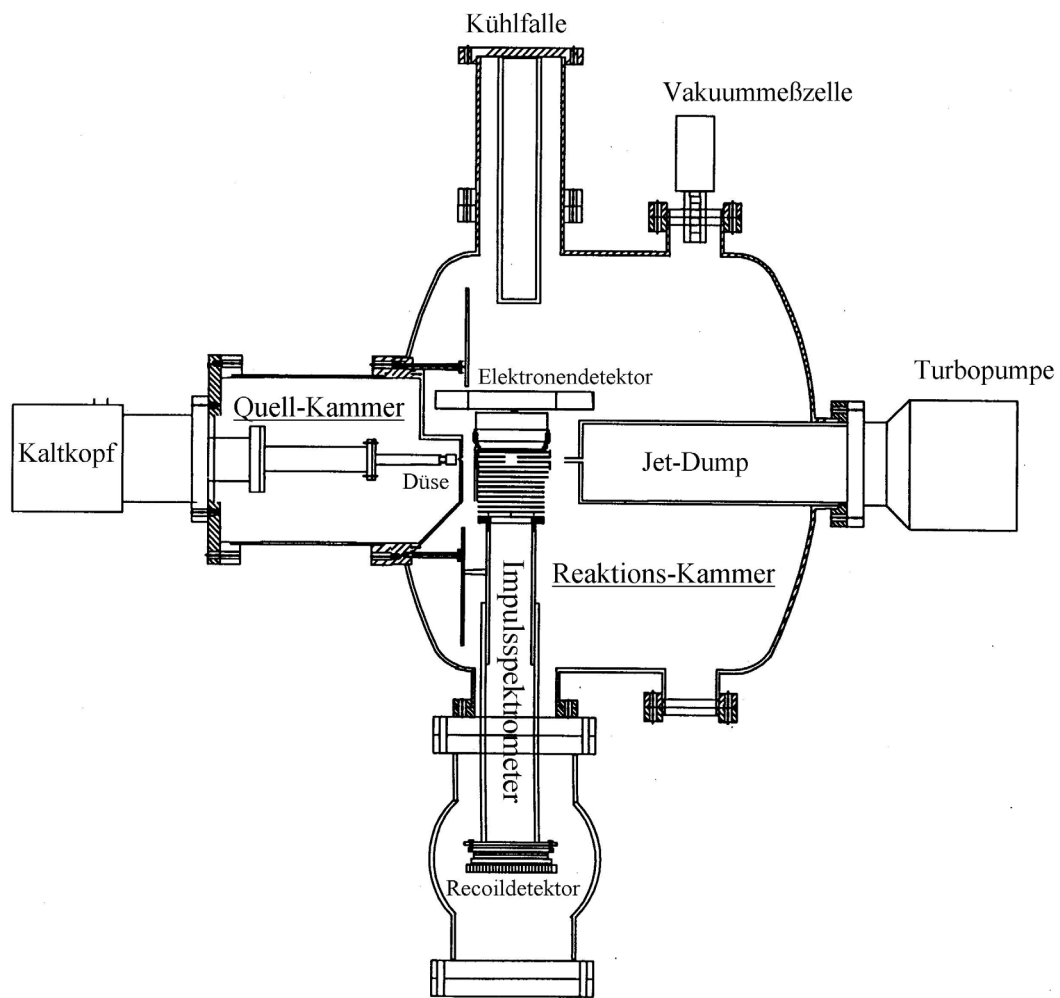


Abbildung 3.2: Skizze der Kammer (vertikaler Schnitt); links ist die Quellkammer, rechts die Reaktionskammer

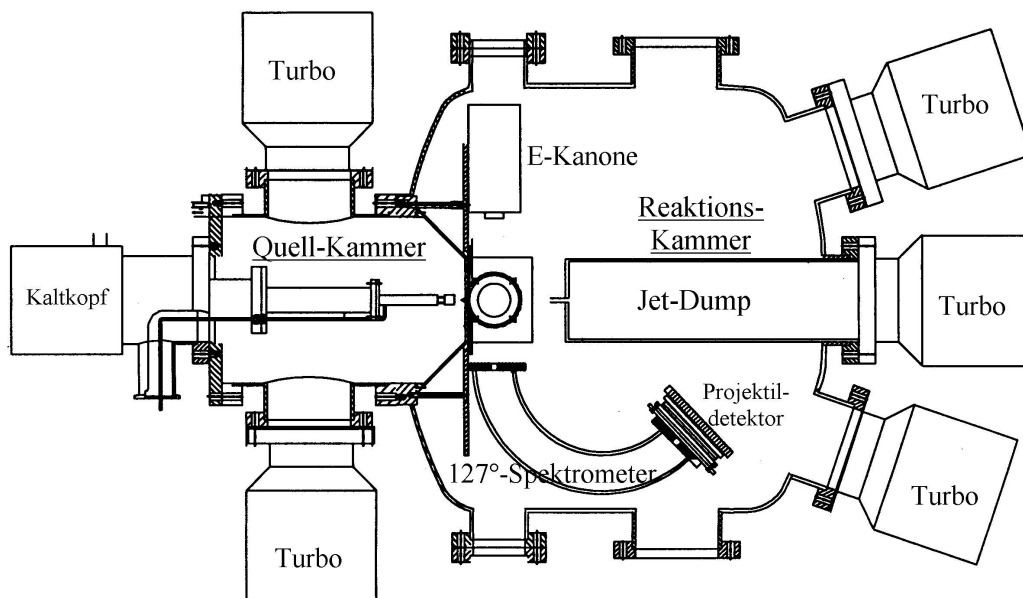


Abbildung 3.3: Draufsicht auf die Kammer (horizontaler Schnitt)



In den folgenden Kapiteln werden die Komponenten des neuen Aufbaus im einzelnen beschrieben.

## 3.2 Der Heliumgasjet

Das wesentliche Charakteristikum des experimentellen Aufbaus ist die Anwendung der COLTRIMS-Technik [Dörner00]. Mit ihr wird das in der atomphysikalischen Reaktion erzeugte Rückstoßion nachgewiesen und dabei sein Ladungszustand und sein dreidimensionaler Impulsvektor im Ausgangskanal der Reaktion vermessen.

Der typische Impulsübertrag auf das Targetsystem in einer atomaren Stoßreaktion liegt bei etwa 1 a.u., entsprechend einer Elektronenenergie von 13,6 eV. Durch die etwa 7300 mal größere Masse des Heliumkerns gegenüber einem Elektron ergibt sich eine zu messende Rückstoßenergie von nur 1,86 meV.

Demgegenüber steht bei einem Targetgas mit der Temperatur  $T$  eine mittlere kinetische Energie aus der Maxwell-Verteilung von  $E_T = 3/2 k_B T$  (mit der Boltzmannkonstante  $k_B = 1,38066 \cdot 10^{-23}$  J/K). Sie beträgt bei Zimmertemperatur etwa 39 meV, d.h. das Target hat bei Raumtemperatur eine so große Impulsverteilung, daß der Impulsübertrag auf das Rückstoßion nicht mehr meßbar ist.

Es ist somit notwendig, das Targetgas zu kühlen, um in der Rückstoßionenspektroskopie eine ausreichende Impulsauflösung zu erhalten. Um das Helium auf derart niedrige Temperaturen zu kühlen, wird es in ein kleines Gasreservoir, das mit dem Stempel eines Heliumkryostaten verbunden ist (weiteres siehe [Leybold92]), unter geringem Vordruck eingelassen. Dort verweilt es lange genug, um die Endtemperatur des Kryostaten von 14 K anzunehmen. Anschließend kann das Gas durch eine Düse mit einem Durchmesser von 30  $\mu\text{m}$  adiabatisch in eine Kammer (die sog. Quellkammer) expandieren. Ist der gewählte Vordruck mindestens doppelt so groß wie der Umgebungsdruck in der Quellkammer, in die das Heliumgas expandiert, so stellt sich eine Überschallexpansion ein [Miller88]. Das Gas bekommt so die Form einer gerichteten Strömung, die eine  $\cos^4$ -Verteilung aufweist (siehe Abbildung 3.4). Es bildet sich eine Übergangszone aus Schock- und Kompressionswellen rund um das Volumen aus, in dem sich die Gasatome mit Überschallgeschwindigkeit in die Expansionsrichtung bewegen („zone-of-silence“).

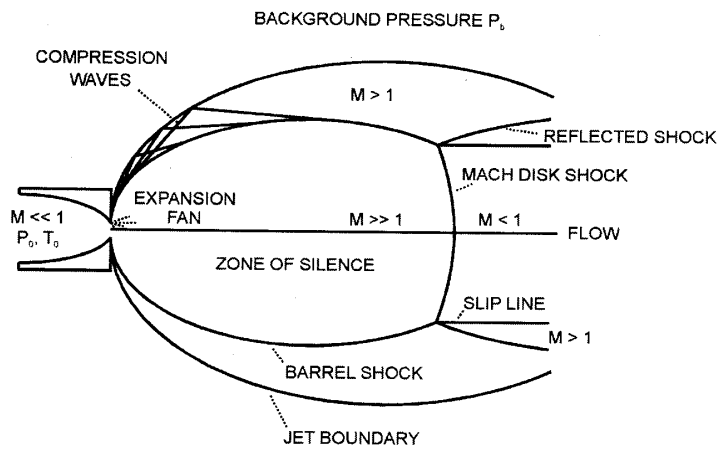


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der freien Überschallexpansion (M bezeichnet die Machzahl, sie gibt die Strömungsgeschwindigkeit in Vielfachen der Schallgeschwindigkeit an) [Miller88]

Da ein Wärmeaustausch während der schnellen Expansion weder mit der Expansionsdüse noch mit dem umgebenden Medium stattfindet, handelt es sich um eine adiabatische Zustandsänderung, die mit einer internen Temperaturänderung verknüpft ist. Die resultierende Abkühlung kann qualitativ mit der Adiabatengleichung des idealen Gases

$$\frac{p}{p_0} = \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}$$

mit  $\kappa=5/3$  verdeutlicht werden.

Aus der Überschallexpansion wird nun mit Hilfe eines feinen Skimmers das eigentliche Gastarget herausgeschält und in die nächste Kammer (Reaktionskammer) eingeleitet. Der Skimmer muß dabei in die „zone-of-silence“ eintauchen. Das Gastarget durchquert das hier platzierte Impulsspektrometer, bevor es anschließend durch ein kleines Röhrchen (Innendurchmesser 11 mm) in ein separat abgesaugtes Rohr (Jet-Dump) gelangt, wo der Gasstrahl abgepumpt wird. Das Röhrchen im Jetdump verringert das Rückströmen von Jetgas in die Reaktionskammer.

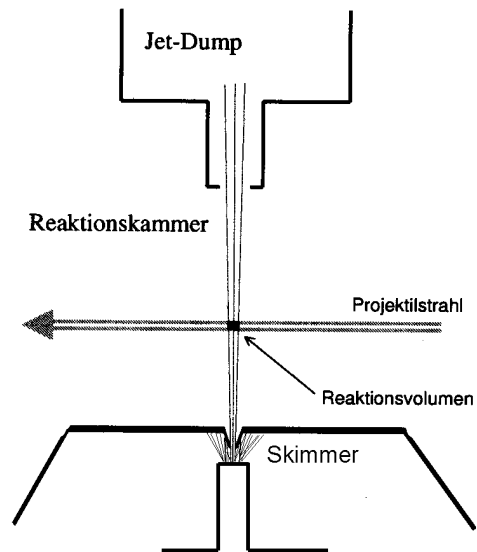


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Jetsystems. Der Skimmer schält einen Teil vom Gas heraus. In der Reaktionskammer wechselwirkt das Gas mit den Projektilelektronen. Die Gasatome, die keine Wechselwirkung eingegangen sind, werden im Jet-Dump aufgefangen und abgesaugt.

### 3.3 Die Elektronenkanone

Für die Untersuchung der Doppelionisation von Helium braucht man einen gut fokussierten, parallelen Elektronenstrahl, der in x- und y- Richtung ablenkbar ist und dessen Intensität zeitlich konstant bleiben muß.

Bis vor wenigen Jahren wurden Elektronenkanonen verwendet, die aus Oszillographen ausgebaut waren. Um eine bessere Fokussierung des Elektronenstrahls zu erreichen, griff man bei diesem Experiment auf eine Konstruktion der (e,3e)-Arbeitsgruppe um A. Lahmam-Bennani zurück [Lahmam-Bennani98]. Basierend auf der technischen Zeichnung (Abbildung 3.6) wurde diese Elektronenkanone in der Feinmechanik-Werkstatt des IKF angefertigt.

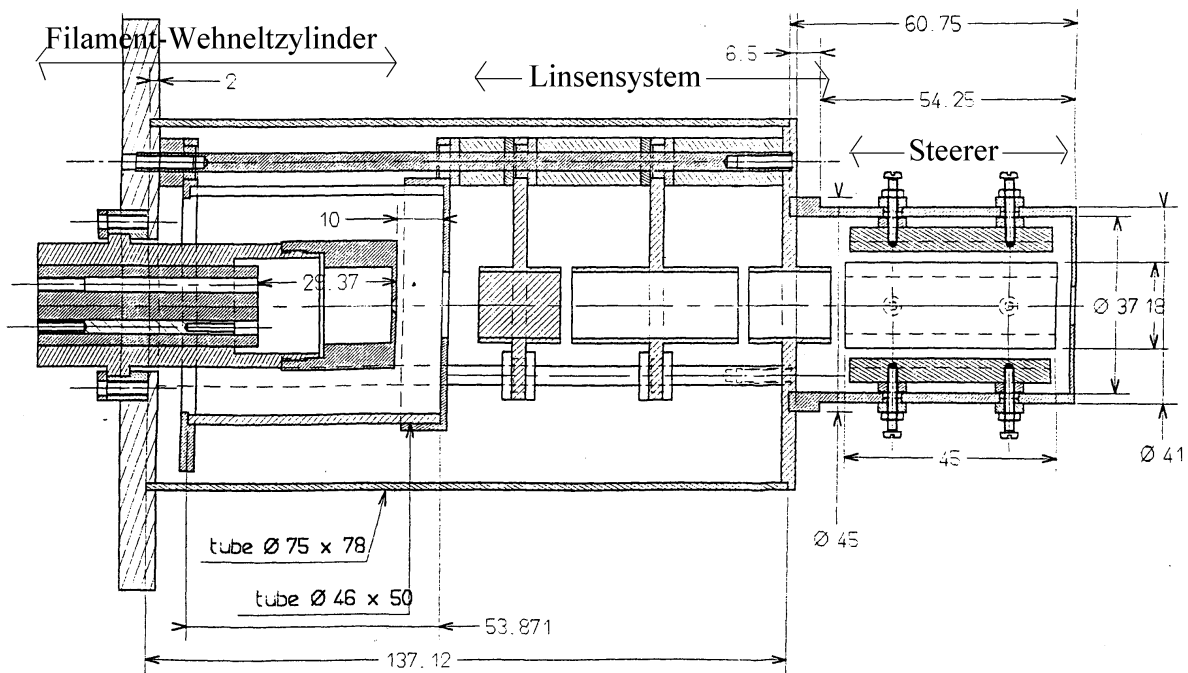


Abbildung 3.6: Technische Zeichnung der Elektronenkanone von A. Lahmam-Bennani. Die Elektronenkanone ist in drei Abschnitte unterteilt: Filament-Wehneltzylinder, in der ein Elektronenstrahl erzeugt wird, das Linsensystem, das den Elektronenstrahl fokussiert, und die Steerer (Ablenkplatten), mit denen man den Elektronenstrahl in x- und y-Richtung verschieben kann.

Da es günstig ist, die Elektronenkanone so nah wie möglich an den Reaktionsort zu positionieren, wurde versucht, die Kanone direkt neben das Impulsspektrometer zu plazieren. Dies erwies sich jedoch als nicht praktikabel, da die Elektronenkanone zu lang war, um noch innerhalb der Kammer montiert zu werden. Deshalb wurden die Steerer (Ablenkplatten) von der Kanone entfernt. Statt dessen wurden kürzere Ablenkplatten direkt vor Eintritt in das Impulsspektrometer montiert. Hierdurch war es möglich, die Elektronenkanone direkt bis auf 4 mm neben das Impulsspektrometer zu plazieren.

Testmessungen haben jedoch gezeigt, daß die oben genannten Eigenschaften, die eine Elektronenkanone aufweisen soll, oberhalb von Elektronenenergien von 800 eV zutreffen. Unterhalb dieser Energie läßt sich der Strahl nicht mehr ausreichend fokussieren.

## 3.4 Die Spektrometer

In der Kammer sind zwei Spektrometer eingebaut. Während das Projektilspektrometer zum Nachweis der schnellen Elektronen dient, saugt das elektrische Feld des Impulsspektrometers die langsamen Targetelektronen in die eine Richtung und die Rückstoßionen in die entgegengesetzte Richtung ab, um die oben genannten Teilchen an beiden Enden mit Hilfe von Detektoren nachweisen zu können.

### 3.4.1 Das Projektil-, bzw. 127°-Spektrometer

Wechselwirkt das schnelle Projektilelektron mit dem Heliumatom, so verliert es Energie und tauscht mit dem Targetsystem Impuls aus; man sagt, daß Projektilelektron wird am Heliumatom gestreut.

Das gestreute Elektron, das nach einer Einfachionisation etwa 25 eV und nach einer Doppelionisation 80 eV verloren hat, fliegt infolge seiner hohen Geschwindigkeit ungehindert durch das Impulsspektrometer in das winkelfokussierende 127°-Spektrometer. Teilchen, die die gleiche Energie, aber einen unterschiedlichen Eintrittswinkel in das Spektrometer haben, werden auf dem gleichen Ort abgebildet. Da der Abstand zwischen Innen- und Außenradius begrenzt ist, können nur die Teilchen detektiert werden, deren Energie in einem bestimmten Bereich liegt. Teilchen mit höherer Energie, nämlich die Elektronen, die keine Wechselwirkung eingegangen sind, schlagen auf die Innenseite des Spektrometers auf und erzeugen dadurch Sekundärelektronen. Diese Sekundärelektronen wirken sich störend auf das Experiment aus. Es wurden Maßnahmen ergriffen, um dies zu verhindern:

Die Innenseite des Spektrometers ist mit Germanium bedampft; dadurch wird das Herausschlagen von Sekundärelektronen reduziert [Ertürk99].

Weiter ist eine Aussparung in Form eines langen Schlitzes an der Außenwand vorhanden, an der weiter außen ein Faraday-Cup montiert ist. Der Hauptstrahl wird in den Faraday-Cup gelenkt, so daß die Projektilelektronen, die keine Wechselwirkung eingegangen sind, dort absorbiert werden, die gestreuten Elektronen jedoch auf dem Projektildetektor auftreffen.

Um das Spektrometer vor Feldeingriffen, z.B. durch den Detektor, zu schützen, sind am Ende des Spektrometers feine Drähte gespannt.

Da dieses Spektrometer für die Einfach- und Doppelionisation von Helium bei einer Projektilenergie von ca. 500 eV konstruiert wurde, die Projektilenergie in diesem Experiment aber auf 900 eV erhöht wurde, muß man einen kleinen “Trick” anwenden: Der Projektilstrahl darf nicht durch die Mitte, also die vorgesehene Stelle des Spektrometers gehen, da sonst die Elektronen, die nur wenig ( $< 40\text{eV}$ ) Energie verloren haben, nicht auf den Detektor, sondern auf die äußere Wand treffen.

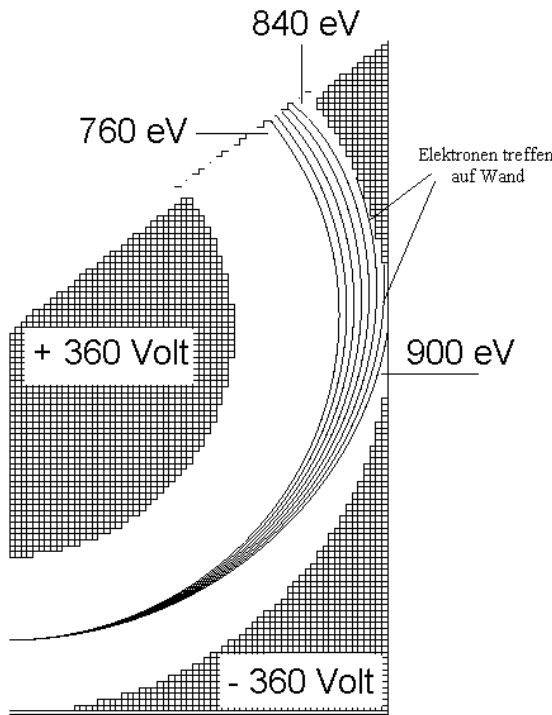


Abbildung 3.7: SIMION (**S**imulation of **I**on Trajectory)-Simulation der Elektronenflugbahnen zwischen 760 eV und 900 eV bei zentralem Einschub. Die Projektilelektronen mit 900 eV gelangen in den Faraday-Cup. Elektronen, die 50 eV Energie weniger haben, schlagen auf der Innenseite der äußeren Wand auf. Nur Elektronen, die eine Energie von max. 840 eV haben, treffen auf den Detektor.

So treffen zwar Elektronen auf den Detektor, die eine Doppelionisation verursacht haben, nicht aber die Elektronen, die an einer Einfachionisation nahe an der Ionisationsschwelle beteiligt waren.

Man muß den Projektilstrahl verschieben und die Elektronen relativ nah an der äußeren Wand vorbeifliegen lassen. Nur so ist gewährleistet, daß der Hauptstrahl in den Faraday-Cup gelangt und die Elektronen, die eine Wechselwirkung eingegangen sind, auf den Detektor auftreffen. (siehe Abbildung 3.8)

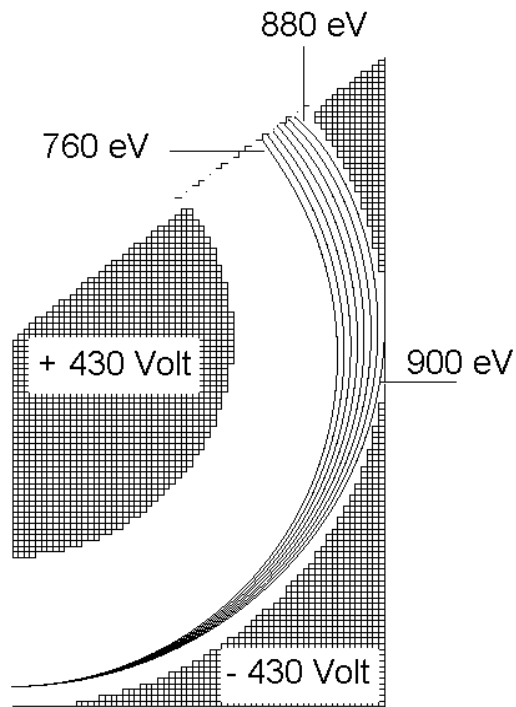


Abbildung 3.8: SIMION-Simulation der Elektronenflugbahnen zwischen 760 eV und 900 eV bei nicht zentralem Einschub. Die Projektilelektronen mit 900 eV gelangen in den Faraday-Cup. Elektronen, die 20 eV Energie weniger haben, schlagen jetzt nicht mehr auf die Innenseite der äußeren Wand auf.

Auf diese Weise gelangt auch der Strahl der Elektronen auf den Detektor, die eine Einfachionisation hervorgerufen haben.

Auch wenn man das Projektilspektrometer auf diese Weise benutzt, ist die Winkelfokussierung weiterhin gewährleistet.

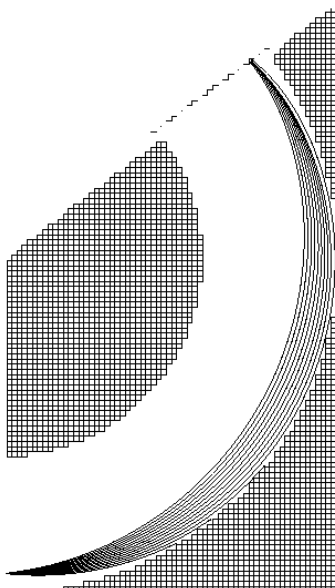


Abbildung 3.9: Winkelfokussierung bei nicht zentralem Einschub. Man erkennt anhand der Simulation, daß die winkelfokussierende Eigenschaft des Spektrometers bei nicht zentralem Einschub erhalten bleibt.



Nach der SIMION (**S**imulation of **I**on Trajectory)-Simulation erhält man als Kalibrierung, die den Auftrefforten zweier Projektile die entsprechende Energiedifferenz zuweist, folgende Funktion

$$\Delta E [\text{eV}] = \frac{\Delta X [\text{mm}]}{0,1471}$$

Ein Ortsunterschied von 1 mm entspricht demnach einer Energiedifferenz von 6,8 eV.

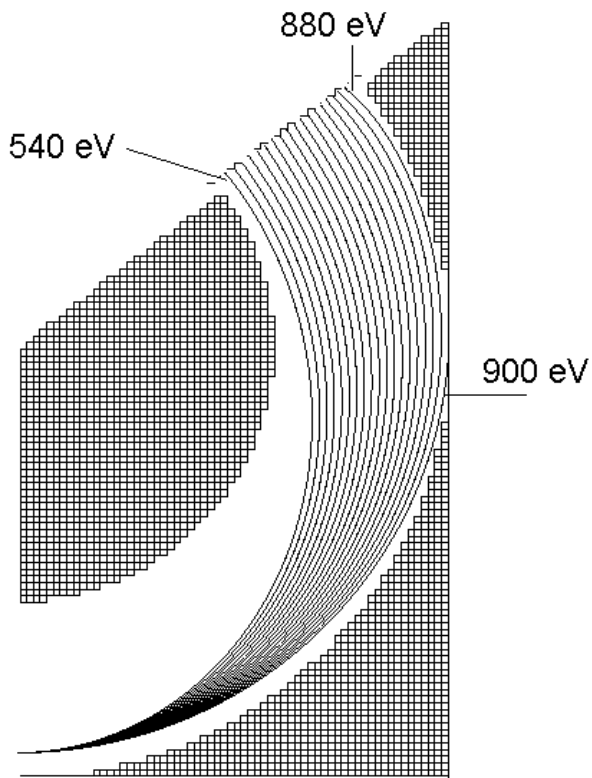


Abbildung 3.10: SIMION-Simulation der Energieauflösung. Der Energieunterschied der Trajektorien voneinander beträgt 20 eV.

### 3.4.2 Das Impulsspektrometer

Findet eine Wechselwirkung statt, so daß die Targetelektronen genügend Energie haben, aus dem Potentialtopf<sup>14</sup> des Heliumkerns herauszukommen, so werden sie in alle Richtungen emittiert. Um alle Fragmente zu detektieren, müßte man entweder einen Detektor bauen, der alle Raumwinkel (mit der Fläche  $4\pi r^2$ ) abdeckt oder die Detektoren so plazieren, daß man hinterher die Information über den vollen Raumwinkel erhält, was eine enorm lange Meßzeit erfordern würde. Siehe auch (e,3e)-Messung von A. Lahmam-Bennani [Lahmam-Bennani99, Marji97, Duguet98, Taouil98].

Um diese extremen Versuchszeiten zu vermeiden, hat man in unserer Arbeitsgruppe früh einen anderen Weg eingeschlagen: Die Flugrichtung der Fragmente ist nicht mehr nur durch die Anfangsimpulsverteilung gegeben, sondern man "zwingt" sie in eine vorgegebene Richtung. Dieses wird durch ein elektrisches Absaugfeld senkrecht zum Projektil- und senkrecht zum Targetstrahl erreicht, so daß die positiven Ionen in die eine Richtung und die Elektronen in die entgegengesetzte Richtung abgesaugt werden. An den beiden Enden des Spektrometers befindet sich jeweils ein ortssensitiver Detektor, so daß man mit beiden Detektoren die Fragmente in Koinzidenz messen kann. Diese Meßtechnik der Rückstoßimpulsspektroskopie (RIMS) wurde in den letzten 15 Jahren entwickelt und durch den Einsatz eines vorgekühlten Gasjets verbessert (COLTRIMS) [Jagutzki94, Mergel94, Mergel96].

Definiert man die Impulskomponente parallel zum elektrischen Feldvektor des Spektrometer-Absaugfeldes als Longitudinalimpuls  $p_{||}$  (im Folgenden auch  $p_z$  genannt), so ist der Summenvektor der beiden anderen Impulsvektoren  $p_x$  und  $p_y$ , die senkrecht auf dem Longitudinalimpuls stehen, der Transversalimpuls  $p_{\perp}$ . Der dreidimensionale Impulsvektor ist der Summenvektor aus dem Longitudinal- und Transversalimpulsvektor.

Haben die zu detektierenden Teilchen, z.B. die Rückstoßionen, alle in etwa die gleichen Flugzeiten, so kann aus der x- und der y-Komponente des Ortes auf dem Detektor der Transversalimpuls bestimmt werden. Den Longitudinalimpuls der Rückstoßionen erhält man aus der Flugzeit der geladenen Fragmente.

Haben die Teilchen, z.B. Elektronen, unterschiedliche Flugzeiten, so muß man, um den Transversalimpuls zu bestimmen, noch die Flugzeit der Teilchen miteinrechnen.

---

<sup>14</sup> Das erste Ionisationspotential der Elektronen im Potentialtopf von Helium beträgt 24,587 eV, das Ionisationspotential des zweiten Elektrons 54,42 eV.

Um aus dem Ort auf dem Detektor auf den Transversalimpuls schließen zu können, müssen alle Teilchen, die den gleichen Transversalimpuls haben, auf den selben Ort treffen.

Da die Teilchen aber nicht von einem Punkt aus starten, sondern aus einem endlichen Reaktionsvolumen, muß ein Spektrometer so beschaffen sein, daß es diese Teilchen auf den gleichen Ort auf dem Detektor fokussiert. Haben diese Teilchen zusätzlich den gleichen Longitudinalimpuls, so müssen sie auch zur gleichen Zeit auf den Detektor treffen, das Spektrometer muß also eine Orts- und Zeitfokussierung haben.

Bei einem homogenen Absaugfeld ist diese Orts- und Zeitfokussierung nicht möglich, da Teilchen mit gleichem Impulsvektor, die von unterschiedlichen Punkten aus starten, zu unterschiedlichen Zeiten auf dem Detektor auftreffen.

Zur Kompensation baut man deshalb eine elektrostatische Linse und eine sog. Driftstrecke ein, die dafür sorgen, daß Teilchen mit gleichem Anfangsimpuls, die aber von unterschiedlichen Punkten des Reaktionsvolumens starten und damit unterschiedlich lange Beschleunigungsstrecken durchlaufen, zur gleichen Zeit und am gleichen Ort auf den Detektor treffen.

Abbildung 3.11 zeigt eine SIMION-Simulation der Orts- und Zeitfokussierung des Rückstoßionenspektrometers.

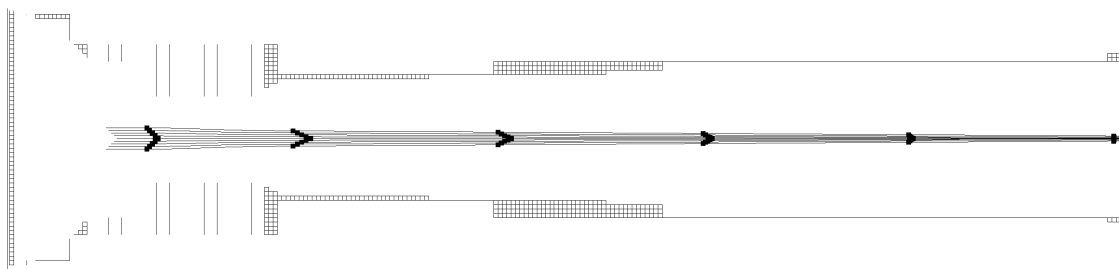


Abbildung 3.11: Darstellung der Zeit- und Ortsfokussierung der Rückstoßionen bei einem Absaugfeld von 7,8 V/cm. 1 mm wird auf 0,04 mm fokussiert. Die schwarzen Punkte stellen die Zeitmarker dar, die in einem Abstand von 1  $\mu$ s gesetzt wurden.

Das Spektrometer muß ebenfalls eine transversale Impulsauflösung aufweisen. Teilchen mit nur sehr kleinem unterschiedlichem Transversalimpuls müssen trotzdem auf unterschiedlichen Orten auf dem Detektor abgebildet werden.

Zwischen den oben genannten Anforderungen an ein Spektrometer muß man aber oftmals Kompromisse eingehen. Das ist zum Beispiel dann der Fall, wenn man z.B. 3 a.u. Elektronen und 3 a.u. Rückstoßionen hat. Denn für eine gute transversale Impulsauflösung der Rückstoß-

ionen<sup>15</sup> braucht man unter anderem ein Absaugfeld geringer Feldstärke, mit dem sich andererseits nur wenige Elektronen im vollen Raumwinkel nachweisen lassen.

Der Kompromiß in diesem Experiment besteht nun darin, daß nur Elektronen im vollen Raumwinkel detektiert werden können, deren Energie kleiner oder gleich 10 eV ist. Dazu muß ein elektrisches Absaugfeld von 7,8 V/cm angelegt werden. Bei größeren Energien werden Elektronen nur noch in einem bestimmten Winkelbereich nachgewiesen<sup>16</sup>.

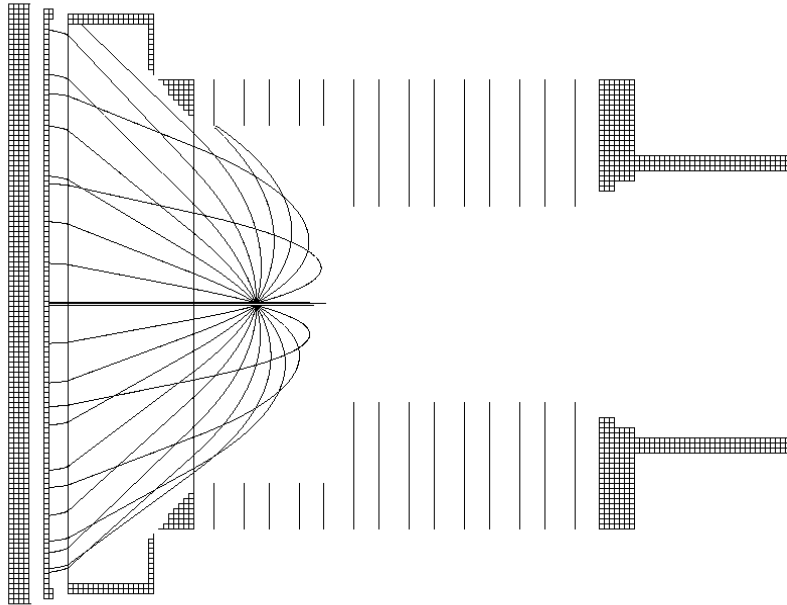


Abbildung 3.12: Simulation der Elektronen-Flugbahnen bei einem Absaugfeld von 7,8 V/cm.

In der oberen Hälfte sind die Flugbahnen von Elektronen mit einer kinetischen Energie von 13 eV dargestellt. Ein Teil der Elektronen trifft nicht auf den Detektor. In der unteren Hälfte haben die Elektronen 10 eV. Diese werden alle nachgewiesen, unabhängig von der Emissionsrichtung.

---

<sup>15</sup> wegen ihrer im Vergleich zu den Elektronen hohen Masse

<sup>16</sup> Möchte man bei gleichen Rückstoßionenspektrometereigenschaften Elektronen im vollen Raumwinkel nachweisen, die eine höhere Energie haben, so kann man dem elektrischen noch ein homogenes magnetisches Feld überlagern. Durch die Lorentz-Kraft werden die Elektronen auf Zyklotronbahnen gezwungen, deren Radius unabhängig vom Longitudinalimpuls der Elektronen ist. Der drei-komponentige Impulsvektor ergibt sich wie bei einem reinen elektrischen Feld aus der Flugzeit der Elektronen und deren Auftreffort auf dem Detektor. Verschiedene Transversalimpulse zeichnen sich auf dem Detektor durch unterschiedliche Auslenkung zum Nullpunkt aus. Die Transversalimpulsinformation geht jedoch verloren, wenn die Flugzeit exakt ein ganzzahliges Vielfaches der Zyklotronfrequenz ist.

Nach der Simulation erhält man als Kalibrierung, die dem Auftreffort eines Heliumkerns den entsprechenden Transversalimpuls zuweist, folgende Funktion:

$$\Delta p_x [a.u.] = \frac{\Delta X [mm]}{1,88}$$

wobei  $\Delta X$  der Abstand zwischen den x-Komponenten der Auftrefforte zweier Teilchen ist<sup>17</sup>.

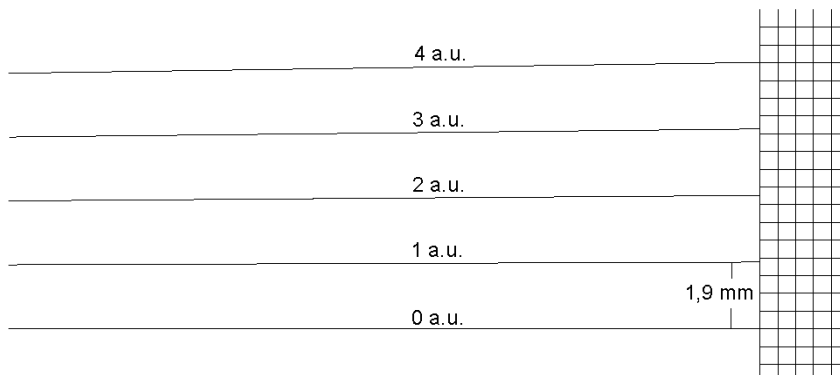


Abbildung 3.13: Simulation zur Impulsauflösung der Rückstoßionen bei einem Absaugfeld von 7,8 V/cm.

Dargestellt sind die Trajektorien von Heliumkernen mit Impulsen von 0 a.u. bis 4 a.u. Das Spektrometer liefert eine Auflösung von 1,88 mm/a.u., bzw. 0,53 a.u./mm. Des weiteren ist der lineare Zusammenhang zwischen Transversalimpuls und Auftreffort auf dem Detektor zu erkennen.

Haben die Auftrefforte zweier Teilchen einen Abstand von 200  $\mu\text{m}$ , so entspricht das einem Impulsunterschied von 0,106 a.u.

Um bei einer Absaugspannung von 7,8 V pro Zentimeter, die nötig ist, um genügend Elektronen (bis 10 eV) zu detektieren, die oben genannten Eigenschaften zu erhalten, wurde ein schon vorhandenes Impulsspektrometer [Schmidt00] für das (e,3e)-Experiment modifiziert. Dazu wurden Simulationen mit dem Programm SIMION durchgeführt und dabei die Anzahl der benötigten Elektroden, die Lage der elektrischen Linse und die Länge der Driftstrecke variiert, so daß man hinterher die oben genannten Eigenschaften erhielt.

<sup>17</sup> Da das Rückstoßionenspektrometer zylindersymmetrisch ist, gilt diese Funktion auch für die y-Impulskomponente.

Bei dem Spektrometer dienen Kupferplatten als Elektroden, die mit keramischen Abstandshaltern auf Keramikstangen montiert sind. Die Driftrohre besteht im wesentlichen aus einer Aluminiumröhre, auf die eine Silberschicht elektrochemisch aufgebracht wird. Dies ist nötig, da sich auf dem Aluminiumrohr eine nichtleitende Oxidschicht bilden würde, was elektrostatische Aufladung begünstigen würde<sup>18</sup>.

An den beiden Enden des Spektrometers befindet sich jeweils ein feinmaschiges Gitter (Maschenweite: 250  $\mu\text{m}$ ), was einen feldfreien Raum in der Driftstrecke gewährleistet.

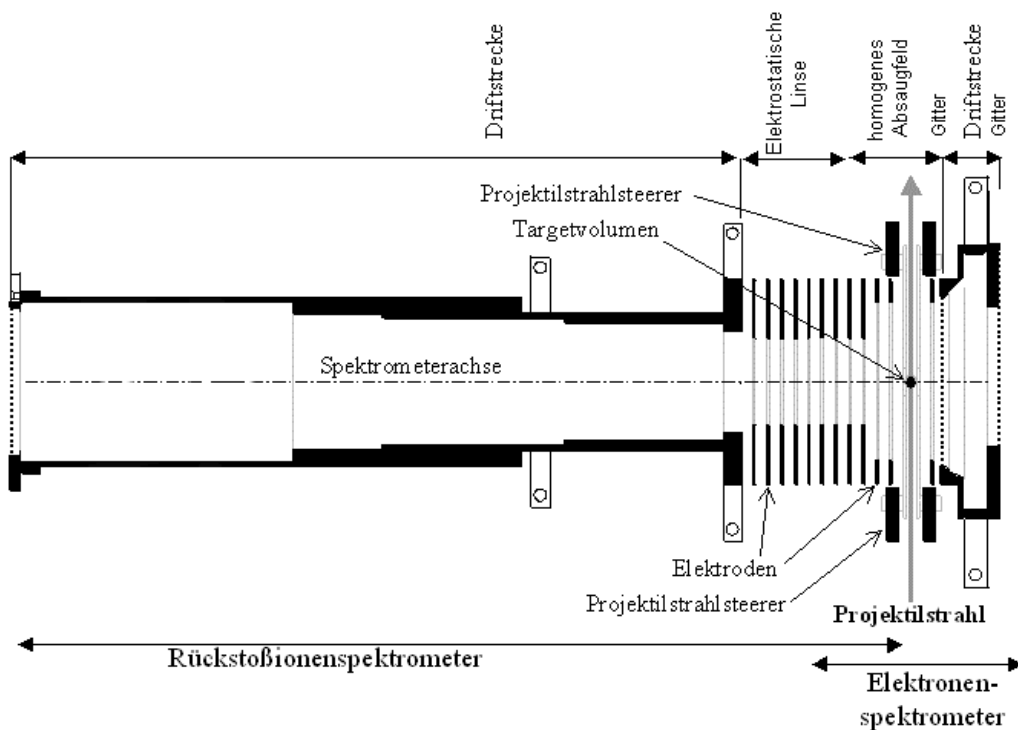


Abbildung 3.14: Skizze des Impulsspektrometers. Die Länge des gesamten Spektrometers (von Gitter zu Gitter) ist 517 mm, die Länge vom Elektronenspektrometer (vom Targetort zu Gitter) beträgt 45 mm und die des Rückstoßionenspektrometers (vom Targetort zu Gitter) 467 mm. Der Abstand der Elektroden liegt bei 5,5 mm.

Der Abbildung kann man entnehmen, daß der Innendurchmesser der Elektroden des Elektronenspektrometers größer ist als die des Rückstoßionenspektrometers. Dadurch wird die Nachweiseffizienz der Elektronen erhöht. Des weiteren sind die Projekttilstrahlsteerer (hier nur für eine Dimension) zu erkennen. Das ursprünglich vorhandene Gitter zwischen Beschleunigungs- und Driftstrecke wurde entfernt, um die Nachweiseffizienz zu erhöhen.

Um die oben genannten Eigenschaften zu erhalten, muß zwischen den einzelnen Elektroden eine Spannungsdifferenz von 4 V und bei der Linse eine Spannungsdifferenz von 44 V angelegt sein.

<sup>18</sup> Da sich Silber direkt auf Aluminium nicht aufbringen läßt, wird als erster Schritt eine Kupferschicht elektrochemisch aufgebracht, auf der dann die Silberschicht haften kann [Jäger99].

## 3.5 Die Detektoren

Entscheidend für das Gelingen eines Experimentes ist eine gute Ortsauflösung der verwendeten Detektoren.

Die verwendeten Detektoren sind eine Kombination von Microchannelplates (MCP) und Delay-Line-Anode. Die Delay-Line-Anode weist den Ort der Elektronenlawine nach, die von den Microchannelplates erzeugt wurde.

### 3.5.1. Die Microchannelplates

Die Channelplates gehören zu den Sekundärelektronen-Vervielfachern und erlauben einen schnellen ortsempfindlichen Nachweis von einzelnen Teilchen wie Ionen, Elektronen und Photonen, indem bei maximaler Effizienz jedes auftreffende Teilchen eine Lawine sekundärer Elektronen auslöst.

Ein Channelplate besteht aus vielen kleinen, parallel zueinander angeordneten Bleiglaskanälen, deren Innenseiten mit einer hochohmigen Schicht überzogen sind, die einen hohen Sekundärelektronen-Emissionskoeffizienten aufweist.

Über das MCP wird eine Spannung angelegt, welche die Elektronen im Kanal beschleunigt. Die durch das primäre Teilchen erzeugten Elektronen treffen nach kurzer Wegstrecke wieder auf die Wand und lösen weitere Elektronen heraus. Da dieser Prozeß sich mehrfach wiederholt, entsteht an der Rückseite des MCP eine Ladungswolke. Die so erhaltene Verstärkung liegt von zwei MCP hintereinander bei etwa  $10^7$  bis  $10^9$ -fach [Roentdek].

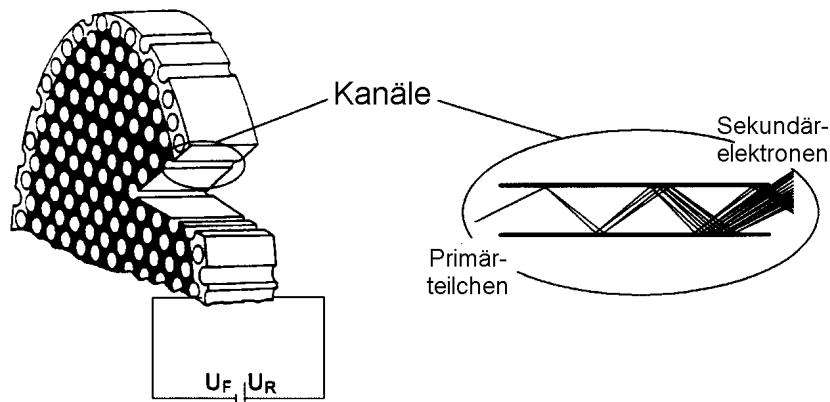


Abbildung 3.15: Ortsempfindliche Elektronenvervielfachung mit einem MCP [Valvo84]. Das Channelplate wird über zwei Kontaktringe von der Front- und der Rückseite auf die Potentiale  $U_F$  und  $U_R$  gelegt. Die Potentialdifferenz (typisch 1000 V pro MCP) beschleunigt die Elektronen innerhalb der Kanäle. Die abfließende Ladung wird über die MCP-Oberfläche nachgeliefert.

Am Ende eines Kanals, bzw. auch in seinem Inneren können Gasatome durch die Elektronen ionisiert werden. Ionen werden vom elektrischen Feld in den Vielkanalplatten in die Kanäle hinein beschleunigt. Durch Kontakt dieser Teilchen mit der Kanalwand werden ebenso Elektronen ausgelöst. Dieser Prozeß wird als Ionenrückkopplung bezeichnet.

Diese Ionenrückkopplung kann verringert werden, indem man die Kanäle etwas um die Normale zur Plattenoberfläche neigt. Die Chevron-Anordnung von MCPs besteht aus zwei übereinander liegenden MCPs (verwendet bei dem Projektil- und beim Targetelektronendetektor), bei drei übereinander liegenden MCPs (verwendet beim Rückstoßionendetektor) spricht man vom Z-stack.

### 3.5.2 Ortsbestimmung durch Laufzeitmessung, die Delay-Line-Anode

Die MCPs erzeugen durch die Sekundärelektronen-Vervielfachung eine Ladungswolke. Diese tritt gegenüber dem Auftreffort des Primärteilchens aus dem MCP heraus. Um diesen Ort zu bestimmen, benötigt man eine entsprechende Anode im Anschluß an die MCP-Anordnung.

Die verwendeten Anoden werden Delay-Line-Anoden genannt und bestehen aus Drähten (in unserem Fall Kupfer-Zirkonium), die isoliert voneinander um eine Platte angeordnet sind.



Eine Ladungswolke, die aus dem MCP heraustritt, wird durch ein elektrisches Feld zur Drahtebene der Anode hin beschleunigt. Für die Bestimmung einer Ortskomponente ist ein Drahtpaar um einen Träger gewickelt. Für ein zweidimensionales Ortsbild sind zwei Drahtpaare nötig, die unter einem Winkel von  $90^\circ$  angeordnet sind. Die Abstand zwischen zwei Signaldrähten beträgt 1 mm. Durch eine Potentialdifferenz von 50 V zwischen den beiden Drähten werden die Elektronen auf nur einen Draht gesaugt. Das Drahtpaar verhält sich wie eine Lecherleitung. Die Signale werden über RC-Glieder ausgekoppelt und mit einem Differenzverstärker weiterverarbeitet. Man erhält so an beiden Enden des Drahtpaares ein Signal, das jeweils um die Laufzeit des Signals auf dem Draht verzögert ist. Aus der Differenz der Laufzeiten ergibt sich der Auftreffort der Ladungswolke.

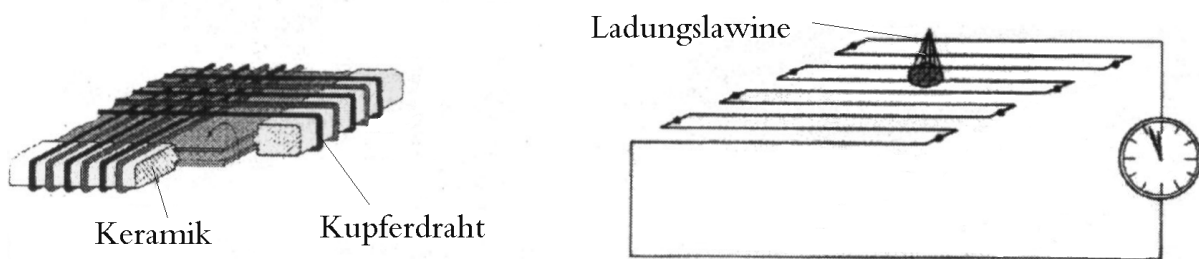


Abbildung 3.16: Darstellung einer zweidimensionalen Delayline-Anode (links), Prinzip der Laufzeitmessung in einer Dimension (rechts), aus [Roentdek]

Zum Start der Laufzeitmessung wird ein Signal verwendet, das zeitlich korreliert ist mit dem Entstehungszeitpunkt der Ladungswolke, aber nicht vom Entstehungsort der Ladungswolke abhängt. Hierfür kann man den Spannungsabfall am MCP nutzen, der mit Hilfe eines RC-Gliedes als schneller Impuls ausgekoppelt werden kann.

Die aus dem MCP heraustretende Ladungswolke muß zwischen dem MCP und den Anoden-drähten eine definierte Flugstrecke zurücklegen. Während des Fluges durch das elektrische Feld weitet sich die Ladungswolke so auf, daß sie mehrere Drähte der Anode trifft. Das Signal setzt sich aus einer Überlagerung der einzelnen Signale auf den Drähten zusammen. Man bildet den Schwerpunkt dieses Summensignals. Ohne diese Schwerpunktbildung wäre die Ortsauflösung durch den Abstand der Drähte bestimmt. Durch die Bestimmung des Schwerpunkts läßt sich eine Ortsauflösung erreichen, die wesentlich feiner ist als der Abstand der Drähte.

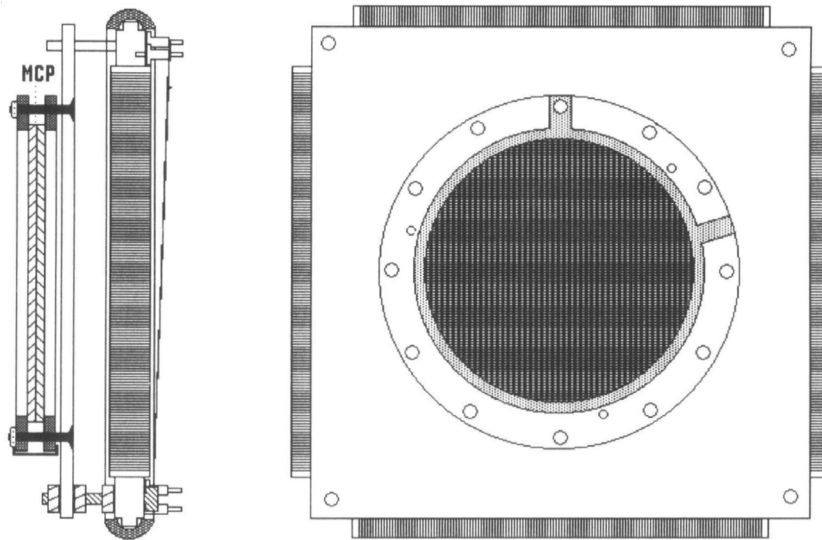


Abbildung 3.17: Darstellung eines kompletten Delayline-Detektors für zweidimensionale Ortsbestimmung [Weber98]. In der Seitenansicht (links) ist die Chevron-Anordnung der beiden MCPs zu erkennen, die durch die zwei Keramikringe zusammengehalten werden, die ihrerseits auf einer Halteplatte aus Aluminium montiert und in einem Abstand von ca. 5 mm über der Anode positioniert sind. Das Bild rechts zeigt die Draufsicht.

Beim Projektil- und Rückstoßionendetektor gibt es zwei Drahtwindungsebenen, die eine weist in x- und die andere in y-Richtung. Für den Targetelektronendetektor wurde eine weitere Ebene hinzugefügt, um die Totzeitzone des Detektors bei Doppelhitprozessen zu minimieren. Diese Anode besteht aus drei Windungsebenen, die jeweils um einen Winkel von  $60^\circ$  gedreht sind, und wird wegen ihrer sechseckigen Form Hexanode genannt (Abbildung 3.20).

Daß die Hexanode für die Messung von Doppelhit besser geeignet ist als die quadratische Anode, zeigt folgendes Beispiel: Treffen bei einer quadratischen Anode mit zwei Windungsebenen zwei Teilchen mit gleicher x-Koordinate gleichzeitig auf die Anode, so überlagern sich die beiden x-Signale, da kein ausreichendes Delay zwischen ihnen vorhanden ist. Die zwei Teilchen werden von der Elektronik als nur ein einziges erkannt.

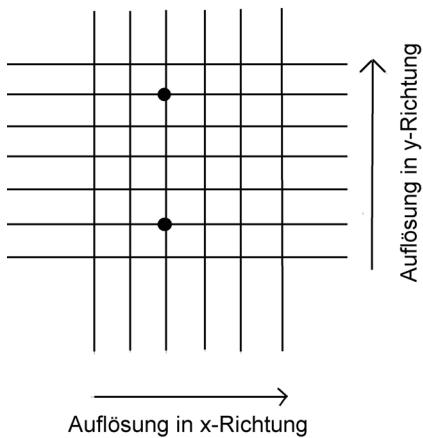


Abbildung 3.18: Möglichkeit der Ortsauslese in y-Richtung, aber nicht in x-Richtung. Ausschnitt aus einer Anode. Die beiden schwarzen Kreise stellen die Auftrefforte zweier Events dar. Diese beiden Ereignisse können nicht in x-Richtung aufgelöst werden, da zwischen beiden kein ausreichendes Delay liegt; jedoch in y-Richtung ist genug Delay vorhanden, so daß die Elektronik beide Events registrieren kann.

In y-Richtung können in diesem Beispiel zwei Signale registriert werden, da das Delay zwischen den beiden Signalen in y-Richtung groß genug ist (siehe Abbildung 3.18).

Man hat dann zwei y-Werte, aber nur einen x-Wert. Abbildung 3.18 zeigt die unterschiedlichen Abstände der zwei Events in x- und y-Richtung.

Da zwei Signale einen zeitlichen oder räumlichen Mindestabstand haben müssen, um als eigenständig von der Elektronik erkannt zu werden, gibt es eine sog. Totzeitzone, die die Form eines Kreuzes hat, wie in Abbildung 3.19 zu sehen ist, in der zwei Signale nicht von einem einzigen unterschieden werden können.

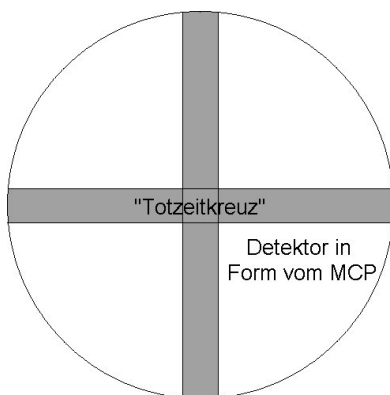


Abbildung 3.19: Skizze des Totzeitkreuzes. Der runde Kreis stellt die aktive Fläche des Detektors dar. Treffen nun zwei Teilchen gleichzeitig auf den Detektor, eins davon genau in die Mitte, so können beide Events nur registriert werden, wenn das zweite außerhalb des „Totzeitkreuzes“ auf den Detektor trifft.

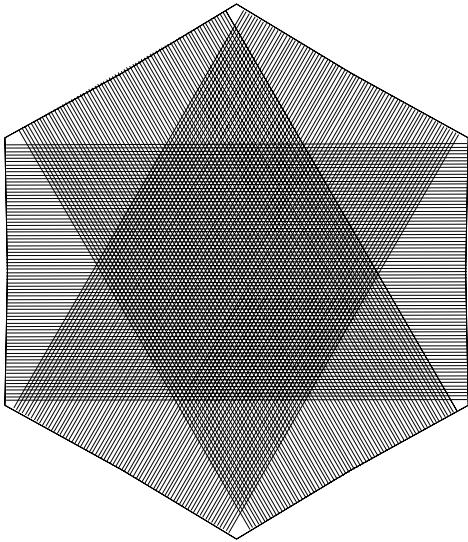


Abbildung 3.20: Skizze der Hexanode. Die drei Drahtebenen bilden einen Winkel von jeweils  $60^\circ$  zueinander.

Da die Hexanode nicht aus zwei, sondern aus drei Drahtebenen aufgebaut ist, die einen Winkel von  $60^\circ$  zueinander haben (siehe Abbildung 3.20), müssen deutlich weniger „Multi-Hits“ wegen mangelnder Eindeutigkeit verworfen werden.

Dies kann man folgendermaßen erklären: Auch wenn zwei Ereignisse gleichzeitig auf einen Draht treffen, so daß diese von der Elektronik nicht mehr aufgelöst werden können, so bleiben noch zwei Ebenen übrig, bei denen das Delay zwischen den zwei Signalen groß genug ist, um beide Events nachzuweisen. Aus den Signalen der beiden Ebenen kann man dann die x- und y-Komponente berechnen. Die Totzeitzone entspricht nicht mehr wie bei der rechtwinkligen Anode einem Kreuz, sondern einem kleinen Kreis (mit ca. 12 mm bei der großen Hexanode [Czasch00]) um den Auftreffort des ersten Teilchens (für weitere Informationen, siehe [Jagutzki,tbp]).

Wenn man eine der drei Drahtebenen als x-Achse auszeichnet, so bilden die beiden anderen Drahtebenen eine Linearkombination aus x und y. Um die y-Komponente herauszufiltern, muß eine Koordinatentransformation mit Hilfe des Datenanalyse-Files (DAN-File) des Auswertungsprogramms Cobold durchgeführt werden. Einzelheiten sind im Anhang aufgeführt.

## 3.6 Kompensation des Erdmagnetfeldes

Die Elektronen bewegen sich durch die Lorentz-Kraft infolge des Erdmagnetfeldes auf einer gekrümmten Bahn. Diese gekrümmte Bahn kann man nicht mit elektrischen Feldern ausgleichen, sondern nur mit einem magnetischen Feld.

Zur Kompensation des Erdmagnetfeldes werden üblicherweise Helmholtzspulen eingesetzt. Da die Herstellung von Helmholtzspulen aufwendig ist, werden „quasi Helmholtzspulen“ verwendet. Deren Form ist quadratisch, alle drei Spulenpaare umschließen die Kammer, vereinfacht dargestellt, in Form eines Würfels. Die Spulen selbst bestehen aus U-förmigen Aluminium-Stangen, um die Kupferdraht gewickelt ist.

Der Simulationsrechnung mit dem Programm Maple kann man entnehmen, daß das Kompensationsfeld nur im Innern des Käfigs und somit im Inneren der Kammer ausreichend homogen ist. Das ist aber für die Versuche vollkommen ausreichend. Einzelheiten sind in [Nauert,tbp] zu finden.

### 3.7 Das Datenaufnahmesystem

Die Durchführung der Experimente zur Heliumdoppelionisation erfordert eine umfangreiche Verschaltung von Analog- und Digitalelektronik. Des weiteren ist ein list-mode-fähiges Datenaufnahmesystem mit Speichermöglichkeiten und Online-Kontrolle erforderlich.

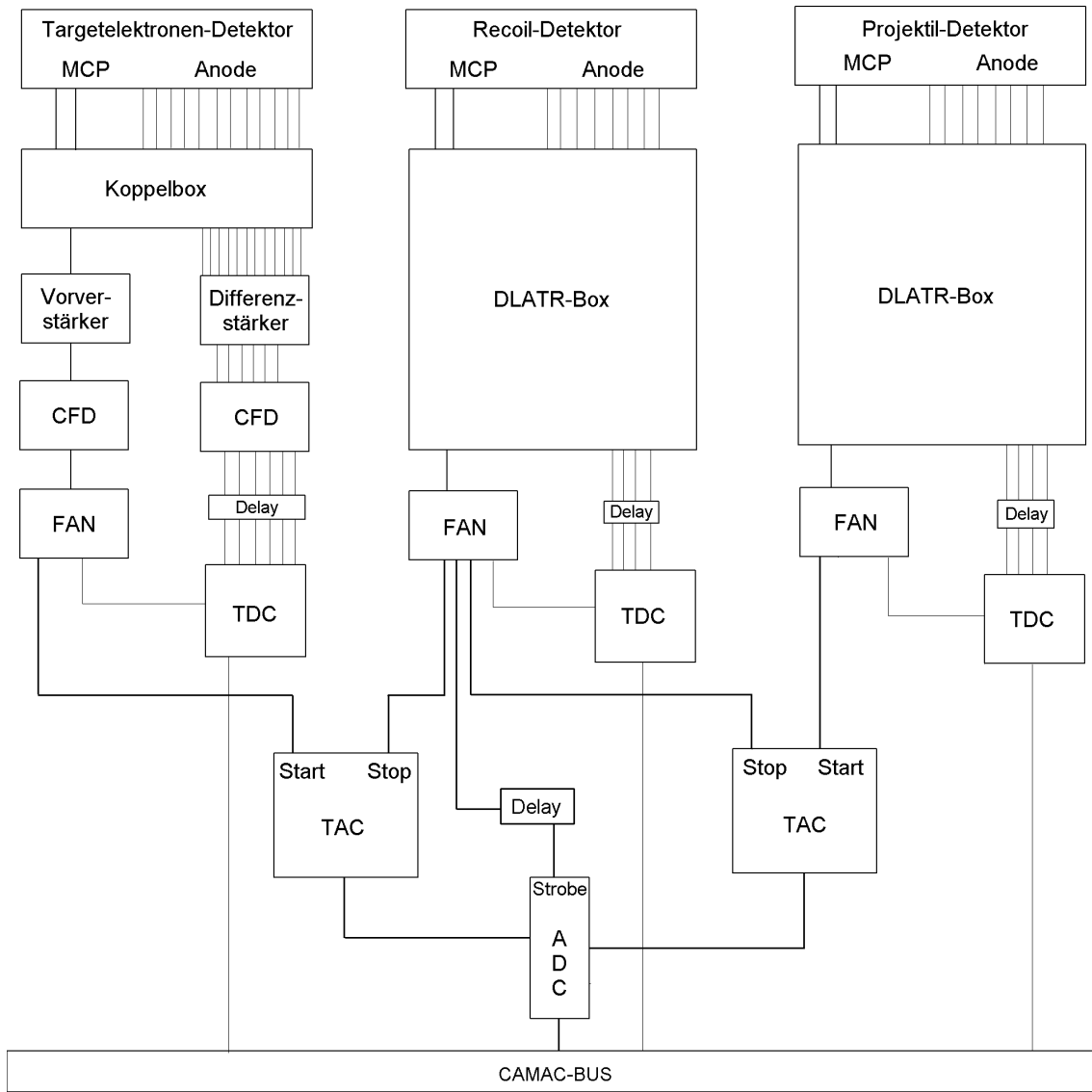


Abbildung 3.21 Das Datenaufnahmesystem. Das Ortsbild des Elektronendetektors wurde mittels Koppelbox, Vorverstärkern und Constant-Fraction-Discriminatoren (CFD) und einem Time-to-Digital-Converter (TDC) ausgelesen, während beim Rückstoßionen- und Projektildetektor die DLATR-Box zum Einsatz kam. In ihr sind die für die Auslese der Signale benötigten Komponenten schon integriert. Auch hier gelangen die Standard-NIM-Signale in einen TDC, der mit dem CAMAC-Bus verbunden ist. Für die Aufnahme der Flugzeitspektren sind Time-to-Amplitude-Converter (TAC) nötig, die einer Flugzeitdifferenz eine Signalthöhe zuweisen. Dieses Ausgangssignal gelangt in einen Analog-to-Digital-Converter (ADC), der wie die TDCs mit dem CAMAC-Bus verbunden ist.

Zur Auslese der einige mV hohen Signale von den MCPs und die der Anodendrähte werden diese mit RC-Gliedern, die in einer sog. Koppelbox zusammengefaßt sind, abgegriffen.

Für die Hexanode ist solch eine Koppelbox gebaut worden. Die entkoppelten Signale werden dann verstärkt und in einem Constant-Fraction-Discriminator (Ortec Nr. CF 8000) in logische Standard-NIM-Signale umgewandelt.

Für den Projektil- und den Rückstoßionendetektor kommt die sog. DLATR-Box (**D**ifferential **L**inear **A**mplifier **T**rigger-Box) zum Einsatz. In dieser Box, eine Entwicklung der Firma Roentdek, sind die Entkoppelglieder für die MCP- und die Anodensignale vorhanden, zusätzlich ist ein Verstärker und ein Constant-Fraction-Discriminator integriert. [Roentdek] Der Vorteil dieses Systems liegt auf der Hand: Es ist platzsparend und benötigt weniger Kabelverbindungen.

Für die Aufnahme der Flugzeitspektren braucht man zwei MCP-Zeitsignale, die man in einen Time-to-Amplitude-Converter (TAC) gibt, der einer Zeitspanne zwischen zwei Signalen eine analoge Signalamplitude zuweist. Zur Datenaufnahme mit dem Computer ist eine Umwandlung des analogen Signals in ein digitales mit dem Analog-to-Digital-Converter (ADC) notwendig, der die Umwandlung ausführt, wenn er das dazugehörige „Strobe-Signal“, ein zeitverzögertes MCP-Zeitsignal, erhält.

Die NIM-Signale gelangen dann ins Datenaufnahmesystem und werden dort weiterverarbeitet.

### **3.7.1 Die Datenverarbeitung**

Die Datenverarbeitungsprogramme sind für einen PC mit „Computer Applications to Measurement and Control“ (CAMAC) Auslesung ausgelegt. Module, z.B. der LeCroy-TDC, die die Daten der jeweiligen Messung beinhalten, sind in ein CAMAC-Crate eingebunden. Die Verbindung zwischen Crate und dem Computer stellt eine Karte dar. Die Daten aus den Modulen werden für jedes einzelne Ereignis nach dem List-Mode-Verfahren abgespeichert. Das System erlaubt, während der Messung wahlweise ein zweidimensionales Ortsbild oder ein eindimensionales Ortsspektrum, in dem die Counts gegen die Kanäle aufgetragen sind, zu beobachten. Damit kann die Messung kontrolliert werden, um eventuelle Fehler sofort zu beheben.

### 3.7.2 Das Programm Cobold

Als Datenerfassungssoftware dient das Programm CoboldPC (**C**omputer **b**ased **o**nline-**o**ffline **l**istmode **d**ata**a**nalyzer). Das Cobold-Programm erlaubt die Definition von ein- und zwei-dimensionalen Spektren mit einer variablen Anzahl von Kanälen. Außerdem besteht die Möglichkeit, Ereignisse, die eine bestimmte Bedingung (sog. Conditions) erfüllen, gesondert zu betrachten. Damit hat man zum Beispiel die Möglichkeit, bei einer Ortsbestimmung mit einer Delay-Line-Anode nur solche Ereignisse für ein Ortsspektrum zuzulassen, deren Ortszeitsumme einen bestimmten, für die Messung realistischen Wert hat.

Für den Einsatz des Programms braucht man verschiedene Analyse-Dateien, die die Koordinaten, die Parameter und Bedingungen und die unterschiedlichen Spektren festlegen. Das Programm speichert die einlaufenden Daten als List-Mode-File ab. So stehen die Daten nicht nur als Spektren zur Verfügung, sondern das Experiment läßt sich virtuell ein weiteres Mal durchführen. Dieses hat den großen Vorteil, daß man auch im nachhinein Conditions für die Datenauswertung setzen kann.

Details zu diesem Programm sind [Ullmann-Pfleger] zu entnehmen.



# 4 Testmessungen

Im folgenden werden die Tests der einzelnen Komponenten der (e,3e)-Apparatur (die Detektoren, der Elektronenstrahl und der Gasjet) beschrieben.

## 4.1 Test der Detektoren

Um Messungen durchzuführen, müssen die Abbildungseigenschaften der Detektoren bekannt sein, um durch eine Koordinatentransformation die Auftrefforte der Teilchen zu bestimmen, aus denen man die Impulse berechnen kann. Ist die Abbildung bereits linear, so ist diese Transformation nicht nötig.

Deshalb besteht die erste Testmessung darin, die Abbildung der Detektoren auf Linearität zu prüfen. Dazu ist die Verwendung einer Lochmaske notwendig, die vor den Detektor montiert wird. Eine Alpha-Quelle (Americium  $^{241}\text{Am}$ ) wird zu Testzwecken vor den Detektor positioniert, so daß man mit dem Programm Cobold die Maske als „Schattenwurf“ auf dem von der Alpha-Quelle ausgeleiteten Detektor sehen kann.

Damit die Abbildung linear wird, dürfen keine Linseneffekte, besonders an den Randbereichen, des Detektors auftreten. Dies erreicht man durch ein homogenes elektrisches Feld zwischen MCP-Back, der Halterungsplatte und den Anodendrähten.

Anders als beim Rückstoßionen- und Projektildetektor sind beim großen Elektronendetektor die Halterungsplatte mit der Trägerplatte der Anodendrähte nicht leitend verbunden. Dies hat folgenden Hintergrund: Die Erfahrung hat gezeigt, daß die Reflektionen sich verringern, und somit das MCP-Zeitsignal verbessert wird, wenn beide Komponenten isoliert voneinander angebracht sind. Gerade beim Elektronendetektor ist es besonders wichtig, ein Zeitsignal ohne Reflexionen zu haben, da man sonst keine Doppelhitmessungen durchführen kann. So sind, anders als beim Rückstoßionen- und Projektildetektor, beim Targetelektronen-Detektor Gewindestangen aus Kunststoff als Verbindung verwendet worden.

Folgende Spannungen werden eingestellt:

Detektorart	MCP-Front	MCP-Back	Halterung	Referenz	Signal
Projektile [V]	+ 200	+ 2000	+ 2100	+ 2200	+ 2260
Targetelektron [V]	+200	+ 2200	+ 2300	+ 2400	+ 2450
Rückstoßionen [V]	- 2200	0	+ 100	+ 230	+ 280

Tabelle 4.1: Angelegte Spannung an die Detektoren

Das mit den in Tabelle 4.1 aufgelisteten Spannungen erhaltene Bild ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

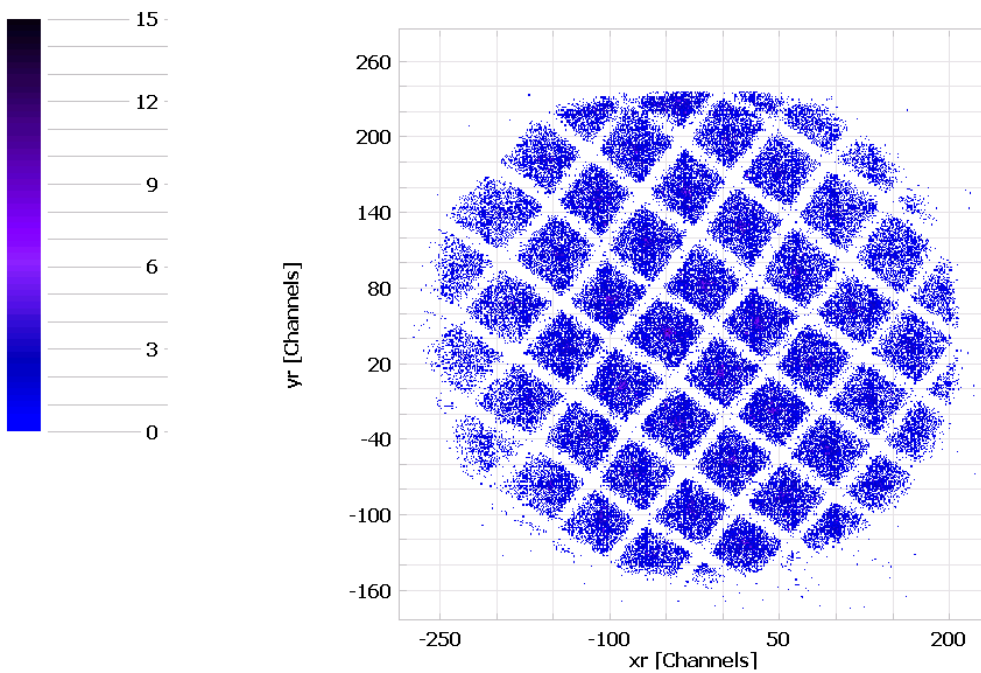


Abbildung 4.1: Ortsbild der Maske auf dem Elektronendetektor. Man erkennt eine nahezu runde Form des Detektors. Die Maske besteht aus einem Gitter. (Die Dicke der Stäbe beträgt etwa 2,5 mm; ihr gegenseitiger Abstand liegt bei 1 cm.) Die geraden Stäbe sind auf dem Detektor wellenartig verformt. Der Ursprung dieser Wellen konnte nicht eindeutig geklärt werden.

Ein mit dem Projektildetektor aufgenommenes Ortsbild ohne Maske zeigt Abbildung 4.2. Der Ursprung der langen Spur (in Abbildung 4.2) konnte nicht eindeutig geklärt werden.

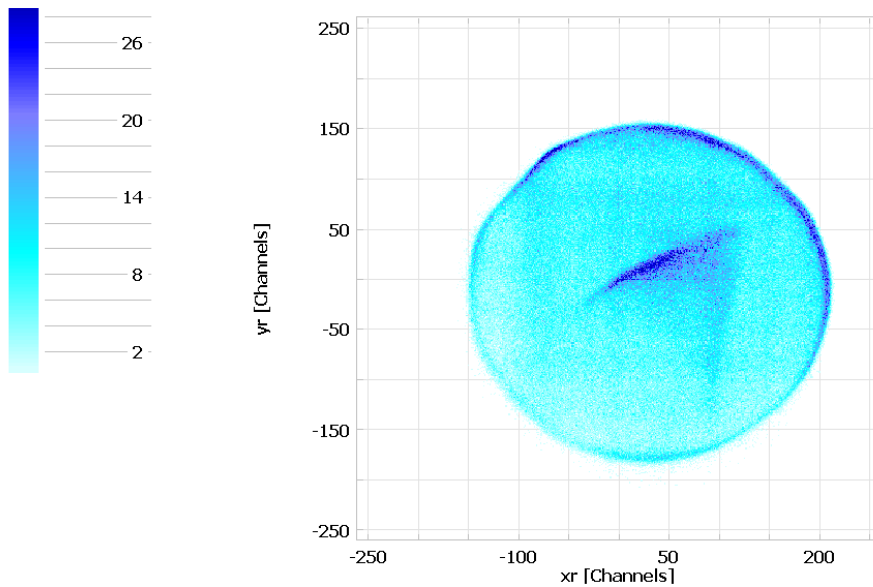


Abbildung 4.2: Ortsbild des Projektildetektors mit Alpha-Quelle. Die Alpha-Quelle wurde gekippt zum Detektor eingebaut. Das hatte zur Folge, daß der obere Teil des Detektors stärker ausgeleuchtet wurde. Auch ist zu erkennen, daß die Zählrate am Rand größer ist als in der Mitte. Der Grund hierfür ist, daß die Innenseite der Keramikringe für den Kontakt mit den MCPs mit Zinn beschichtet ist. Treffen Photonen oder andere Teilchen auf diese Zinnschicht, so können Sekundärelektronen ausgelöst werden, die dann auf den Detektor treffen.

Nach dem Test der Detektoren ist es wichtig, den Jet und den Elektronenstrahl einzustellen und zu optimieren.

## 4.2 Test des Elektronenstrahls

Zum Test des Elektronenstrahls wird unmittelbar hinter dem Impulsspektrometer der Projektildetektor positioniert, um dem Ort der Wechselwirkung so nah wie möglich zu sein. Mit verringertem Strom wird der Strahl auf den Detektor gerichtet und die verschiedenen Linsenspannungen variiert. Da keine Erfahrungswerte vorlagen, war dies recht zeitaufwendig.

Schließlich wurden Werte gefunden, bei der der Strahl einen Durchmesser von 1,5 mm hat. Siehe Abbildung 4.3.

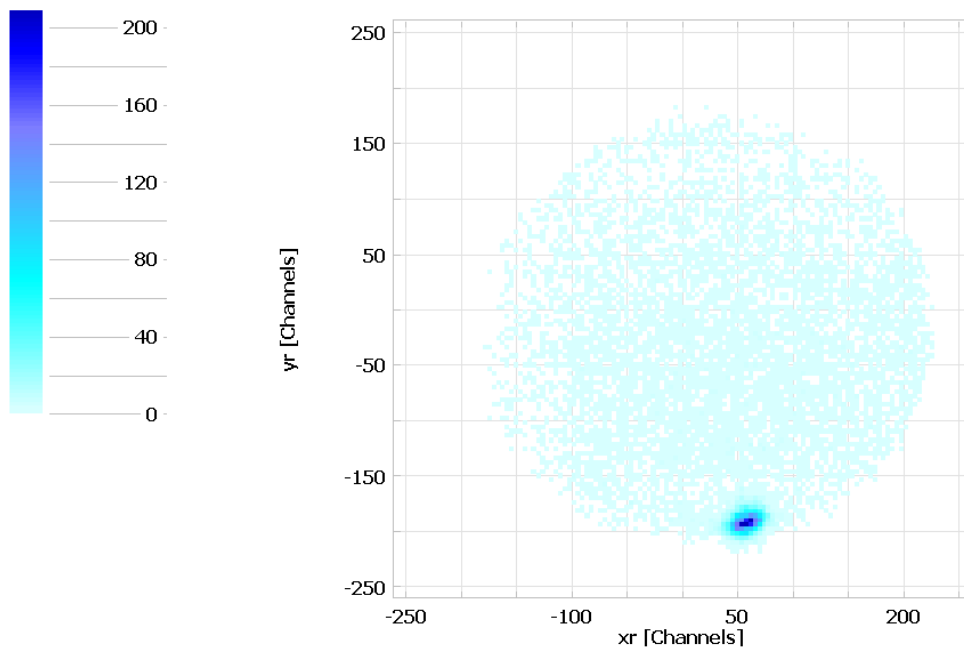


Abbildung 4.3: Ortsbild des Projektildetektors mit Elektronenstrahl. Der Projektildetektor wurde direkt hinter dem Impulsspektrometer platziert, um dem Targetort so nah wie möglich zu sein.

Bei nachträglichem Öffnen der Kammer war der Elektronenstrahl nicht mehr genau genug fokussiert<sup>19</sup> und mußte wiederum optimiert werden. Für die Aufnahme der Flugzeitspektren (siehe Kapitel „Aufnahme der Flugzeitspektren“) wurden folgende Spannungen gewählt:

Filament	Wehneltzylinder	Anode	Linse 1	Linse 2
- 870 V	- 900 V	+ 700 V	- 710 V	- 590 V

Tabelle 4.2: Angelegte Spannungen an die Elektronenkanone

Nach Einbau des Projektilspektrometers wird ein weiteres Mal der Elektronenstrahl mit verringerter Intensität auf den Projektildetektor, der sich nun am Ende des 127°-Spektrometers befindet, gelenkt. Es zeigt sich, daß der Elektronenstrahl divergiert.

Abbildung 4.4 zeigt das erhaltene Ortsbild.

<sup>19</sup> Grund ist nicht geklärt

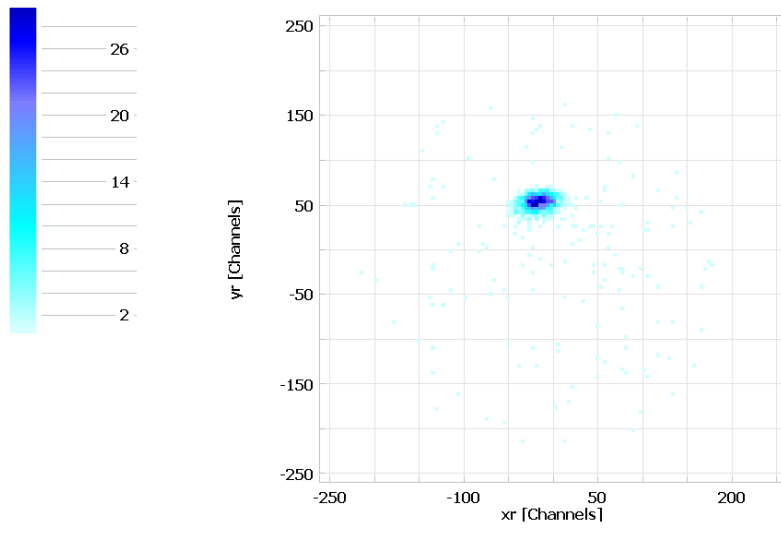


Abbildung 4.4: Ortsbild des Projektildetektors am Austritt des  $127^\circ$ -Spektrometers. Der Elektronenfleck hat einen Durchmesser von 3,5 mm.

Es wurde versucht, die Divergenz des Elektronenstrahls zu verringern, da dies die erreichbare Streuwinkelauflösung begrenzt. Letztendlich wurden jedoch die oben genannten Spannungen beibehalten, da es vorerst nur wichtig war, einen gut fokussierten Elektronenstrahl am Targetort zu erhalten.

Aus der Länge der Flugbahn im Projektilspektrometer und der Aufweitung des Strahls von 1,5 mm auf 3,5 mm ergibt sich eine Divergenz des Strahls von 8,6 mrad Full-With-Half-Maximum (FWHM); dies entspricht einem Transversalimpulsunschärfe von 0,064 a.u. FWHM bei 8 a.u. Longitudinalimpuls der Projektilelektronen<sup>20</sup>.

### 4.3 Test des Heliumjets

Für eine untergrundfreie Koinzidenzmessung ist es wichtig, daß möglichst wenig Elektronen und Ionen im Restgas entlang des Elektronenstrahls und außerhalb des Reaktionsvolumens erzeugt werden. Deshalb ist es nicht nur notwendig, eine Kühlfalle an die Kammer zu montieren, sondern man muß auch dafür sorgen, daß der Heliumgasjet nicht unnötig die Kammer mit Gas “verunreinigt”. Für diesen Zweck ist ein Dump innerhalb der Kammer

<sup>20</sup> 8 a.u. Longitudinalimpuls entspricht etwa 870 eV

montiert worden. Wenn Düse, Skimmer und das Eintrittsröhrchen des Dumps auf einer Linie liegen, so gelangt der Gasstrahl in diesen „Jetvernichter“ und wird dort von einer Turbopumpe abgesaugt. Dadurch erreicht man bei 2 bar Vordruck in der Gasleitung einen Reaktionskammerdruck von etwa  $3,5 \cdot 10^{-7}$  mbar.

Durch Verschieben der Düse mit Hilfe von Schraubklemmen hat man die oben genannte Bedingung realisiert, wenn der größte Druckanstieg bei einem fest gewählten Gasvordruck im Jetdump zu registrieren ist, während gleichzeitig der Restgasanteil in der Reaktionskammer ein Minimum erreicht.

Abbildung 4.5 zeigt den Verlauf der Druckänderungen in Dump und Reaktionskammer in Abhängigkeit vom Vordruck bei der oben genannten Einstellung.

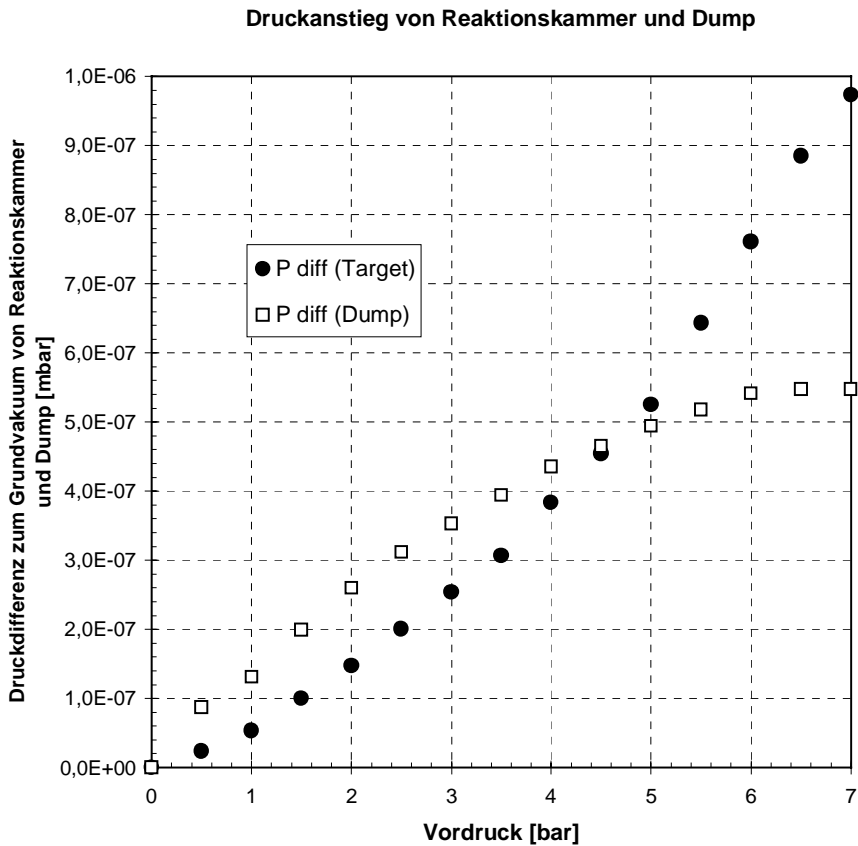


Abbildung 4.5: Verlauf der Druckänderung von Reaktionskammer und Dump in Abhängigkeit vom Vordruck.

Die Kreise geben dabei die Druckänderung in der Reaktionskammer an, während die Quadrate die Druckänderung im Dump veranschaulichen. Das Grundvakuum im Dump liegt bei  $5 \cdot 10^{-8}$  mbar und in der Reaktionskammer bei  $2 \cdot 10^{-7}$  mbar.

Der Abstand Düse-Skimmer beträgt 1 cm.

Ziel der Messung ist, den Vordruck zu finden, bei dem die Differenz zwischen der Druckänderung im Dump und der in der Reaktionskammer maximal ist. Abbildung 4.6 zeigt, daß dies bei einem Vordruck von etwa 2 bar der Fall ist.

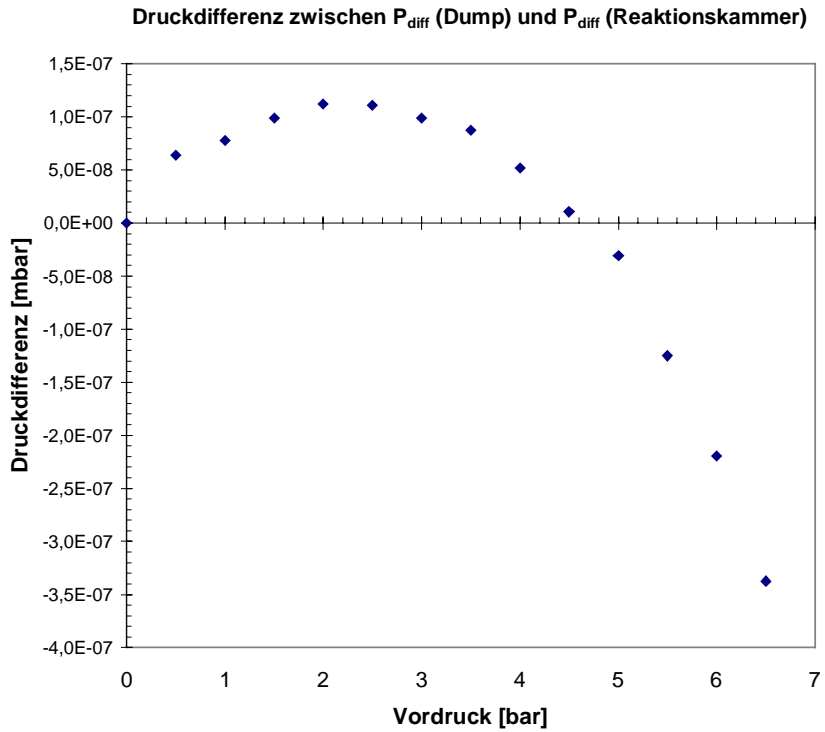


Abbildung 4.6: Differenz zwischen Druckänderung im Dump und in der Reaktionskammer. Die Kurve zeigt den Verlauf der Differenz zwischen der Druckänderung im Dump und der Druckänderung in der Reaktionskammer. Das Maximum bei etwa 2 bar kennzeichnet einen guten Kompromiß aus Targetdichte und Restgasdruck in der Reaktionskammer.

### 4.3.1 Bestimmung der Targetdichte

Die Targetflächendichte  $\sigma_{\text{Target}}$  ist gegeben durch die Teilchendichte pro Flächeneinheit.

Der Teilchenstrom ist das Produkt aus Druckänderung im Dump und der Pumpleistung der Turbopumpe in Einheiten des Molvolumens<sup>21</sup>. Aus dem Teilchenstrom, der Jetgeschwindigkeit und dem Durchmesser des Jets am Targetort läßt sich die Targetflächendichte berechnen.

Für die Berechnung der Targetflächendichte werden folgende Variablen eingeführt:

$\sigma_{\text{Target}}$	Targetflächendichte [ $\text{m}^{-2}$ ]
X	Teilchenstrom [ $\text{s}^{-1}$ ]
$v_{\text{Jet}}$	Geschwindigkeit der Heliumatome [ $\text{m/s}$ ]
$\Delta p$	Druckunterschied im Dump [ $\text{bar}$ ]
Y	Pumpleistung der Turbopumpe [ $\ell/\text{s}$ ]
T	Temperatur des Heliums [ $\text{K}$ ]
d	Durchmesser des Jets am Targetort [ $\text{m}$ ]

Weiterhin werden folgende Konstanten benötigt:

A	Avogadro Zahl [ $\text{mol}^{-1}$ ] = $6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
k	Boltzmann-Konstante [ $\text{J/K}$ ] = $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
$m_{\text{He}}$	Masse des Heliumatoms [ $\text{kg}$ ] = $6,644 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
$V_{\text{mol}}$	Molvolumen [ $\text{dm}^3 = \ell$ ] = $22,4 \ell$ ; das Volumen, daß $6,022 \cdot 10^{23}$ Teilchen beinhaltet

Die Targetflächendichte ist gegeben durch  $\sigma_{\text{Target}} = \frac{X}{v_{\text{Jet}} \cdot d}$

<sup>21</sup> Ein Mol (=22,4  $\text{dm}^3$ ) enthält  $6,022 \cdot 10^{23}$  Teilchen.



Mit dem Teilchenstrom  $X = \frac{\Delta p \cdot Y \cdot A}{V_{mol}}$  und der Jetgeschwindigkeit  $v_{Jet} = \sqrt{\frac{5k \cdot T}{m_{He}}}$

ergibt sich die Targetflächendichte zu

$$\sigma_{Target} = \frac{\Delta p \cdot Y \cdot A}{V_{mol} \cdot d \cdot \sqrt{\frac{5k \cdot T}{m_{He}}}}$$

Mit Einsetzen folgender Werte

Y	300 ℓ/s
d	1,8 mm = 0,0018 m
Δp	4·10 <sup>-7</sup> mbar = 4·10 <sup>-10</sup> bar
T	300 K

erhält man die Targetdichte zu

$$\sigma_{Target} = \frac{X}{v_{Jet} \cdot d} = \frac{3,226 \cdot 10^{15} [s^{-1}]}{1765,1 \left[ \frac{m}{s} \right] \cdot 0,0018 [m]} = 1,02 \cdot 10^{15} m^{-2} = 10,2 \cdot 10^{10} cm^{-2}$$

Die Targetflächendichte  $\sigma_{Target}$  beträgt demnach  $10 \cdot 10^{10}$  Heliumatome/cm<sup>2</sup>.

Da jedoch nicht bekannt ist, welcher Prozentsatz des Jets wirklich im Jet-Dump absorbiert wird, und der Jetdurchmesser am Targetort und die Pumpleistung der Turbopumpe nur grob abgeschätzt werden konnte, ist der mögliche Fehler in diesem Ergebnis groß.



## 5 Aufnahme der Flugzeitspektren

Für die Aufnahme der Flugzeitspektren müssen Elektronenstrahl und Jet gekreuzt und die bei einer Ionisation entstandenen Fragmente auf den entsprechenden Detektoren nachgewiesen werden. Da man den Jet bei konstanter Geometrie (Düse, Skimmer und Eintrittsröhrchen des Dumps müssen auf einer Linie liegen) nicht bewegen kann, muß man, um beide Komponenten zum Überlapp zu bekommen, den Elektronenstrahl mit den x- und y-Steerern bewegen.

Die optimalen Steerer-Spannungen wurden bei: x-Steerer:  $\pm 30$  V; y-Steerer:  $\pm 87$  V gefunden, bei denen der Elektronenstrahl den Jet kreuzt. Abbildung 5.1 zeigt die durch das Rückstoßionenspektrometer abgesaugten Heliumionen auf dem Rückstoßionendetektor.

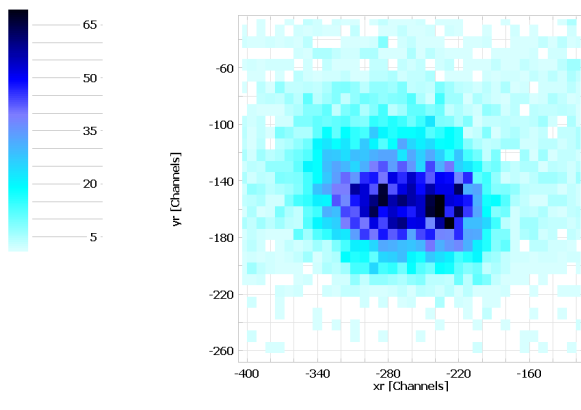


Abbildung 5.1: Ortsbild des Rückstoßionendetektors mit Jetfleck

Um das Flugzeitspektrum zwischen Targetelektron und Rückstoßion aufzunehmen, braucht man das MCP-Signal des Elektronendetektors (Start) und das MCP-Zeitsignal des Rückstoßionendetektors (Stop). Beide Signale gibt man in einen Time-to-Amplitude-Converter (TAC), der aus einer Zeitspanne zwischen zwei Signalen eine analoge Signalamplitude bildet. Zur Datenaufnahme mit dem Computer ist eine Umwandlung des analogen Signals in ein digitales mit dem Analog-to-Digital-Converter (ADC) notwendig.

Das zunächst aufgenommene Flugzeitspektrum zeigt jedoch nur einen flachen Untergrund und keinen Koinzidenzpeak. Als Grund stellte sich heraus, daß bei Inbetriebnahme des Elektronendetektors die Feldeingriffe entlang der Bahn des Elektronenstrahls so groß waren, daß die Überlappung weitgehend verschwand und man sie nicht mehr mit den Steuerern wiederherstellen konnte.

Deshalb wurde eine Abschirmplatte aus Kupfer konstruiert und von der Feinmechanikwerkstatt des IKF gefertigt, die zwischen Elektronendetektor und dem Gitter der Driftstrecke der Elektronen plaziert wurde (siehe Abbildung 8.4 im Anhang) und auf gleichem Potential wie die Elektronendriftstrecke (+ 10 V) liegt. Die Ausmaße der Kupferplatte entsprechen in etwa denen des Elektronendetektors, so daß die Feldlinien, die vom Elektronendetektor aus starten, auf der Platte enden und nicht wie vorher in die Flugstrecke der Projektilektronen eingreifen.

Durch diese Konstruktion bleibt die Überlappung auch bei Inbetriebnahme des Elektronendetektors erhalten. Nun kann das Flugzeitspektrum zwischen Targetelektron und Rückstoßion aufgenommen werden.

Beim ersten Versuch betrug das Verhältnis von Heliumeinfachionisations-Peak zu Untergrund 3:1.

Nach Verbesserung des Drucks innerhalb der Kammer, einem Herabsetzen der Schwelle vom Constant-Fraction-Discriminator, der Verringerung der Intensität des Elektronenstrahls<sup>22</sup> und einer besseren Fokussierung des Elektronenstrahls am Reaktionsort ließ sich das True-to-Random-(TTR) Verhältnis<sup>23</sup> so weit erhöhen, daß man erst ein Peak-zu-Untergrund-Verhältnis von 10:1, dann 100:1<sup>24</sup> erhielt.

---

<sup>22</sup> Das Verhältnis der True-to-Random-Counts ist umgekehrt proportional zur Rate der Projektile.

<sup>23</sup> Das TTR-Verhältnis stellt das Verhältnis von echten, koinzidenten Events zu zufälligen dar.

<sup>24</sup> Bei einem FWHM von 100 ns

Des Weiteren wurde ein Flugzeitspektrum zwischen Projektilektron und Rückstoßion aufgenommen. Da das Projektilspektrometer nicht wie im Kapitel „Das Projektil-, bzw. 127°-Spektrometer“ besprochen eingebaut wurde, sondern so, daß der Hauptstrahl durch die Mitte der beiden Platten durchgeht, hat das zur Folge, daß man nicht den Strahl in den Faraday-Cup lenken und gleichzeitig gestreute Projektilektronen erhalten kann. Man muß hier anders vorgehen: Der Hauptstrahl wird erst auf den Projektil-detektor abgebildet und dann soweit wegelenkt, daß man noch relativ sicher sein kann, daß die Elektronen, die eine Einfach-ionisation ausgelöst haben, auf den Detektor treffen. Dazu wird die eine Spektrometerplatte auf eine Spannung von +380 V, die andere auf -380 V gelegt. Da der Hauptstrahl nun nicht in den Faraday-Cup geht, sondern auf der Außenwand des Spektrometers auftrifft, werden Sekundärelektronen produziert. Dies führt zu der recht hohen Rate auf dem Projektil-detektor. Dies wirkt sich auch auf das Peak zu Untergrundverhältnis aus, es liegt bei diesem Flugzeit-spektrum bei 10:1<sup>25</sup>.

---

<sup>25</sup> Bei einem FWHM von 80 ns.



# 6 Experimentelle Daten und Diskussion

## 6.1 Bestimmung des Verhältnisses von Doppel- zu Einfachionisation

Flugzeitspektrum zwischen Targetelektron und Rückstoßion

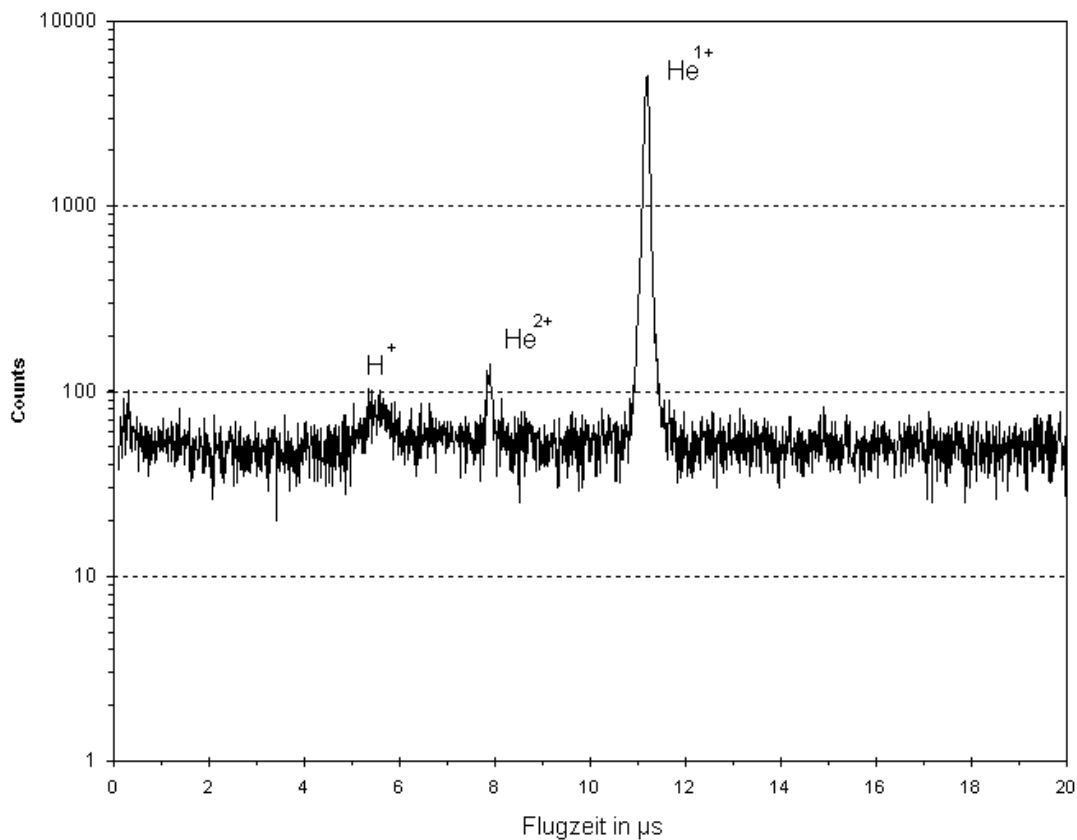


Abbildung 6.1: Flugzeitspektrum zwischen Targetelektron und Rückstoßion. Ursprung der Wasserstoffionen ist vermutlich Wasser.

Subtrahiert man vom Einfach- und Doppelsonisationspeak die zufälligen Koinzidenzen, so erhält man das Verhältnis von doppelt- zu einfachgeladenen Heliumionen zu 1,6 %. Da das Elektronenspektrometer nur Elektronen mit einer Energie  $\leq 10$  eV im vollen Raumwinkel nachweisen kann, die Targetelektronen aber teilweise weitaus höhere Energien haben, stellt das oben ermittelte Verhältnis nicht das Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation bei Helium durch Elektronenstoß dar.

Sieht man von diesem Aspekt ab und vergleicht diesen ermittelten Wert mit dem von Charlton et al. [Charlton88] bestimmten Verhältnissen der totalen Wirkungsquerschnitte (Abbildung 2.2), so stellt man fest, daß unser Wert doppelt so hoch ist.

In der Messung von Charlton et al. wurde kein kontinuierlicher, sondern ein gepulster Projektilstrahl eingesetzt, der die Zeitinformation liefert. Nachgewiesen wurde das Heliumion und sein Ladungszustand. Das in einer solchen Messung gewonnene Verhältnis doppelt zu einfach geladenen Ionen entspricht direkt dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte, da die Koinzidenzeffizienz für beide Ladungszustände gleich ist.

In unserem Fall liegt jedoch eine andere Meßweise vor:

Es wurde das Flugzeitspektrum zwischen Targetelektron und Rückstoßion aufgenommen. Ein Beitrag zum Doppelionisationspeak kommt nur zustande, wenn das doppelt geladene Heliumion detektiert und mindestens<sup>26</sup> eins der zwei dazugehörigen Targetelektronen nachgewiesen wurde.

Liegt die Nachweiseffizienz unter 100 %, so ist es wahrscheinlicher, mindestens ein Elektron aus einer Doppelionisation nachzuweisen, als das eine Elektron, das bei einer Einfachionisation frei wurde.

Das Verhältnis der Wahrscheinlichkeit, ein Elektron aus einer Doppelionisation nachzuweisen, zu der Wahrscheinlichkeit, ein Elektron aus einer Einfachionisation nachzuweisen, steigt mit kleiner werdender Nachweiseffizienz.

Liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit, ein Elektron aus einer Einfachionisation nachzuweisen, bei 100 %, so beträgt das Verhältnis der beiden Wahrscheinlichkeiten 1. D.h., die Wahrscheinlichkeit, mindestens ein Elektron aus einer Doppelionisation nachzuweisen, ist genauso groß wie die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron aus einer Einfachionisation zu detektieren.

Im Limes geringer Nachweiseffizienz beträgt dieses Verhältnis 2. D.h. die Wahrscheinlichkeit, mindestens ein Elektron aus einer Doppelionisation nachzuweisen, ist doppelt so groß wie die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron aus einer Einfachionisation zu detektieren.

Eine genauere Betrachtung dieses Problems befindet sich im Anhang.

---

<sup>26</sup> Die Bezeichnung „mindestens“ wird hier für die korrekte stochastische Betrachtung gewählt, obwohl der Detektor tatsächlich maximal nur ein Elektron pro Wechselwirkung nachweisen kann.



## Flugzeitspektrum zwischen Targetelektron und Rückstoßion bei doppeltem Absaugfeld

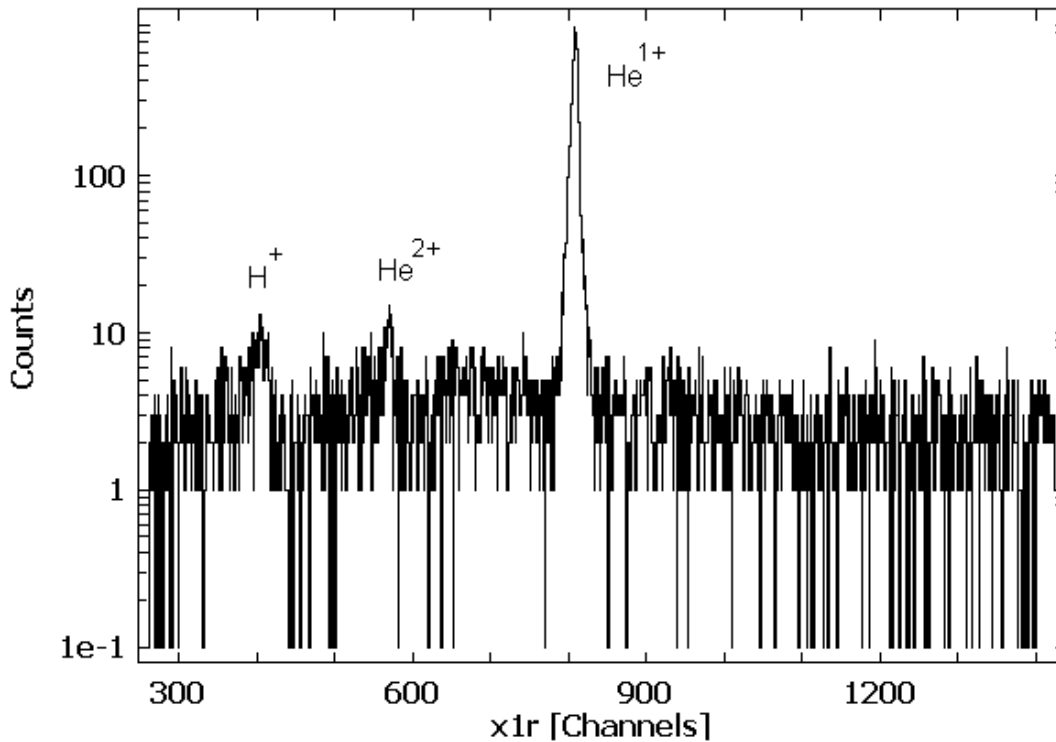


Abbildung 6.2: Flugzeitspektrum zwischen Targetelektron und Rückstoßion bei doppeltem Absaugfeld (15,6 V/cm), siehe auch Abbildung 6.1. Ein Kanal entspricht 10 ns.

Bildet man das Verhältnis von Doppel- und Einfachionisation bei doppeltem Absaugfeld, so erhält man im Rahmen der Meßgenauigkeit das gleiche Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation, nämlich 1,6%.

Es fällt auf, daß das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis höher ist als bei geringerem Absaugfeld. Die geringeren Variationen bei der Rückstoßionenflugzeit bringt einen Faktor 2, da die geladenen Kerne schneller abgesaugt werden. Der restliche Teil kommt daher zustande, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Targetelektronen gestiegen ist. Bei einem Absaugfeld von 7,8 V/cm können nur Elektronen bis 10 eV in einem Raumwinkel von  $4\pi$  nachgewiesen werden; erhöht man die Absaugfeldstärke auf 15,6 V/cm, so können auch Elektronen mit einer Energie  $\leq 20$  eV im vollen Raumwinkel nachgewiesen werden.

## Flugzeitspektrum zwischen Projektil und Rückstoßion

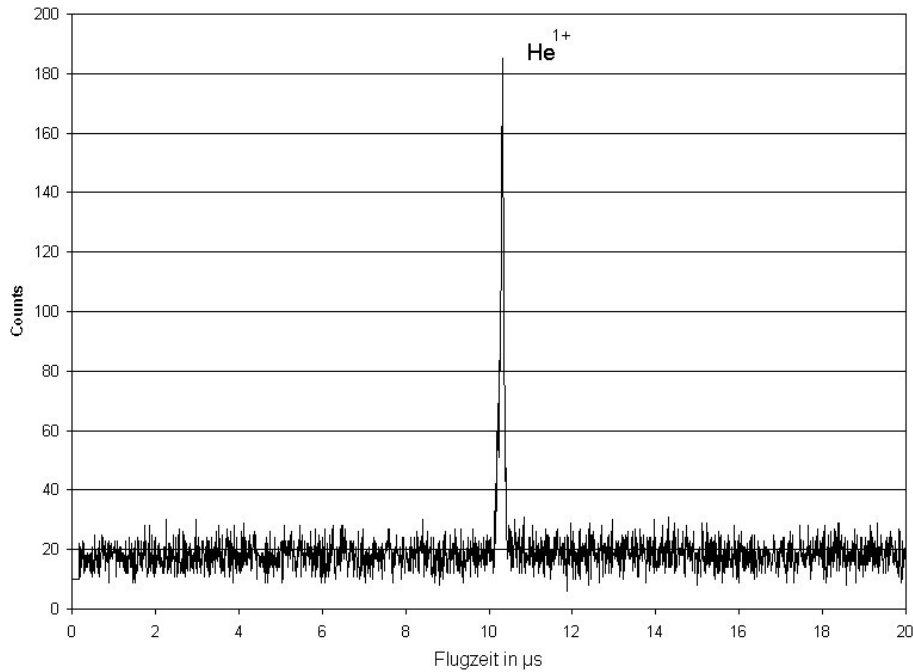


Abbildung 6.3: Flugzeitspektrum zwischen Projektilektron und Rückstoßion.

Trotz des relativ schlechten True-to-Random-Verhältnisses kann man neben dem Einfachionisationspeak noch den Doppelionisationspeak bei etwa 7,6  $\mu\text{s}$  erahnen. Die Statistik ist hier zu schlecht, um das Verhältnis zwischen Doppel- und Einfachionisation zu berechnen.

Selbst bei einer besseren Statistik wäre es nicht sinnvoll, dieses Verhältnis zu berechnen. Hier hat man, mehr noch als bei der Flugzeit zwischen Targetelektron und Rückstoßion, eine kinematische Bedingung, da durch das 127°-Spektrometer die Einfachionisation unterdrückt wird.

## 6.2 Impulsbestimmung der Heliumionen aus dem Flugzeitspektrum zwischen Projektil und Rückstoßion

Für die Bestimmung der Longitudinalimpulse braucht man die Information der absoluten Flugzeit eines geladenen Teilchens, seine elektrische Ladung und die elektrische Feldstärke des Absaugfeldes. Die aufgenommenen Flugzeitspektren geben aber die Flugzeiten zweier Teilchen relativ zueinander wieder. Kennt man die absolute Flugzeit eines der beiden Teilchen, so kann man die Flugzeit des anderen berechnen.

Es liegen zwei Flugzeitspektren vor:

1. Flugzeit zwischen Projektil und Rückstoßion
2. Flugzeit zwischen Targetelektron und Rückstoßion

Im ersten Fall können die Longitudinalimpulse der Heliumionen bestimmt werden, jedoch nicht im zweiten Fall.

Da aufgrund der großen Projektilenergie die relative Impulsänderung im Stoß gering ist, haben alle Projektile eine sehr ähnliche Flugzeit. Ein Energieverlust von 20 eV bei einer Projektilenergie von 840 eV führt zu einer Verlängerung der Flugzeit um 0,2 ns bei gleichem Eintrittswinkel, bei einem unterschiedlichen Eintrittswinkel von  $2^\circ$  beträgt die Flugzeitdifferenz 0,5 ns.

Näherungsweise kann die Flugzeit der Projektile als konstant angesehen werden. Die Variationen in der Flugzeit beider Teilchen relativ zueinander stammen dann nur von der Impulsverteilung der Heliumionen in z-Richtung.

Deshalb kann anhand der Peakbreite des Einfachionisationspeaks (Abbildung 6.4) auf die Longitudinalimpulse der Heliumionen geschlossen werden.

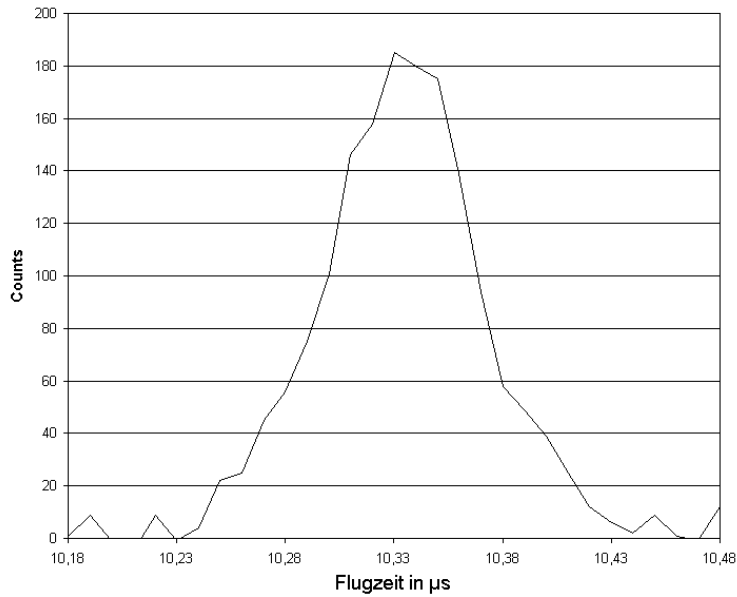


Abbildung 6.4: Peak der Einfachionisation vom Flugzeitspektrum zwischen Projektilektron und Rückstoßion nach Abzug der zufälligen Koinzidenzen

Beim Flugzeitspektrum zwischen Targetelektron und Rückstoßion ist es nicht möglich, eine Aussage über die Impulse von Targetelektron und Heliumion zu liefern, da beide Teilchen je nach Impulsübertrag unterschiedliche Impulse und somit unterschiedliche Flugzeiten haben. Da also weder die Flugzeit der Targetelektronen noch die der Helumionen als konstant angenommen werden kann, kann man aus dem Einfach- und Doppelionisationspeak bei diesem Flugzeitspektrum keine Information entnehmen.

Möchte man die Impulse der Targetelektronen bestimmen, so muß hierfür das Flugzeitspektrum zwischen Projektil und Targetelektron vorliegen.

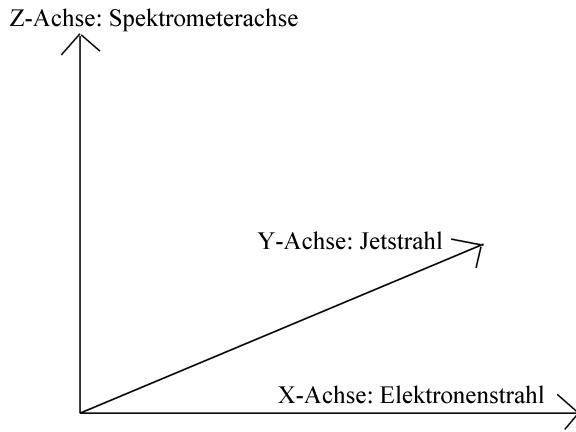


Abbildung 6.5: Verwendetes Koordinatensystem

### 6.2.1 Impulsverteilung der Heliumionen in z-Richtung

Der Peak, der die Impulsverteilung der Rückstoßionen bei Einfach- und Doppelionisation wiedergibt, weist eine gewisse Breite auf, die vor allem durch die Emission der Heliumionen in Richtung des elektrischen Feldvektors und entgegengesetzt zum elektrischen Feldvektor verursacht wird. In dem einen Fall fliegen die Heliumionen direkt auf den Rückstoßionendetektor zu, im anderen Fall fliegen sie erst in die entgegengesetzte Richtung, werden durch das elektrische Feld abgebremst, kehren um und werden dann in Richtung des Rückstoßionendetektors beschleunigt.

Tabelle 6.1 gibt eine Aufstellung der Flugzeitdifferenz von zwei Heliumionen (das eine startet mit, das andere gegen den elektrischen Feldvektor) in Abhängigkeit vom Anfangsimpuls.

a.u.	Flugzeitdifferenz in ns
1	32
2	65
3	98
4	131
5	163
6	196

Tabelle 6.1: Flugzeitdifferenz in Abhängigkeit vom Impuls

Trägt man die Flugzeitdifferenz gegen den Longitudinalimpuls auf, so erhält man die in Abbildung 6.6 gezeigte lineare Abhängigkeit.

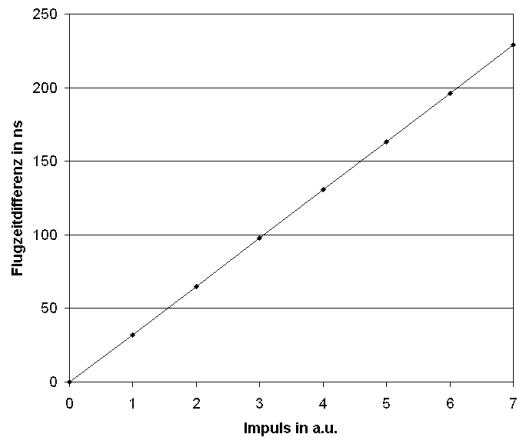


Abbildung 6.6: Verlauf der Flugzeitdifferenz in ns gegen den Impuls in a.u. aufgetragen

Abbildung 6.7 zeigt die Impulsverteilung der einfach geladenen Heliumionen in z-Richtung, die durch die Anwendung der obigen Kalibrierung (Abbildung 6.6) gewonnen wurde.

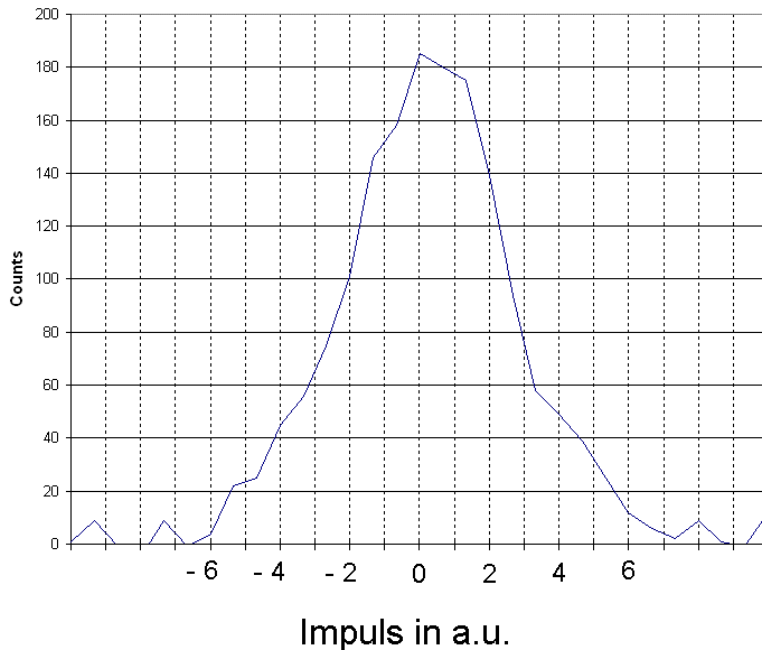


Abbildung 6.7: Impulsverteilung der einfach geladenen Heliumionen in z-Richtung

Vergleicht man die erhaltene Impulsverteilung der Heliumionen mit den Ergebnissen, die [Jagutzki94] und [Ertürk99] erhalten haben, so fällt auf, daß die von uns erhaltene Impulsverteilung doppelt so breit ist.

Eine Erklärung hierfür könnte die Möglichkeit darstellen, daß eine Rückströmung von Helium aus dem Dump in die Reaktionskammer stattfindet. Anders als der Jet, der durch die Expansion gekühlt ist, ist das rückströmende Helium warm, so daß es eine größere Impulsverteilung als die Heliumatome aus dem Jet aufweist. Einen Anhaltspunkt für diese These bildet die Tatsache, daß die Counts innerhalb des Peaks und in dem Restgasionisationsstreifen gleich hoch sind. Demnach würde das Restgas hauptsächlich aus Helium und nicht aus Stickstoff und Wasser bestehen.

Um diese These zu untermauern, sind in Abbildung 6.8 für die kalten Heliumionen und für das warme Restgas die Maxwell-Impulsverteilungen in eine Raumrichtung aufgetragen. Da die Gesamt-Counts im Ortsspektrum des Rückstoßionendetektors zu etwa gleichen Anteilen im Jetfleck und im Restgasionisationsstreifen gefunden werden, sollten die Integrale beider Kurven gleich sein<sup>27</sup>. Dies wird in der Abbildung 6.8 berücksichtigt.

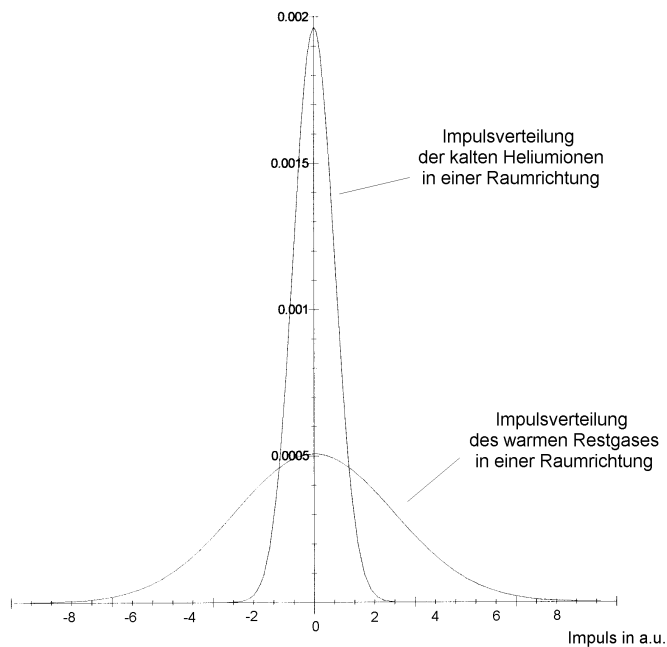


Abbildung 6.8: Maxwell-Impulsverteilung für die kalten Jetatome und das warme Restgas. Die untere, flachere Kurve stellt die Maxwell-Impulsverteilung in einer Raumrichtung für eine Temperatur von 300 K dar. Die zweite darüberliegende Kurve veranschaulicht die Impulsverteilung der kalten Heliumionen aus dem Jet. Das Integral beider Kurven ist 1.

<sup>27</sup> Hier wird angenommen, daß das gesamte Restgas nur aus Helium besteht.

Beide Maxwell-Verteilungen, die in Abbildung 6.8 dargestellt sind, werden addiert; man erhält so die Kurve, wie sie in Abbildung 6.9 dargestellt ist.

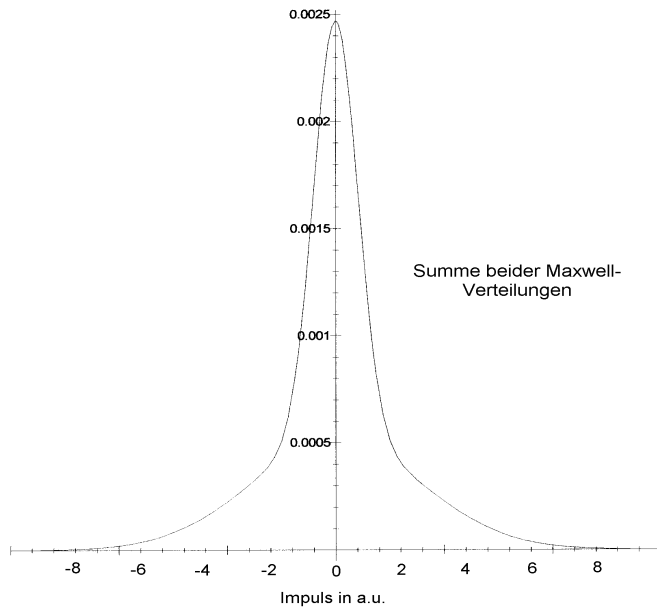


Abbildung 6.9: Summe der zwei Maxwell-Impulsverteilungen, die in Abbildung 6.8 dargestellt sind. Die Summe sieht dem Einfachionisationspeak in Abbildung 6.4 ähnlich. In dieser Kurve steckt die Annahme, daß der gemessene Einfachionisationspeak zur Hälfte aus kalten Ionen und zur anderen Hälfte aus warmen Ionen des Restgases besteht. Da das Restgas jedoch nicht nur aus Helium, sondern auch aus Stickstoff und Wasser besteht, muß ggf. das Integral der Maxwell-Verteilung für 300 K verringert werden.

Dies ist nur eine Veranschaulichung und soll kein Beweis sein, daß die Breite des Einfachionisationspeaks vom warmen Restgas stammt. Nach dieser Darstellung ist es aber durchaus möglich, daß dieser Fall hier vorliegt.

Wäre gleichzeitig zu dem Flugzeitspektrum ein Ortsspektrum des Rückstoßionendetektors aufgenommen worden, könnte man nachträglich eine Condition auf den Jetfleck des Ortsspektrums setzen. So erhielte man die Flugzeiten der Heliumionen, die innerhalb dieser Condition liegen und somit vom kalten Jet stammen.



## 6.3 Impulsbestimmung der Heliumionen aus dem Ortsbild des Rückstoßionendetektors - Impulsverteilung der Heliumionen in x- und y-Richtung

Da die Flugzeitdifferenzen der Heliumionen in Bezug auf die durchschnittliche Gesamtflugzeit gering sind, kann die Impulsbestimmung in x- und y-Richtung aus den Ausmaßen des Jetflecks auf dem Ortsbild des Rückstoßionendetektors vorgenommen werden. Simulationen mit SIMION zeigen, daß die Impulsauflösung des Spektrometers bei etwa 0,53 a.u./mm liegt.

Geht man von diesem Wert aus, so kann man anhand der Verteilung des Jetflecks auf dem Rückstoßionendetektor (sie beträgt in Richtung der x-Achse etwa 4,1 mm und in Richtung der y-Achse 4,3 mm) die Impulsverteilung bestimmen.

Abbildung 6.10 und 6.11 geben die Impulsverteilungen in x- und y-Richtung wieder, die durch die Kalibrierung, die in Kapitel „Das Impulsspektrometer“ aufgeführt ist, des Ortsspektrums gewonnen wurde.

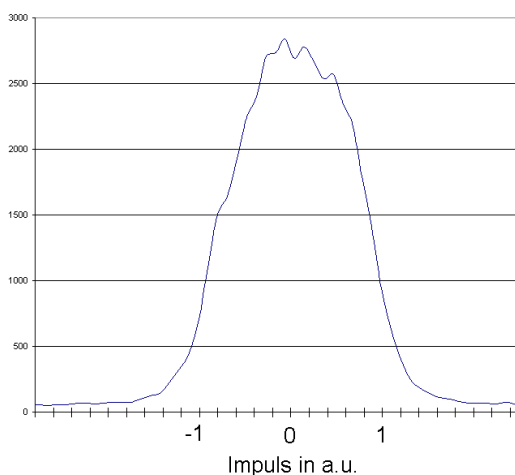


Abbildung 6.10: Impulsverteilung der Heliumionen in x-Richtung

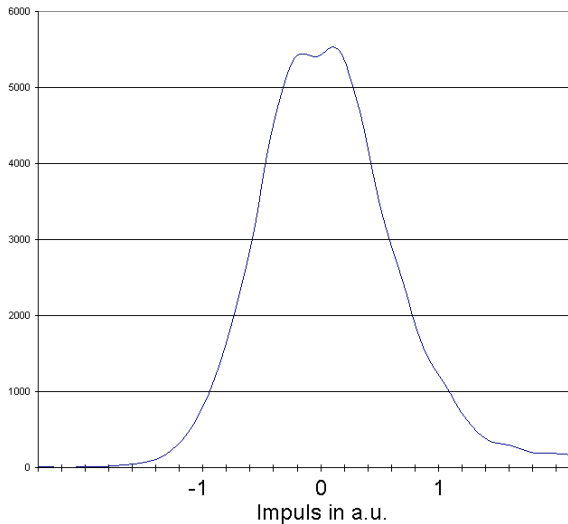


Abbildung 6.11: Impulsverteilung der Heliumionen in y-Richtung

Es zeigt sich, daß Abbildung 6.10 eine größere FWHM besitzt als Abbildung 6.11. Da die x-Achse durch den Elektronenstrahl ausgezeichnet ist, müssen beide Verteilungen nicht gleich sein.

Was gleich sein sollte, sind die Impulsverteilungen in y- und in z-Richtung. Dies ist hier nicht überprüfbar, da die Impulsverteilung der kalten Heliumionen von der Maxwell'schen-Impulsverteilung des warmen Heliumrestgases überlagert wird.

Vergleicht man die von uns erhaltenen qualitativen (wegen der schlechten Statistik) Impulsverteilungen mit den Impulsverteilungen der Rückstoßionen in [Jagutzki94] und [Ertürk99], so kann man abschätzen, daß bei [Jagutzki94] und [Ertürk99] mehr als 95 % der Heliumionen einen Impuls zwischen 0 a.u. und 1 a.u. und weniger als 5 % einen Impuls zwischen 1 a.u. und 3 a.u. haben. Dies kann man auch ansatzweise aus den von uns aus dem Ort erhaltenen Impulsverteilungen schließen.

Anders als bei der Flugzeitmessung spielt hier das warme Heliumgas keine Rolle, da es sich im Restgasionisationsstreifen befindet und somit klar vom Jetfleck zu trennen ist.

# 7 Zusammenfassung und Ausblick

Es wurde eine Apparatur zur Messung von Heliumdoppelionisation durch Elektronenstoß, kurz  $(e,3e)$  genannt, aufgebaut. Die Aufgabe bestand im Aufbau eines Jetsystems mit horizontalem Jet, der Konstruktion eines Impulsspektrometers, das speziell auf die Anforderungen von  $(e,3e)$  ausgerichtet ist, dem Aufbau einer Kompensation für das Erdmagnetfeld, dem Test der einzelnen Komponenten und der Aufnahme von Orts- und Flugzeitspektren.

Im Rahmen der Testmessungen konnte die Linearität der Detektoren überprüft werden, auch wurde ein Programm für die Ortsauslese der Hexanode geschrieben, des weiteren wurde der Elektronenstrahl fokussiert und der Jet eingestellt, so daß das Flugzeitspektrum zwischen Targetelektron und Rückstoßion und zwischen Projektil und Rückstoßion aufgenommen werden konnte.

Anhand des Flugzeitspektrums zwischen Projektil und Rückstoßion wurde die Impulsverteilung der einfachgeladenen Heliumionen in Richtung der z-Achse bestimmt.

Jedoch hat sich herausgestellt, daß die Impulsverteilung der Heliumionen vom Jet von der noch größeren Impulsverteilung der Atome vom warmen Heliumgas überlagert wird.

Anhand des Rückstoßionendetektor-Ortsbildes konnte die Impulsverteilung der Heliumionen in x- und y-Richtung angegeben werden, da sich das warme Heliumgas im Restgasionisationsstreifen befindet und somit klar von Jetfleck zu trennen ist.

Um für die wissenschaftliche Forschung verwertbare  $(e,3e)$ -Messungen an der Apparatur durchführen zu können, müssen einige zusätzliche Arbeiten vorgenommen werden; wie die Kalibrierung der beiden Spektrometer.

Das ist notwendig für die Ermittlung der Zuordnungsfunktion zwischen Auftrefforten und -zeiten auf den Detektoren und den jeweiligen Impulskomponenten. Das Simulationsprogramm SIMION kann zwar Trajektorien von unterschiedlich geladenen Teilchen bei einem gegebenen Feld berechnen, jedoch können diese simulierten Werte um bis zu 10% von der „Realität“ abweichen.

Des weiteren ist es notwendig, den Nullpunkt, also den Koordinatenursprung der Detektoren zu ermitteln, um die genauen Impulsvektoren bestimmen zu können.

Ohne diese Kalibrierung können die ermittelten Impulsverteilungen der Rückstoßionen und Targetelektronen quantitativ nicht angegeben werden.

Bei den Testmessungen hat sich gezeigt, daß der Elektronenstrahl divergent ist. Durch weitere Testmessungen an der Elektronenkanone muß das Problem behoben werden, da sonst die Energieauflösung des Projektilspektrometers nicht ausreichend ist.

Auch müssen am Projektilspektrometer weitere Arbeiten durchgeführt werden:

Um eine gute Energieauflösung zu erhalten, ist es üblich, eine Blende vor den Eingang des Projektilspektrometers zu setzen. Die Erfahrung unserer Gruppe [Ertürk99] hat gezeigt, daß die Verwendung einer Blende am Eintritt des Spektrometers Sekundärelektronen in großer Anzahl hervorruft, wodurch das TTR-Verhältnis des Targetelektronendetektors verschlechtert wird.

Verzichtet man auf eine Blende, so erhält man weiterhin die Zeitinformation, aber nicht die Energie des gestreuten Elektrons, da in y-Richtung (auf der y-Achse des Detektors sind bei Verwendung einer Blende die Energien der gestreuten Elektronen voneinander separiert) der Auftreffort des Elektrons vom Streuwinkel und der Energie abhängt. Da der Streuwinkel in y-Richtung ohne Blende nicht bekannt ist, ist es nicht möglich, die Energie des gestreuten Elektrons zu bestimmen.

Die Information des Streuwinkels kann man durch die Verwendung einer Blende entweder am Eingang oder am Ausgang des Spektrometers erhalten. Setzt man die Blende an den Ausgang, so kann man die Anzahl der Sekundärelektronen reduzieren.

Auch ist zu überlegen, ob man ein neues, größeres  $127^\circ$ -Spektrometer für eine bessere Energieauflösung konstruiert. Wenn man diesen Weg einschlägt, so sollte darauf geachtet werden, daß der Faraday-Cup länger sein sollte, um auch bei Energien oberhalb von ca. 500 eV den Projektilstrahl zentral durch die Mitte schießen zu können.

Vor den oben genannten Vorarbeiten für zukünftige (e,3e)-Messungen ist es sinnvoll zu überlegen, welchen Meßaufbau und welche Projektilenergien die anderen beiden Gruppen benutzen und welche Vorteile und vielleicht auch Schwächen unsere Apparatur gegenüber den anderen hat.

Wesentliche Abweichungen gegenüber unserem Aufbau zeigt die Apparatur von A. Lahmam-Bennani et al., der von den vier Teilchen im Kontinuum die drei Elektronen vermißt, die Energie des gestreuten Elektrons mit einem  $127^\circ$ -Spektrometer und die Energie der beiden Targetelektronen durch zwei Toroidspektrometer. [Lahmam-Bennani91, Marji97, Duguet98, Taouil98, Lahmam-Bennani99]

Unserer Apparatur ähnlicher ist der Aufbau des (e,3e)-Experiments von Dorn et al. aus der Gruppe von J. Ullrich, dessen Meßprinzip auf COLTRIMS basiert. Die Unterschiede zu unserer Apparatur kann man an zwei Punkten festmachen:

Dorn et al. verwenden eine gepulste Elektronenkanone, die die Zeitinformation liefert. Des weiteren ist dem elektrischen Feld noch ein magnetisches überlagert, um Targetelektronen bis zu 20 eV im vollen Raumwinkel nachweisen zu können. [Dorn99]

Den wesentlichen Unterschied bei unserem Aufbau gegenüber den beiden anderen bildet die Tatsache, daß wir in der Lage sind, prinzipiell alle vier Teilchen nachzuweisen. Man hat auch die vollständige kinematische Information, wenn man nur drei Teilchen nachweist. Tritt der Fall ein, daß z.B. bei der Doppelionisation ein Targetelektron eine niedrige Energie hat und das andere eine hohe, so daß das schnelle nicht mehr nachgewiesen werden kann, so kann man, weil man das Projektilektron und das Rückstoßion nachgewiesen hat, die Information von dem schnellen Elektron erhalten.

Da man bisher nur relativ hohe Projektilenergien (2 keV bis 5 keV) verwendet hat, sollte der Ablauf der Doppelionisation (die Messung der Energie- und Winkelverteilung der vier Fragmente) bei geringeren Projektilenergien untersucht werden; angefangen mit 900 eV sollte die Projektilenergie systematisch bis 79 eV, der Doppelionisationsschwelle, verringert werden.

Erste Ergebnisse von Dorn et al. haben gezeigt, daß bei großem Impulsübertrag (zwischen 1 a.u. und 3 a.u.) der wahrscheinlichste Emissionswinkel bei  $110^\circ$  liegt, das Minimum bei  $180^\circ$  stärker ausgeprägt ist als bei kleinen Impulsüberträgen und man häufig eine symmetrische Energieaufteilung erhält.

Man muß überprüfen, ob man die gleichen Ergebnisse auch bei geringeren Projektilenergien erhält. Des weiteren ist sehr interessant, da es theoretisch nicht verstanden ist, warum bei

kleinen Impulsüberträgen der wahrscheinlichste Emissionswinkel zwischen den beiden Targetelektronen bei  $135^\circ$  liegt.

Vielleicht gibt es eine physikalische Verbindung zwischen dem oben genannten und den Ergebnissen von Transferionisationen, die gezeigt haben haben, daß der wahrscheinlichste Emissionswinkel zwischen den beiden Elektronen, wobei eins im Kontinuum ist und das andere vom Proton eingefangen wurde, auch bei  $135^\circ$  liegt [Mergel96].

# 8 Anhang

## 8.1 Transformationsvorschrift für die Hexanode

Eine Achse, genannt  $y'$ , liegt unter einem Winkel  $\alpha$  in einem orthogonalen System. Von der bekannten Koordinaten eines Punktes  $(x, y')$  erhält man die Koordinaten im orthogonalen System durch folgende Transformation:

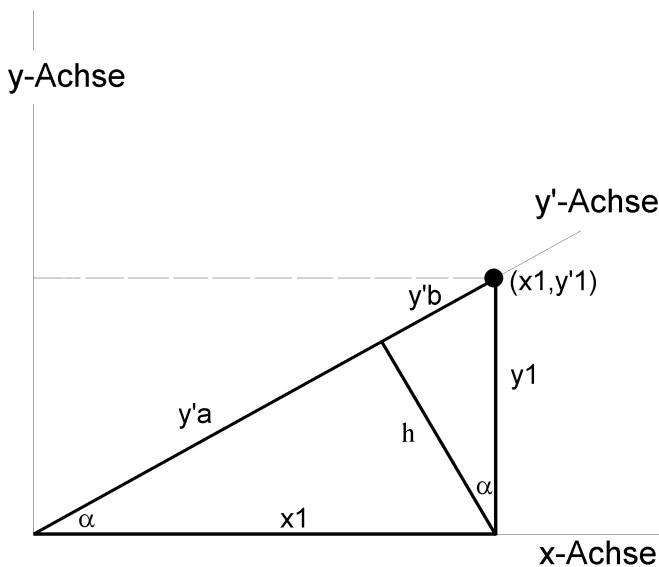


Abbildung 8.1: Skizze zur Transformation der Koordinaten

Die Gerade vom Koordinatenursprung bis zum Punkt  $(x_1, y'_1)$  wird durch die Höhe  $h$  in zwei Abschnitte,  $y'_a$  und  $y'_b$ , unterteilt

Für die zwei entstandenen (ähnlichen) Dreiecke gilt:

$$y'_1 = y'_a + y'_b$$

$$y'_a = x_1 \cdot \cos \alpha; \quad y'_b = y_1 \cdot \sin \alpha$$

$$\Rightarrow y'_1 = x_1 \cdot \cos \alpha + y_1 \cdot \sin \alpha$$

$$\text{nach } y_1 \text{ aufgelöst, erhält man } y_1 = \frac{y'_1 - x_1 \cdot \cos \alpha}{\sin \alpha}$$

$$\text{und für } \alpha = 60^\circ \text{ (was bei der Hexanode der Fall ist) erhält man } y_1 = \frac{y'_1 - 0,5 \cdot x_1}{0,866}$$

## 8.2 Stochastische Betrachtung des Verhältnisses der Wahrscheinlichkeiten, mindestens ein Elektron aus einer Doppelionisation sowie ein Elektron aus einer Einfachionisation nachzuweisen

Die Wahrscheinlichkeit, das erste Elektron nachzuweisen, sei  $\varepsilon$ .

Die Wahrscheinlichkeit, das zweite Elektron nachzuweisen, ist dementsprechend auch  $\varepsilon$ .

Die Wahrscheinlichkeit, beide Elektronen nachzuweisen, ist  $\varepsilon^2$ .

Die Wahrscheinlichkeit  $X$ , mindestens ein Elektron aus einer Doppelionisation nachzuweisen, ist:  $X = 2 \cdot \varepsilon - \varepsilon^2$

Fallunterscheidung:

$\varepsilon = 1$  ( $\varepsilon = 1$  bedeutet, daß jedes Targetelektron nachgewiesen wird)

In diesem Fall ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für mindestens ein Elektron aus einer Doppelionisation:  $X = 2 - 1 = 1$ ; die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Elektron aus einer Einfachionisation ist  $\varepsilon$ , also auch 1.

Die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron aus einer Doppelionisation nachzuweisen, ist demnach genauso groß wie die Wahrscheinlichkeit ein Elektron aus einer Einfachionisation nachzuweisen.

$\varepsilon \ll 1$

Definiert man das Verhältnis von

„Wahrscheinlichkeit, ein Elektron aus einer Doppelionisation nachzuweisen“ und der „Wahrscheinlichkeit, das Elektron aus einer Einfachionisation nachzuweisen“

$$\text{zu } \frac{(2 \cdot \varepsilon - \varepsilon^2)}{\varepsilon} =: V,$$

so ist der Grenzwert von  $V$  für  $\varepsilon \rightarrow 0$ :  $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} V = 2$

Die Wahrscheinlichkeit, mindestens ein Elektron aus einer Doppelionisation nachzuweisen, ist demnach doppelt so groß wie die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron aus einer Einfachionisation nachzuweisen.



Trägt man die Wahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von  $\epsilon$  auf, mindestens ein Elektron aus einer Doppelsonionisation sowie ein Elektron aus einer Einfachionisation nachzuweisen, so ergeben sich die in Abbildung 8.2 aufgetragenen Graphen. Zusätzlich ist das Verhältnis beider Wahrscheinlichkeiten gegen  $\epsilon$  aufgetragen.

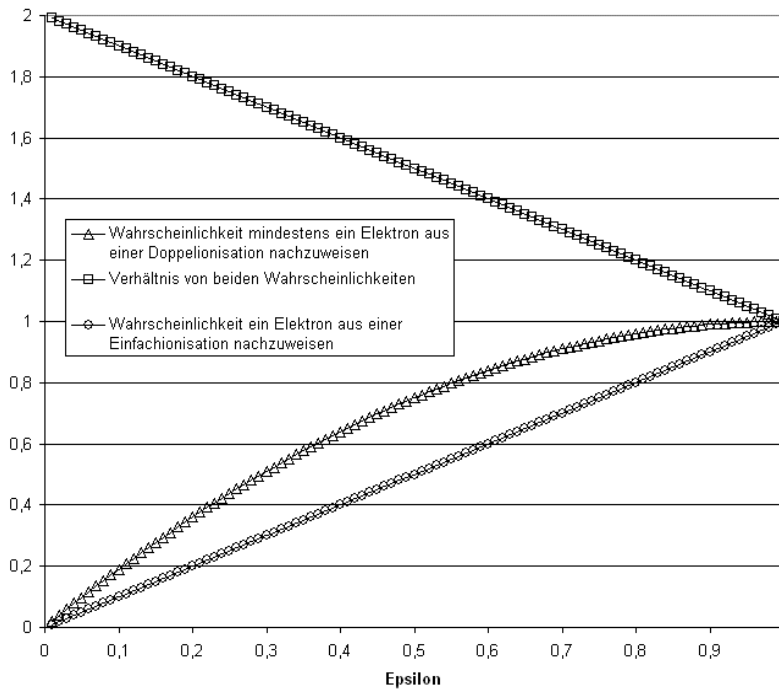


Abbildung 8.2.: Die „Wahrscheinlichkeiten, mindestens ein Elektron aus einer Doppelsonionisation“, die „Wahrscheinlichkeit, ein Elektron aus einer Einfachionisation nachzuweisen“ und das Verhältnis beider Wahrscheinlichkeiten sind aufgetragen gegen die Nachweiseffizienz  $\epsilon$ .

Da die Nachweiseffizienz bei der genannten Messung schätzungsweise bei  $\epsilon = 0,4$  liegt, ist die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron von einer Doppelsonionisation nachzuweisen, etwa 1,6 mal so hoch, wie die Wahrscheinlichkeit, das Elektron aus einer Einfachionisation nachzuweisen.

## 8.3 Weitere Daten zum Impulsspektrometer

Die Eigenschaften des Impulsspektrometers, wie sie im gleichnamigen Kapitel beschrieben sind, gelten nur für ein elektrisches Absaugfeld von 7,8 V/cm. Möchte man eine bessere Impulsauflösung der Rückstoßionen erhalten, so muß das Absaugfeld verringert werden.

Möchte man Elektronen, die eine höhere Energie als 10 eV haben, im vollen Raumwinkel nachweisen, so muß das Absaugfeld erhöht werden.

In Tabelle 8.1 sind in Abhängigkeit vom Absaugfeld die Elektronenenergien  $E_{\text{Elektron}}$  angegeben, die im vollen Raumwinkel nachgewiesen werden können; auch ist die Kalibrierung angegeben, die dem Auftreffort eines Heliumkerns den entsprechenden Transversalimpuls zuweist.

Absaugfeld [V/cm]	$E_{\text{Elektron}}$ [eV]	Kalibrierungsfunktion
3,9	5	$\Delta p_x [a.u.] = \frac{\Delta X [mm]}{2,10}$ , das entspricht 0,47 a.u./mm
7,8	10	$\Delta p_x [a.u.] = \frac{\Delta X [mm]}{1,88}$ , das entspricht 0,53 a.u./mm
15,6	20	$\Delta p_x [a.u.] = \frac{\Delta X [mm]}{1,33}$ , das entspricht 0,75 a.u./mm
31,2	40	$\Delta p_x [a.u.] = \frac{\Delta X [mm]}{0,92}$ , das entspricht 1,08 a.u./mm

Tabelle 8.1: Weitere Daten zum Impulsspektrometer

## 8.4 Fotos der Anordnung der COLTRIMS-Komponenten innerhalb der Kammer

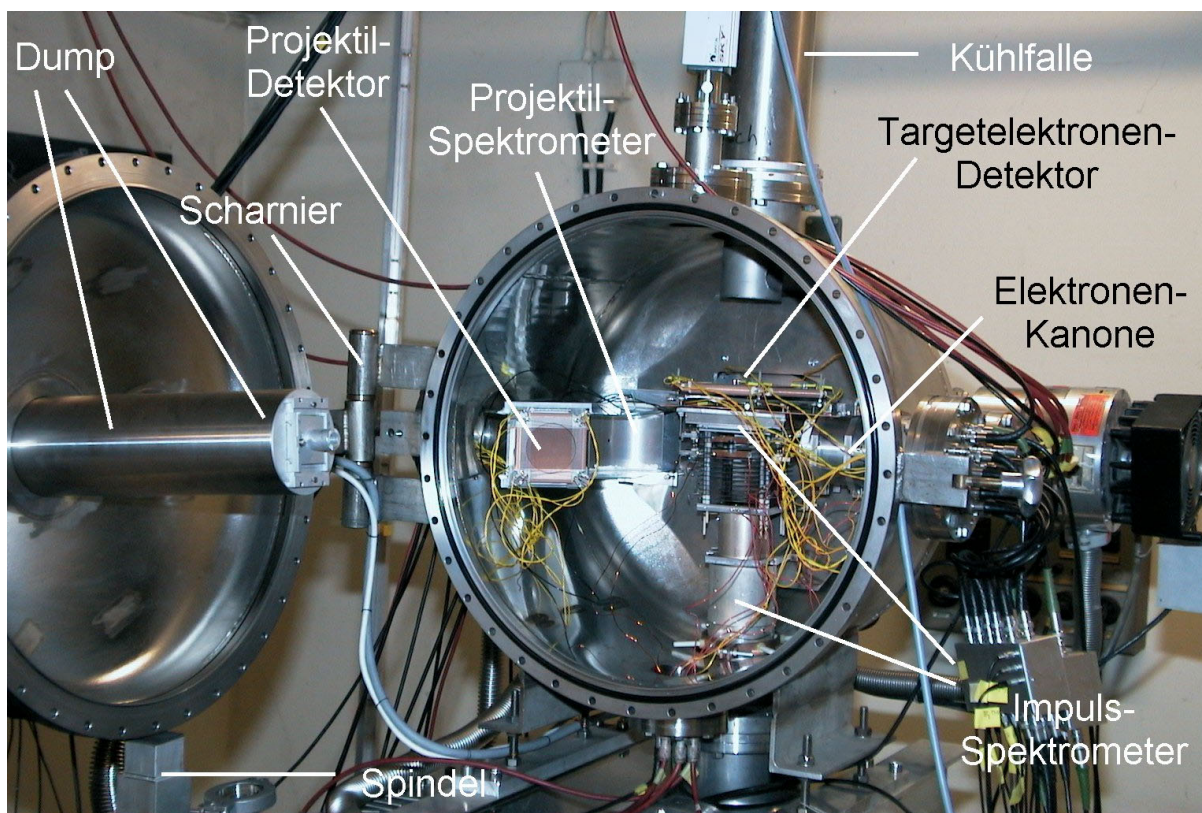


Abbildung 8.3: Foto der geöffneten Kammer; links ist der Deckel mit dem Dump zu sehen, rechts erkennt man die einzelnen Komponenten des Experiments.



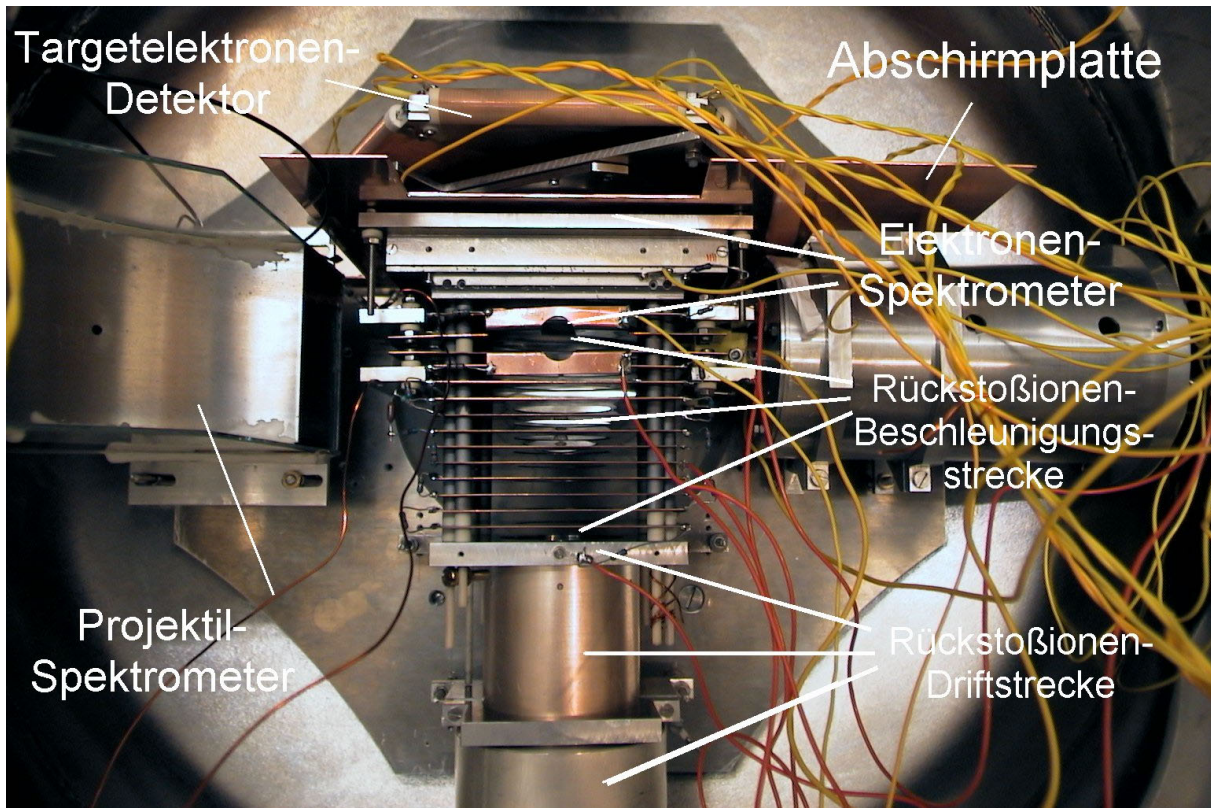


Abbildung 8.4: Ausschnitt aus der Kammer. Direkt in der Mitte ist das Impulsspektrometer zu sehen. Es ist unterteilt in zwei Abschnitte: Elektronenspektrometer und Rückstoßionenspektrometer. Rechts neben dem Impulsspektrometer befindet sich die Elektronenkanone. Auf der linken Seite erkennt man das Projektilspektrometer.

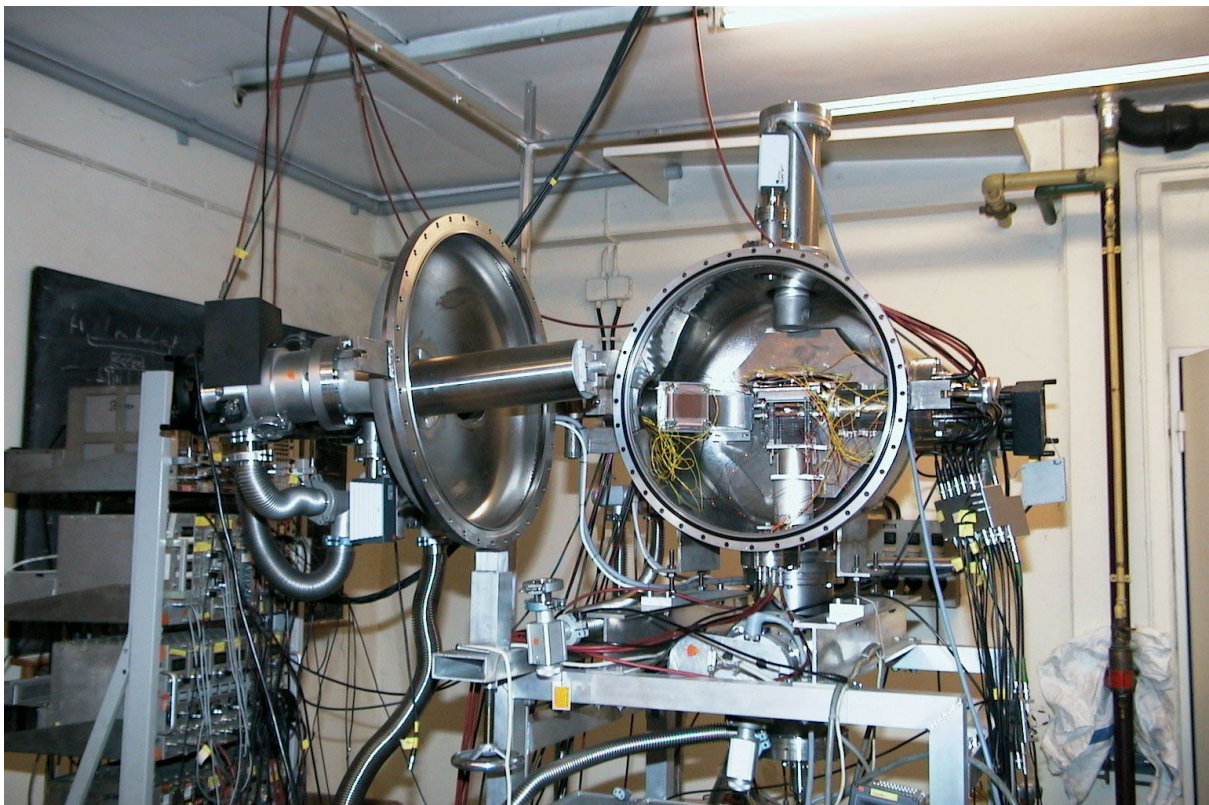


Abbildung 8.5: Gesamtansicht des Aufbaus

## 8.5 Datenanalyse-Files für die Ortsbestimmung

### DAN-File für die Hexanode

```
!           DoUserStuff called from cobold main program
!
!   this is the VC++ declaration of the function
!           DoUserStuff(CDdataArray *pEventData,CDdataArray *pParameters)
!
!////////////////////////////////////////////////////
!// Parameter description used in this insert dependent part!
!// -----
!// Software
!// -----
! Parameter 8 --> no. of hits
! Parameter 9 --> no. of LeCroy TDC channels
!
! Parameter 10 --> no. of phillips TDC
!
!////////////////////////////////////////////////////
!// define the coordinates of the TDC
!////////////////////////////////////////////////////
!////////////////////////////////////////////////////
!phillips TDC
!////////////////////////////////////////////////////
!coordinate x1p,x2p,y1p,y2p,z1p,z2p           ; 1,2,3,4,5,6
!
!////////////////////////////////////////////////////
!TAC & ADC
!////////////////////////////////////////////////////
!coordinate ProjHit1                         ;5
!
!
!
!LeCroy TDC:
!
!
!coordinate Header
!
!*****
! define coordinates of the TDC Board/2 hits-5channels
!*****
!coordinate w1sh1,w2sh1,w1sh2,w2sh2
!coordinate w1x1h1,w2x1h1,w1x1h2,w2x1h2
!coordinate w1x2h1,w2x2h1,w1x2h2,w2x2h2
!coordinate w1y1h1,w2y1h1,w1y1h2,w2y1h2
!coordinate w1y2h1,w2y2h1,w1y2h2,w2y2h2     ; LAST COORDINATE IS 21
!
!
!
!
!////////////////////////////////////////////////////
! projectile coordinates
!////////////////////////////////////////////////////
!coordinate sumxp,sumyp,sumzp,xp,yp,zp       ;27...32
!
!coordinate Eventcounter                     ;33
!
!////////////////////////////////////////////////////
!the coordinates of hits calculated           from the readout
! channels of LeCroy.
!////////////////////////////////////////////////////
!coordinate sh2,sh1
!coordinate t1h2,t1h1
!coordinate t2h2,t2h1
!coordinate t3h2,t3h1
!coordinate t4h2,t4h1                         ;34.....43
!
!
!*****
! define coordinate for the analysis
!*****
!coordinate x1h1,x2h1,y1h1,y2h1,z1h1,z2h1     ;44....49
!coordinate           x1h2,x2h2,y1h2,y2h2,z1h2,z2h2     ;50....55
```

```

!//////////
! *first hit *
!coordinate sumxh1,sumyh1,sumzh1,xh1,yh1,zh1; ;56...64
!
!* second hit *
!coordinate sumxh2,sumyh2,sumzh2,xh2,yh2,zh2; ;65...67
!
!//////////
!time difference
!//////////
!
!coordinate h2-h1 68
!
!
!*****
!counter coordinates
!*****
!
!coordinate ncountx1,ncountx2,ncounty1,ncounty2,ncountz1,ncountz2,sumcount; 69...74
!
!//////////
Integer*4 function AnalysisGetInformationString()
!//////////
!M$ATTRIBUTES C, alias:'_AnalysisGetInformationString':AnalysisGetInformationString
!M$ATTRIBUTES DLLEXPORT::AnalysisGetInformationString

integer StringEnd
character*256 AnalysisInformationString
common /AnalysisInformation/ AnalysisInformationString

        AnalysisInformationString = 'hex'
        AnalysisGetInformationString = loc(AnalysisInformationString)
        StringEnd = index(AnalysisInformationString, ' ')
        AnalysisInformationString(StringEnd:StringEnd) = 0
end

!//////////
integer*4 function AnalysisInitialize(CEvents,CParameters)
!//////////
!M$ATTRIBUTES C, alias:'_AnalysisInitialize':AnalysisInitialize
!M$ATTRIBUTES DLLEXPORT::AnalysisInitialize
!M$ATTRIBUTES REFERENCE::CEvents
!M$ATTRIBUTES REFERENCE::CParameters

implicit none

type CDoubleArray
        integer*4 CObject
        integer*4 aData
        integer*4 nVersionNumber
        integer*4 nSize
end type CDoubleArray

type (CDoubleArray)::CEvents
type (CDoubleArray)::CParameters

! creating pointer to the double array
real*8 ED(0)
real*8 Pa(0)

!//////////
! user definitions please insert here
!//////////
        Integer eventcounter

!//////////
! end of user definitions
!//////////

! assigning pointers to type of source
POINTER (p1,ED)
POINTER (p2,Pa)
! the address of the array is in aData
p1=CEvents%aData
p2=CParameters%aData

```

```

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
! user code insert here
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
    eventcounter=0

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
! end of user code
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

AnalysisInitialize = 1
end
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
subroutine AnalysisProcessEvent(CEvents,CParameters)
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
!M$ATTRIBUTES C, alias:'_AnalysisProcessEvent':AnalysisProcessEvent
!M$ATTRIBUTES DLLEXPORT::AnalysisProcessEvent
!M$ATTRIBUTES REFERENCE::CEvents
!M$ATTRIBUTES REFERENCE::CParameters

implicit none

type CDoubleArray
    integer*4 CObject
    integer*4 aData
    integer*4 nVersionNumber
    integer*4 nSize
end type CDoubleArray

type (CDoubleArray)::CEvents
type (CDoubleArray)::CParameters

! creating pointer to the double array
real*8 ED(0)
real*8 Pa(0)

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
! user definitions please insert here
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
real*8 xr,yr,zr,sumxr,sumyr,sumzr
integer eventcounter

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
! end of user definitions
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

! assigning pointers to type of source
POINTER (p1,ED)
POINTER (p2,Pa)
! the address of the array is in aData
p1=CEvents%aData
p2=CParameters%aData

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
! user code insert here
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

eventcounter = eventcounter + 1

xr = ED(1) - ED(2)  !!! x1h1(R+1),x1h2(R+5)...
ED(7) = xr
yr = ED(3) - ED(4) !!!      x2h1...
ED(8) = (yr - 0.5 * xr) / 0.866
zr = ED(5) - ED(6)
ED(9) = (zr + 0.5 * xr) / 0.866
sumxr = ED(1) + ED(2)
ED(10) = sumxr
sumyr = ED(3) + ED(4) !!! y2h1...
ED(11) = sumyr
sumzr = ED(5) + ED(6) !!! y2h1...
ED(12) = sumzr

ED(13) = eventcounter
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
! end of user code
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
end

```

# DAN-File für die Rechteck-Anode

```
!           DoUserStuff called from cobold main program
!
!   this is the VC++ declaration of the function
!           DoUserStuff(CDoubleArray *pEventData,CDoubleArray *pParameters)
!
!////////////////////////////////////////////////////
!// Parameter description used in this insert dependent part!
!// -----
!// Software
!// -----
! Parameter 8 --> no. of hits
! Parameter 9 --> no. of LeCroy TDC channels
!
! Parameter 10 --> no. of phillips TDC
!
!////////////////////////////////////////////////////
!// define the coordinates of the TDC
!////////////////////////////////////////////////////
!////////////////////////////////////////////////////
!phillips TDC
!////////////////////////////////////////////////////
!coordinate x1p,x2p,y1p,y2p           ; 1,2,3,4
!
!////////////////////////////////////////////////////
!TAC & ADC
!////////////////////////////////////////////////////
!coordinate ProjHit1                   ;5
!
!
!LeCroy TDC:
!
!
!coordinate Header
!
!*****
! define coordinates of the TDC Board/2 hits-5channels
!*****
!coordinate w1sh1,w2sh1,w1sh2,w2sh2
!coordinate w1x1h1,w2x1h1,w1x1h2,w2x1h2
!coordinate w1x2h1,w2x2h1,w1x2h2,w2x2h2
!coordinate w1y1h1,w2y1h1,w1y1h2,w2y1h2
!coordinate w1y2h1,w2y2h1,w1y2h2,w2y2h2           ; LAST COORDINATE IS 21
!
!
!
!////////////////////////////////////////////////////
! projectile coordinates
!////////////////////////////////////////////////////
!coordinate sumxp,sumyp,xp,yp           ;27...30
!
!coordinate Eventcounter                 ;31
!
!////////////////////////////////////////////////////
!the coordinates of hits calculated       from the readout
! channels of LeCroy.
!////////////////////////////////////////////////////
!coordinate sh2,sh1
!coordinate t1h2,t1h1
!coordinate t2h2,t2h1
!coordinate t3h2,t3h1
!coordinate t4h2,t4h1                   ;32.....41
!
!
!*****
! define coordinate for the analysis
!*****
!coordinate x1h1,x2h1,y1h1,y2h1         ;42...45
!coordinate           x1h2,x2h2,y1h2,y2h2 ;46...49
!////////////////////////////////////////////////////
! *first hit *
!coordinate sumxh1,sumyh1,xh1,yh1;       ;50...53
```



```

!
!* second hit *
!coordinate sumxh2,sumyh2,xh2,yh2;      ;54...57
!
!//////////
!time difference
!//////////
!
!coordinate h2-h1          58
!
!
!*****
!counter coordinates
!*****
!
!coordinate ncountx1,ncountx2,ncounty1,ncounty2,sumcount;  58...62
!
!//////////
Integer*4 function AnalysisGetInformationString()
!//////////
!M$ATTRIBUTES C, alias:'_AnalysisGetInformationString':AnalysisGetInformationString
!M$ATTRIBUTES DLLEXPORT::AnalysisGetInformationString

integer StringEnd
character*256 AnalysisInformationString
common /AnalysisInformation/ AnalysisInformationString

        AnalysisInformationString = 'test1'
        AnalysisGetInformationString = loc(AnalysisInformationString)
        StringEnd = index(AnalysisInformationString,' ')
        AnalysisInformationString(StringEnd:StringEnd) = 0
end

!//////////
integer*4 function AnalysisInitialize(CEvents,CParameters)
!//////////
!M$ATTRIBUTES C, alias:'_AnalysisInitialize':AnalysisInitialize
!M$ATTRIBUTES DLLEXPORT::AnalysisInitialize
!M$ATTRIBUTES REFERENCE::CEvents
!M$ATTRIBUTES REFERENCE::CParameters

implicit none

type CDoubleArray
        integer*4  CObject
        integer*4  aData
        integer*4  nVersionNumber
        integer*4  nSize
end type CDoubleArray

type (CDoubleArray)::CEvents
type (CDoubleArray)::CParameters

! creating pointer to the double array
real*8 ED(0)
real*8 Pa(0)

!//////////
! user definitions please insert here
!//////////
        Integer eventcounter

!//////////
! end of user definitions
!//////////

! assigning pointers to type of source
POINTER (p1,ED)
POINTER (p2,Pa)
! the address of the array is in aData
p1=CEvents%aData
p2=CParameters%aData

!//////////
! user code insert here
!//////////

```

```

eventcounter=0

!////////////////////////////////////
! end of user code
!////////////////////////////////////

AnalysisInitialize = 1
end
!////////////////////////////////////
subroutine AnalysisProcessEvent(CEvents,CParameters)
!////////////////////////////////////
!MS$ATTRIBUTES C, alias: '_AnalysisProcessEvent':AnalysisProcessEvent
!MS$ATTRIBUTES DLLEXPORT::AnalysisProcessEvent
!MS$ATTRIBUTES REFERENCE::CEvents
!MS$ATTRIBUTES REFERENCE::CParameters

implicit none

type CDoubleArray
    integer*4 CObject
    integer*4 aData
    integer*4 nVersionNumber
    integer*4 nSize
end type CDoubleArray

type (CDoubleArray)::CEvents
type (CDoubleArray)::CParameters

! creating pointer to the double array
real*8 ED(0)
real*8 Pa(0)

!////////////////////////////////////
! user definitions please insert here
!////////////////////////////////////
real*8 xr,yr,sumxr,sumyr
integer eventcounter

!////////////////////////////////////
! end of user definitions
!////////////////////////////////////

! assigning pointers to type of source
POINTER (p1,ED)
POINTER (p2,Pa)
! the address of the array is in aData
p1=CEvents%aData
p2=CParameters%aData

!////////////////////////////////////
! user code insert here
!////////////////////////////////////

eventcounter = eventcounter + 1

xr = ED(1) - ED(2)  !// x1h1(R+1),x1h2(R+5)...
ED(5) = xr
yr = ED(3) - ED(4)  !//      x2h1...
ED(6) = yr
sumxr = ED(1) + ED(2)
ED(7) = sumxr
sumyr = ED(3) + ED(4)  !//      y2h1...
ED(8) = sumyr

ED(9) = eventcounter
!////////////////////////////////////
! end of user code
!////////////////////////////////////

end

```

# 9 Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1:	Verlauf des absoluten Wirkungsquerschnittes der Einfachionisation in Abhängigkeit der Projektilenergie .....	12
Abbildung 2.2:	Verhältnis von Doppel- zu Einfachionisation von Helium in Abhängigkeit der Projektilenergie .....	13
Abbildung 2.3:	Ablauf des Shake-off-Prozesses .....	14
Abbildung 2.4:	Ablauf des TS1-Prozesses .....	15
Abbildung 2.5:	Ablauf des TS2-Prozesses .....	16
Abbildung 3.1:	Skizze vom Meßaufbau .....	21
Abbildung 3.2:	Skizze der Kammer (vertikaler Schnitt).....	23
Abbildung 3.3:	Draufsicht auf die Kammer (horizontaler Schnitt) .....	23
Abbildung 3.4:	Schematische Darstellung der freien Überschallexpansion .....	25
Abbildung 3.5:	Schematische Darstellung des Jetsystems.....	26
Abbildung 3.6:	Technische Zeichnung der Elektronenkanone.....	27
Abbildung 3.7:	SIMION-Simulation der Elektronenflugbahnen zwischen 760 eV und 900 eV bei zentralem Einschuß .....	30
Abbildung 3.8:	SIMION-Simulation der Elektronenflugbahnen zwischen 760 eV und 900 eV bei nicht zentralem Einschuß.....	31
Abbildung 3.9:	Winkelfokussierung bei nicht zentralem Einschuß .....	31

Abbildung 3.10:	SIMION-Simulation der Energieauflösung.....	32
Abbildung 3.11:	Darstellung der Zeit- und Ortsfokussierung der Rückstoßionen.....	34
Abbildung 3.12:	Simulation der Elektronen-Flugbahnen .....	35
Abbildung 3.13:	Simulation zur Impulsauflösung der Rückstoßionen.....	36
Abbildung 3.14:	Skizze des Impulsspektrometers.....	37
Abbildung 3.15:	Ortsempfindliche Elektronenvervielfachung mit einem MCP.....	39
Abbildung 3.16:	Darstellung einer zweidimensionalen Delayline-Anode, Prinzip der Laufzeitmessung in einer Dimension.....	40
Abbildung 3.17:	Darstellung eines kompletten Delayline-Detektors für zweidimensionale Ortsbestimmung .....	41
Abbildung 3.18:	Möglichkeit der Ortsauslese in y-Richtung, aber nicht in x-Richtung .....	42
Abbildung 3.19:	Skizze des Totzeitkreuzes .....	42
Abbildung 3.20:	Skizze der Hexanode.....	43
Abbildung 3.21:	Das Datenaufnahmesystem .....	45
Abbildung 4.1:	Ortsbild der Maske auf dem Elektronendetektor.....	50
Abbildung 4.2:	Ortsbild des Projektildetektors mit Alpha-Quelle .....	51
Abbildung 4.3:	Ortsbild des Projektildetektors mit Elektronenstrahl direkt hinter der Targetzone .....	52

Abbildung 4.4:	Ortsbild des Projektildetektors am Austritt des $127^\circ$ -Spektrometers	53
Abbildung 4.5:	Verlauf der Druckänderung von Reaktionskammer und Dump in Abhängigkeit vom Vordruck.....	54
Abbildung 4.6:	Differenz zwischen Druckänderung im Dump und in der Reaktionskammer .....	55
Abbildung 5.1:	Ortsbild der Rückstoßionendetektors mit Jetfleck.....	59
Abbildung 6.1:	Flugzeitspektrum zwischen Targetelektron und Rückstoßion .....	63
Abbildung 6.2:	Flugzeitspektrum zwischen Targetelektron und Rückstoßion bei doppeltem Absaugfeld .....	65
Abbildung 6.3:	Flugzeitspektrum zwischen Projektilektron und Rückstoßion .....	66
Abbildung 6.4:	Peak der Einfachionisation vom Flugzeitspektrum zwischen Projektilektron und Rückstoßion nach Abzug der zufälligen Koinzidenzen .....	68
Abbildung 6.5:	Verwendetes Koordinatensystem .....	69
Abbildung 6.6:	Verlauf der Flugzeitdifferenz gegen den Impuls aufgetragen.....	70
Abbildung 6.7:	Impulsverteilung der einfach geladenen Heliumionen in z-Richtung	70
Abbildung 6.8:	Maxwell-Impulsverteilung für die kalten Jetatome und das warme Restgas .....	71
Abbildung 6.9:	Summe der zwei Maxwell-Impulsverteilungen, die in Abbildung 6.8 dargestellt sind.....	72
Abbildung 6.10:	Impulsverteilung der Heliumionen in x-Richtung .....	73

Abbildung 6.11:	Impulsverteilung der Heliumionen in y-Richtung .....	74
Abbildung 8.1:	Skizze zur Transformation der Koordinaten .....	79
Abbildung 8.2:	Die „Wahrscheinlichkeiten, mindestens ein Elektron aus einer Doppelionisation“, die „Wahrscheinlichkeit, ein Elektron aus einer Einfachionisation nachzuweisen“ und das Verhältnis beider Wahrscheinlichkeiten sind aufgetragen gegen die Nachweiseffizienz $\epsilon$ ....	81
Abbildung 8.3:	Foto der geöffneten Kammer.....	83
Abbildung 8.4:	Ausschnitt aus der Kammer.....	84
Abbildung 8.5:	Gesamtansicht des Aufbaus.....	84

# 10 Tabellenverzeichnis

Tabelle 4.1:	Angelegte Spannung an die Detektoren.....	50
Tabelle 4.2:	Angelegte Spannung an die Elektronenkanone .....	52
Tabelle 6.1:	Flugzeitdifferenz in Abhängigkeit vom Impuls.....	69
Tabelle 8.1:	Weitere Daten zum Impulsspektrometer.....	82

# 11 Literaturverzeichnis

- [Achler99] M. Achler: Dissertation  
„Untersuchung von Symmetrieeffekten in der Photodoppelionisation von Helium mit zirkular polarisiertem Licht“, Logos-Verlag Berlin, 1999
- [Andersen90] L. H. Andersen et al.:  
Phys. Rev. A, Vol. 41, Num. 11, (1990), S. 6536-6538
- [Berakdar93] J. Berakdar and H. Klar:  
„Structures in the cross section of double ionization of helium by the impact of fast electrons“,  
J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 26 (1993), 4219-4235
- [Bräuning97] H. Bräuning et al.:  
„Recoil ion and electronic angular asymmetry parameters for photo double ionization of helium at 99 eV“,  
J. Phys. B (1997) L649
- [Czasch00] A. Czasch, mündliche Mitteilung, Juli 2000
- [Charlton88] M. Charlton et al.:  
„Positron and electron impact double ionization of helium“,  
J. Phys. B 21 (1988) L545
- [DalCappello98] C. Dal Cappello et al.:  
„Mechanisms of double ionization of atoms by electron impact“  
Physical Review A, Volume 53, Number 2, Februar 1998
- [Dorn99] A. Dorn et al.:  
„Double Ionization of Helium by Fast Electron Impact“,  
Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 2496



- [Dörner96] R. Dörner et al.:  
„Ratio of cross sections for double and single ionization of He  
by 85-400 eV photons“,  
Phys.Rev.Lett 76 (1996) 2654
- [Dörner97] R.Dörner et al.:  
„Fully Differential Cross Sections for Double Photoionization of  
He Measured by Recoil Ion Momentum Spectroscopy“,  
Phys. Rev. Lett 78 (1997) 2031
- [Dörner98] R. Dörner et al.:  
„Photo-double-ionization of He: Fully differential and absolute  
electronic and ionic momentum distributions“,  
Phys. Rev. A (1998) 1074
- [Dörner98a] R. Dörner: Habilitation  
„Impulsraum-Imaging von atomarer Mehrteilchenreaktions-  
dynamik“, 1998
- [Dörner00]: R. Dörner et al.:  
„Cold target recoil ion spektroskopie: a „momentum  
microscope“ to view atomic collision dynamics“,  
Physics Reports, Volume 330, Numbers 2-3, June 2000
- [Duguet98] A. Duguet et al.:  
„A multidetection, multicoincidence spectrometer for (e,2e) and  
(e,3e) electron impact ionization measurements“,  
Review of Scientific Instruments, Volume 69, Number 10,  
Oktober 1998

- [Ertürk99] E. Ertürk: Diplomarbeit  
 „Heliumionisation durch Elektronenstoß: (e,2e)- und (e,3e)-  
 Untersuchungen durchgeführt mittels Rückstoßionenimpuls-  
 spektroskopie“, März 1999
- [Jäger99] mündliche Mitteilung von Herrn Jäger, Metallveredelungs-  
 GmbH in Neu-Isenburg
- [Jagutzki94] O.Jagutzki: Dissertation  
 „Entwicklung eines Rückstoßimpulsspektrometers zur  
 Untersuchung der Dynamik im Heliumatom“,  
 Frankfurt am Main, 1994
- [Jagutzki,tbp] O. Jagutzki et al.: to be published
- [Kheifets99] A. Kheifets et al.:  
 „A comparative experimental and theoretical investigation of the  
 electron-impact double ionization of He in the keV regime”,  
 J. Phys. B 32 (1999) 5047
- [Kieffer66]: L. J. Kieffer et al.:  
 „Electron impact ionization cross-section data for atoms, atomic  
 ions and diatomic molecules: 1. Experimental data“,  
 Rev. Mod. Phys 38 (1966) 1
- [Lahmam-Bennani91]: A. Lahmam-Bennani:  
 „Recent developments and new trends in (e,2e) and (e,3e)  
 studies“, J. Phys. B 24 (1991) 2401
- [Lahmam-Bennani98]: Technische Zeichnung der Elektronenkanone von A. Lahmam-  
 Bennani, übergeben an L. Spielberger 1998

- [Lahmam-Bennani99]: A. Lahmam-Bennani et al.:  
 „Origin of dips and peaks in the absolute fully resolved cross sections for the electron impact double ionization of He“,  
 Physical Review A, Volume 59, Number 5, Seite 3548
- [Leybold92]: Leybold AG Vakuumtechnik, Bonn, Kalkköpfe für Kryorefrigeratoren, 1992
- [Lotz67]: Wolfgang Lotz:  
 „An empirical formula for the electron-impact ionization cross-section“,  
 Zeitschrift für Physik 206, 205-211 (1976)
- [Marji97] B. EL. Marji et al.:  
 „Dynamics of double ionization process from (e,3e) experiments: 1.absolute cross sections for argon“,  
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 30 (1997) 3677-3696
- [Maulbetsch93] F. Maulbetsch und J. S. Briggs:  
 „Angular distribution of electrons following double photoionization“,  
 J. Phys. B 26, 1679 (1993)
- [Mergel94] V. Mergel: Diplomarbeit  
 „Dynamik von Elektronentransferreaktionen am Stoßsystem  $p + \text{He} \rightarrow \text{H}^0 + \text{He}^{1+}$  untersucht mit hochauflösender Rückstoßionenimpulsspektroskopie“, Frankfurt am Main, 1994
- [Mergel96] V. Mergel: Dissertation  
 „Dynamische Elektronenkorrelation in Helium“,  
 Shaker-Verlag Aachen, 1996

- [Miller88] D.R.Miller:  
 „Free Jet Sources“ in Atomic and Molecular Beam Methods,  
 ed.G.Scoles, Oxford University Press, Oxford/New York, 1988
- [Moshhammer97] R. Moshhammer et al.:  
 „Complete momentum balance for single ionization of helium  
 by fast ion impact: Experiment”,  
 Phys. Rev. A 56 (1997) 1351
- [Möllenstedt49] G. Möllenstedt, Optik 5 (1949) 499
- [Nauert,tbp] A. Nauert: Diplomarbeit  
 „Heliumdoppelionisation durch Elektronenstoß - Aufbau einer  
 (e,3e)-Apparatur“, to be published
- [Popov94]: Yu V Popov et al.:  
 „On the mechanisms of (e,3e) collisions with fast projectiles“,  
 Journal of Physics B 27 (1994) 1599-1612
- [Popper95] K. Popper:  
 „Lesebuch – Ausgewählte Texte zu Erkenntnistheorie,  
 Philosophie der Naturwissenschaften, Metaphysik,  
 Sozialphilosophie“,  
 Herausgegeben von David Miller, J.C.B. Mohr, Tübingen 1995
- [Resigno99]: T. N. Rescigno et al:  
 „Collisional breakup in a quantum system of three charged  
 particles“,  
 Science, Volume 286, 24.Dezember 1999
- [Roentek] Handbuch „3-dimensional Multihit-MCP-Detector“, Roentdek  
 GmbH, Kelkheim

- [Spielberger99]: L. Spielberger et al.:  
„Cross-section ratio of double to single ionization of helium by Compton scattering of 40–100-keV x rays”,  
Phys. Rev. A 59 (1999) 371
- [Taouil98]: I. Taouil et al.:  
„Fully determined (e,3e) experiments for the double ionization of Helium“,  
Phys. Rev. Lett, Volume 81, Nr. 21, November 1998, page 4600
- [Ullmann] K. Ullmann-Pfleger:  
diverse IKF-Jahresberichte und Handbuch (unveröffentlicht)
- [Valvo94] Valvo GmbH, Microchannel Plates, Produktbeschreibung,  
Valvo GmbH, 1984
- [Weber98] Th. Weber: Diplomarbeit  
„Impulstransfer in Proton-Heliumstößen untersucht mit hochauflösender Rückstoßionenimpulsspektroskopie“,  
Universität Frankfurt, 1998
- [Weigold81] E. Weigold:  
Nucl. Phys. A 353 (1981) 327

# Danksagung

Eine Arbeit in der Experimentellen Atomphysik ist das Produkt eines ganzen Teams. Ohne gegenseitige physische Hilfe („Wer kann mir mal helfen, die Kammer auf und später wieder zuzumachen?“) und auch psychische Hilfe wäre die Forschung innerhalb dieser Gruppe nicht möglich.

Während meiner Diplomarbeit habe ich einen Eindruck davon bekommen, was es heißt, als Experimentalphysikerin zu arbeiten. Zum anderen habe ich erfahren, wie frustrierend es ist, wenn ein Experiment auf Anhieb nicht so verläuft, wie man es sich erhofft hat. Aber ich habe auch das Glück und die überschwengliche Freude erlebt, wenn das Experiment erfolgreich läuft.

Am Ende meiner Diplomarbeit möchte ich mich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Bei den geschäftsführenden Direktoren Prof. Horst Schmidt-Böcking und Prof. Reinhard Stock bedanke ich mich für die Aufnahme ins Institut und die Bereitstellung des Labors.

Ganz herzlich möchte ich mich bei Prof. Horst Schmidt-Böcking bedanken, der trotz seines vollen Terminkalenders immer zu Diskussionen bereit war und mit seinen vielen Ideen meine Arbeit unterstützt hat.

Einen besonderen Dank richte ich an meinen Betreuer Dr. Reinhard Dörner und Thorsten Weber, die immer ein offenes Ohr für mich hatten und sich Zeit genommen haben, wenn es Probleme gab.

Des weiteren möchte ich mich bei den beiden Detektor-Spezialisten, Dr. Ottmar Jagutzki und Uwe Spillmann bedanken, die mir mit Rat und Tat bei Detektor- und DLATR-Box-Problemen zur Seite standen.

Bei Lothar Schmidt möchte ich mich für seine Hilfsbereitschaft nicht nur bei Spektrometer-Fragen bedanken.

Ein spezieller Dank geht auch an Prof. Karl-Ontjes Groeneveld und seine Gruppe, Thorsten Jalowy und Roman Neugebauer, die mich seelisch aufgebaut und mich mit ihren Fragen dazu gebracht haben, über scheinbar einfache Dinge mal nachzudenken.

Beim Cobold-Fachmann Klaus Ullmann-Pfleger bedanke ich mich für die Antworten auf die so häufig auftauchenden Fragen rund um den Computer.

Stellvertretend für die Grobmechanik bedanke ich mich bei Herrn Gass für die Anfertigung des Gestells und der Spindel.

Stellvertretend für den Strahlenschutz bedanke ich mich bei Frau Gröhl.

Stellvertretend für die Verwaltung bedanke ich mich bei Herrn Latka.

Stellvertretend für die Beschleunigermannschaft bedanke ich mich bei Herrn Schneider, besonders für die schnelle Reparatur und der Versorgung mit Pumpen.

Stellvertretend für die Elektronik bedanke ich mich bei Herrn Köhler für den Bau der Koppelbox und die Bereitstellung von elektronischen Kleinteilen.

Bei Herrn Zanger und seinen Leuten bedanke ich mich für die schnelle Herstellung von Komponenten für die Kammer, so z.B. Teile des Spektrometers, Halterungsplatten für Detektoren und dem Bau der Elektronenkanone.

Die Tips und Tricks (immer verbunden mit aufmunternden „SchwätZRunden“) meiner Kommilitonen Achim, Mirko, Oliver, Steffen, Matthias, Cristina, Jürgen N., Jürgen R., Kurt, Andreas, Walter, Angela, Harald, Andre, Feras, Till, Sven, Alkis und der „Ehemaligen“ Ekrem, Lutz, Matthias und Volker waren mir immer eine Hilfe.

Bei Andreas Nauert bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit.

Von ganzem Herzen danke ich meinem Freund Eckhard, der mich immer tatkräftig unterstützt und mich seelisch aufgebaut hat, wenn das Experiment sich gegen mich stellte und nicht so wollte, wie ich es gern gehabt hätte.