

# **Heliumionisation durch Elektronenstoß: (e,2e)- und (e,3e)- Untersuchungen durchgeführt mittels Rückstoßionenimpulsspektroskopie**

Diplomarbeit

von  
Ekrem Ertürk

Institut für Kernphysik Frankfurt (IKF)

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

März 1999

Meinen Eltern gewidmet

## ***Inhaltsverzeichnis***

<b>Inhaltsverzeichnis .....</b>	<b>1</b>
<b>1. Einleitung .....</b>	<b>3</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen .....</b>	<b>6</b>
2.1 Heliumdoppelionisation durch Elektronenstoß.....	6
<b>3. Experimenteller Aufbau .....</b>	<b>16</b>
3.1 Experimentierkammer.....	17
3.2 Präparation des zweistufigen Ultraschall- Gasjets .....	20
3.3 Das Vakuumsystem.....	21
3.4 Elektronenkanone.....	22
3.5 Kompensation des Erdmagnetfeldes .....	23
3.6 Die Ionenquelle EZR .....	24
3.7 Das Rückstoßionenimpulsspektrometer.....	26
3.8 Das Projektilspektrometer .....	28
3.9 Die Teilchendetektoren .....	30
3.9.1 Multichannelplate .....	31
3.9.2 Delayline Anode .....	32
<b>4. Datenaufnahmesystem .....</b>	<b>34</b>
4.1 Hardware .....	34
4.2 Software .....	37
<b>5. Testmessungen .....</b>	<b>39</b>
5.1 Messungen am Targetjet .....	39
5.2 Testmessungen zur Projektilstrahlqualität .....	42
5.3 Messung und Einfluß des Erdmagnetfeldes .....	43
5.4 Projektil-, Elektron- und Rückstoßionendetektor.....	44
5.5 Flugzeitspektren .....	45
<b>6. Eichmessungen.....</b>	<b>49</b>
6.1 Eichung des Rückstoßionenimpulsspektrometers .....	49
6.2 Eichung des Projektilspektrometers .....	55

6.3 Eichung des Elektronendetektors .....	56
<b>7. Meßdaten und Diskussion.....</b>	<b>59</b>
7.1 Impulsverteilungen der Rückstoßionen.....	59
7.2 Verhältnis der Zählraten auf den einzelnen Detektoren .....	62
7.3 Koinzidenzraten, Meßzeiten und Datenmenge .....	63
<b>8. Zusammenfassung und Ausblick .....</b>	<b>69</b>
<b>9. Anhang.....</b>	<b>71</b>
<b>Abbildungsverzeichnis .....</b>	<b>76</b>
<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>79</b>
<b>Danksagung.....</b>	<b>81</b>

## 1. Einleitung

In der Atomphysik versucht man seit Jahren die Dynamik inneratomarer Strukturen zu verstehen und mit theoretischen Modellen zu beschreiben. Im Heliumatom, das nach dem Wasserstoffatom das zweitkomplizierteste System und zugleich das einfachste Mehrelektronensystem ist, besteht die Schwierigkeit eines theoretischen Modells darin, die Wechselwirkung zwischen den beiden gebundenen Elektronen des Atom zu berücksichtigen. Es gibt verschiedene Experimente, in denen die erwähnte Dynamik im Heliumatom untersucht wird. Ein Anliegen der Arbeit bestand darin, die Experimentierkammer an der Frankfurter EZR aufzubauen, an dem, gemeinsam mit den Möglichkeiten der EZR unzählige Experimente stattfinden werden. In der Kammer befindet sich eine COLTRIMS- Apparatur, die es ermöglicht, Ionisationsprozesse indirekt zu „beobachten“. Als erstes Experiment an dieser Kammer wird in dieser Arbeit der Aufbau, die Entwicklung, Test und Durchführung eines ( $e,3e$ ) - Experiments an Helium behandelt. In diesem wird ein feiner Elektronenstrahl aus einer allgemein üblichen Elektronenkanone mit einem vorgekühlten freien Ultraschallgasjet gekreuzt, so daß es zur Ionisation der Heliumatome kommt. Die aus der Reaktion entstandenen Teilchen werden, je nach Ladung durch eine Absaugspannung, die durch den Extraktionsabschnitt des Spektrometers aufgebaut wird, jeweils auf den dafür vorgesehenen Detektor hin beschleunigt und ortsempfindlich nachgewiesen. Das Rückstoßionen-impulsspektrometer, als Herzstück des Experiments, ist hierbei eine Neuentwicklung, das gegenüber den früheren Spektrometertypen einige Verbesserungen aufweist. Die aus der Stoßreaktion hervorgegangenen Teilchen werden koinzident mit Detektoren nachgewiesen. Als Detektoren wurden ausschließlich die in unserer Gruppe entwickelten Delay- Line-Detektoren eingesetzt. Während in früheren Experimenten die Datenaufnahme mit dem schon mittlerweile überholten ATARI- System durchgeführt wurden, erfolgte sie in dieser Arbeit mit einem PC. Als Hardware für die Datenauslese stand uns anfänglich eine interne TDC- Karte, die TMS2001, zur Verfügung, die später durch ein CAMAC- PC- System ersetzt wurde. Als PC- Software für die Datenaufnahme das in unserer Gruppe entwickelte Programm „CoboldPC“ zur Verfügung, das im Laufe des Experimentierens durch neuere Versionen ersetzt wurde. Diese Arbeit befaßt sich hauptsächlich mit dem Aufbau und Entwicklung eines ( $e,3e$ )- Experiments, bei dem zum einen der entstandene Rückstoßion und zum anderen sowohl eines der austretenden Elektronen als auch das gestreute Projektilelektron koinzident nachgewiesen werden. Sie stellt die komplette Vorstufe zu einem vollständigen und sehr schwierig durchzu-

führenden (e,3e)- Experiment mitsamt filigraner Auswertung, Interpretation und Ergebnisdeutung dar. Wie schon erwähnt, wird in diesem Experiment das Projektilelektron, das eine Reaktion hervorgerufen hat, koinzident nachgewiesen. Hierzu muß man den Projektilhauptstrahl von denjenigen Elektronen trennen, die durch die Ionisation des Heliumatoms Energie verlieren und gestreut werden. Dazu ist ein weiteres Spektrometer, ein Zylinderspektrometer, gebaut und eingesetzt worden. Da die Elektronen kaum Masse besitzen gegenüber den schweren Ionen, sind diese schwerer zu handhaben und zu kontrollieren, was für großen Untergrund auf den beiden Elektronendetektoren sorgt und somit die Güte der Messung beeinflußt. Da sie aber relativ zu Ionen als Projektile, genauso wie Photonen, zur Untersuchung von Impulsen im Ausgangskanal besser geeignet als Ionen. Im ersten Kapitel werden kurz die Mechanismen der Heliumionisation erläutert, danach wird der Aufbau des Experiments beschrieben, wobei das Datenaufnahmesystem getrennt behandelt wird, da für die Dreifachkoinzidenz, deren Aufbau und Optimierung einen sehr hohen Anspruch an Erfahrung, Zeitaufwand und technischen Equipment voraussetzt.

Während bei klassischer Elektronenspektroskopie zur Untersuchung der Doppelionisation das Rückstoßion außer acht gelassen und dafür nur die relevanten Elektronen gemessen werden, haben wir hier den Fall, daß anstatt eines Elektrons das komplementäre Rückstoßion gemessen wird. Außerdem liegt der Nachweisraumwinkel der Spektrometer bei klassischer Elektronenspektroskopieverfahren im Bereich von  $10^{-3}$  sterad ( Ein sterad schneidet als räumliches Zentriwinkel einer Kugel den  $4\pi$ -ten Teil der Oberfläche heraus) und das enge Energiefenster innerhalb derer Elektronen koinzident mit weiteren Elektronen oder anderen Teilchen gemessen werden, hat zur Folge, daß viele Einzelmessungen mit verändertem Winkel und Energiefenster durchgeführt werden müssen [BEM96]. Wenn man noch berücksichtigt, daß bei einer Dreifachkoinzidenz, was bei der (e,3e)- Messung notwendig ist, die Zahl der Einzelmessungen von allen möglichen Kombinationen der Nachweisraumwinkel und Energiefenster abhängt, dann sieht man, daß die Meßzeit für eine komplette Dreifachkoinzidenz- Messung ins Extreme ansteigt. Die Meßzeit in I. Taouil's Arbeit [ITA98] betrug bei einer einzigen (!) Kombination von den oben erwähnten Parametern ungefähr 32 Tage. Allein schon die erhebliche Verkürzung der Meßzeit für eine vollständige Messung ist ein sehr großer Vorteil der COLTRIMS- Technik gegenüber anderen Spektroskopieverfahren. Wenn noch nicht, dann in naher Zukunft, so ist abzusehen, wird die COLTRIMS- Technik seinen festen Platz innerhalb der Impulsspektroskopieverfahren ausbauen und festigen.

In Kapitel 2 werden Mechanismen zur Doppelionisation erläutert. Kapitel 3 ist der Schwerpunkt dieser Arbeit und beschreibt den Aufbau und die Verwirklichung des Experiments mit der COLTRIMS- Methode. In Kapitel 4 wird auf das Datenaufnahmesystem eingegangen. Testmessungen und Eichmessungen werden in Kapitel 5 und 6 behandelt. In Kapitel 7 schließlich werden Meßdaten vorgestellt und diskutiert.

## 2. Theoretische Grundlagen

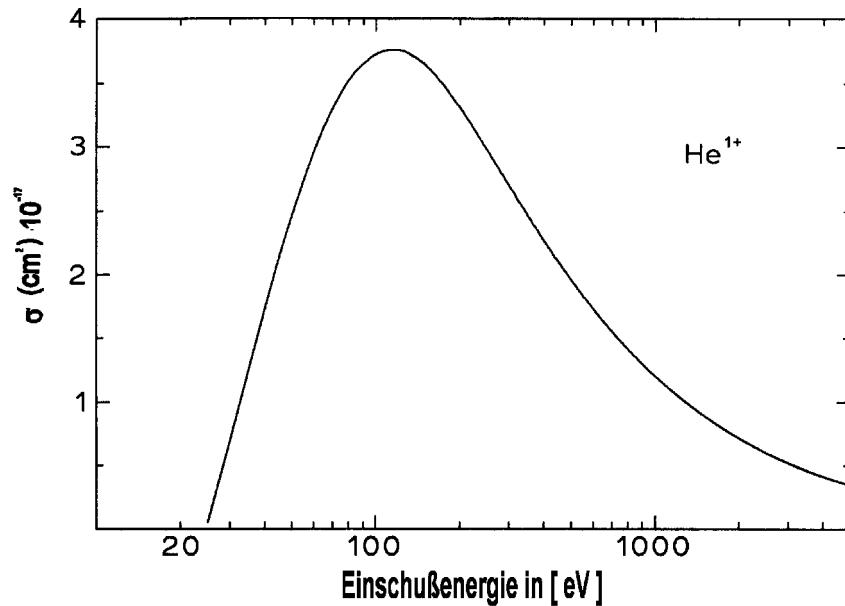
Zur Untersuchung der Einfach- und Doppelionisation von Helium können verschiedene Projektilen verwendet werden. In dieser Arbeit wird die Ionisation durch Elektronenstoß behandelt. Zur Heliumdoppelionisation tragen verschiedene Mechanismen bei. Auf die Theorie dieser Mechanismen wird in diesem Kapitel eingegangen.

### 2.1 Heliumdoppelionisation durch Elektronenstoß

Zur Ionisation des Heliumatoms muß die Projektilenergie mindestens das Ionisationspotential betragen. Das Heliumatom wird durch die Coulombwechselwirkung mit dem vorbeifliegenden Elektron ionisiert. Die Energiebilanz der Reaktion ist:

$$E_i = E_1 + E_2 + E_f + E_{IP} + E_{recoil} \quad (2.10)$$

Die Energie des Projektilelektrons  $E_i$  setzt sich aus der kinetischen Energie der beiden Elektronen  $E_1$  und  $E_2$ , dem Ionisationspotential  $E_{IP}$  und der zu vernachlässigenden Energie  $E_{recoil}$  des Rückstoßions zusammen. Aufgrund der großen Masse des Rückstoßions ist seine Energie von etwa 40 meV zu vernachlässigen. In der Impulsbilanz hingegen muß es berücksichtigt werden, weil der Impuls in der Größenordnung der Impulse der Elektronen liegt. Die Masse des Heliumatoms ist etwa 7300 mal größer als die Elektronenmasse. In Abbildung 2.10 ist der Verlauf des absoluten Ionisationswirkungsquerschnittes  $\sigma$  für  $He^{1+}$  in Abhängigkeit von der Energie des Projektilelektrons dargestellt. Ab der Ionisationsschwellenergie  $E_{IP}$  existiert ein linearer Anstieg. Etwa bei  $5 E_{IP}$  ist das Maximum erreicht. Der Wirkungsquerschnitt fällt mit  $\ln E_0 / E_0$  zu höheren Projektilenergien hin, ab. Für große Projektilenergien, etwa  $E_0 > 10E_{IP}$ , (235 eV) kann man den Wirkungsquerschnitt mit der ersten Bornschen Näherung gut beschreiben.



**Abbildung 2.10 :** Verlauf des Wirkungsquerschnitts der Einfachionisation in Abhängigkeit von der Projektilenergie (aus [KIE66] ).

Interessant ist die Darstellung des einfachdifferentiellen Wirkungsquerschnitts  $d\sigma / dE_i$  für Elektronen der Energie 500 eV (siehe Abbildung 2.11).  $E_0$  ist die kinetische Energie der emittierten Elektronen. Die Symmetrie um  $(E_o - E_{IP}) / 2$  erklärt sich aus der Ununterscheidbarkeit der Elektronen. Bei großen Stoßenergien  $E_0 \gg E_{IP}$  hat man eine Energieaufteilung bei dem ein Elektron kaum Energie und das andere entsprechend fast die gesamte Energie besitzt. Bei großen Projektilgeschwindigkeiten hat man den Fall, daß die Einfachionisation von der direkten Ionisation dominiert wird, also einen reinen Zwei- Körper- Stoß, dem sog. binary- encounter zwischen Projektil- und Targetelektron. Die Doppelionisation ist nicht mit einem reinen Zwei- Körper- Stoß zu beschreiben, da hier die Wechselwirkung zwischen den beiden gebundenen Elektronen berücksichtigt werden muß. In Abbildung 2.12 ist das Verhältnis von Einfach- zur Doppelionisation in Abhängigkeit von der Projektilelektronenenergie dargestellt.

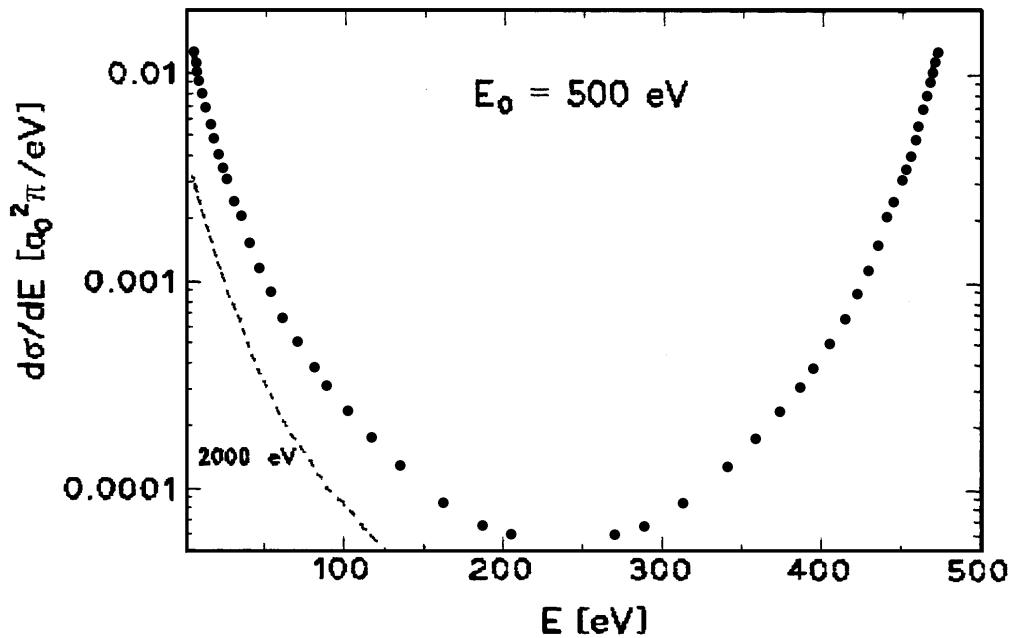


Abbildung 2.11: Einfachionisationswirkungsquerschnitt für 500 eV Elektronen (aus ODA72 und OPA75).

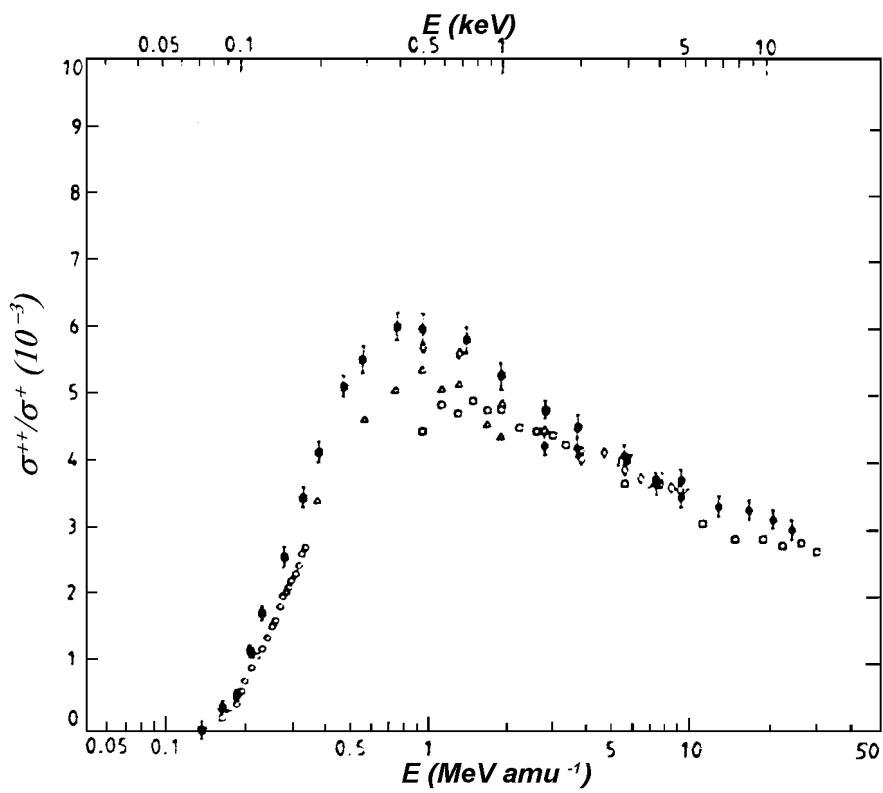


Abbildung 2.12: Darstellung des Verhältnisses von Einfach- zu Doppelionisation von Helium als Funktion der Einschußenergie (aus CHA88).

Das Maximum liegt bei etwa 550 eV. Dies entspricht einem Impuls von 6,6 a.u. Impuls. Zu höheren Energien hin flacht die Kurve ab und nähert sich einem konstanten Wert. Die Untersuchung des Verhältnisses  $\sigma^{++}/\sigma^+$  Photoionisation ist ausführlich in [LSB96] behandelt.

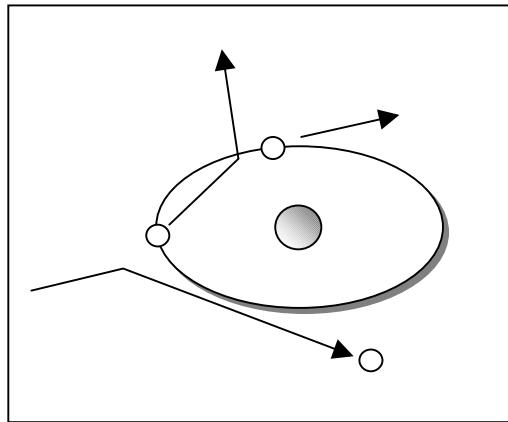
Die Doppelionisation durch Elektronenstoß kann durch verschiedene Prozesse erfolgen:

- direkter Prozeß, der eine simultane Doppelionisation der beiden Elektronen durch verschiedene Wechselwirkungsmechanismen beinhaltet.
- indirekter Prozeß, bei dem nach der Ionisation eines Elektrons auf einer der inneren Schalen Auger- Zerfall stattfindet.
- resonanter Prozeß, der bei Stößen mit positiv geladenen Ionen vorliegt.

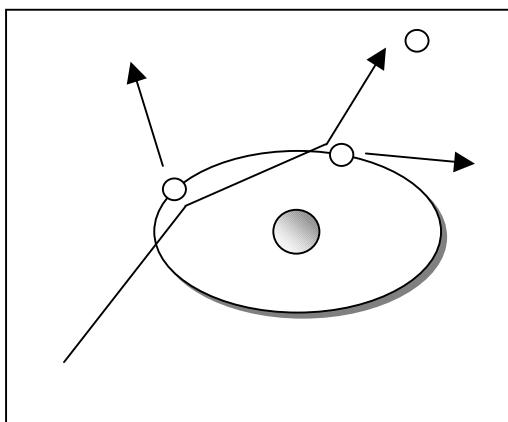
In Anlehnung an [CDC97] wird der direkte Prozeß durch drei verschiedene Mechanismen beschrieben, für die die erste und zweite Bornsche Näherung notwendig sind.

Der sogenannte Shake- Off- Prozeß (SO) besteht in der Wechselwirkung zwischen dem einlaufendem Projektilelektron und einem Targetelektron, die die Ionisation des Targetelektrons zur Folge hat (Abbildung 2.15). Die ursprüngliche Wellenfunktion ist nicht mehr Eigenfunktion des neuen  $He^{1+}$ - Ions. Da sie sich nicht adiabatisch an die neuen Verhältnisse anpassen kann besitzt sie einen Überlapp mit den  $He^{1+}$ - Kontinuumswellenfunktionen, die die Ionisationswahrscheinlichkeit des zweiten Elektrons bestimmt. Dieser Mechanismus kann mit der ersten Bornschen Näherung beschrieben werden. Der sogenannte Two Step 1- Prozeß (TS1) fängt ähnlich dem SO mit der Ionisation des ersten Elektrons an, wobei dieses wiederum mit dem zweiten Targetelektron wechselwirkt und diesen ionisiert (Abbildung 2.13). Dieser Mechanismus kann mit der zweiten Bornschen Näherung beschrieben werden.

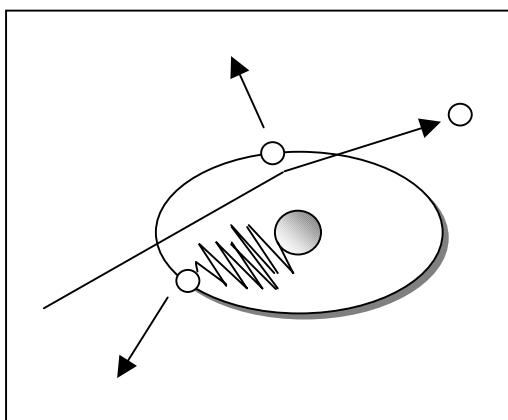
Beim Two Step 2- Prozeß (TS2) hat man eine Wechselwirkung zwischen dem Projektilelektron und einem Targetelektron vorliegen, was zur Ionisation führt, gefolgt von einer weiteren Wechselwirkung zwischen dem gestreuten Projektilelektron und dem zweiten Targetelektron, das ebenfalls ionisiert wird (Abbildung 2.14). Hier benötigt man zur Beschreibung wiederum die zweite Bornsche Näherung, mit dem Unterschied, das hier das dazwischenliegende Elektron nicht das zweite ionisierte Elektron, sondern das gestreute Projektilelektron ist.



**Abbildung 2.13:** Beim Two-Step1 (TS1) trifft das zuerst ionisierte Elektron das zweite Targetelektron.



**Abbildung 2.14:** Beim Two-Step2 (TS2) ionisiert das Projektilelektron nacheinander die beiden Targetelektronen.



**Abbildung 2.15:** Beim Shake- Off (SO) wird die Ionisation des zweiten Elektrons durch die „langsame“ Anpassung der Wellenfunktion hervorgerufen.

Bei hohen Projektilenergien ist der TS1 ein zu vernachlässigender Mechanismus. Hier wird die Ionisation in erster Linie vom SO bestimmt. Bei niedrigen Projektilenergien dagegen überwiegt der Anteil TS1. Der Einfluß der beiden Mechanismen TS1 und SO auf das Verhältnis  $\sigma^{++} / \sigma^+$  ist unabhängig von Projektilenergie und -ladung, weil die Ionisation des zweiten Elektrons keine Abhängigkeit vom ersten Ionisationsprozeß aufweist.

Fünffachdifferentielle Wirkungsquerschnitte in der Form:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_s d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2} \quad (2.11)$$

wurden mit der ersten Bornschen Näherung berechnet.  $d\Omega_s, d\Omega_1, d\Omega_2$  sind die jeweiligen Raumwinkel des gestreuten Projektilelektrons und der beiden ionisierten Elektronen.  $dE_1, dE_2$  sind die Energien der beiden Elektronen. Aufgrund von Erhaltungssätzen in Impulsen und Energien genügt hierbei die Bestimmung von 8 der 12 Impulskomponenten der insgesamt vier freien Teilchen im Endzustand. Wie man sieht sind in dem obigen Wirkungsquerschnitt die beiden ionisierten Elektronen enthalten. Das Rückstoßion bleibt hier unberücksichtigt. Anstatt dem zweiten Elektron läßt sich auch das Rückstoßion messen, wobei wir dann einen Wirkungsquerschnitt der Form

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_s d\Omega_1 dE_1 d\vec{k}_{rec}} \quad (2.12)$$

vorliegen haben. Beide Wirkungsquerschnitte sind äquivalent. In der Bornschen Näherung wird das Projektil sowohl im ein- als auch im auslaufenden Teil der Reaktion als eine ebene Welle beschrieben. Der fünffachdifferentielle Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_s d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2} = \frac{k_s k_1 k_2}{k_i} [M(SO) + M(TS1) + M(TS2)]^2 \quad (2.13)$$

$M(SO), M(TS1)$  und  $M(TS2)$  sind die Übergangsmatrixelemente zu den jeweiligen Mechanismen. Der SO führt zu:

$$M(SO) = \left( \frac{-1}{2\pi} \right) \left\langle \psi_f^-(\vec{k}_1, \vec{k}_2; \vec{r}_1, \vec{r}_2) e^{i\vec{k}_S \cdot \vec{r}_0} \left| \frac{-2}{r_0} + \frac{1}{r_{01}} + \frac{1}{r_{02}} \right| \psi_i(\vec{r}_1, \vec{r}_2) e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_0} \right\rangle \quad (2.14)$$

wobei  $k_s, k_1$  und  $k_2$  die jeweiligen Impulse des einlaufenden, gestreuten und der beiden ionisierten Elektronen sind. Die Wellenfunktion im Ausgangszustand ist gegeben durch:

$$\psi_f(\vec{k}_1, \vec{k}_2; \vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\varphi_C^-(\vec{k}_1, \vec{r}_1) \varphi_C^-(\vec{k}_2, \vec{r}_2) + \varphi_C^-(\vec{k}_2, \vec{r}_1) \varphi_C^-(\vec{k}_1, \vec{r}_2)] \varphi(|\vec{k}_1 - \vec{k}_2|) \quad (2.15)$$

wobei  $\varphi_C^-$  die Coulomb- Wellenfunktion ist:

$$\varphi_C^- = \frac{e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}}{(2\pi)^{3/2}} e^{\pi Z/2k} \Gamma(1 + i \frac{Z}{k}) {}_1F_1(-i \frac{Z}{k}, 1, -i(kr + \vec{k} \cdot \vec{r})) \quad (2.16)$$

und  $\varphi(|\vec{k}_1 - \vec{k}_2|)$  der Gamow- Faktor:

$$\varphi(|\vec{k}_1 - \vec{k}_2|) = e^{-\pi\chi_{12}} \Gamma(1 - i\chi_{12}) \quad \text{mit} \quad \chi_{12} = \frac{1}{|\vec{k}_1 - \vec{k}_2|} \quad (2.17)$$

Wenn die Wellenfunktion im Anfangszustand aus einem Produkt der Form  $\psi_i(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \varphi_i(\vec{r}_1) \varphi_i(\vec{r}_2)$  vorliegt und wir die Projektilelektron- Kern- Wechselwirkung und den Gamow- Faktor vernachlässigen, dann erhalten wir:

$$M(SO) = \sqrt{2} \frac{2}{k^2} [\langle \varphi_C(k_1) | e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} | \varphi_i \rangle \langle \varphi_C(k_2) | \varphi_i \rangle + \langle \varphi_C(k_2) | e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} | \varphi_i \rangle \langle \varphi_C(k_1) | \varphi_i \rangle] \quad (2.18)$$

Diese Gleichung gibt eine Wechselwirkung zwischen einem gebundenen und dem Projektilelektron wieder, nämlich den Term  $\langle \varphi_C | e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} | \varphi_i \rangle$ , der mit einem Relaxationsfaktor  $\langle \varphi_C | \varphi_i \rangle$  multipliziert wird. Diese Shake- Off- Amplitude ist ausreichend für die Beschreibung einer Doppelionisation mit symmetrischer Kinematik, was bedeutet, daß das gestreute Elektron und eines der ionisierten Elektron schnell und das zweite Elektron langsam ist. Wenn wir aber den unsymmetrischen Fall haben, daß die ionisierten Elektronen beide

langsam sind, dann reicht Gleichung (2.18) nicht aus und der Gamow- Faktor kann nicht mehr vernachlässigt werden. Für den Two Step 1- Mechanismus (TS1) liefert die zweite Bornsche Näherung:

$$\begin{aligned}
 M(TS1) = & \left( \frac{-1}{\pi} \right) \sum_n \frac{d\vec{k}_a}{(2\pi)^3 [k_i^2 - k_a^2 - k_s^2 - 2I_n]} \left\langle \psi_f^-(\vec{k}_1, \vec{k}_2; \vec{r}_1, \vec{r}_2) \left| \frac{1}{r_{12}} \right| \psi_n^+(\vec{k}_a; \vec{r}_1, \vec{r}_2) \right\rangle \\
 & \times \left\langle \psi_n^-(\vec{k}_a; \vec{r}_1, \vec{r}_2) e^{i\vec{k}_s \cdot \vec{r}_0} \left| \frac{-2}{r_0} + \frac{1}{r_{01}} + \frac{1}{r_{02}} \right| \psi_i(\vec{r}_1, \vec{r}_2) e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_0} \right\rangle
 \end{aligned} \quad (2.19)$$

wobei gilt:  $\psi_n^\pm(\vec{k}_a; \vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\varphi_C^\pm(\vec{k}_a, \vec{r}_1) \varphi_n(\vec{r}_2) + \varphi_C^\pm(\vec{k}_a, \vec{r}_2) \varphi_n(\vec{r}_1)]$  (2.20)

und:  $\varphi_C^+(\vec{k}, \vec{r}) = \frac{e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}}{(2\pi)^{3/2}} e^{\pi \frac{Z}{2k}} \Gamma(1 - i \frac{Z}{k}) {}_1F_1(i \frac{Z}{k}, 1, i(kr - \vec{k} \cdot \vec{r}))$

$\varphi_n(\vec{r})$  ist hierbei eine Wellenfunktion, die das  $He^{1+}$  - Ion beschreibt.

Wir beschränken uns hier auf den Fall  $n = 1$  und  $n = 2$ .

Der erste Term:

$$\left\langle \psi_n^-(\vec{k}_a; \vec{r}, \vec{r}_2) e^{i\vec{k}_s \cdot \vec{r}_0} \left| \frac{-2}{r_0} + \frac{1}{r_{01}} + \frac{1}{r_{02}} \right| \psi_i(\vec{r}_1, \vec{r}_2) e \right\rangle \quad (2.21)$$

bezieht sich auf die Einfachionisation und für  $n = 2$  auf die simultane Anregung des  $He^{1+}$  - Ions. Das erste emittierte Elektron, das durch eine Coulombwellenfunktion  $\varphi_C(\vec{k}_a; \vec{r})$  beschrieben wird, stößt auf das zweite Elektron und ionisiert es. Der zweite Stoß zwischen dem ersten emittierten und dem zweiten Elektron ist gegeben durch:

$$\left\langle \psi_f^-(\vec{k}_1, \vec{k}_2; \vec{r}_1, \vec{r}_2) \left| \frac{1}{r_{12}} \right| \psi_n^+(\vec{k}_a; \vec{r}_1, \vec{r}_2) \right\rangle \quad (2.22)$$

Die Berechnung des Übergangsmatrix für das TS2- Mechanismus erfordert ebenfalls die zweite Bornsche Näherung:

$$\begin{aligned}
 M(TS) = & \left( \frac{-1}{\pi} \right) \sum_n \int \frac{d\vec{k}_b}{(2\pi)^3 (k_i^2 - k_b^2 - k_1^2 - 2I_n)} \left\langle \psi_n^- (\vec{k}_2, \vec{r}_2) e^{i\vec{k}_s \cdot \vec{r}_0} \left| \frac{1}{r_{02}} \right| e^{i\vec{k}_b \cdot \vec{r}_0} \varphi_N (\vec{r}_2) \right\rangle \\
 & \times \varphi(|\vec{k}_1 - \vec{k}_2|) \left\langle \psi_n^- (\vec{k}_1, \vec{r}_1, \vec{r}_2) e^{i\vec{k}_b \cdot \vec{r}_0} \left| \frac{-2}{r_0} + \frac{1}{r_{01}} + \frac{1}{r_{02}} \right| \psi_i (\vec{r}_1, \vec{r}_2) e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_0} \right\rangle \\
 & + \left( \frac{-1}{\pi} \right) \sum_n \frac{d\vec{k}_b}{(2\pi)^3 (k_i^2 - k_b^2 - k_2^2 - 2I_n)} \left\langle \psi_f^- (\vec{k}_1, \vec{r}_1) e^{i\vec{k}_s \cdot \vec{r}_0} \left| \frac{1}{r_{01}} \right| e^{i\vec{k}_b \cdot \vec{r}_0} \varphi_N (\vec{r}_1) \right\rangle \\
 & \times \varphi(|\vec{k}_1 - \vec{k}_2|) \left\langle \psi_n^- (\vec{k}_2, \vec{r}_1, \vec{r}_2) e^{i\vec{k}_b \cdot \vec{r}_0} \left| \frac{-2}{r_0} + \frac{1}{r_{01}} + \frac{1}{r_{02}} \right| \psi_i (\vec{r}_1, \vec{r}_2) e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_0} \right\rangle \quad (2.23)
 \end{aligned}$$

Diese Streuamplitude gibt die ständige Wechselwirkung zwischen dem einlaufendem Elektron und dem Target wieder. Der Term:

$$\left\langle \psi_n^- (\vec{k}_i, \vec{r}_1, \vec{r}_2) e^{i\vec{k}_b \cdot \vec{r}_0} \left| \frac{-2}{r_0} + \frac{1}{r_{01}} + \frac{1}{r_{02}} \right| \psi_i (\vec{r}_1, \vec{r}_2) e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_0} \right\rangle \quad (2.24)$$

mit  $i = 1$  oder  $i = 2$  entspricht, wie beim TS1- Mechanismus, der Einfachionisation ( $n = 1$ ) oder einer Einfachionisation mit simultaner Anregung des  $He^{1+}$ - Ion (bei  $n = 2$ ). Zeitlich folgt dann der Stoß zwischen dem gestreuten, der durch eine ebene Welle  $e^{i\vec{k}_b \cdot \vec{r}_0}$  beschrieben wird, und dem zweiten Targetelektron. Dieser zweite Stoß wird durch den folgenden Term repräsentiert:

$$\left\langle \psi_n^- (\vec{k}_i, \vec{r}_i) e^{i\vec{k}_b \cdot \vec{r}_0} \left| \frac{1}{r_{0i}} \right| e^{i\vec{k}_b \cdot \vec{r}_0} \varphi_N (\vec{r}_i) \right\rangle \quad (2.25)$$

mit  $i = 1$  oder  $i = 2$ .

In diesem Fall ist die Symmetrie um den Impulstransfervektor gebrochen. Dies röhrt von der aufeinanderfolgenden Wechselwirkung des einlaufenden Projektilelektrons, in dem zwei Impulsüberträge vorkommen:

$$\vec{k}_i - \vec{k}_b \text{ und } \vec{k}_b - \vec{k}_s \quad (2.26)$$

Neben der ersten und zweiten Bornscher Näherung gibt es noch weitere Ansätze zur Berechnung mehrfachdifferentieller Wirkungsquerschnitte für (e,3e) bzw. (e,2e)-Experimente, auf die hier nicht näher eingegangen wird. Siehe unter anderem [ALB96] [MCG83] [RTW92] [REM96].

### **3. Experimenteller Aufbau**

Mit der COLTRIMS ( **Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy**)- Technik, die etwa vor sechs Jahren entwickelt worden ist, lassen sich mikroskopische Strukturen in Ein- und Mehrteilchensystemen untersuchen. Diese Technik basiert hierbei auf der in der atomphysikalischen Forschung vielmals eingesetzten „Time of Flight“- Methode. Im Gegensatz zu einem reinen Flugzeit- Experiment, stellt COLTRIMS mit dem gleichzeitigen Einsatz mehrerer ortsauflösender Detektoren, experimentspezifischen Spektrometern und einem Überschallgasjet als Target ein „ Reaktionsmikroskop“ oder ein „ Impulsmikroskop“ dar, mit der hochauflösende Impulsspektroskopie betrieben werden kann. Sie ermöglicht somit die Untersuchung von Ionisationsprozessen und bietet einen Einblick in die Dynamik der inneratomaren Welt.

Während man in der herkömmlichen Impulsspektroskopie meistens eine Akzeptanz- einschränkung im Hinblick auf Raum- und Streuwinkel oder Energie, der aus der Reaktion heraustretenden Fragmente hinnehmen muß, hat man bei der COLTRIMS- Methode die Möglichkeit, fast ohne derartige Einschränkung die Messung durchzuführen, da die Raumwinkel- akzeptanz je nach Teilchen und Spektrometergeometrie nahezu bei  $4\pi$  liegt. Dennoch bietet sie in der nachfolgenden Analyse der Meßdaten, die Möglichkeit, diese in der Hardware fehlenden „Schlitze“ als Software- Bedingungen, sog. „Conditions“ einzusetzen. Für die Messung von mehrfachdifferentiellen Wirkungsquerschnitten beinhaltet dies eine erhebliche Verkürzung der Meßzeit. Zudem hat man hier Vorteile durch die scharfe Lokalisierung und kleine Ausdehnung des Targets, was bei anderen Impulsspektroskopieverfahren nicht gegeben ist. Die Flexibilität dieser Technik, zeichnet sich dadurch aus, daß als Projektil Photonen, Atome, Ionen und wie hier Elektronen, und als Target theoretisch alle erdenklichen Gase, sowohl Edelgase als auch molekulare Gase eingesetzt werden können. Ausserdem gibt es die Möglichkeit Festkörper als Targets einzusetzen [JAG96]. Sie findet mittlerweile nicht nur in der atomphysikalischen Grundlagenforschung eine Anwendung, sondern auch in der Chemie und verwandten Forschungsgebieten. Da der Aufbau des COLTRIMS- Experiments am Atomphysikkanal der Frankfurter EZR eines der Schwerpunkte der Arbeit darstellt, ist dieses Kapitel entsprechend ausführlich. Zunächst ist hier die neue Experimentierkammer vorgestellt, an der momentan weitere COLTRIMS- Experimente durchgeführt werden. Die Präparation des zweistufigen Ultraschallgasjets und die drei ortsauflösenden Teilchendetektoren werden ausführlich

behandelt. Besonderes Augenmerk ist auf die Entwicklung der beiden Spektrometer gelegt, die im Experiment zum Einsatz kamen. Das Vakuumsystem, die Elektronenkanone und die Ionenquelle EZR, mit der die Eichmessungen durchgeführt worden sind, werden kurz behandelt.

### 3.1 Experimentierkammer

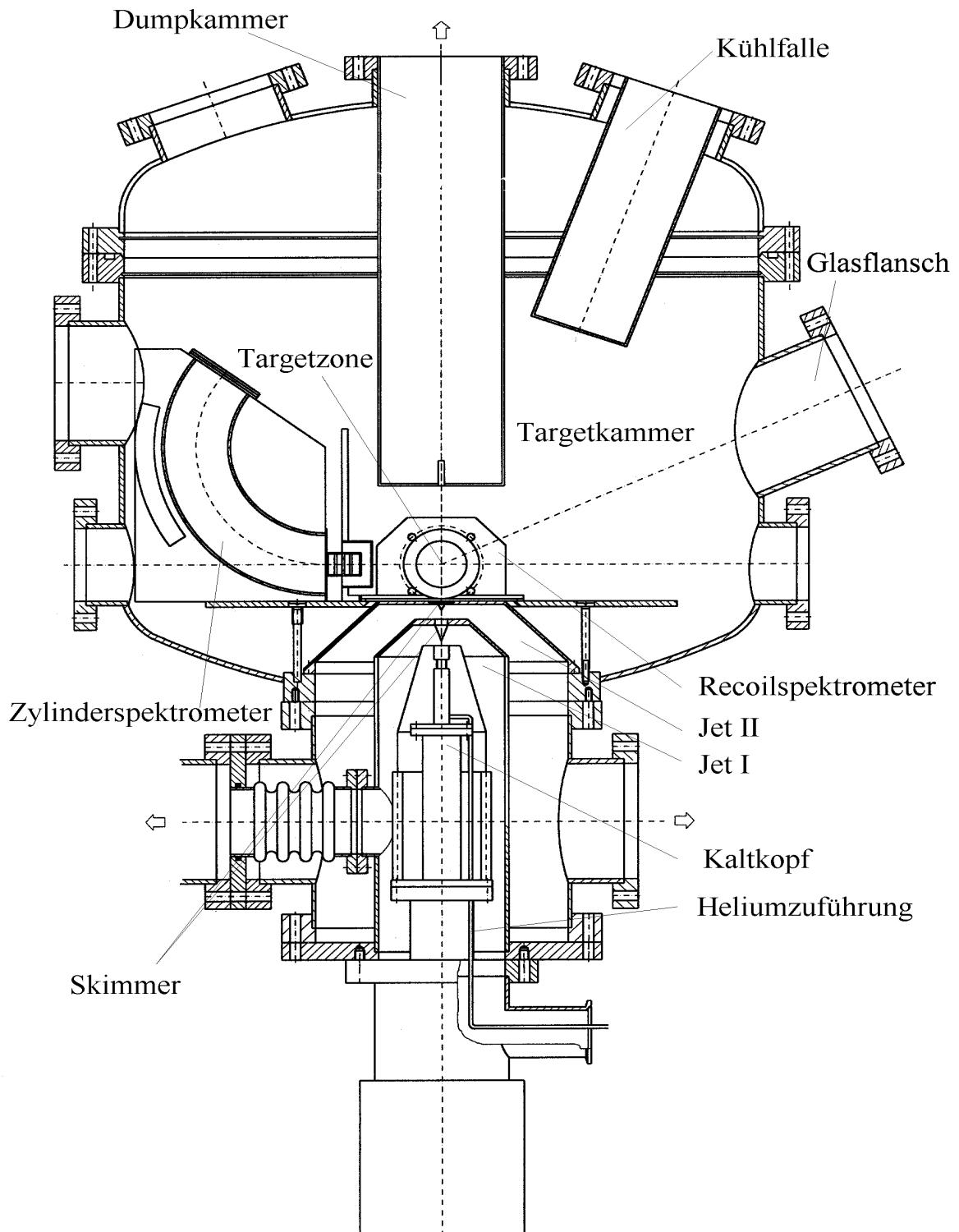
Bei der Entwicklung der Experimentierkammer wurde darauf geachtet, daß verschiedene Experimente der atomaren Stoßphysik an dieser durchgeführt werden können, zumal sie am Atomphysikkanal der Frankfurter EZR sitzt. Wie man in Abbildung 3.10 sieht, ist sie grob in vier Bereiche zu unterteilen :

- Jet I (Quellkammer)
- Jet II (Zwischenkammer)
- Target (Targetkammer)
- Dump (Jetvernichter)

Quellkammer und Zwischenkammer sind allein durch den ersten Skimmer, der einen Durchmesser von 220  $\mu\text{m}$  hat, miteinander verbunden, Zwischenkammer und Targetkammer mit einem weiteren Skimmer, der einen Durchmesser von 700  $\mu\text{m}$  besitzt. Die Düse, die auf dem Kaltkopf unterhalb des ersten Skimmers sitzt hat einen Durchmesser von 30  $\mu\text{m}$ . Der Innendurchmesser der Kammer beträgt etwa 50 cm. Um verschiedenen Experimenten gerecht zu werden, wurden zahlreiche Flanschöffnungen berücksichtigt, an denen u.a. Pumpen, Meßzellen und Buchsenflansche angebracht wurden. Damit die Justierung des Gasjets, die Düse, die beiden Skimmer, den Targetort und die Öffnung in den Jetvernichter auf eine senkrechte Gerade zu bringen, so einfach wie möglich geschieht, sind sie gegeneinander auf der Horizontalebene in beide Raumrichtungen beweglich angebracht worden. Zudem ist der Abstand zwischen Düse und Skimmer variierbar, um über die Veränderung der Geometrie, die Gasjeteigenschaften zu ändern. Der Kaltkopf ist mit einem dicken O- Ring durch vier Feingewindeschrauben an die Kammer angebracht, so daß man ihn von außen mit Drehen an der jeweiligen Schraube leicht in die gewünschte Richtung kippen kann. Der maximale Kippwinkel beträgt aber lediglich 4°. Alle Kammerabschnitte sind durch Bypass- Ventile miteinander verbunden, so daß bei der Belüftung (meistens mit flüssigem Stickstoff, um das Eindringen von Wasser in die Kammer zu verhindern) keine Druckdifferenzen entstehen, die eventuell die empfindlichen Skimmer beschädigen könnten. Die Düse sitzt auf einem Gewinderohrstück und ist mit Indium gedichtet. Das Gewinderohrstück mit Teflondichtung

läßt sich stufenlos in den Kaltkopf hinein- und herausdrehen und ermöglicht so die Variation des Düse- Skimmer Abstandes. Der zweite Skimmer, der in die Jet II hineinragt sitzt auf einem Hut und ist ebenfalls mit Indium gedichtet. Der Hut läßt sich in der Horizontalebene um etwa 2 mm in alle Richtungen bewegen. An das Gewinderohrstück ist ein Thermoelement angebracht, mit dem man die Temperatur des Kaltkopfes messen kann.

Um das Vakuum durch Stickstoffkühlung zu verbessern, ist eine überdimensionierte Kühlfalle an der Kammer installiert. Je nach Außentemperatur war die Kühlfalle alle 8- 10 Stunden aufzufüllen. Der Tisch, auf dem sowohl das Projektilspektrometer als auch das Rückstoßionenimpulsspektrometer befestigt sind, läßt sich in der Höhe verstellen, so daß bei eventuellen Änderung der Strahlhöhe die Spektrometer nachgefahren werden können. Die Dumpkammer, ein Edelstahlzylinder, besitzt eine 15 mm große Öffnung durch die der Gasjet in die Kammer eintreten kann.



*Abbildung 3.10: Die neu entwickelte Experimentierkammer. Sie hat einen Durchmesser von etwa 50 cm. Zu sehen ist das Rückstoßionenimpulsspektrometer im Targetbereich. Für die optische Kontrolle des Elektronenstrahls ist unter anderem der Einbau eines großen Sichtflansches, rechts, über dem Strahleintrittsflansch berücksichtigt worden.*

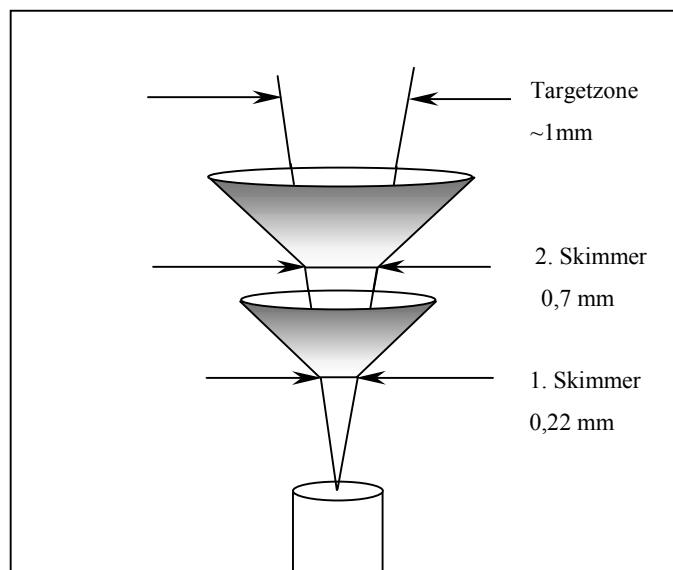
### 3.2 Präparation des zweistufigen Ultraschall- Gasjets

Um eine hohe Auflösung in den gemessenen Rückstoßionenimpulsen zu erreichen, ist es notwendig, die interne Bewegungsenergie im Targetjet so weit herunterzusetzen, daß sie die zu messenden Rückstoßionenimpulse so wenig wie möglich stören. Eine atomare Einheit Impuls entspricht bei Elektronen einer Energie von 13,6 eV, bei den 7300 mal schwereren Rückstoßionen hingegen nur 2 meV. Das bedeutet, daß die interne Bewegungsenergie, die bei Zimmertemperatur bei etwa 40 meV liegt, auf viel weniger als 2 meV heruntergesetzt werden muß, um sinnvoll Impulsspektroskopie zu betreiben. Ein geeignetes Target stellt der Ultraschallgasjet dar.

Bei dem Ultraschallgasjet befindet sich das Heliumgas mit einem geeigneten Vordruck  $p_0$  im Stempel des Kryostaten auf dem die Düse sitzt. Das Heliumgas wird im Stempel von Zimmertemperatur auf eine Endtemperatur von etwa 20 K gebracht, danach tritt es aus der Düse in die Quellkammer hinein. Durch die adiabatische und isochore Expansion des Gases kühlt sich das Gas nochmal ab. Die so erreichte Temperatur am Targetort liegt im Bereich von einigen hundert mK.

In diesem Experiment ergaben sich unerwartete Schwierigkeiten im Hinblick auf die Kühlung des Kaltkopfes, so daß die Messung durchweg ohne die Kühlung des Kaltkopfes erfolgte, was natürlich die erstrebte Auflösung beeinträchtigt. Zunächst wurde empirisch festgestellt, bei welchen geometrischen Bedingungen und bei welchen Drücken das Gasjettarget am besten funktioniert. Dazu wurden mehrere Meßreihen aufgenommen, die im Kapitel Testmessungen gesondert aufgeführt sind. Eine Schwierigkeit bestand darin, die Düse, die beiden Skimmer, die Targetzone und schließlich das Eintrittsloch in die Dumpkammer auf eine senkrechte Gerade zu bringen. Zudem sollte noch darauf geachtet werden, daß der Gasjet in der Dumpkammer nicht die Nabe der Turbomolekularpumpe trifft, sondern die sich mit 40000 U/min drehenden Rotorblätter. So wird ein Rücklaufen des in die Dumpkammer eingelaufenen Gasjets minimiert. Während man in der vorherigen Version der Experimentierkammer die Düse durch eine ausgeklügelte Mechanik von außen in allen drei Raumrichtungen bewegen konnte, mußte man hier für jede Veränderung der Düsenposition in Richtung des Jets die Kammer belüften, den Kaltkopf ausbauen, den Stempelkopf, auf dem die Düse sitzt, vorsichtig hinein- bzw. herausdrehen, die Teflondichtung erneuern und vor dem Wiedereinbau auf ihre Zuverlässigkeit hin überprüfen. Nach mehreren Meßreihen hat sich ein Abstand von 2,0 mm als optimal erwiesen. In Abbildung 3.11 ist die Geometrie des Gasjettargets dargestellt. In der Targetzone haben wir eine Jetdurchmesser von 1 mm. Die Dichte des Jets läßt sich auf verschiedene Weisen abschätzen: Zum einen haben wir die

Möglichkeit, sie über das Verhältnis der Zählraten am Rückstoßionendetektor zu bestimmen. Das Verhältnis der Zählrate zwischen ein- und ausgeschaltetem Gasjetttarget lag bei etwa 8,5. Diese Abschätzung ist allerdings zu ungenau. Eine weitere Methode besteht darin, aus bekannten Wirkungsquerschnitten die Dichte des Targets zu ermitteln. Die Bestimmung der Jetdichte nach der hier angewandten Methode wird in Abschnitt 5.11 behandelt. Die Targetdichte ist für eine derartige Messung wegen der Statistik eine wichtige Größe. Die Signifikanz der Statistik ist wiederum durch eine hohe Anzahl koinzidenter Ereignisse innerhalb der Meßzeit gegeben.



*Abbildung 3.11: Schematische Darstellung des Gasjetttargets mit 2,0 mm Düse- Skimmer Abstand. Der Abstand zwischen den beiden Skimmern war mit 28,5 mm fest.*

Für ein dichtes Gasjetttarget ist eine große Pumpleistung in der Quellkammer notwendig. In dieser Kammer ist hierfür eine RUVAC- Rootspumpe mit einer davorgeschalteten TRIVAC-Drehschieberpumpe installiert. Die Pumpleistung dieser Kombination liegt bei  $253 \text{ m}^3/\text{h}$  bei einem Enddruck von  $< 1 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ .

### 3.3 Das Vakuumsystem

An der Kammer sind insgesamt fünf Turbomolekularpumpen angeschlossen. Die TURBOVAC-Turbomolekularpumpen haben eine Saugleistung von  $360 \text{ l/s}$ . Die davorgeschalteten Membranpumpen haben ein Saugvermögen von  $3,3 \text{ m}^3/\text{h}$ . Um die Kammer erstmal auf Betriebsdruck der Turbopumpen zu bringen ist eine große TRIVAC- Vorpumpe mit einer Saugleistung von  $30 \text{ m}^3/\text{h}$  angeschlossen. Die Turbomolekularpumpe, die auf dem

Jetvernichter sitzt, ist leicht schräg angebaut, damit der Jet nicht die Achse der Pumpe trifft, sondern die Rotorblätter der Pumpe. So wird ein effizientes Abpumpen gewährleistet und damit der Rücklauf des Jets in die Targetkammer minimiert. Dies ist von grundlegender Bedeutung, da durch den Anstieg des Drucks in der Dumpkammer der Jet optimiert wird. Wegen des großen Rückstoßionenimpulsspektrometers wurde die Kammer mit einem Zylinderrohr senkrecht zur Strahlrichtung erweitert. Da hierdurch der Rückstoßionendetektor weit entfernt von den Pumpen lag, wurde eine kleine Turbopumpe mit einer Saugleistung von 35 l/s in der Nähe des Rückstoßionendetektors installiert. Eine weitere Turbomolekularpumpe befand sich in der Nähe der Elektronenkanone, die sich außerhalb der Kammer im einlaufenden Strahlrohr befand.

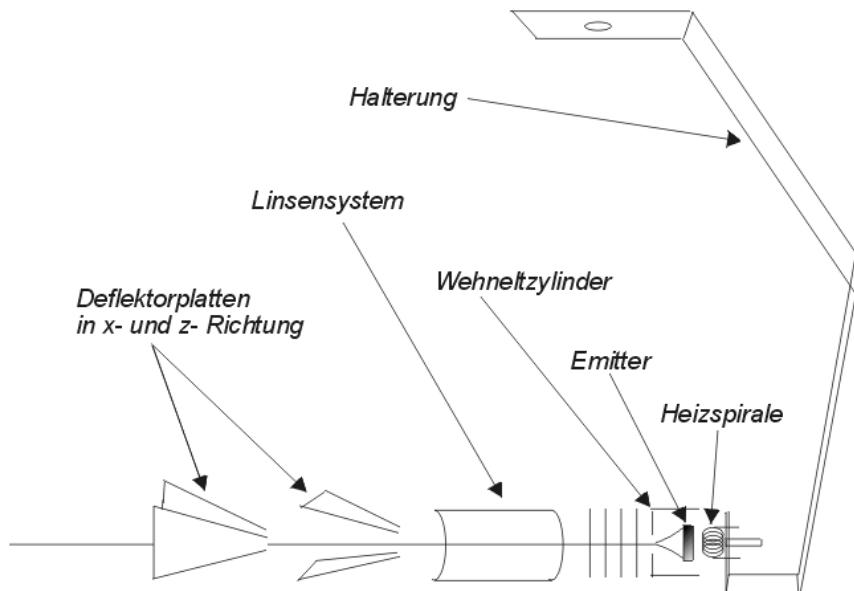
### 3.4 Elektronenkanone

Als Quelle für die Elektronen wurde eine handelsübliche, in Fernsehröhren und Oszilloskopen anzutreffende Elektronenkanone eingesetzt. Für den Projektstrahl sind verschiedene Bedingungen zu erfüllen:

- Der Strahl, bzw. die Kanone muß in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung justierbar sein
- Die Divergenz muß möglichst klein sein
- Sie muß zeitlich und örtlich über die ganze Messung über konstant bleiben
- Die Intensität des Elektronenstrahls muß regelbar sein

Mit der von uns eingesetzten Kanone sind diese Punkte bis auf die erste Bedingung nahezu erfüllt. Die Hauptschwierigkeit bei der Elektronenkanone bestand darin, den Strahl so zu fokussieren, daß er ohne die Teile des Spektrometers zu berühren direkt den Heliumjet kreuzt. In allen Messungen lag die Energie der Projektilelektronen bei 550 eV. Zunächst wurde versucht ohne Kollimation des Elektronenstrahls zu arbeiten, weil nach Erfahrungen anderer Arbeitsgruppen, z. B. [ALB95], eine Kollimation zur Folge hat, daß die Elektronen an den Schlitten zu sehr streuen und die Messung erschweren. Ohne Kollimation dagegen ist es ungemein schwierig den Elektronenstrahl passend zu fokussieren. Denn der Elektronenstrahl besitzt einen Halo um den eigentlichen Strahl, der die Messung stört. Abbildung 3.12 zeigt den schematischen Aufbau der Elektronenkanone mit den dazugehörigen Spannungen. Mit der Gegenspannung am Wehneltzylinder, läßt sich der Durchmesser des Elektronenstrahls einstellen. Zur optischen Kontrolle wurde eine von außen fahrbare Blende vor das Spektrometer eingebaut und mit einem Lumineszenspulver angestrichen, so daß der Strahldurchmesser und, viel wichtiger die Strahlführung, d.h. der Ort des Strahls durch ein

Glasflansch kontrolliert werden konnte. Desweiteren wurden die beiden Deflektorplattenpaare am Ende der Elektronenkanone über eine Spannungsregelung an einige Volt Spannung angelegt, um nach Bedarf die Strahlposition zu verändern. Gebaut wurde hierzu eine Potentiometerregelung mit der die beiden Plattenpaare symmetrisch zueinander gefahren werden konnten. Der Abstand der Elektronenkanone von der Targetzone betrug rund 700 mm. Zur besseren Positionierung der Kanone wurde sie an eine Kollimatorschraube angebracht, so daß sie in der Horizontalebene bewegt werden konnte.



	Heizspirale	Emitter	Wehneltzylinder	Linse	Deflektorplatten
Spannung [Volt]	$-550 \pm 3,5$	- 550	- 530	- 470	$\pm 10$

*Abbildung 3.12: Schematischer Aufbau der eingesetzten Elektronenkanone mit den dazugehörigen Spannungswerten.*

### 3.5 Kompensation des Erdmagnetfeldes

Der Elektronenstrahl legt insgesamt eine Strecke von etwa einem Meter zurück bis er den Projektildetektor erreicht. Er wird auf dieser Strecke durch das Erdmagnetfeld abgelenkt, was das Fädeln des Strahls erschwert.

Mit Helmholtzspulen, die horizontal um die Kammer herum angelegt waren, haben wir versucht den Einfluß des Erdmagnetfeldes zu kompensieren. Während mit der Hallsonde die y- Komponente des Vektors für die magnetische Flußdichte  $\vec{B}$  in der Nähe der Targetzone

gemessen wurde, haben wir über den Spulenstrom das Gegenfeld so eingestellt, daß die Hallsonde kein Feld mehr anzeigen. Näheres wird in Abschnitt 5.3 behandelt.

### 3.6 Die Ionenquelle EZR

Die Frankfurter EZR- Ionenquelle, an der sich unsere COLTRIMS- Apparatur befindet und an der in nächster Zeit verschiedene Experimente zu Ion- Atom bzw. Ion- Molekül- Stößen stattfinden werden, ist schematisch in Abbildung 3.13 dargestellt. Im Gegensatz zu den Van-de- Graaf Beschleunigern im IKF hat man bei der EZR die Möglichkeit Ionenstrahlen mit Energien im unteren kV- Bereich (zwischen 5 und 100 kV) zu erzeugen. Für die Eichmessungen haben wir  $He^{2+}$ - Ionen bei einer Quellenspannung von 23 kV bzw. 35 kV eingesetzt.

Für atomphysikalische Experimente sind Ionenquellen von wichtiger Bedeutung. In einer Elektron- Zyklotron- Resonanz- Ionenquelle ( auch: ECRIS, Electron- Cyclotron- Resonance Ion Source ) werden langsame Elektronen durch Hochfrequenzfelder nach dem Prinzip der Zyklotron- Resonanz auf Energien bis einige hundert keV beschleunigt. Mit Hilfe von Multipolmagneten (hier: Hexapol) werden die Elektronen in der Quellenkammer eingeschlossen. In dieselbe Kammer wird das zu ionisierende Gas eingelassen. Die Gasionen unterliegen hier dem ständigen Bombardement der energiereichen Elektronen, so daß die Ionen mehr und mehr auf höher geladene Zustände kommen. Der Einschluß der Ionen erfolgt durch die Potentialunterschiede im Plasma und kann nicht von außen gesteuert werden. Die Vorteile einer EZR- Quelle gegenüber anderen Quellentypen (Electron Beam Ion Source, EBIS, Laser Ion Source, LIS) liegen in ihrer Langzeitstabilität und einer hohen Lebensdauer, während die Nachteile im hohen Energieverbrauch und in der Strahlqualität liegen. Mit dem 127°- Analysiermagneten kann man die gewünschte Ladung und Strahlkanal einstellen. Zu Berücksichtigen ist der Einfluß der Magnete auf das durchzuführende Experiment. Damit dieser Einfluß auf die Rückstoßionen während der Eichmessung gering bleibt, haben wir das Zylinderrohr, in dem sich das Rückstoßionenspektrometer befindet, mit  $\mu$ - Metallplatten abgeschirmt. Die Kollimatorposition nach der Elektronenkanone wurde bei den Messungen nicht verändert, so daß die Eichung ohne Korrektur unmittelbar auf die Messung mit der Elektronenkanone anzuwenden war. Zur weitergehenden Information über die Frankfurter Elektron- Zyklotron- Resonanz Ionenquelle siehe [LOS96] [STR98].

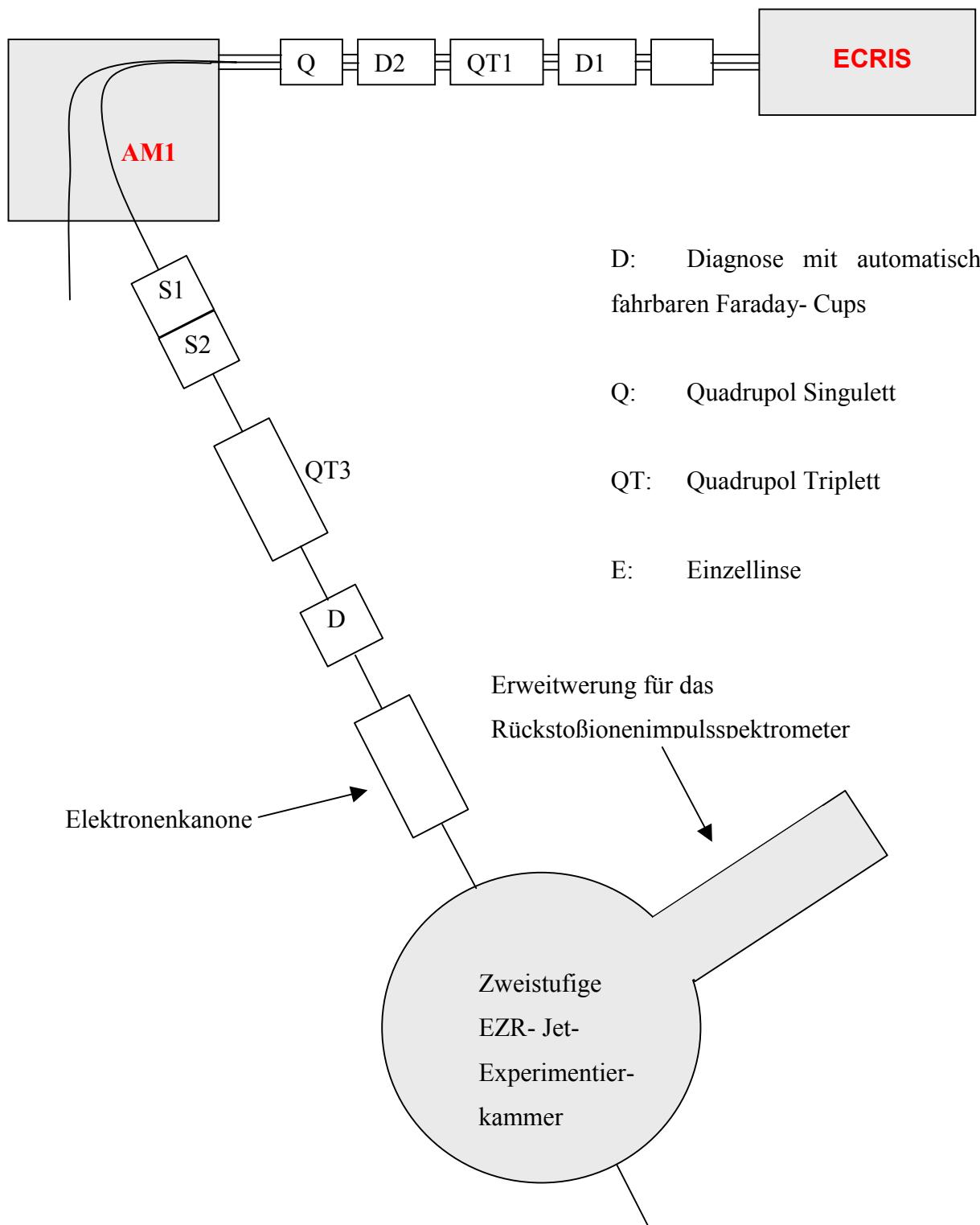
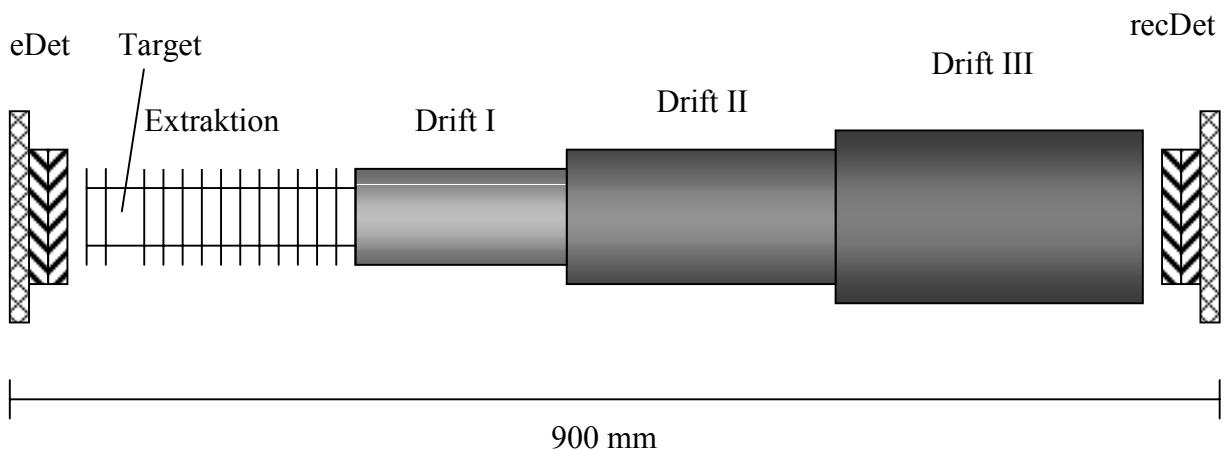


Abbildung 3.13: EZR und die Lage der Experimentierkammer mit dem zweistufigen Jet.

### 3.7 Das Rückstoßionenimpulsspektrometer

Das Spektrometer ist eine Neuentwicklung, das zum erstenmal in dieser Arbeit zum Einsatz kam. Sie ist in Abbildung 3.14 dargestellt. Die hauptsächliche Veränderung gegenüber den vorherigen Spektrometertypen, die in [JAG94], [VME96], [LSP97] und [KKH98] u.a. zum Einsatz kamen, besteht darin, daß in diesem keine Potentialgitter zur Trennung von verschiedenen Bereichen des Spektrometers vorhanden sind. Dies hat den Vorteil, daß der Transmissionsverlust, der durch die Gitter hervorgerufen wird und je nach Gitter bei 10–25 % liegt, nicht mehr vorhanden ist. Während den Testmessungen haben wir verschiedene Absaugspannungen an den verschiedenen Spektrometerteilen angelegt. Die elektrischen Feldstärken im Extraktionsabschnitt variierten hierbei zwischen 3 und 40 V/cm. Anhand der Simulation mit dem Programm SIMION (SIMulation of ION Trajectory) sind wir schließlich bei 3,3 V/cm geblieben. In Abbildung 3.16 ist die Anordnung des Spektrometers bezüglich Strahlachse und doppelstufigem Gasjet zu sehen.

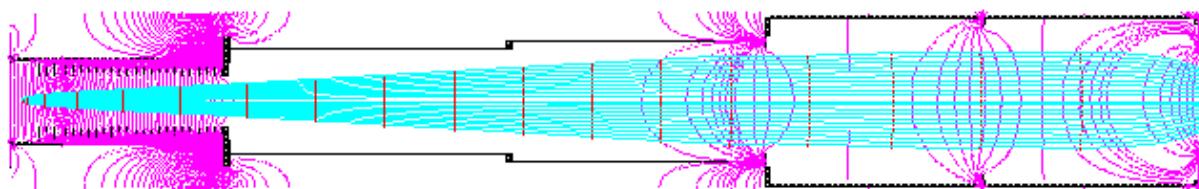


*Abbildung 3.14: Rückstoßionenimpulsspektrometer mit Elektronen- und Recoildetektor (eDet bzw. recDet).*

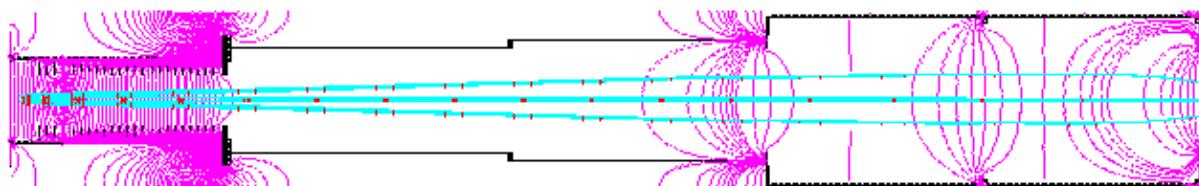
Die Innenfläche des Spektrometers und die Ringe im Extraktionsabschnitt sind mit einer hochohmigen 100 nm dicken Germaniumschicht bedampft, um Sekundärelektronen und unerwünschte Kontaktpotentiale zu vermeiden. Die Detektoren sind über isolierte Schrauben an das Spektrometer angebracht, so daß sie bei event. Kurzschlüssen o.ä. in den Detektoren leicht herausnehmbar sind, ohne das gesamte Spektrometer ausbauen zu müssen. Das Beschleunigungsfeld von 3,3 V/cm liegt im linken Bereich des Spektrometers, die Drift- und die Nachbeschleunigungsabschnitte in der Mitte und im rechten Bereich. Die Simulation der Ionentrajektorien ist in Abbildung 3.15 a) und b) dargestellt. In a) sieht man zehn Flugbahnen

von  $He^{1+}$ -Ionen mit verschiedenen Startimpulsen senkrecht zur Flugzeitrichtung. Hier wird die Abbildungslinearität demonstriert. In b) sieht man die Fokusierungseigenschaften des Spektrometers. Die Trajektorien gehören hierbei  $He^{1+}$ -Ionen, die von verschiedenen Punkten aus mit 1 mm Abstand zueinander starten ( $dx = dy = \pm 1 \text{ mm}$ ). Die obige und die untere Trajektorie zeigen den Fokusierungseffekt in transversaler Richtung, der durch die elektro-optische Linse, die sich im rechten Teil des Extraktionsabschnitts befindet, hervorgerufen wird. Die Trajektorien in der Mitte gehören zu Ionen ohne Anfangsimpulse, die von verschiedenen Orten aus in Zeitrichtung starten. Die Markierungen auf den Trajektorien enthalten Informationen über die Flugzeiten bzw. über den Zeitfokusierungseffekt.

a)



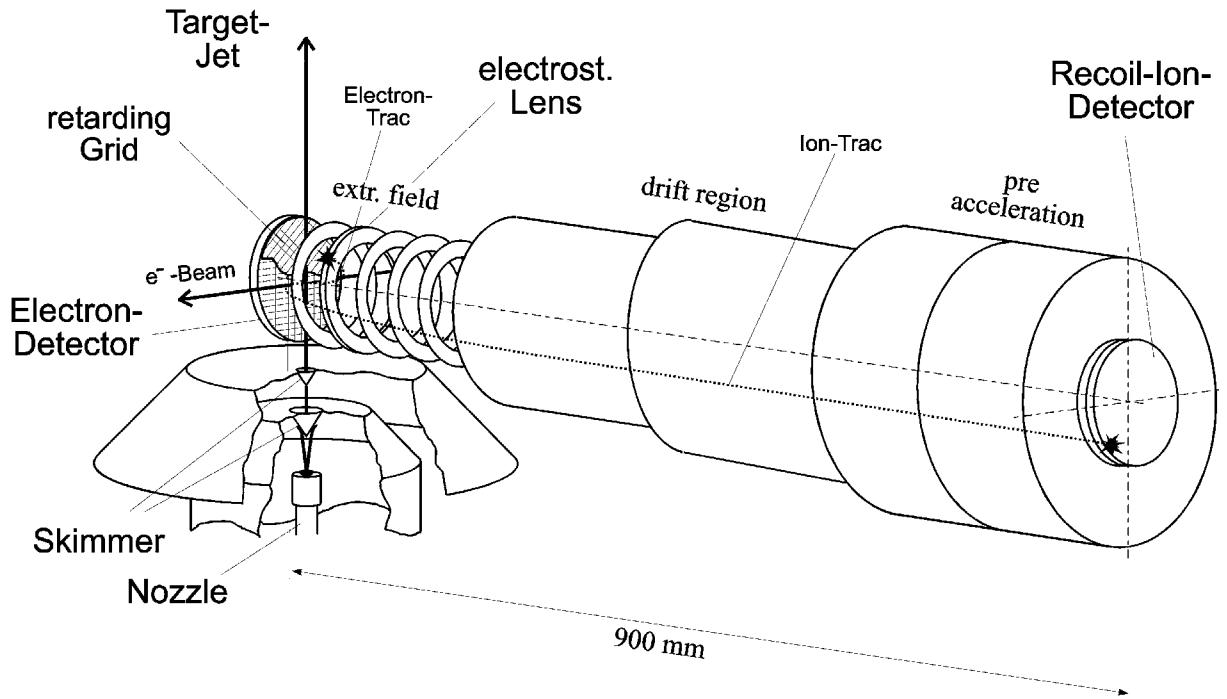
b)



*Abbildung 3.15: Simulation der Ionentrajektorien im Rückstoßionenimpulsspektrometer.*

Die an das Rückstoßionenimpulsspektrometer angelegten Spannungen waren die folgenden:

	Pusher Grid	Lens-Pusher	Lens-Drift	Drift I	Drift II	Drift III	Recoil Grid
Spannung [Volt]	+3,3	-10	-17,5	-57,5	-75	-110	-500

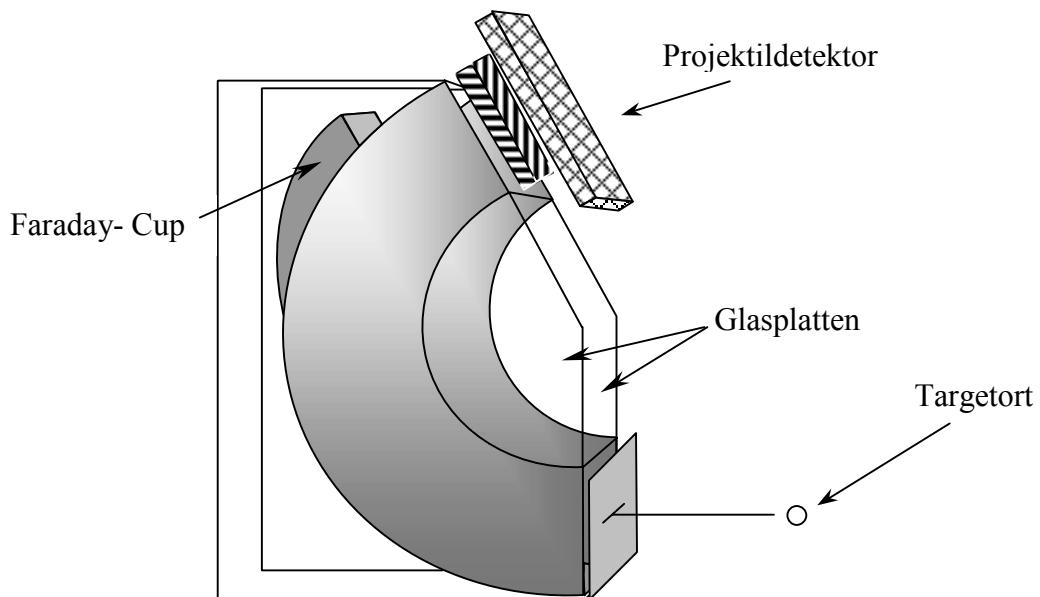


**Abbildung 3.16:** Anordnung des Rückstoßionenimpulsspektrometers bezüglich Strahlachse und doppelstufigem Ultraschallgasjet.

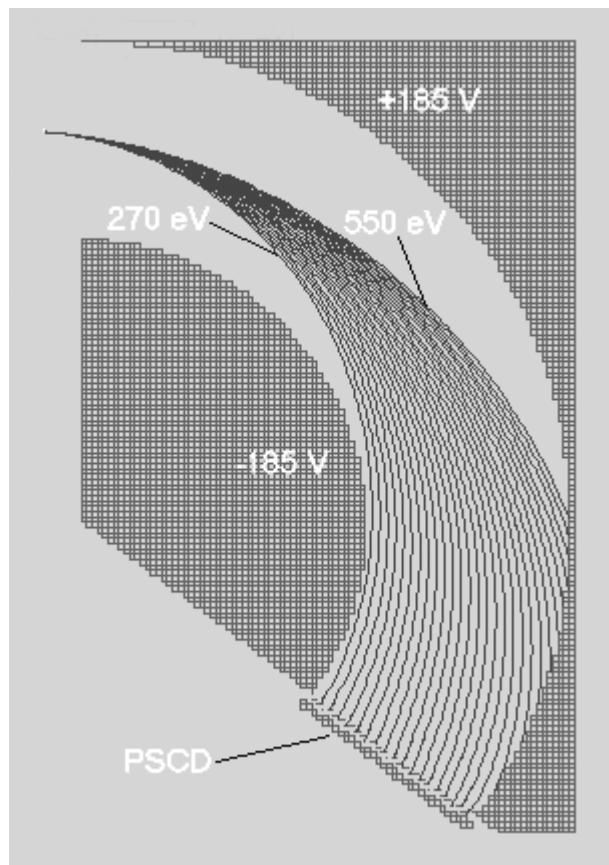
### 3.8 Das Projektilspektrometer

Als Projektilspektrometer haben wir ein  $127^\circ$ - Zylinderspektrometer eingesetzt, der den Streuwinkel in Zeitrichtung  $x$  und die Energie der gestreuten Projektilelektronen auflöst. Durch einen waagrechten Eintrittsschlitz auf Höhe der Targetzone am Spektrometer wird die Streuebene festgelegt. Allerdings haben wir später den Eintrittsschlitz ausbauen müssen, da die an ihm gestreuten Projektilelektronen für einen enorm großen Untergrund im Elektronendetektor gesorgt haben, wie wir im späteren Kapitel 7 noch sehen werden. In Abbildung 3.17 ist schematisch der Aufbau des Spektrometers dargestellt. Das Spektrometer ist winkelfokussierend, d.h. Elektronen, mit verschiedenen Eintrittswinkeln werden auf einen Punkt auf dem Detektor fokussiert. Verschiedene Eintrittsorte allerdings werden eins zu eins abgebildet. Diese Eigenschaften gelten für einen Targetpunkt, der direkt am Eingang des Projektilspektrometers liegt. Dieser Fall ist hier im Experiment nicht gegeben, da sich die Targetzone in dem Rückstoßionenimpulsspektrometer befindet. Der Abstand zum Eintritt in das Projektilspektrometer beträgt etwa 4 cm und muß bei der weiteren Analyse berücksichtigt werden. Die beiden bananenförmigen Spektrometerplatten sind seitlich mit vakuumtaug-

lichem Kleber an Glasplatten angebracht. Die Glasplatten erfüllen gleichzeitig die Funktion als Aufstellfuß. Die Innenflächen des Spektrometers sind ebenfalls mit einer hochohmigen Germaniumschicht bedampft, die das Austreten von Sekundärelektronen verhindert. Um nur die Projektilelektronen, die eine Reaktion hervorrufen und dabei Energie verlieren auf dem Detektor nachzuweisen und sie von dem eigentlichen Hauptstrahl, in dem noch die meiste Intensität des Strahls vorhanden ist, zu trennen, befindet sich in der Mitte der unteren Spektrometerplatte ein breiter Schlitz in Strahlrichtung, durch den der Hauptstrahl aus dem Spektrometer geführt und in einem Faraday- Cup, der auf positivem Potential liegt, vernichtet wird. Zur Gewährleistung der Feldhomogenität im Spektrometer ist am oberen Ende eine Drahtebene parallel zu den Platten angebracht, die Feldeingriffe vom Detektor verhindern soll. In unseren Messungen haben wir die Spannungen an den Platten immer symmetrisch gehalten, so daß die mittlere Bahn auf Erde lag.



**Abbildung 3.17:** Schematische Darstellung des 127°- Zylinderspektrometers, das zur Analyse der Streuwinkel und der Energieverluste der Projektilelektronen zum Einsatz kam.



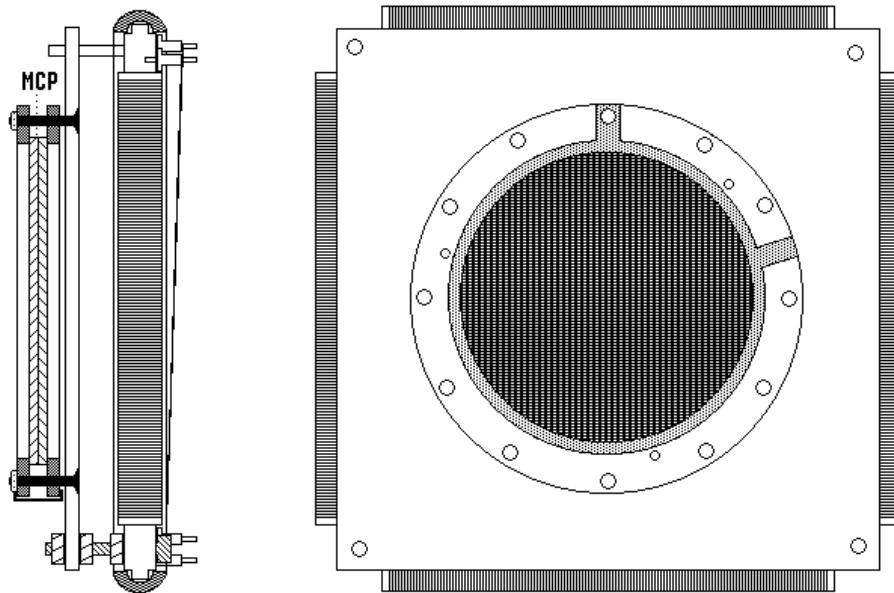
*Abbildung 3.18: Simulation der Elektronentrajektorien im Projektilspektrometer*

Der Entwurf des Projektilspektrometers wurde mit Hilfe des Simulationsprogramm SIMION durchgeführt. Desweiteren zeigten Anwendungen in [ITA98] die Tauglichkeit dieser Art von Spektrometern für die Analyse von Elektronen. Während in [ITA98] durch zwei aufeinanderfolgende Schlitze im Spektrometerinnern eine feste Energie eingestellt ist, entfällt diese Einschränkung hier völlig. Abbildung 3.18 zeigt die Simulation.

### 3.9 Die Teilchendetektoren

Für die Bestimmung der Impulskomponenten in allen drei Raumrichtungen, der aus einer Reaktion stammenden Fragmente sind neben der Flugzeiten auch die Auftrefforte derselben notwendig. Während man sich bei einer reinen Flugzeitmessung auf herkömmliche Detektoren, wie Channeltron oder einfache Multichannelplate- Detektoren zurückgreifen kann, muß man hier Detektoren einsetzen, die eine gleichzeitige Ortsauslese ermöglichen. Bei diesem Experiment haben wir, die in unserer Gruppe entwickelten MCP- Delay- Line Detektoren eingesetzt. Sie arbeiten nach dem Prinzip der Signallaufzeitmessung. Für die Verstärkung der Signale sind jeweils zwei Multichannelplates in Chevron- Anordnung den

Anoden vorangestellt. Abbildung 3.19 zeigt eines der Detektoren. Für Näheres siehe auch [JAG95] [LLL96] [THW96].



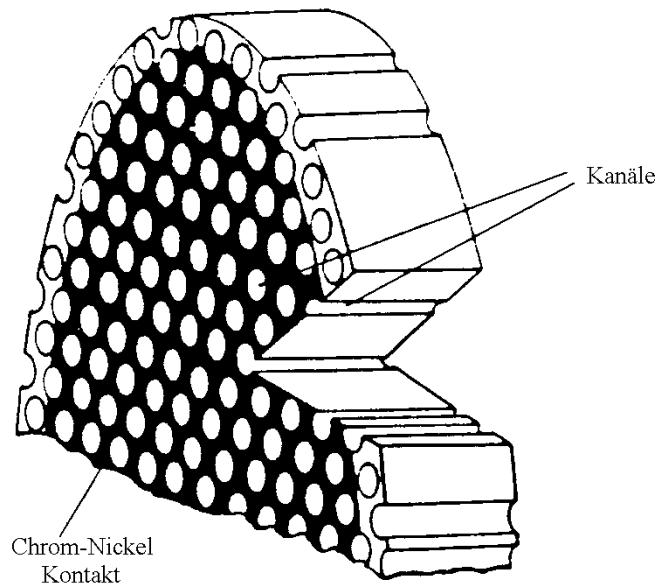
*Abbildung 3.19: MCP- Delay- Line- Detektor, auf dem neuesten Entwicklungsstand, wie sie dreifach in diesem Experiment eingesetzt wurde. Der Abstand zwischen der oberen Drahtebene und der MCP beträgt 12 mm.*

Neben den MCP- Delay- Line Detektoren gibt es die Wedge & Strip- Detektoren, die ebenfalls erfolgreich in unserer Gruppe eingesetzt werden. Bei der Wedge & Strip- Anode mißt man Ladungsmengen, die auf die verschiedenen Segmente der Anode entfallen und errechnet aus den Verhältnissen den Ort. Für die Messung der Ladungsmengen braucht man hochempfindliche Ladungsverstärker. Im Gegensatz zur Delay- Line- Anoden benötigen sie für die Ladungsintegration eine gewisse Zeit, die sich als Totzeit bemerkbar macht. Ein Vorteil ist allerdings die kompakte Bauweise. Für Näheres siehe [TWE98].

### 3.9.1 Multichannelplate

Die Multichannelplates, auch Mehrkanalplatten genannt, sind, wie in der Abbildung 3.20 gezeigt, Scheiben mit einem Durchmesser von 48 mm und einer Dicke von 1 mm. Anfänglich wurden diese Multichannelplates für militärische Zwecke, für Nachtsichtgeräte entwickelt. Sie sind aus Bleiglas. Die Innenseite der Kanäle auf den Multichannelplates sind mit einem niederohmigen Material beschichtet, so daß Elektronen leicht aus ihr austreten können. Der

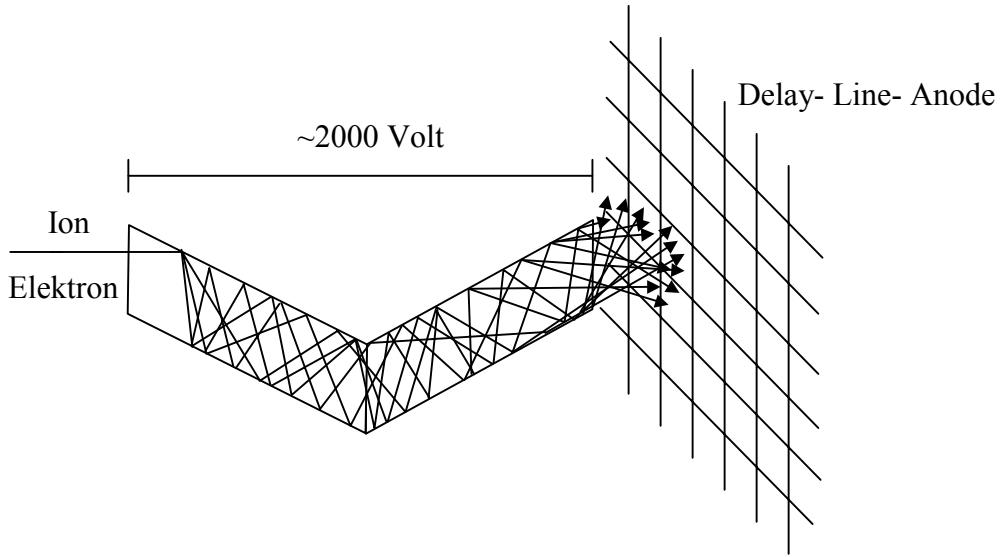
Durchmesser der einzelnen Kanäle beträgt  $25 \mu\text{m}$ . Die Kanalachsen sind um etwa  $10^\circ$  gegenüber der Oberfläche geneigt. Der Widerstand von einer Seite zur anderen beträgt einige  $10^7 \text{ Ohm}$ . Der Verstärkungsfaktor für die Chevron- Anordnung liegt bei etwa  $10^6$ . Die Betriebsspannung für eine der Platten liegt ungefähr bei  $1000 \pm 150 \text{ Volt}$ .



*Abbildung 3.20: Vergrößerung eines Multichannelplates.*

### 3.9.2 Delayline Anode

Die Delay- Line- Anode arbeitet nach dem Prinzip der Laufzeitmessung eines Signals, während andere nach dem Prinzip der Ladungsaufteilung (Wedge & Strip- Anode) [TWE98] und nach dem Prinzip der Widerstandsmessung (Resitiv Anode) arbeiten. Auf diese Anodentypen wird hier nicht näher eingegangen. In der Abbildung 3.21 ist eine Delay- Line- Anode dargestellt. Die nachzuweisenden Teilchen treffen auf die in der Chevron- Anordnung sitzenden Multichannelplates und lösen in den Kanälen eine Elektronenlawine aus (Abbildung 3.21). Diese erreicht nach einer kurzen Flugstrecke die Windungen der Anode. Diese kurze Flugstrecke ist notwendig, damit die Elektronenwolke sich aufweitet und möglichst mehrere Drahtwindungen der Anode trifft.



*Abbildung 3.21: Schematische Darstellung der Elektronenlawine bei der Chevron-Anordnung in einem der Kanäle der MCP's.*

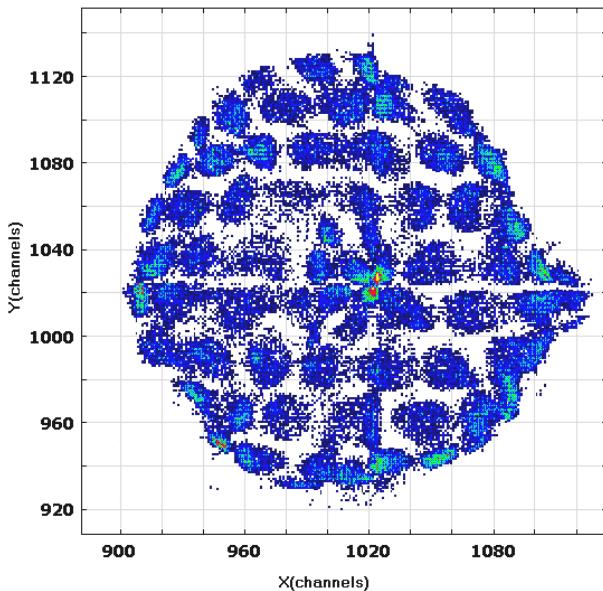
Auf dem Prinzip der Laufzeitmessung und der Lecherleitung beruhend, erzeugt die Elektronenlawine auf dem auf positiver Spannung liegenden Drahtpaar ein Elektronenüberschuss, der nahezu verlustfrei an die beiden Enden der Drähte läuft. Auf der anderen Drahtebene, die zur ersten senkrecht steht, erfolgt dasselbe. Somit erhalten wir vier Laufzeitsignale, von denen jeweils zwei zeitlich korreliert zueinander ankommen und somit eindeutige Information über den Aufstreffort der Elektronenwolke besitzen. Nach elektronischer Entkopplung und Verstärkung werden diese Signale zur Berechnung des Ortsbildes weiterverarbeitet.

## 4. Datenaufnahmesystem

Die Datenaufnahme hat sich während des Aufbaus dynamisch weiterentwickelt. Anfänglich stand uns ein ATARI- System mit MPDAS- Box zur Verfügung. Mit ihr wurden die ersten Testmessungen der Detektoren durchgeführt. Danach wurde ein PC- System mit interner TDC- Karte (Time-to-digital-converter) installiert und getestet, bis wir schließlich auf das CAMAC- System in Betrieb nahmen und hierauf die endgültigen Messungen durchführten. Das CAMAC- System bietet die Möglichkeit, TDC und ADC miteinander zu kombinieren, wie in dieser Arbeit durchgeführt.

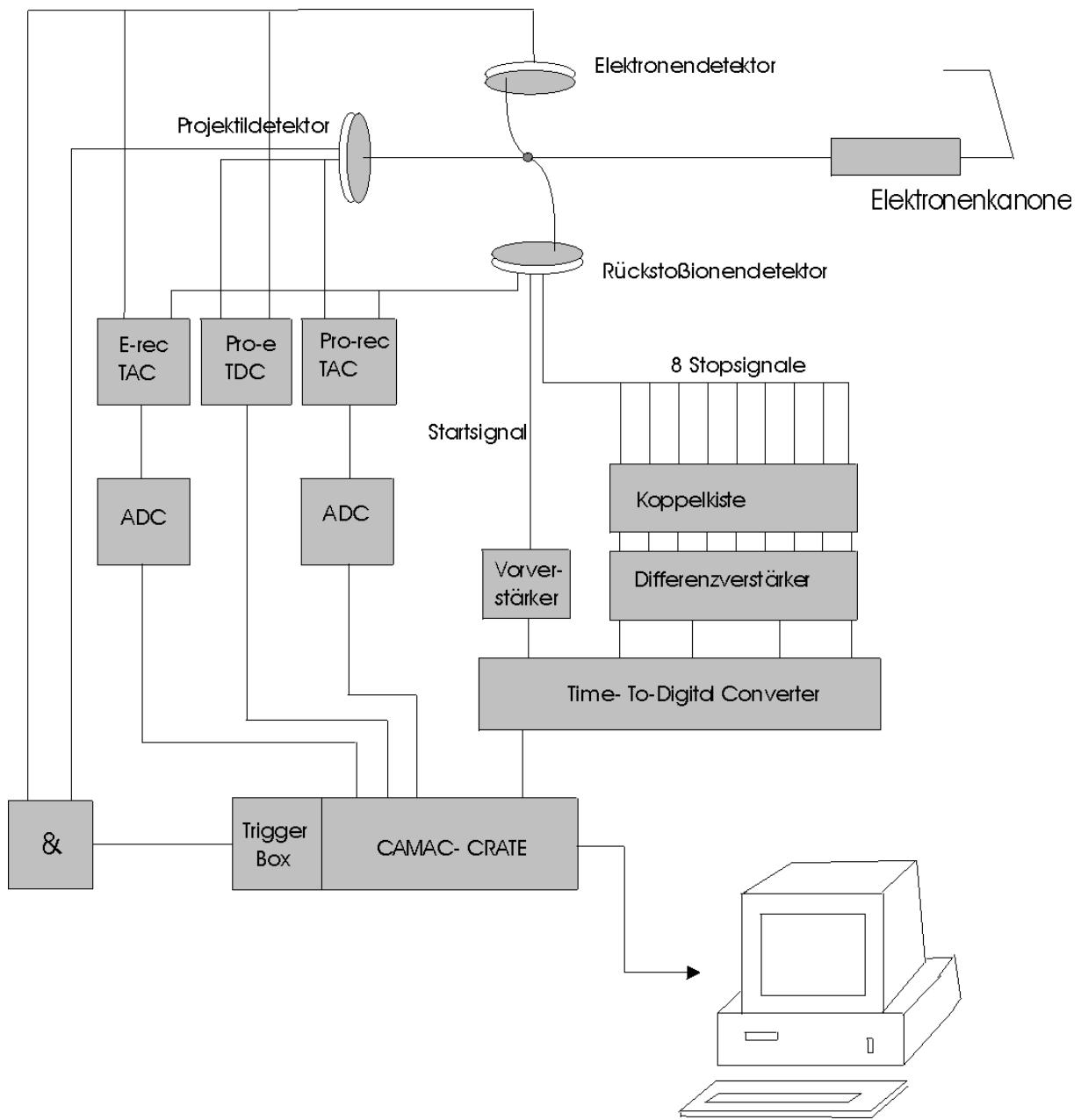
### 4.1 Hardware

Auf das schon überholte ATARI- System wird hier nicht eingegangen. Die interne TDC- Karte TMS2001, mit der Testmessungen durchgeführt worden sind, soll hier kurz behandelt und gleichzeitig die Gründe genannt werden, warum nicht mit dieser Karte gemessen wurde. In der Abbildung 4.10 ist das mit der TMS2001 aufgenommene Ortsbild des Elektronendetektors mit einer Lochmaske dargestellt. Wie man sieht besitzt das Ortsbild senkrechte und waagrechte „Falten“. Nach sorgfältiger Prüfung wurde festgestellt, daß diese Strukturen durch die NIM- TTL- Wandlung entstehen. Die TMS2001 akzeptiert nämlich nur TTL- Signale und die Elektronik in der Datenaufnahme basiert auf NIM- Standard. Die TTL- Signale sind stark leistungverbrauchende Signale. Wenn nun in ein Wandlermodul zwei oder mehrere Signale gleichzeitig ankommen, dann reicht die Leistung des Überrahmens nicht aus, um beide Signale mit Strom zu versorgen. Deshalb findet eine relative Verschiebung der Signale zueinander statt, was die Laufzeitmessung und somit den Ort verfälscht. Gleichzeitigkeit ist in der Mitte der Delay- Line- Anode gegeben, so daß dies die stärkere Ausprägung der Struktur in der Mitte des Ortsbildes in beide Richtungen zur Folge hat. Dies hat dazu beigetragen auf das altbewährte CAMAC- System umzusteigen. Ein hierzu aufgenommener Schattenwurf derselben Lochmaske ist in Abbildung 5.14 zu sehen.



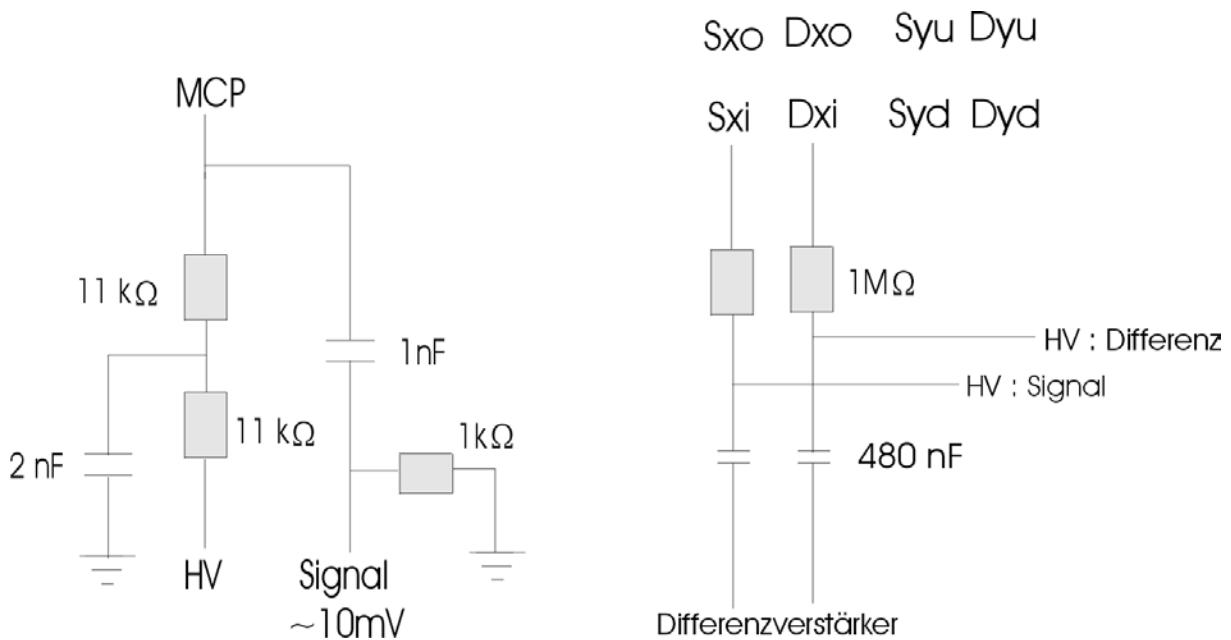
**Abbildung 4.10:** Ortsbild des Elektronendetektors aufgenommen mit der TMS2001.

Das Datenaufnahmesystem, das speziell für dieses Experiment zugeschnitten wurde, zeigt Abbildung 4.11. Zunächst haben wir drei Detektoren, die jeweils dieselbe Elektronik brauchen (es ist deswegen nur Elektronik zum Recoildetektor dargestellt). Als Datenaufnahmetrigger diente eine Überlappkoinzidenz zwischen dem MCP- Signal des Projektildetektors und dem des Elektronendetektors. Dabei wurden die Signale auf etwa 100 ns aufgeweitet, so daß der Überlappbereich eine Länge von 200 ns aufwies. Die beiden TAC's wurden auf eine Range von jeweils  $10\mu\text{s}$  eingestellt. Die TDC- Range lag bei 200 ns.



**Abbildung 4.11:** Das Datenaufnahmesystem für das  $(e, 3e)$ - Experiment.

Zur Auslese der einige Millivolt starken Signale von den auf einige Megavolt liegenden Multichannelplates und den Drahtpaarwindungen waren Filter sog. Koppelkisten nötig. Abbildung 4.12 zeigt eines der eingesetzten Koppelkisten einmal für die Channelplate-Signale und daneben für die Delay- Line- Anode.



**Abbildung 4.12:** Koppelkisten zur Auslese der mV- Signale von den Detektoren.

Die entkoppelten Signale werden in schnellen Verstärkern um etwa das 100fache verstärkt. Danach durchlaufen sie die „Constant- Fractions“. In diesen werden die Signale vom Rauschen getrennt und in Standard- NIM Signale umgewandelt.

## 4.2 Software

Als Datenaufnahmesoftware diente uns das CoboldPC. Für den Einsatz der Software braucht man eine Analyse- Datei, mit dem Namen Analysis.dll und ein Batchfile, mit der Endung .ccf (Cobold Command File), in der die einzelnen Koordinaten, Parameter, Bedingungen und schließlich ein- und zweidimensionale Spektren definiert werden. Da diese Software sowohl im Online- als auch im Offline- Betrieb eingesetzt werden kann, muß noch, je nach Bedarf eine DAQ.dll (Data Acquisition) eingebunden werden. Die in der Auswertung eingesetzten Dateien sind im Anhang aufgeführt.

Das Programm speichert die, aus dem Experiment einlaufenden Daten als Listmode- File ab. So stehen für die spätere Analyse der Daten nicht nur Spektren in Form von Grafikdateien zur Verfügung, sondern das Experiment läßt sich vielmehr im Computer noch einmal genau dem realen zeitlichen Ablauf entspechend „durchführen“. CoboldPC zeichnet sich durch eine sehr große Flexibilität aus. Es dient neben der Auswertung auch als ein Werkzeug zur Präsentation der darzustellenden Spektren. Die eingebaute Funktion, die Spektren als ASCII- Daten oder als

Grafik in andere Programme einzulesen und weiterzubearbeiten ergänzen den Leistungsumfang. Während in der Vergangenheit für Experimente in unserer Gruppe, das in Cern entwickelte PAW für die Datenauswertung und Cobold für Atari für die Datenaufnahme eingesetzt wurde, hat sich CoboldPC mittlerweile zum Standard sowohl für die Datenaufnahme als auch für die –auswertung für Experimente in unserer Gruppe und in anderen Gruppen entwickelt. Weitergehende Information befindet sich in der aktuellen Anleitung zum Programm [KUP98].

## 5. Testmessungen

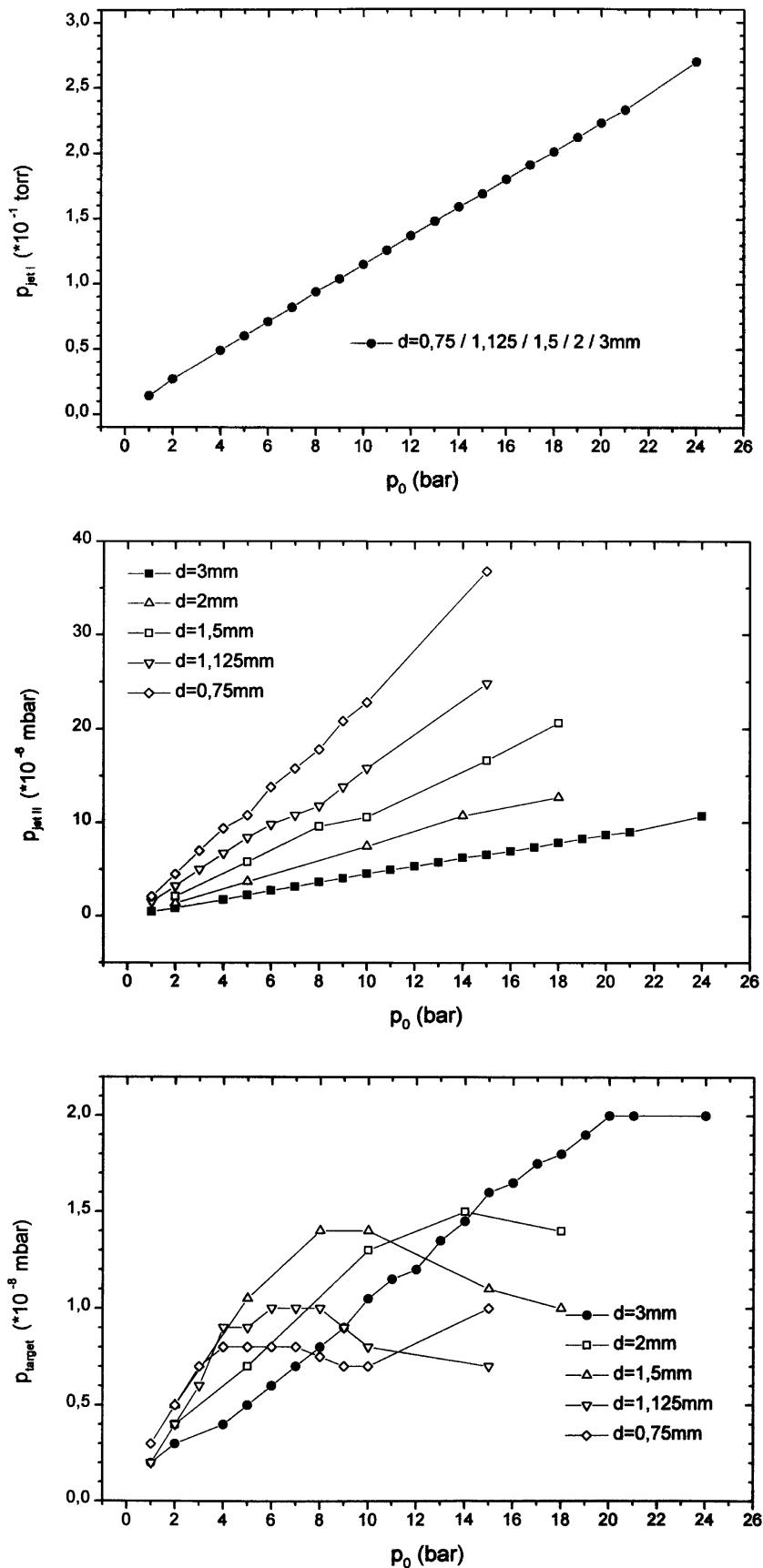
Vor der eigentlichen Messung waren zahlreiche Testmessungen notwendig. Zum einen wurde anfänglich viel Zeit damit verbracht, den Gasjettarget zu optimieren und zu untersuchen. Danach wurden die drei Detektoren nacheinander getestet, eingestellt und auf ihre Funktionsweise z. B. auf Homogenität und Linearität hin überprüft, was eine zeitraubende Herausforderung war.

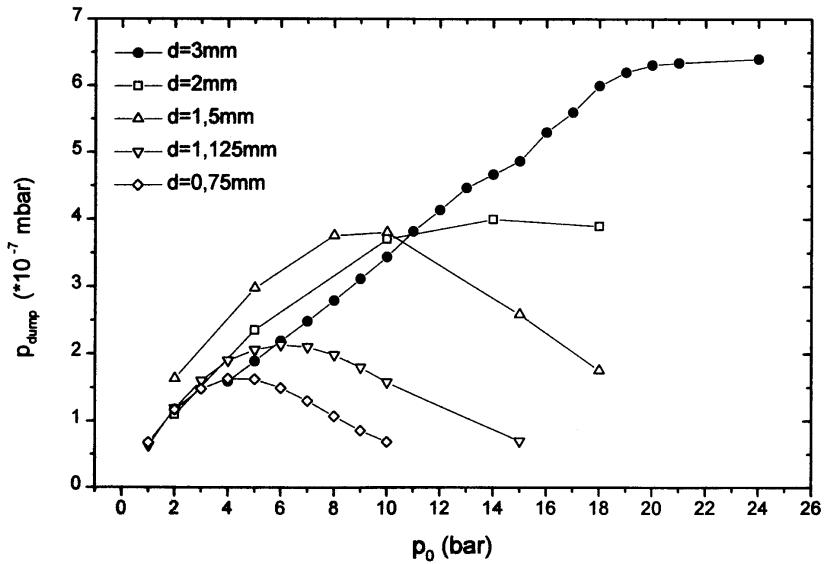
### 5.1 Messungen am Targetjet

In der Abbildung 5.10 sind die Druckveränderungen in den einzelnen Kammerabschnitten in Abhängigkeit von dem Vordruck  $p_0$  im Stempel und von dem Abstand d (Düse- Skimmer) dargestellt. Die Darstellung bedarf einiger Erklärung.

Zunächst haben wir versucht, das Grundvakuum in der Kammer so gut wie möglich zu halten. Erreicht haben wir Vakua zwischen  $1 \cdot 10^{-7}$  und  $2,5 \cdot 10^{-7}$  mbar in der Targetkammer. Dies war in erster Linie abhängig von der Außentemperatur. In den Grafiken sind nur die Druckanstiege angegeben, d.h. das Grundvakuum in der jeweiligen Kammer ist jeweils abgezogen. Damit wir der zeitlichen Veränderung des Grundvakuums Rechnung tragen, haben wir in konstantem Abstand das Grundvakuum gemessen. Wie man sieht, haben wir in der Quellkammer einen linearen Anstieg mit dem Vordruck  $p_0$  und keine Abhängigkeit von dem Abstand d. Der Gasanfall ist hier verständlicherweise am höchsten. Die Pumpleistung muß hier so groß sein, daß eine Überschallexpansion stattfindet. Dies ist der Fall, wenn der Umgebungsdruck, in den das Heliumgas expandiert, deutlich kleiner ist wie der gewählte Vordruck  $p_0$  [DMI88]. Das Gas strömt gerichtet in Form einer  $\cos^4$ - Verteilung aus der Düse und es bildet sich die „zone- of- silence“ des Jets aus. Der in diese Zone eintauchende Skimmer schält einen scharfen Strahl aus, der in die Zwischenkammer gelangt. Hier liegt das Grundvakuum im Bereich von  $7 \cdot 10^{-7}$  mbar. Der Anstieg ist hier nahezu linear. Je größer der Abstand, desto flacher wird der Anstieg. Sowohl in der Targetkammer als auch in der Dumpkammer haben wir eine miteinander korrelierte Abhängigkeit von dem Abstand d. Die Kurven weisen im Gegensatz zu den vorherigen Kurven ein Maximum auf, ab dem der Jet einbricht. Anhand des Anstiegs in der Dumpkammer haben wir die Positionierung des Targetjets vorgenommen. Sie ist die einzige Größe, mit der der Jet „gesehen“ werden kann. Der Abstand d muß nun so gewählt werden, daß der Anstieg in der Dumpkammer möglichst

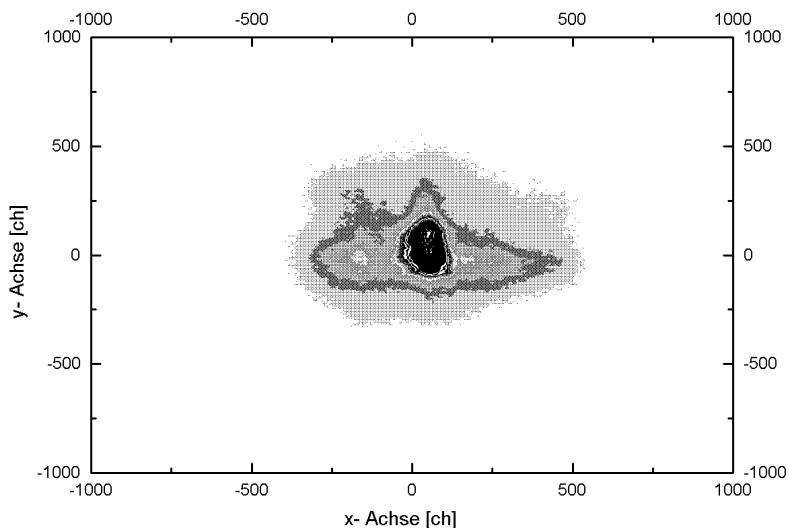
groß und der in der Targetkammer möglichst klein ist. Die Messungen erfolgten bei Zimmertemperatur.



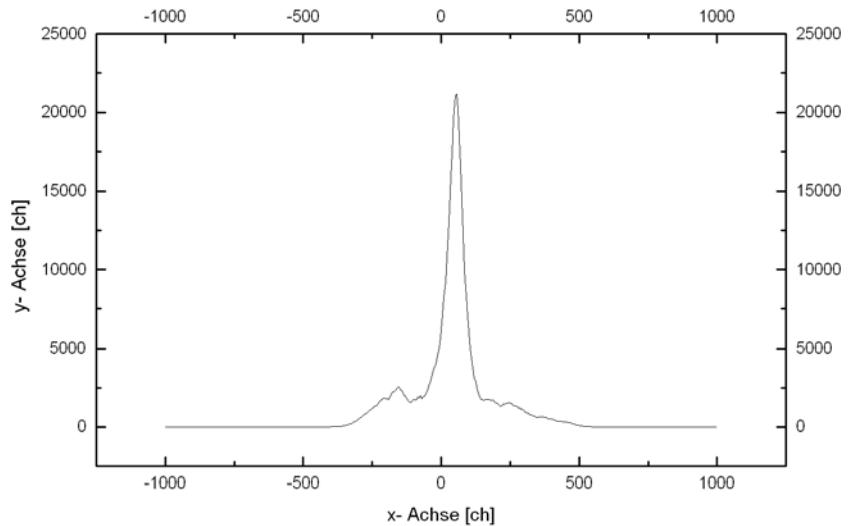


**Abbildung 5.10:** Druckveränderungen in den jeweiligen Kammerabschnitten in Abhängigkeit vom Vordruck  $p_0$ .

Für die Bestimmung der Jetdichte haben wir die Kammer mit Helium bis zu einem bekannten Druck geflutet, während der Rückstoßionendetektor in Betrieb war. In Abbildung 5.11 ist das hierzu aufgenommene Detektorbild dargestellt. Abbildung 5.12 zeigt die Projektion des Bildes auf die z- Achse (longitudinale Richtung). Aus dem Verhältnis des Peaks mit dem Untergrund lässt sich die Targetflächendichte auf etwa  $1,5 \cdot 10^{12}$  Atome  $\text{cm}^{-2}$  abschätzen.



**Abbildung 5.11:** Ionisationsspur des Ionenstahls auf dem Elektronendetektor mit Recoil-Jetfleck.



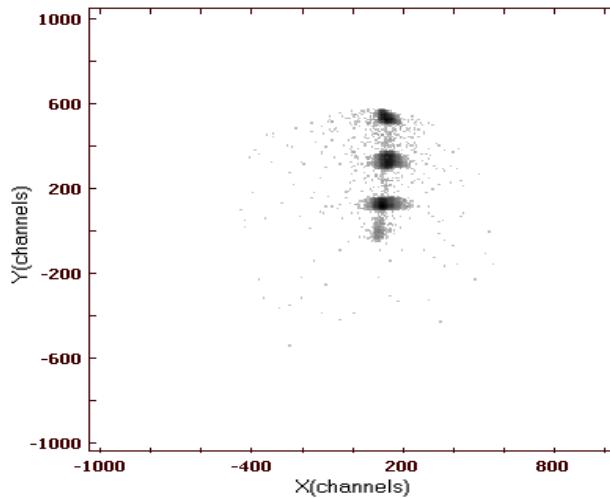
**Abbildung 5.12:** Projektion der Ionisationsspur und des Jetflecks auf die z- Achse in Strahlrichtung.

## 5.2 Testmessungen zur Projektilstrahlqualität

Um die optimale Strahlqualität zu finden, mußten mehrere Testmessungen an der Elektronenkanone vorgenommen werden. Mit verringrigerter Heizspannung haben wir den Hauptstrahl direkt auf den Projektildetektor gegeben und die verschiedenen Spannungen an der Elektronenkanone und die Kollimation variiert. Abbildung 5.13 zeigt das auf diese Weise aufgenommene Ortsbild des Projektildetektors. Um den Strom des Elektronenstrahls in Abhängigkeit von der Heizspannung zu vermessen, haben wir die Schlitzblende, die sich in der Kammer vor dem Spektrometer befand, an ein empfindliches Amperemeter angeschlossen. In Tabelle 5.10 ist der gemessene Strom in Abhängigkeit von der Heizspannung dargestellt.

Heizspannung [V]	7	8	8,5	9	9,5	10	10,5	11
Strom auf dem Leuchtschirm [ $10^{-12}$ pA]	~0	0,5	1	2	4	6	9	18

**Tabelle 5.10:** Elektronenstrahlstrom in Abhängigkeit von der Heizspannung.



**Abbildung 5.13:** Ortsbild des Projektildetektors mit dem direkten Elektronenstrahlfleck bei drei verschiedenen Projektilenergien.

### 5.3 Messung und Einfluß des Erdmagnetfeldes

Zur Verminderung des Einflusses des Erdmagnetfeldes haben wir Helmholtzspulen um die Kammer gelegt. In der Kammer haben wir an vier verschiedenen Meßpunkten entlang der Elektronenstrahlrichtung die magnetische Flußdichte  $B_0$  mit einer Hallsonde in allen drei Raumrichtungen gemessen. Den Spulenstrom  $I_S$  haben wir währenddessen variiert, so daß die senkrechte Komponente der magnetischen Flußdichte verschwand.

In der folgenden Tabelle sind die Meßwerte aufgeführt:

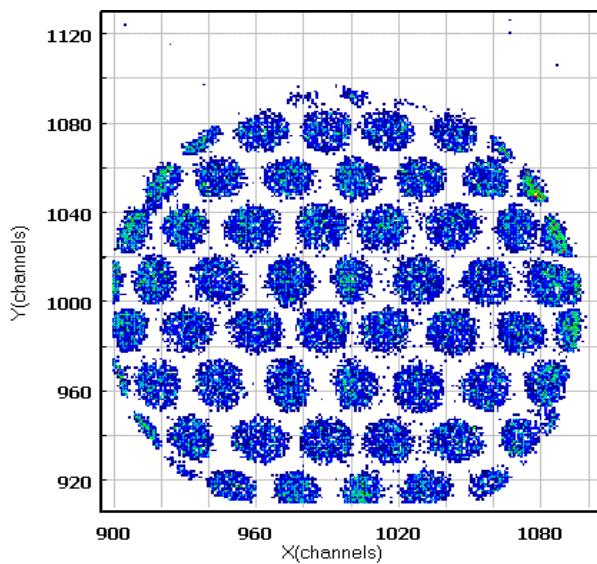
$B_0$ - Komponenten	X	Y	Z
Mag. Flußdichte $B_0$ [ $10^{-4}$ T] bei $I_S = 0$ A (Mittelwert der 4 Meßpunkte)	0,036	0,32	0,1
Mag. Flußdichte $B_0$ [ $10^{-4}$ T] bei $I_S = 0,7$ A (Mittelwert der 4 Meßpunkte)	0,05	0	0,13

Die Messung wurde bei 0,7 A Spulenstrom durchgeführt.

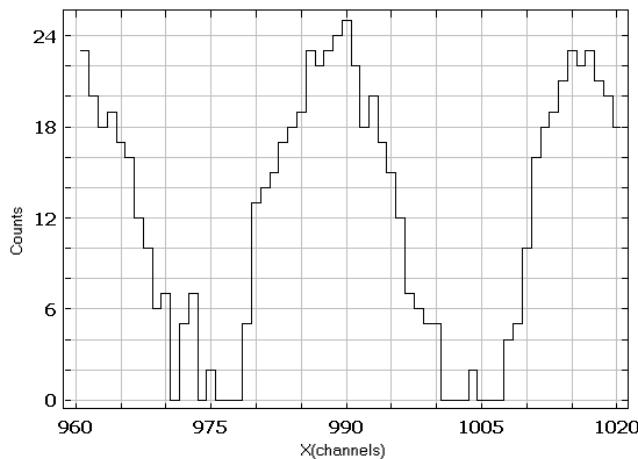
## 5.4 Projektil-, Elektron- und Rückstoßionendetektor

Im Vorfeld der eigentlichen Messung haben wir die Detektoren nacheinander auf Ihre Linearität im Ort hin überprüft. Hierzu haben wir eine Lochmaske auf die Frontseite der Detektoren angberacht. Als  $\alpha$ -Quelle diente Americium ( $^{241}\text{Am}$ ). Sie wurde in 35 cm Entfernung aufgestellt. An jedem Detektor sind fünf Spannungsversorgungen angebracht. Zwei jeweils für die Vorder- und Rückseite der MCP's (MCP front, back), eine an der Halterungplatte (delay middle) zwischen den MCP's und der Delay- Line- Anode und weitere zwei jeweils für die Drahtpaare (signal, difference) auf der Delay- Line- Anode. Zudem sind die Abstände zwischen den einzelnen Detektorteilen ebenfalls Variablen, die genauso optimiert werden mußten, wie die Spannungen. Tabelle 5.11 zeigt die für optimal befundenen Einstellungen. Zudem war die Einstellung der zu dem Detektoren gehörigen Constant- Fraction- Diskriminatoren ein zeitaufwendiger Prozeß.

Abbildung 5.14 zeigt das Bild der Lochmaske auf dem Elektronendetektor und 5.15 die Projektion eines Streifenabschnitts auf die x- Achse. Hieraus kann man nach der Methode von Fraser [FRAS88] die Ortsauflösung in erster Näherung abschätzen. Die Anzahl der Kanäle innerhalb derer die scharfe Kante von 80% auf 20% abfällt, gibt die Auflösung wieder. Sie liegt bei etwa 0,5 mm. Für die beiden anderen Detektoren erhält man Auflösungen in der selben Größenordnung.



**Abbildung 5.14:** Ortsbild der Eichmaske auf dem Elektronendetektor.



**Abbildung 5.15:** Projektion eines Streifensabschnitts aus 5.14 auf die x- Achse.

	Front	Back	Delay middle	Signal	Difference
Elektronendetektor [Volt]	+400	+2311	+2505	+2895	+2817
Projektildetektor [Volt]	0	+2150	+2200	+2450	+2380
Rückstoßionendetektor [Volt]	-1970	+390	+200	+1055	+850

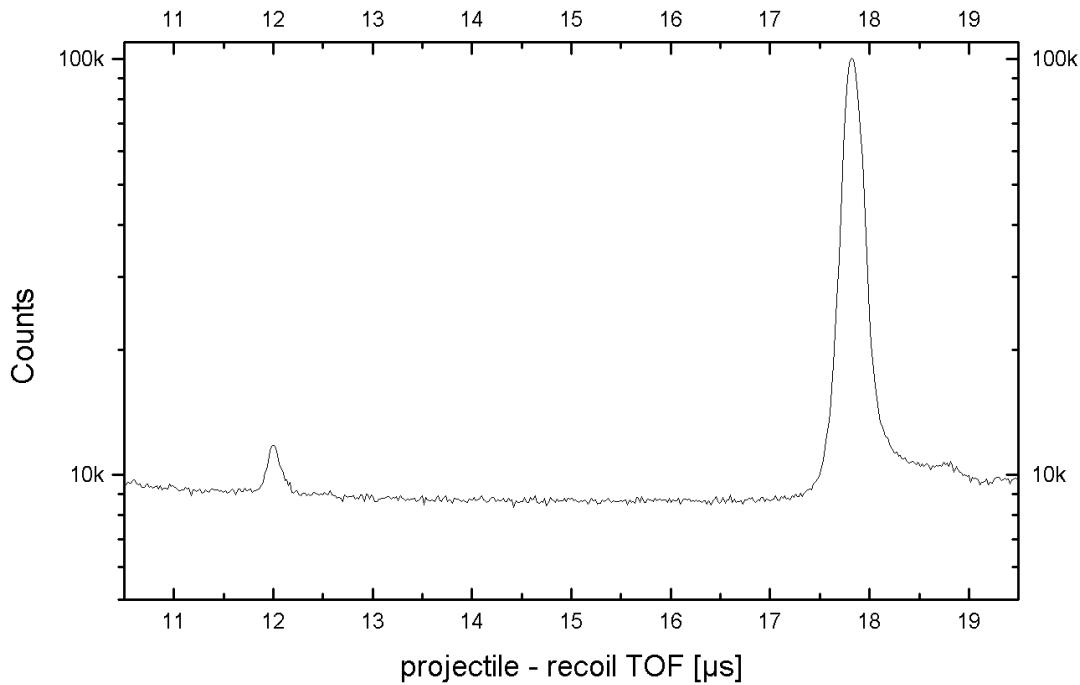
**Tabelle 5.11:** Die im Experiment eingestellten Parameter.

## 5.5 Flugzeitspektren

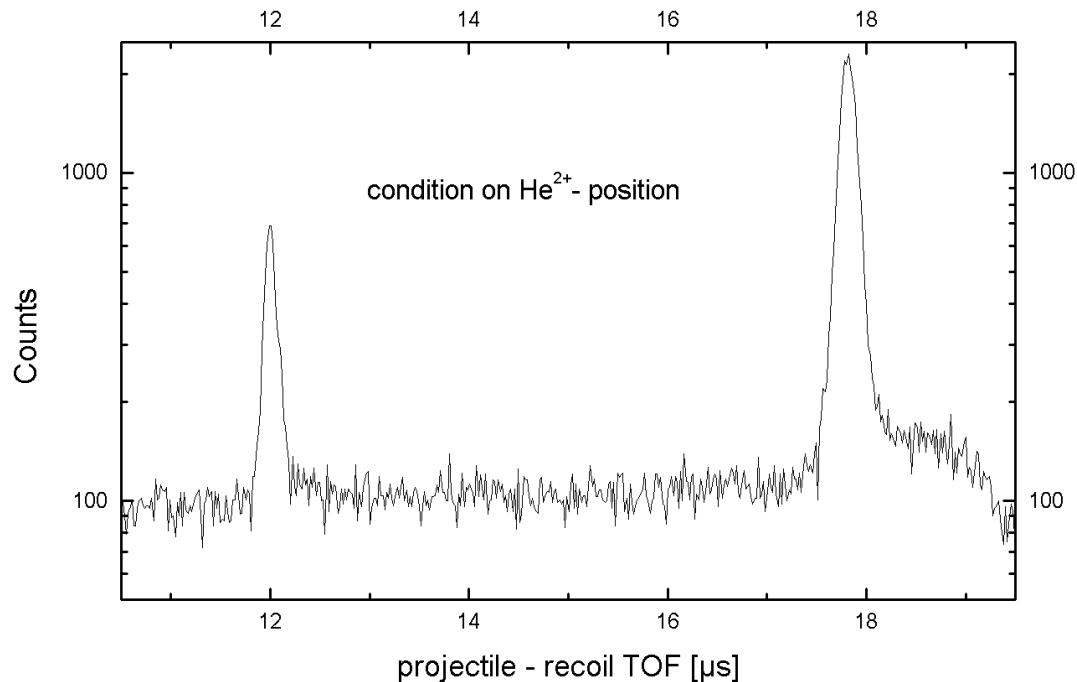
Die Flugzeitspektren spielen in unserer Messung eine zentrale Rolle. Das Flugzeitspektrum zwischen Projektilelektron und Rückstoßion wurde mit einem TAC (time-to-analog-converter) aufgenommen. Ebenso das Flugzeitspektrum zwischen dem langsamen Elektron und dem Rückstoßion. Die Messung der Flugzeiten zwischen Projektilelektron und dem langsamen Elektron erfolgte dagegen mit einem TDC (time-to-digital-converter). Kombiniert mit unserem Datenaufnahmesystem ermöglichen die Flugzeitspektren eine sorgfältige Ladungstrennung im Off- Line Modus. Abbildung 5.16 a) und b) zeigen das Flugzeitspektrum der Rückstoßionen. Wie man sieht stellt die Möglichkeit, nachträglich Condition einzusetzen eine große Unterstützung dar, um das True-to-Random Verhältnis zu verbessern bzw. Peaks zu identifizieren. Es gilt bei gleichbleibender Extraktionsspannung das Verhältnis:

$$\frac{He^{1+}_{TOF}}{He^{2+}_{TOF}} = \sqrt{2} \quad (5.10)$$

Mit (5.10) lässt sich die Linearität des TAC's und die Lage des einen Peaks relativ zu dem anderen überprüfen.

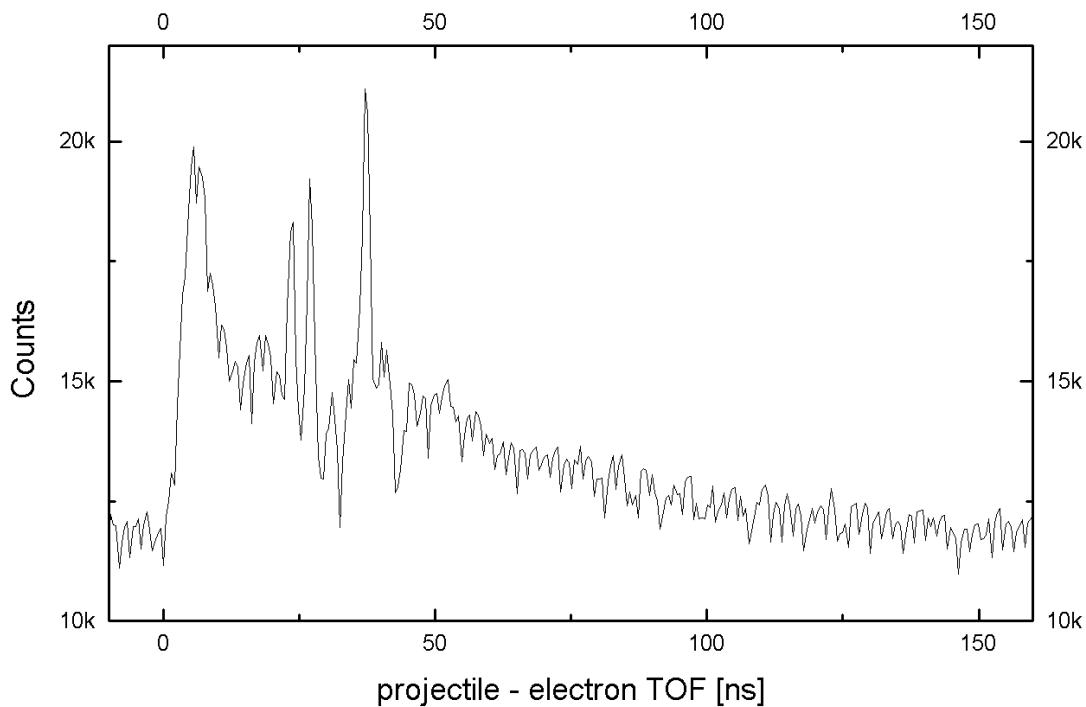


*Abbildung 5.16a: Flugzeitspektrum der Rückstoßionen ohne Condition.*

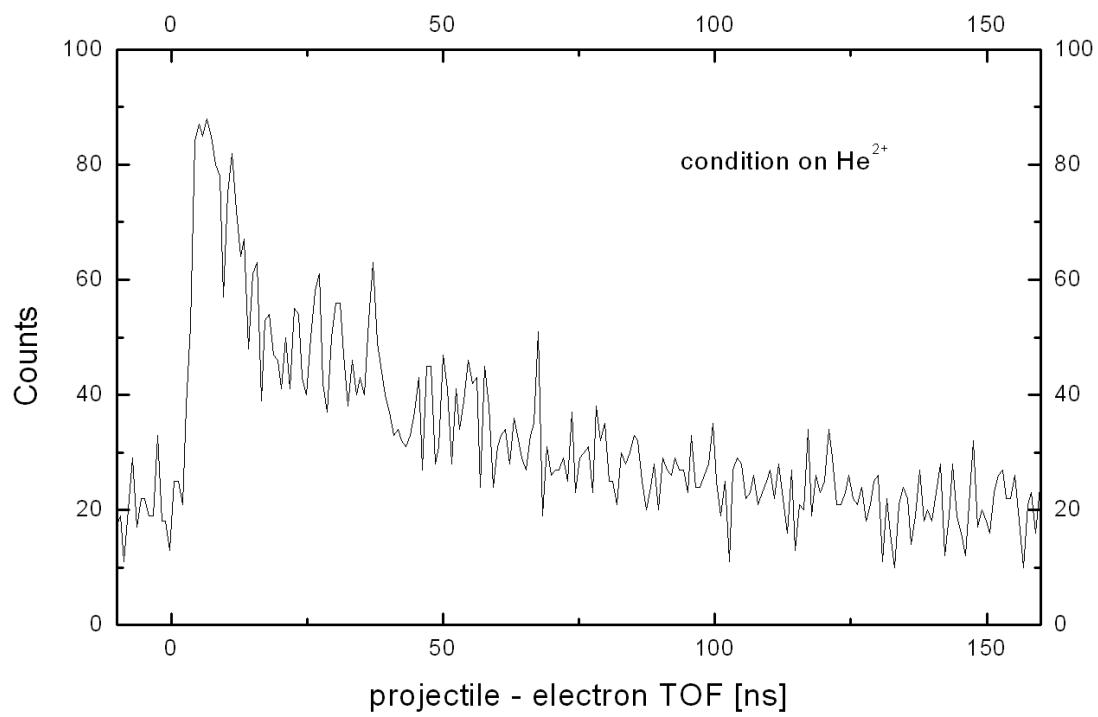


*Abbildung 5.16b: Flugzeitspektrum der Rückstoßionen mit Condition auf die Zeitsummen der drei Detektoren und auf den Ort der He<sup>2+</sup> auf dem Rückstoßionendetektor.*

In den Abbildung 5.17 a) und 5.17 b) sind Flugzeitspektren der langsamten Elektronen dargestellt. Gestartet wird der TDC mit dem MCP- Signal des Projektildetektors. Demnach gibt das Spektrum nicht die absolute Flugzeit vom Targetort zum Elektronendetektor wieder, sondern die Differenzflugzeit zwischen dem Projektil und dem Elektron. Die Flugzeitverteilung der Projektile muß bei der weiteren Analyse der Daten berücksichtigt werden. In a) sieht man, daß sich der Peak auf einem großen Untergrund befindet. Der Untergrund in b) ist durch die Conditions auf den  $He^{2+}$ -Zeitpeak und -Ort minimiert. Durch die Conditions wird die Ausprägung der Strukturen auf dem Spektrum kleiner, was für „prompte Signale“ spricht, die eventuell in äquidistantem Abstand zum Startsignal aus der Elektronik kommen.



*Abbildung 5.17a: Flugzeitspektrum der langsamten Elektronen.*



*Abbildung 5.17b: Flugzeitspektrum der Elektronen mit Condition auf He<sup>2+</sup> - Ort und Zeit.*

## 6. Eichmessungen

Es wurden verschiedene Eichmessungen durchgeführt. Mit der Eichung ist die Ermittlung des Eichfaktors gemeint, die angibt, welchem Impuls, Energieverlust bzw. Streuwinkel ein Einheit im Meßinstrument entspricht und welcher Bezugspunkt in den jeweiligen Größen den Wert Null wiedergibt. Beim Elektronendetektor und in einer Dimension des Rückstoßionenimpulses mußten wir auf ein Simulationsprogramm verlassen. Das Simulationsprogramm ist auf Ihre Zuverlässigkeit hin mit Hilfe schon durchgeföhrter Messungen verifiziert worden.

### 6.1 Eichung des Rückstoßionenimpulsspektrometers

Die Eichung des Rückstoßionenimpulsspektrometers erfolgte in longitudinaler Richtung direkt am Aufbau. Aus der Symmetrie des Experiments heraus ergibt sich, daß der Eichfaktor in Jetrichtung derselbe ist. Zur Eichung muß man Ionen mit bekanntem Impulsen detektieren um daraus den Eichfaktor und den Impulsnullpunkt zu bestimmen. Der Capture- Prozeß, bei dem ein vorbeifliegendes Ion, in unserem Falle  $He^{2+}$  ein oder zwei Elektronen aus dem Targetatom einfängt, eignet sich dafür hervorragend.

Für die Longitudinalkomponente des Rückstoßionenimpulses gilt:

$$k_{zR}^f = k_{zP}^i - k_{zP}^f - \sum_{j=1}^{n_T + n_p} k_{zej}^f \quad (6.11)$$

Hierbei sind  $k_{zR}^f$  der Rückstoßionenlongitudinalimpuls,  $k_{zP}^i$  der Impuls des Projektilions im Eingangszustand,  $k_{zP}^f$  der Impuls des Projektilions im Ausgangszustand und  $\sum_{j=1}^{n_T + n_p} k_{zej}^f$  die Summe aller Elektronenlongitudinalimpulse, die im Stoß sowohl im Target als auch im Projektil ionisiert werden. Durch Umformung und weitergehenden Überlegung gelangt man zu der allgemeinen Gleichung [VME94]:

$$k_{zR}^f = \frac{Q}{v_p} - n_c \frac{v_p}{2} + \sum_{j=1}^{n_T} \left( \frac{E_{ej}^f}{v_p} - k_{zej}^f \right) + \sum_{j=1}^{n_p} \left( \frac{E_{ej}^f}{v_p} \right) \quad (6.12)$$

Für reinen Elektroneneinfang entfallen die letzten beiden Summanden, da sie Target-, bzw. Projektionisation berücksichtigen. So gilt beim Capture- Prozeß für die longitudinale Rückstoßionenimpulskomponente:

$$k_{zR}^f = \frac{Q}{v_p} - n_c \frac{v_p}{2} \quad (6.13)$$

$n_c$  ist hierbei die Anzahl der eingefangenen Elektronen,  $v_p$  die Geschwindigkeit des Projektions und  $Q$  die Summe der Bindungsenergiedifferenzen der  $N$  Target- und Projektilelektronen, die gebunden sind, also

$$Q = \sum_{j=1}^N (\varepsilon_i^f - \varepsilon_i^i) \quad (6.14)$$

Dem  $Q$ - Wert kommt, wie wir bei der Berechnung der Impulse sehen werden, eine wichtige Bedeutung zu. Er verkörpert die Inelastizität des Stoßes. Wie man aus Gleichung 6.13 erkennt, kann die longitudinale Komponente des Rückstoßionenimpulses nur diskrete Werte annehmen. Sie ist festgelegt allein durch die Energiebilanz der gebundenen Elektronen. Mit ihr läßt sich der oben erwähnte  $Q$ - Wert einer Reaktion bestimmen. Aus ihr lassen sich dann Energieniveaus gebundener Zustände ermitteln und untersuchen. Für den  $Q$ - Wert gilt:

$$Q = v_p k_{zR}^f + n_c \frac{v_p^2}{2} \quad (6.15)$$

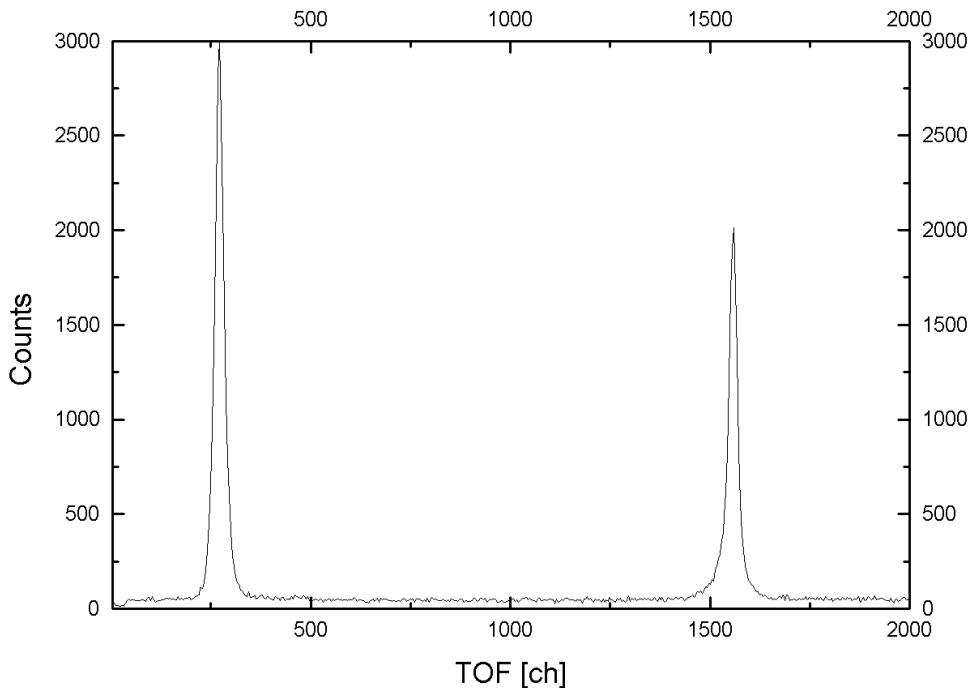
Für die Eichung haben wir mit zwei verschiedenen Projektilenergien gemessen. Einmal mit 23 kV und ein anderes mal mit 35 kV Quellenspannung. Für  $He^{2+}$  - Ionen entspricht dies den Geschwindigkeiten:

$$v_p = \sqrt{\frac{2E}{m}} \quad (6.16)$$

$$v_p (23\text{kV}) = 0,679 \text{ a.u.}$$

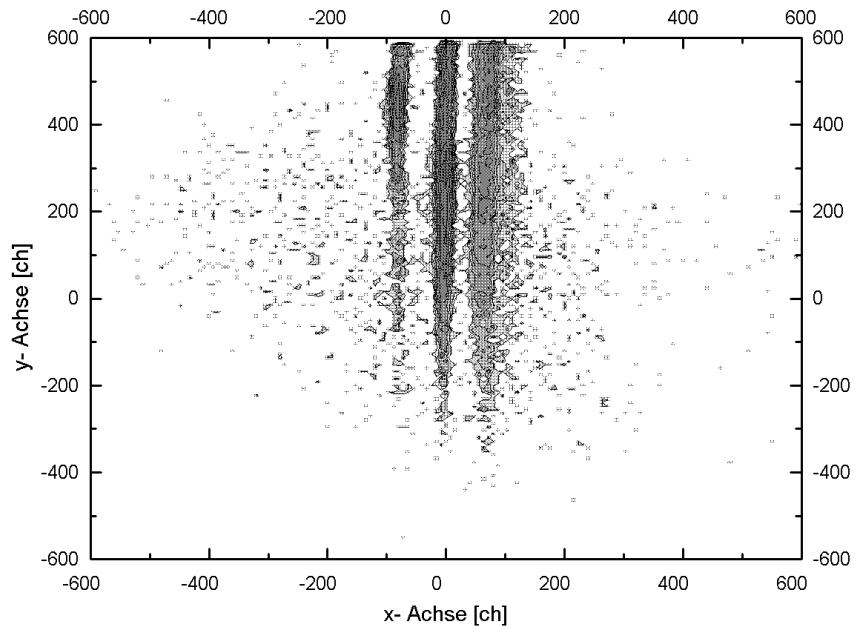
$$v_p (35\text{kV}) = 0,837 \text{ a.u.}$$

In Abbildung 6.11 ist das Ortsbild der Capture- Linien auf dem Recoildetektor bei  $v_p = 0,679$  a.u. dargestellt. Die Eichmessung haben wir wie eine eigenständige Messung durchgeführt, so daß wir sowohl die Flugzeiten der Rückstoßionen als auch das Ortsbild der Projektile aufgenommen haben. Die Flugzeiten haben wir mit einem TAC gemessen, der mit dem MCP- Signal vom Projektildetektor gestartet und mit dem MCP- Signal vom Recoildetektor gestoppt wurde. Abbildung 6.14 zeigt das hierzu aufgenommene Flugzeitspektrum. Mit unserem flexiblen Datenaufnahmesystem können wir nun diese Capture- Linien näher untersuchen.

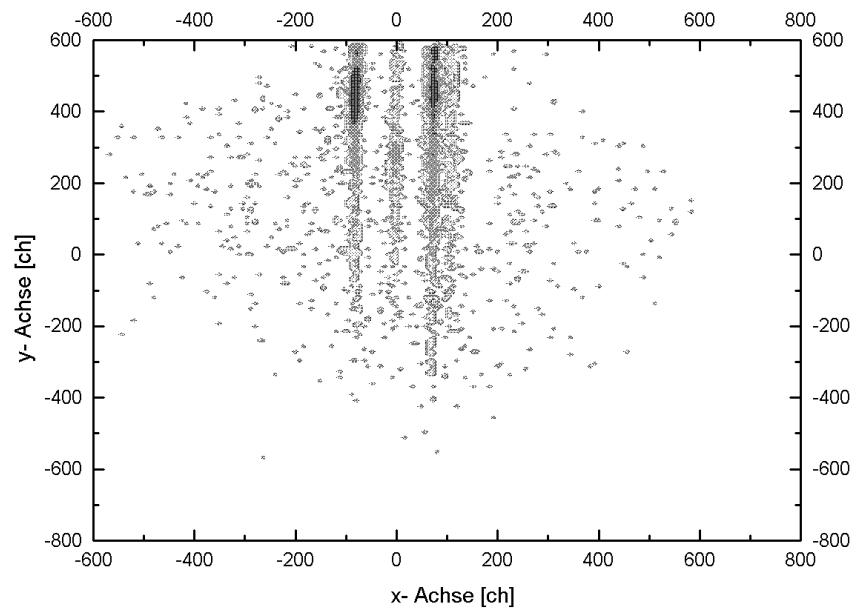


**Abbildung 6.14:** Flugzeitspektrum der Rückstoßionen zur Untersuchung der Capture- Linien.

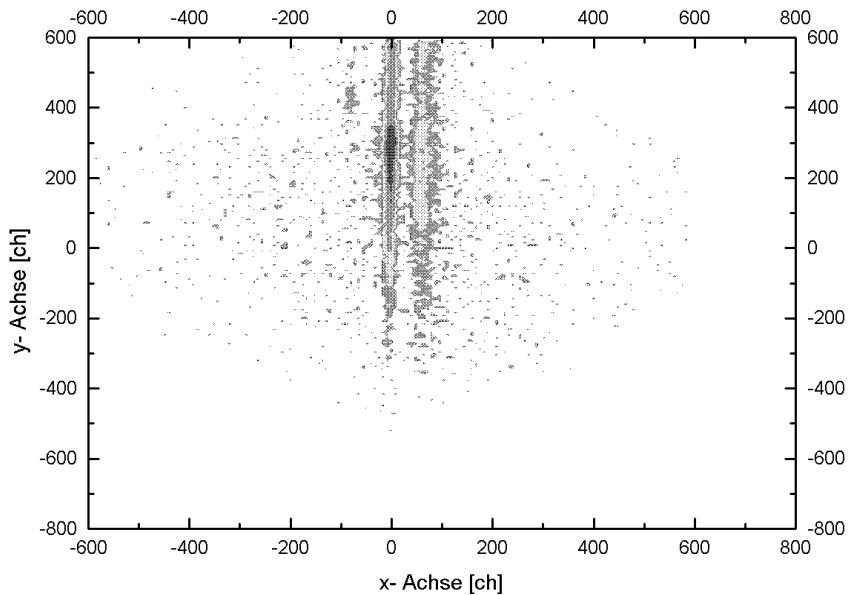
Die Unterscheidung der Linien zwischen single- Capture und double- Capture können wir anhand von Conditions im Flugzeitspektrum und gleichzeitiger Condition auf den Ort der jeweiligen umgeladenen Projektile sorgfältig tätigen. In den beiden Abbildungen 6.12 und 6.13 sind diese beiden Conditions jeweils eingesetzt. Der Vollständigkeit halber sei hier noch erwähnt, daß man sogar voneinander verschiedene Conditions setzen kann, z. B. auf den Ort des double- Captures auf dem Projektildetektor mit gleichzeitiger Condition auf den single- Capture im Flugzeitspektrum. so kann man z. B. abschätzen welcher Anteil des Projektils im Gastargetjet, welcher im Strahlrohr, vor oder nach dem Spektrometer umgeladen worden ist.



**Abbildung 6.11:** Ortsbild der Capture- Linien bei  $v_p = 0,679$  ohne Condition.



**Abbildung 6.12:** Ortsbild der Capture- Linien bei  $v_p = 0,679$  mit Condition auf  $\text{He}^{1+}$  im Projektilort und Rückstoßionenflugzeit.



**Abbildung 6.13:** Ortsbild wie in 6.12, jedoch für  $He^{2+}$ .

Es ergeben sich hieraus die folgenden Q- Werte und longitudinale Impulskomponenten  $k_{zR}^f$ :

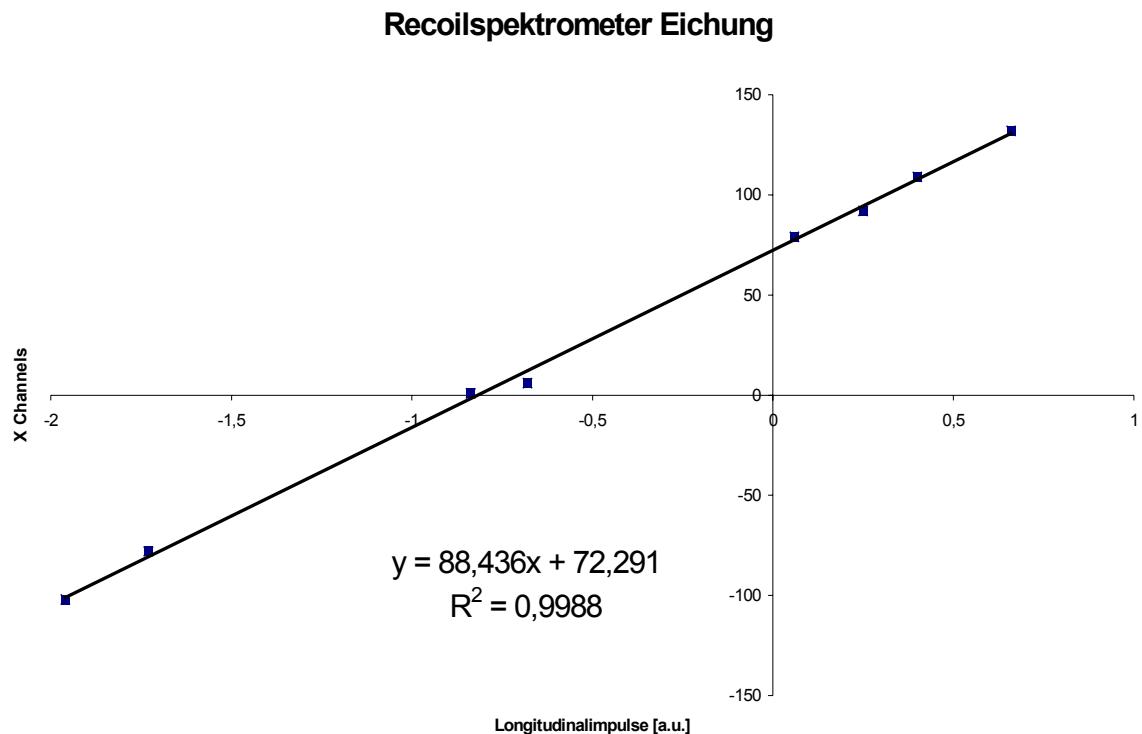
Projektile: He2+ Quellenspannung: 23 kV

<b>Zustand</b>	<b>Kanalnummer x</b>	<b>Q- Wert</b>	<b>Impuls [a.u]</b>
single capture n = 1	-102	1,1	-1,96
single capture n = 2	92	-0,4	0,25
double capture n = 1	6	0	-0,68
single capture n = 3	132	-0,67	0,66

Projektile: He2+ Quellenspannung: 35 kV

<b>Zustand</b>	<b>Kanalnummer x</b>	<b>Q- Wert</b>	<b>Impuls [a.u]</b>
single capture n = 1	-78	1,1	-1,73
single capture n = 2	92	-0,4	0,06
double capture n = 1	6	0	-0,84
single capture n = 3	132	-0,67	0,4

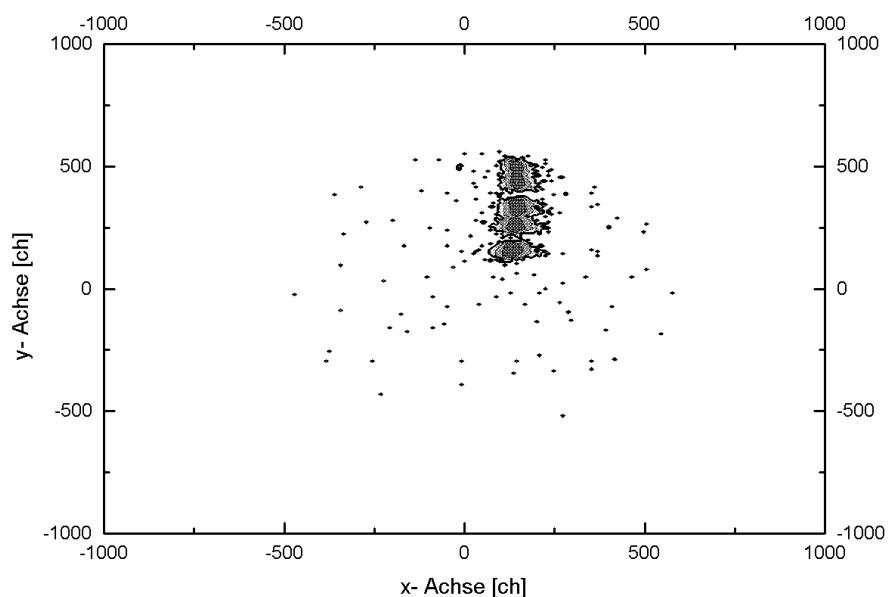
Wenn man nun den Impuls gegen die Kanalnummer x ( entspricht der longitudinalen Richtung, Strahlrichtung z) aufträgt, so bekommt man eine Eichgerade. Die Steigung der Geraden entspricht unserem Eichfaktor in der Einheit [a.u./ch] und der Schnittpunkt mit der Ordinate ergibt den Bezugspunkt, der dem Wert Null entspricht. Die Eichgerade ist in Abbildung 6.15 dargestellt. Die Eichung in Zeitrichtung haben wir mit dem Programm SIMION vorgenommen. Läßt man ein Ion mit einer a.u. Impuls einmal in Feldrichtung und ein anderes mal entgegengesetzt starten, so bekommt man eine Flugzeitdifferenz, die zwei a.u. Impuls entspricht. Da wir die Zeit pro Kanal im TAC kennen, kann man daraus einen Eichfaktor mit der Einheit [a.u./ch] angeben. Sie liegt für  $He^{1+}$  bei 0,124 a.u./ch. Und für  $He^{2+}$  bei 0,248 a.u./ch. Der Impulsnullpunkt ist schwieriger zu ermitteln. In erster Näherung haben wir das Maximum der Verteilung im Flugzeitspektrum der Rückstoßionen als den Impulsnullpunkt angenommen. Eigentlich muß man hierfür eine Messung durchführen, bei der die Hardwarekoinzidenz, der gleichzeitig den Aufnahmetrigger darstellt, ausgeschaltet ist.



*Abbildung 6.15: Eichgerade zur Eichung des Rückstoßionenimpulsspektrometers in longitudinaler Richtung.*

## 6.2 Eichung des Projektilspektrometers

Das Projektilspektrometer ist ein allgemein übliches  $127^\circ$ - Zylinderspektrometer. Mit ihm werden die Energieverluste und Streuwinkel der Projektilelektronen analysiert. Für die Eichung der Streuwinkel sind wir von der Geometrie der Anordnung ausgegangen. Die Detektorbreite in Kanälen entspricht der effektiven Detektorgesamtbreite von 48 mm. Aus ihr lassen sich durch trigonometrische Rechnung ein Streuwinkelbereich von  $9,6^\circ$  ermitteln. Daraus ergibt sich ein Eichfaktor von  $0,00686^\circ/\text{ch}$ . Die Eichung in der Energierichtung gestaltet sich nicht über Rechnung, sondern am Experiment. Über die Spannung an dem Emitter und dem Wehneltzylinder der Elektronenkanone lässt sich die Energie der Projektilelektronen regulieren. Zudem kann man den Strahlstrom (Intensität) über die Spannung an der Heizkathode unabhängig von der Energie variieren. Für die Energieeichung haben wir den Strahlstrom stark reduziert und die Energie kontrolliert verändert. Abbildung 6.16 zeigt das Projektildetektorbild dieser Eichmessung. Die Ausdehnung der einzelnen Punkte ist in erster Näherung ein Hinweis auf die erreichbare Energie- und Streuwinkelauflösung. Es ist hier noch anzumerken, daß die Verbreiterung in Energierichtung (oben - unten) auch durch den Streuwinkel in Jetrichtung beeinflußt wird. Er ist nämlich der Energieverteilung überlagert.

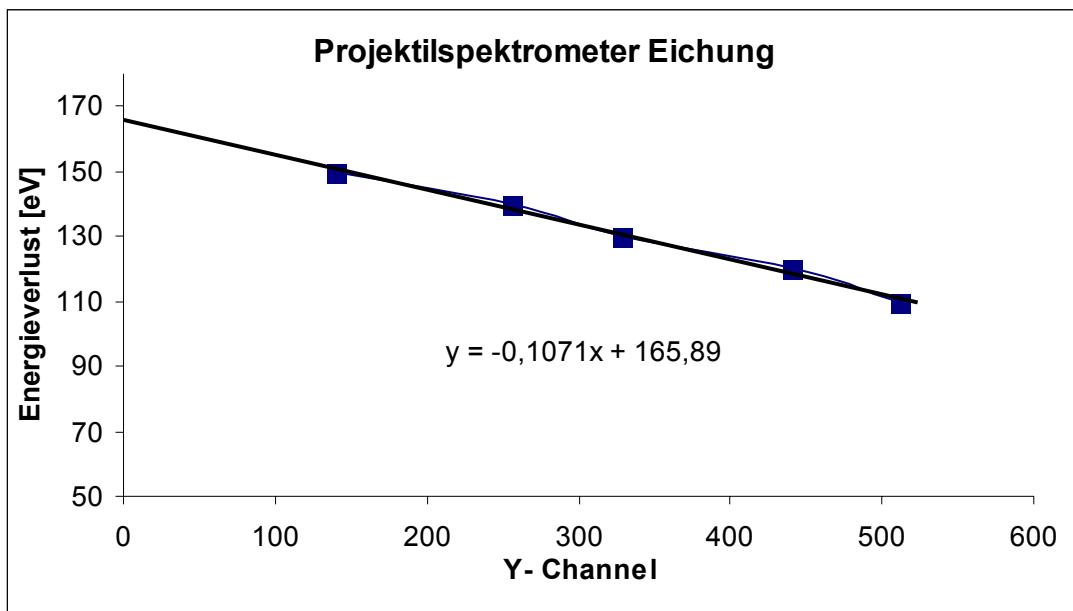


**Abbildung 6.16:** Ortsbild zur Eichung des Projektildetektors.

Es ergaben sich folgende Werte:

Projektilspektrometer- Eichung

Y- Kanalnummer	Energieverlust [eV]	Energieverlust [a.u.]
140	150	5,51
256	140	5,15
328	130	4,78
440	120	4,41
512	110	4,04

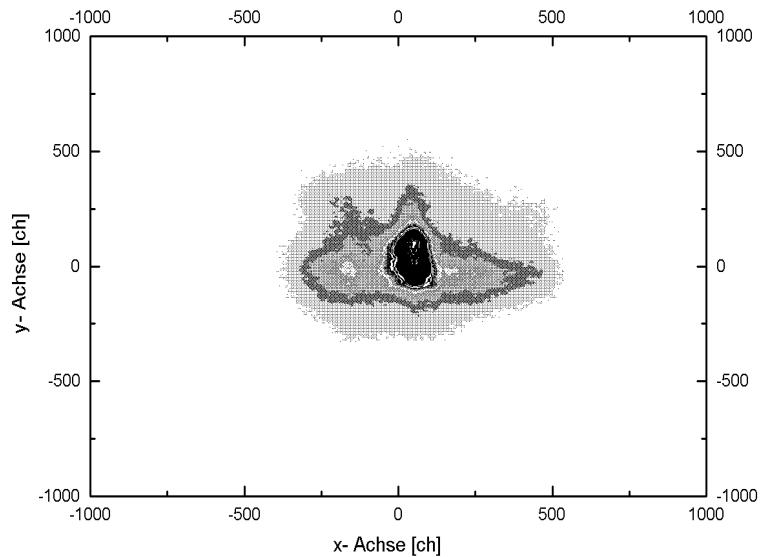


**Abbildung 6.17:** Eichgerade zur Eichung des Projektildetektors in Energierichtung.

### 6.3 Eichung des Elektronendetektors

Für die Eichung des Elektronendetektors in Strahl-, bzw. Jetrichtung ist die Bestimmung des Impulsnullpunktes notwendig. Hierzu haben wir ebenfalls den Ionenstrahl der EZR gebraucht. Den Elektronendetektor mußten wir hierzu umpolen, d.h. wir haben die Spannungen am Elektronendetektor so verändert, daß wir ihn als Rückstoßionendetektor gefahren haben. Zudem wurde das Absaugfeld im Spektrometer ebenfalls umgepolt, so daß die aus der Reaktion entstandenen Rückstoßionen auf den Elektronendetektor hin beschleunigt wurden. Abbildung 6.18 zeigt das Ortsbild des Elektronendetektors als Rückstoßionendetektor.

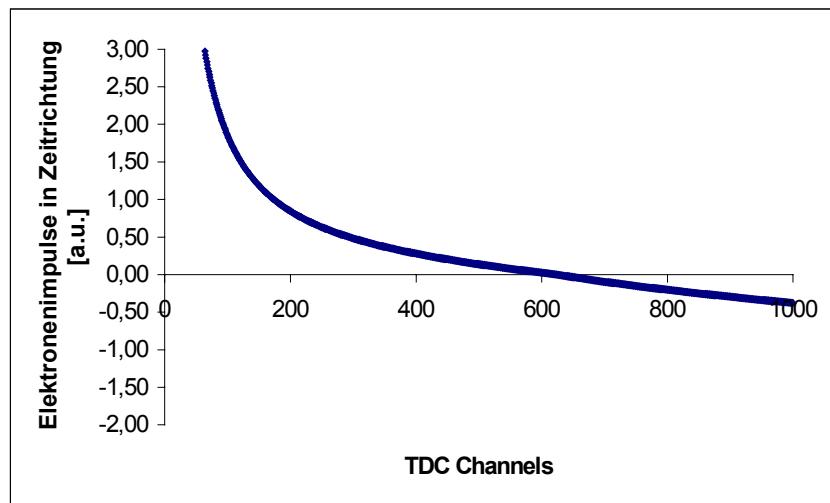
Während das Absaugfeld im Experiment  $3,3 \text{ V/cm}$  betrug, haben wir sie bei der Impulsnullpunktsbestimmung in longitudinaler Richtung (z- Richtung) und in Jetrichtung (y- Richtung) sukzessive erhöht.



**Abbildung 6.18:** Elektronendetektor als Rückstoßionendetektor zur Nullpunktsbestimmung.

Der Streifen in Strahlrichtung gibt die Position des Strahls in Jetrichtung (y- Richtung) wieder. In Strahlrichtung (z- Richtung) liegt der Nullpunkt, der allein durch die Jetposition definiert ist, auf dem Mittelpunkt des Jetflecks. Für die Bestimmung der Eichfaktoren mußten wir uns auf das Simulationsprogramm TOF verlassen. Dieses Programm errechnet die Flugzeit des Elektrons im elektrischen Feld in Abhängigkeit vom Impuls in Richtung des Feldes, also in Zeitrichtung x.

Abbildung 6.19 zeigt die auf diese Weise errechnete Eichkurve. Da in Strahl- und Jetrichtung kein beschleunigendes elektrisches Feld herrscht, läßt sich über eine Ortseichung, d.h. der Bestimmung des Eichfaktors mit der Einheit  $[\text{mm}/\text{ch}]$ , die Impulse in z- und y- Richtung berechnen.



**Abbildung 6.19:** Eichkurve zur Bestimmung der Impulskomponente in Zeitrichtung.

Die Berechnung der Impulse in z- und y- Richtung erfolgt mit folgenden Formeln :

$$kze = \frac{(ze[ch] - Mze[ch]) \cdot Ee[mm / ch]}{xtof[s]}$$

$$kye = \frac{(ye[ch] - Mye[ch]) \cdot Ee[mm / ch]}{xtof[s]}$$

wobei gilt:

$ze, ye$  = Ort auf dem Elektronendetektor in Strahlrichtung bzw. Jetrichtung

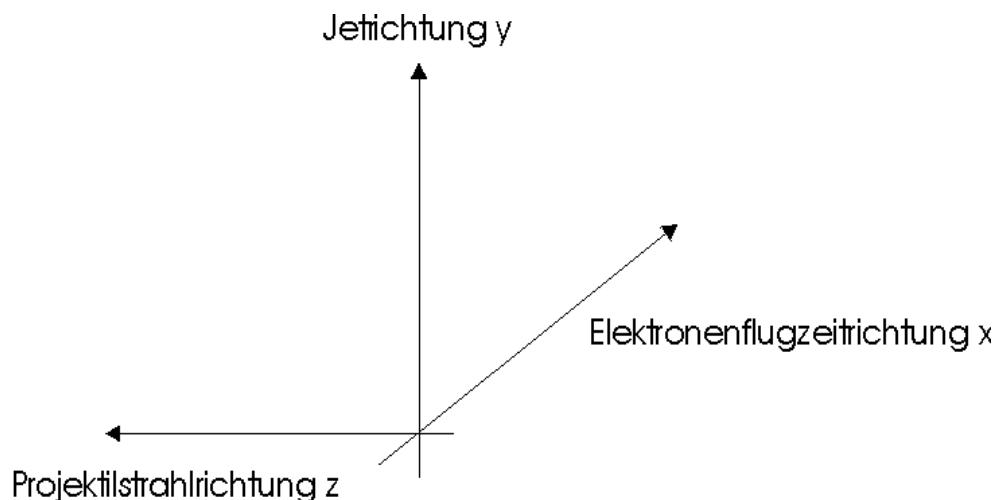
$Mze, Mye$  = Mittelpunkt, der dem Impuls Null in Strahl- bzw. Jetrichtung entspricht

$Ee$  = Eichfaktor für den Ort in mm

$xtof$  = Elektronenflugzeit

## 7. Meßdaten und Diskussion

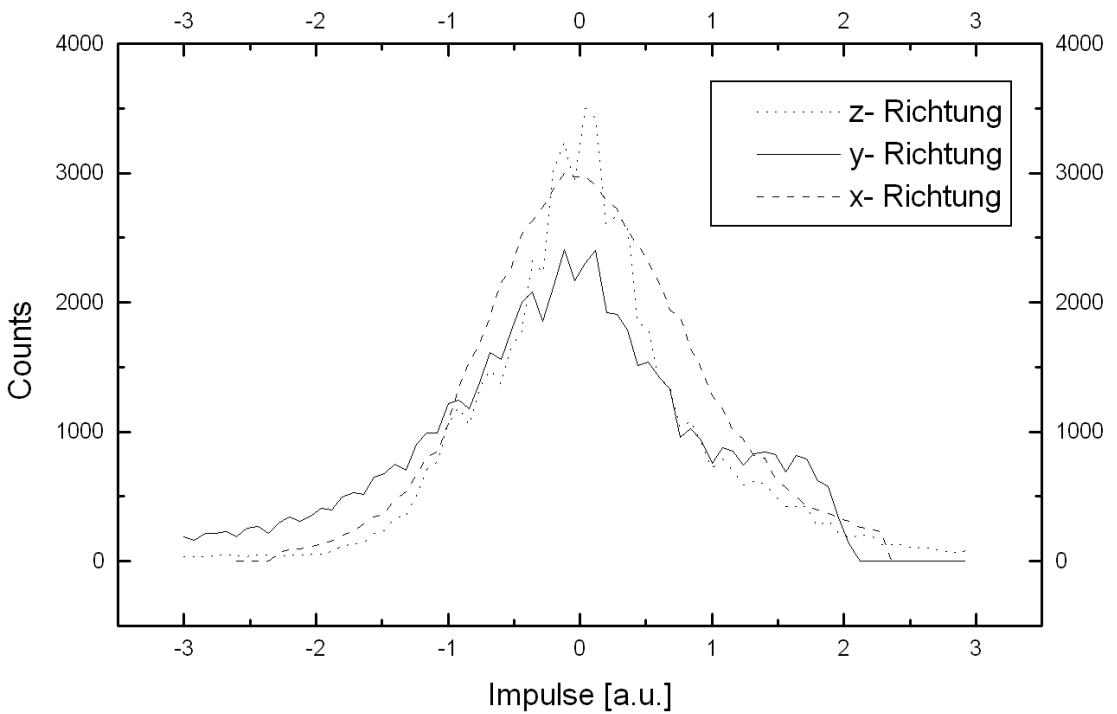
In diesem Kapitel werden die Meßdaten diskutiert. Da die (e,3e)- Messung auf die (e,2e)- Messung aufbaut, wird hauptsächlich die Einfachionisation behandelt. Die Einfachionisation ist in dieser Messung redundant und kann zur weiteren Analyse der Doppelionisation als ein Werkzeug dienen und zur Kontrolle der Eichungen herangezogen werden. Für die nachstehenden Spektren legen wir folgendes Koordinatensystem fest (Abbildung 7.10):



*Abbildung 7.10: Koordinatensystem zu den folgenden Spektren.*

### 7.1 Impulsverteilungen der Rückstoßionen

Da die Einschußenergie während der Messung nicht variiert wurde, hat man nicht die Möglichkeit verschiedene Einschußenergien miteinander zu vergleichen. In Abbildung 7.11 sieht man die Darstellung der Impulsverteilungen der  $He^{1+}$ -Ionen. Die Longitudinalimpulse  $k_{zhe^+}$  und die Impulse in Jetrichtung  $k_{yhe^+}$  ergeben sich durch die Projektion des Ortsbildes auf die jeweiligen Achsen des Rückstoßionendetektors, während  $k_{xhe^+}$  aus der Rückstoßionenflugzeit errechnet wird. Wie man sieht peakt jede der Verteilungen innerhalb der Fehlergrenzen bei Null a.u. Impuls.



**Abbildung 7.11:** Impulsverteilungen der Rückstoßionen in allen drei Raumrichtungen.

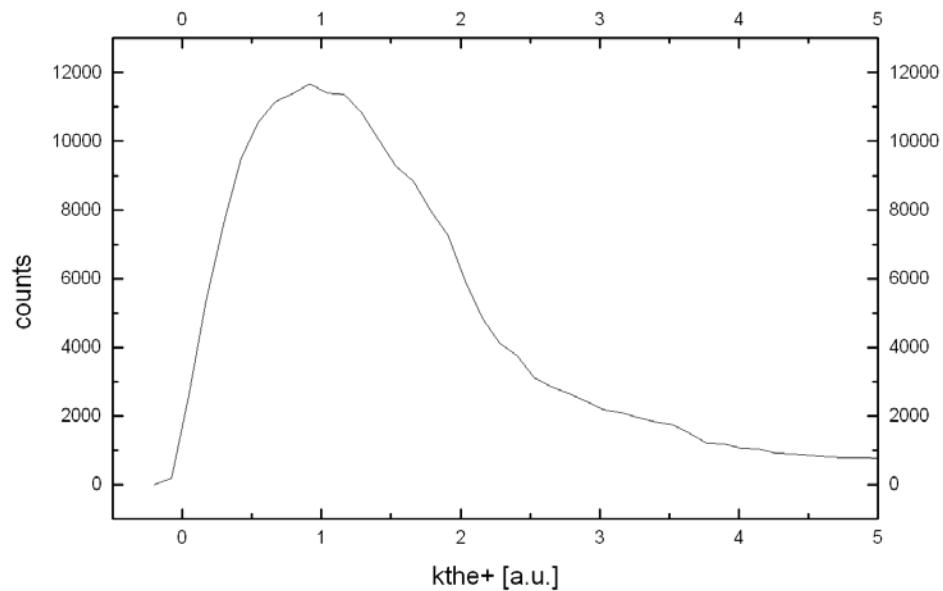
Der Transversalimpuls  $k_{\text{the}+}$  und der Impulsbetrag  $k_{\text{geshe}+}$  lässt sich aus den Impulskomponenten berechnen:

$$k_{\text{the}+} = \sqrt{(k_{x\text{he}+})^2 + (k_{y\text{he}+})^2} \quad (7.10)$$

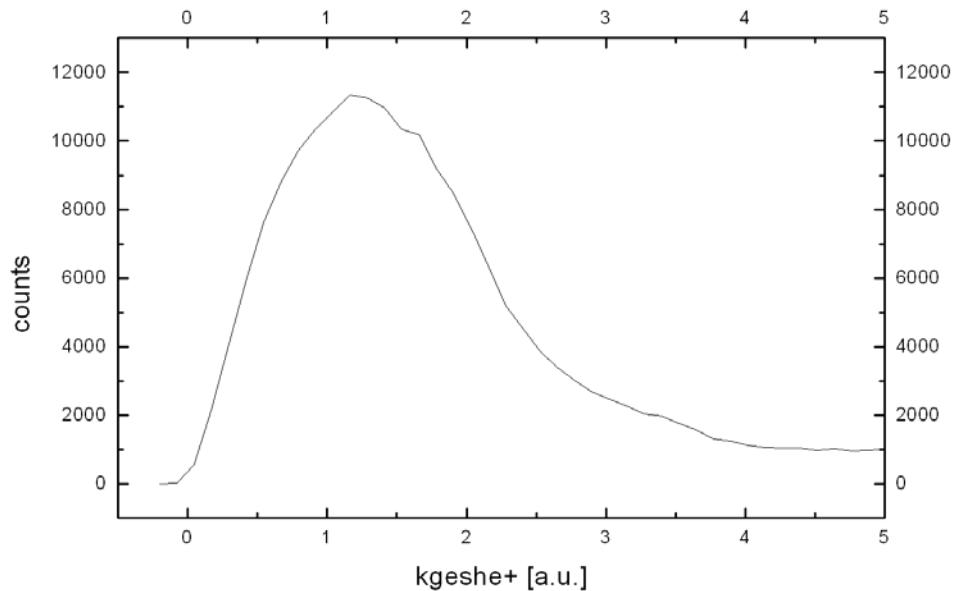
$$k_{\text{geshe}+} = \sqrt{(k_{x\text{he}+})^2 + (k_{y\text{he}+})^2 + (k_{z\text{he}+})^2} \quad (7.11)$$

Der Verlauf der beiden Kurven ist in den Abbildungen 7.12 und 7.13 dargestellt. Weiterhin zeigt Abbildung 7.14 den Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/dk_{z\text{he}+} dk_{y\text{he}+}$ . In dieser Darstellung sieht man, daß die Verteilung der  $He^{1+}$ - Rückstoßionen, die aus geometrischen Gründen symmetrisch um den Impulsnullpunkt sein müßte, in y- Richtung eine breitere Verteilung (FWHM) aufweist als in longitudinaler Richtung. Der Grund dafür liegt wahrscheinlich darin, daß nachträglich in das Spektrometer unterhalb der Targetzone ein Recoilsteerer eingebaut worden ist, der die Rückstoßionen nach unten ablenkt, damit sie nicht auf den oberen Rand des Detektors treffen. Aussagen über das Verhältnis der Einfachionisation zu Doppelionisation ( $\sigma^{++}/\sigma^+$ ), der in [JAG94] zu 0,05 ermittelt wurde, lassen sich in dieser

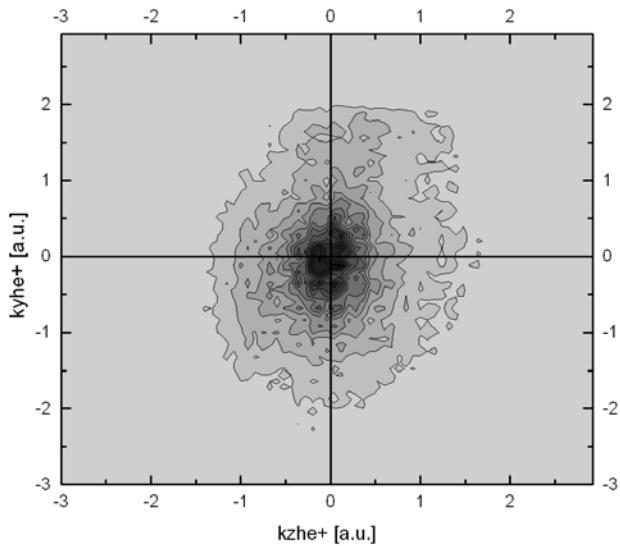
Messung nicht machen, da die Einfachionisation durch den Zylinderspektrometer für das Projektilelektron stark unterdrückt worden war. Für die Doppelionisation lassen sich ebenfalls die entsprechenden Verteilungen darstellen.



*Abbildung 7.12: Transversalimpulsverteilung  $k_{the+}$  der  $He^{1+}$ -Ionen mit Conditions auf den Summenspektren der drei Detektoren.*



*Abbildung 7.13: Verteilung des Gesamtimpulsvektors  $k_{geshe+}$  der  $He^{1+}$ -Ionen mit Condition auf den Summenspektren der drei Detektoren.*



**Abbildung 7.14:** Zweidimensionale Darstellung des Wirkungsquerschnitts  $d^2\sigma/dk_{zhe+} dk_{yhe+}$ .

## 7.2 Verhältnis der Zählraten auf den einzelnen Detektoren

Die Schwierigkeit in der elektroneninduzierten Einfach- und Doppelionisationsmessungen an Helium liegen in erster Linie in dem Verhältnis zwischen den zufälligen und den echten Ereignissen, dem sog. True-to-Random-Ratio (TRR). Die Zählraten auf den Detektoren zu optimieren und aufeinander anzupassen war ein zeitintensiver Vorgang. Anfänglich lag das Verhältnis der langsamten Elektronen zu Rückstoßionen bei 300 : 1, was natürlich für einen zu großen Untergrund sorgte. Mit einem Kollimator, der kurz nach der Elektronenkanone angebracht war, einer kompletten Abschirmung des Spektrometers, einer Offset- Spannung von  $-40$  V auf dem Spektrometer verbesserte sich zwar das Verhältnis auf 200 : 1, aber für eine statistisch hinreichend gute Messung war dies noch nicht ausreichend. Die Vermutung, daß die Untergrundselektronen am Eintrittsschlitz des  $127^\circ$ - Spektrometers gestreute Projektilelektronen sind, bewahrheitete sich. Als die Schlitzblende, die zur Festlegung der Streuebene der Projektilelektronen gedacht war und eine Breite von 0,8 mm aufwies, entfernt wurde, verbesserte sich das Verhältnis auf 7 : 1. Dadurch erhöhte sich die absolute Zählrate auf dem Projektildetektor um Faktor 40, nämlich von ca. 1000 auf ca. 40000. Die mittleren Zählraten bei der entgültigen Messung lagen bei:

Detektor	Projektildetektor	Elektronendetektor	Rückstoßionendetektor
Zählrate $[100\text{ s}^{-1}]$	400	160	25

### 7.3 Koinzidenzraten, Meßzeiten und Datenmenge

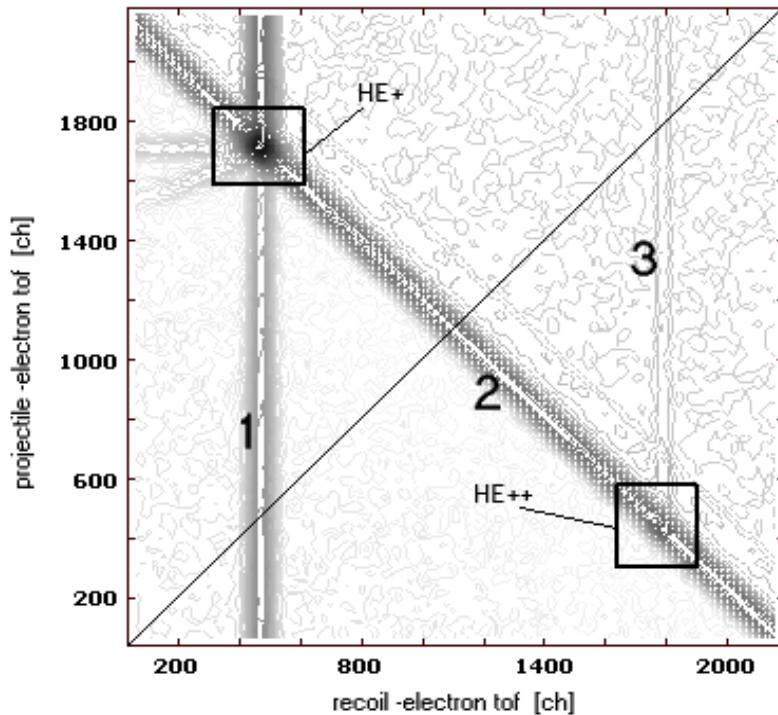
Beim Aufbau des Experiments haben wir vor Augen gehabt, daß wir nicht nur (e,3e)- Daten sondern auch die Daten zu (e,2e) mitaufnehmen. Mit dem letzteren läßt sich die Eichung des Experiment durch sogenannte cross- checks kontrollieren, da dieser Fall überbestimmt ist. In den Flugzeitmessungen haben wir die Range der TAC's so eingestellt, daß sowohl die Einfachionisation, als auch die Doppelionisation mitaufgezeichnet wurde. Allerdings büßt man dadurch an Auflösung ein. Da wir hier sowohl eine Zweifachkoinzidenz als auch eine Dreifachkoinzidenz vorliegen haben, sind einige allgemeine Überlegungen zu den Koinzidenzraten notwendig. Siehe hierzu [CDU91]. Nehmen wir an, wir haben ein zweidimensionales Zeitspektrum mit den Fenstern A und TA und wollen feststellen, wieviele zufällige Koinzidenzen,  $N_A$ , und echte Koinzidenzen mit zufälligen Koinzidenzen,  $N_{TA}$ , in der Meßzeit  $t$  vorliegen haben. Das TA- Fenster ist  $r$  mal kürzer als das Fenster A. Die Anzahl der echten Koinzidenzen,  $N_T$ , und ihre Standardabweichung,  $\sigma_T$ , sind gegeben durch  $N_T = N_{TA} - rN_A$  und  $\sigma_T^2 = N_{TA} + r^2 N_A$ . Die echte und zufällige Zählrate pro Zeiteinheit,  $f_T = N_T/t$  und  $f_A = N_A/t$  sind proportional zu  $nI$  bzw. zu  $(nI)^2$ , also  $f_T = K_T nI$  und  $f_A = K_A (nI)$ , wobei  $n$  die Targetdichte und  $I$  der Projektilelektronenstrom sind.  $K_T$  und  $K_A$  sind experiment-spezifische Koeffizienten, die von Wirkungsquerschnitten, den Nachweisraumwinkeln und den Detektoreffizienzen abhängen. Die zwei zentralen Größen, die die Güte des Experiments bestimmen sind einmal das signal-to-background-ratio (SBR) und der prozentuale statistischer Fehler in  $N_T$ , die jeweils gegeben sind durch:

$$SBR = \frac{2}{r} \frac{N_T}{N_A} = \frac{2}{r} \frac{K_T}{K_A} \frac{1}{nI} \quad (7.12)$$

$$\frac{\sigma_T}{N_T} = \frac{1}{\sqrt{t}} \left( \frac{1}{K_T nI} + r(r+1) \frac{K_A}{K_T^2} \right)^{1/2} \quad (7.13)$$

Wie man sieht kann man durch Erhöhen der Meßzeit  $t$  und Verkleinern von  $r$  den statistischen Fehler minimieren. Durch Erhöhen von  $nI$  verbessert sich zwar das Experiment bis zur einer Grenze, bei der  $\frac{\sigma_T}{N_T}$  einen konstanten Wert erreicht, aber gleichzeitig wird das SBR überproportional schlechter (Abbildung 7.16). Deshalb muß man für eine gute Messung ein Kompromiß machen zwischen Meßzeit  $t$  und SBR.

In Abbildung 7.15 zeigt die zweidimensionale Darstellung der im Experiment gemessenen Flugzeitspektren. Auf der Abzisse ist aufgetragen die Differenzflugzeit zwischen dem langsamen Elektron und dem Rückstoßion (e-rec TAC) und auf der Ordinate die Flugzeit zwischen dem Projektilelektron und dem Rückstoßion (p-rec TAC). Wie man sieht, befinden sich die beiden Koinzidenzpeaks sowohl der vom  $He^{1+}$  als auch vom  $He^{2+}$  auf einem „Rücken“. Während der Peak vom  $He^{1+}$  sich deutlich vom Untergrund hervorhebt, bleibt der vom  $He^{2+}$  ohne zusätzliche Conditions fast unsichtbar. Rücken 1 repräsentiert zu  $He^{1+}$ -Ionen koinzidente langsame Elektronen, ohne die Koinzidenz zwischen Projektil und Elektron zu berücksichtigen. Rücken 2, der um Faktor 5 höher ist als Rücken 1, repräsentiert die Koinzidenzen zwischen dem Projektil und dem langsamen Elektron und ergibt bei einer Projektion auf die eingezeichnete Winkelhalbierende das Flugzeitspektrum zwischen Projektil und dem Elektron (Abbildung 5.16). Rücken 3 repräsentiert die Koinzidenz zwischen dem langsamen Elektron und dem  $He^{2+}$ -Ion, ohne dabei ein koinzidentes Projektil zu berücksichtigen.



**Abbildung 7.15:** Zweidimensionale Darstellung der Flugzeitspektren. Aufgetragen ist hier der e-rec TAC gegen p-rec TAC.

Bei einer Dreifachkoinzidenz ist die Anzahl der echten Koinzidenzen gegeben durch

$$N_T = N_{TA} - \sum_{\alpha=a}^c \frac{n}{N_\alpha} \left( N_A^\alpha - \frac{N_\alpha}{N_u} N_A^u \right) - \frac{n}{N_u} N_A^u \quad (7.14)$$

Der erste Term,  $N_{TA}$ , ist die Gesamtanzahl der Koinzidenzen in den  $n$  Kanälen, in dem sich der Koinzidenzpeak befindet.  $N_A^\alpha$  ist die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen in  $N_\alpha$  Kanäle des  $\alpha$  - Rückens (mit  $\alpha = a, b, c$ ) und  $N_A^u$  ist die Gesamtanzahl der zufälligen Ereignisse in  $N_u$  Kanäle des gleichförmig verteilten Untergrunds. Der zweite Term berücksichtigt die Beiträge von den halbkoinzidenten Ereignissen, die aus der Differenz zwischen der Intensität der jeweiligen Rücken und der vom gleichmäßigen Untergrund errechnet werden. Mit  $r_\alpha = n / N_\alpha$  und  $r_u = n / N_u$  erhält man

$$N_T = N_{TA} - \sum_{\alpha=a}^c r_\alpha N_A^\alpha + 2r_u N_A^u \quad (7.15)$$

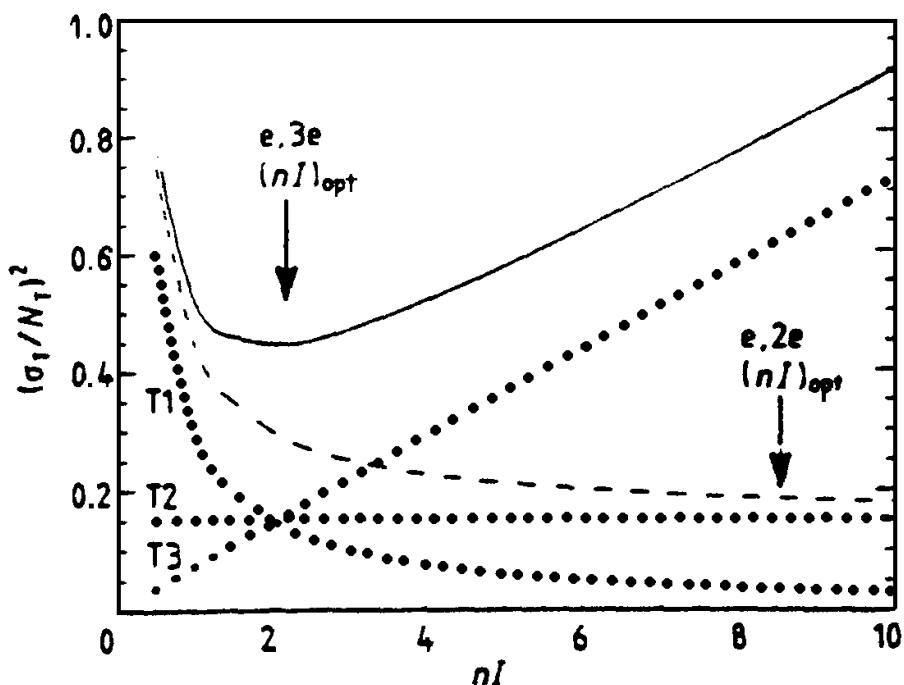
Für den prozentualen statistischen Fehler  $\frac{\sigma_T}{N_T}$  erhält man bei einer Dreifachkoinzidenz den folgenden Ausdruck:

$$\frac{\sigma_T}{N_T} = \frac{1}{\sqrt{t}} \left[ \frac{1}{K_T n I} + \sum_{\alpha=a}^c r_\alpha (1 + r_\alpha) \frac{K_\alpha^\alpha}{K_T^2} + \frac{1}{K_T^2} \left( \sum_{\alpha=a}^c r_\alpha (1 + r_\alpha) K_\alpha^u - 2r_u (1 - r_u) K_u \right) n I \right]^{1/2} \quad (7.16)$$

Hierbei sind  $K_\alpha^u = N_\alpha K_u / N_u$  und  $r_u = r_\alpha N_\alpha / N_u$ , die in der Gleichung vorkommenden K-Werte sind wiederum, wie in der Zweifachkoinzidenz, Proportionalitätskonstanten, die alle experimentspezifischen und physikalischen Konstanten berücksichtigen, auf die hier nicht näher eingegangen wird. Siehe hierzu auch [CDU91]. Für das SBR (signal-to-background ratio) gilt die Beziehung

$$SBR = \left[ \sum_{\alpha=a}^c \frac{r_\alpha}{4} \left( \frac{K_\alpha^\alpha}{K_T} n I + \frac{K_\alpha^u}{K_T} (n I)^2 \right) - \frac{r_u}{2} \frac{K_u}{K_T} (n I)^2 \right]^{-1} \quad (7.17)$$

Abbildung 7.16 zeigt schematisch den Kurvenverlauf für das Quadrat der prozentualen statistischen Fehler  $\frac{\sigma_T}{N_T}$  als Funktion von  $nI$  im Falle (e,3e) und (e,2e). Während bei der Einfachionisation der Fehler mit zunehmendem  $nI$  stetig abfällt, besitzt die Kurve für die Doppelionisation ein Minimum, ab dem der Fehler nahezu linear anwächst.

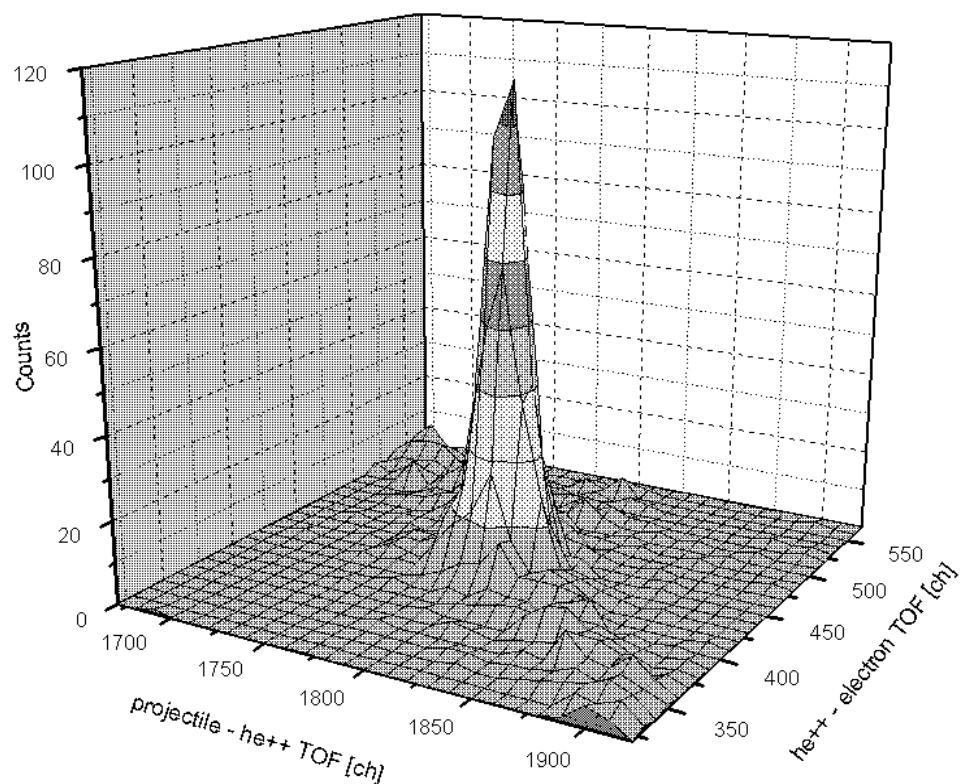


**Abbildung 7.16:** Schematischer Verlauf des prozentualen statistischen Fehlerquadrats  $\sigma_T/N_T$  bei einer festen Meßzeit  $t$ , in Abhängigkeit von dem Produkt aus Targetdichte und Projektilelektronenstrom  $nI$  (aus [CDU91]).

Da, wie in den Gleichungen (7.13) und (7.16) ersichtlich, in (e,2e)- und (e,3e)-Experimenten der prozentuale statistische Fehler mit zunehmender Meßzeit  $t$  abfällt, haben wir, um eine aussagekräftige Statistik zu erreichen, insgesamt 240 Stunden gemessen.

Abbildung 7.17 gibt die dadurch erreichte Statistik gut wieder. Dargestellt ist hier nämlich der  $He^{2+}$ -Peak- Ausschnitt aus Abbildung 7.15. Den Untergrund kann man mit Hilfe von Conditions auf den Rückstoßionenort und weiteren Conditions in den Summenspektren der einzelnen Detektoren im nachhinein, also in der späteren Datenanalyse, nahezu verschwinden lassen. Eine Eigenschaft, die mit unserem Datenaufnahmesystem problemlos möglich ist. Siehe hierzu Kapitel 5: Datenaufnahmesystem. In den 240 Stunden Meßzeit haben wir die durch den Peak repräsentierten Dreifachkoinzidenzen gemessen. Die Integration über den gesamten Peakbereich ergibt ca. 4100 Koinzidenzen, was einer Koinzidenzrate von 17 pro

Stunde entspricht. Da aufgrund der einzigen Hardwarebedingung für den Datenaufnahmetrigger, nämlich der Überlapp zwischen dem langsamen Elektron und dem Projektilelektron, Freiraum für unerwünschte zufällige Koinzidenzen vorhanden war, beeinflußte dies die aufzunehmende Datenmenge enorm. Insgesamt wurden 5,5 GB an Rohdaten aufgenommen, die sich nach dem ersten Sortieren auf ungefähr 300 MB reduzierten.



**Abbildung 7.17:** Dreidimensionale Darstellung des  $He^{2+}$  - Peaks aus Abbildung 7.15 . Der Untergrund ist durch die Conditions nahezu verschwunden.

## 8. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals die Realisierung eines (e,3e)- Experiments an Helium mittels der **Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy** (COLTRIMS) behandelt. Dabei ging es hauptsächlich um den Aufbau, die Entwicklung, Test und die Durchführung des Experiments. Dazu wurde ein neues Kammersystem am Atomphysikkanal der Frankfurter EZR mit zweistufigem Ultraschallgasjet aufgebaut, an dem in Zukunft noch weitere COLTRIMS- Experimente stattfinden werden. In dieser Arbeit wurde eine Dreifach-Koinzidenz zwischen dem gestreuten Projektilelektron, dem einfach- oder zweifach geladenem Rückstoßion und dem langsamen Elektron verwirklicht. Sie stellt das wesentliche Ergebnis der vorliegenden Arbeit dar. Koinzident zum Streuwinkel und Energieverlust des Projektilelektrons wurden hierbei Flugzeiten und Auftrefforte von  $He^{1+}$  - bzw.  $He^{2+}$  - Ionen und von einem der ionisierten Elektronen gemessen. Anhand der durchgeföhrten umfangreichen Eichmessungen unter Hinzuziehung von Impuls- und Energieerhaltungssätzen lassen sich somit sämtliche Impulse der Teilchen errechnen. Somit gewinnt man Informationen über den Ionisationsprozeß. Desweiteren lassen sich multidifferentielle Wirkungsquerschnitte bestimmen, die sich mit theoretischen Modellen vergleichen lassen. Die Rückstoßionenimpulsverteilungen und die Flugzeitspektren für das  $He^{2+}$ -Ion demonstrieren die Signifikanz der erreichten Statistik, trotz der geringen Koinzidenzrate von  $17\text{ h}^{-1}$ . Die Meßdaten wurden einer groben Auswertung unterzogen. Die entgültige Analyse, Ergebnisdeutung, Interpretation und Vergleich mit der Theorie fand in dieser Arbeit nicht statt. Die Projektilenergie lag bei allen Messungen bei 550 eV. Der Elektronenstrahl wurde, entgegen der vorherrschenden Meinung, mit einem Blendensystem auskollimiert.

Im nächsten Schritt sollen statt mit nur einem mit zwei oder mehreren Schlitzblenden nacheinander der Elektronenstrahl auskollimiert werden, so daß die am vorderen Schlitz gestreuten Elektronen in den nachfolgenden ausgeblendet werden können. Somit verringert man die problematische Untergrundrate auf dem Elektronendetektor. Für weitere Untersuchungen werden momentan neue Spektrometerkonzepte entwickelt. Bei der Konzeption des neuen Spektrometers wird der Abstand zwischen Targetzone und Elektronendetektor größer gewählt. Dies verringert zwar den Nachweisraumwinkel für die Elektronen, aber man erreicht dadurch eine Verringerung der Untergrundselektronen. Der Verringerung des Nachweisraumwinkels kann man entgegenwirken, indem man einen großen MCP- Detektor mit 80 mm Durchmesser einsetzt. Der Eintrittsbereich des Projektilstrahls in das Rückstoßionenimpulsspektrometer sollte großzügig gewählt werden, da auf diese Art und Weise verhindert werden kann, daß der Elektronenstrahl die Potentialringe in Eintrittsbereich

streift und wohlmöglich unerwünschte Sekundärelektronen erzeugt, die im Extraktionsfeld des Spektrometers auf den Elektronendetektor hin beschleunigt werden und ebenfalls für Untergrund sorgen. Eine Pulsung der Elektronenkanone über die Wehneltspannung vorzunehmen und den Puls als Start oder Trigger für die Datenaufnahme einzusetzen ist nur dann sinnvoll, wenn die Flugzeit der Elektronen um mindestens eine Größenordnung größer ist als die erreichbare Pulslänge. Nach Auskunft unserer Elektronik liegen die erreichbaren Pulslängen bei etwa 5 ns.

Aufgrund der notwendigen Stabilität sowohl in der Elektronik als auch in der Kühlung des Kaltkopfes ist eine insgesamt kürzere Meßzeit erstrebenswert.

## 9. Anhang

In diesem Kapitel werden einige ergänzende Informationen vorgestellt, auf die zum Teil in der Arbeit hingewiesen wird.

Als Beispiel ist im folgenden sind Abschnitte des Fortran- Codes der eingesetzten Analysis.dll dargestellt:

```

! /* Eventcounter */
! -----
Eventcounter = Eventcounter + 1
EventData(Parameters(10)) = Eventcounter
! /* Det 1 : E */
!
EventData(ip14) = EventData(ip13) + EventData(ip13+1) - 4096.
EventData(ip14+1) = EventData(ip13+2) + EventData(ip13+3) - 20480.
EventData(ip14+2) = EventData(ip14) - EventData(ip14+1)
EventData(ip15) = EventData(ip13) - EventData(ip13+1) + 4096
EventData(ip15+1) = EventData(ip13+2) - EventData(ip13+3) + 4096
! /* Det 2 : P */
!
EventData(ip19) = EventData(ip18) + EventData(ip18+1) - 36864.
EventData(ip19+1) = EventData(ip18+2) + EventData(ip18+3) - 53248.
EventData(ip19+2) = EventData(ip19) - EventData(ip19+1)
EventData(ip20) = EventData(ip18) - EventData(ip18+1) + 4096.
EventData(ip21) = EventData(ip18+2) - EventData(ip18+3) + 4096.
! /* Det 3 : REC */
!
EventData(ip23) = EventData(ip22) + EventData(ip22+1)
EventData(ip23+1) = EventData(ip22+2) + EventData(ip22+3)
EventData(ip23+2) = EventData(ip23) - EventData(ip23+1)
EventData(ip24) = EventData(ip22) - EventData(ip22+1)
EventData(ip24+1) = EventData(ip22+2) - EventData(ip22+3)
! /* Berechnete Spektren */
!
! tacs:
EventData(ip30) = (EventData(15) - Parameters(50)) * Parameters(96) * Parameters(60) ! He+ prec
EventData(ip31) = (EventData(15) - Parameters(51)) * Parameters(97) * Parameters(61) ! He++ prec
EventData(ip32) = (EventData(14) - Parameters(52)) * Parameters(62) ! He+ erec
EventData(ip33) = (EventData(14) - Parameters(53)) * Parameters(63) ! He++ erec
! Orte:
EventData(ip34) = (EventData(ip24) - Parameters(54)) * Parameters(64) ! He+ x
EventData(ip35) = (EventData(ip24+1) - Parameters(55)) * Parameters(65) ! He+ y
EventData(ip36) = (EventData(ip24) - Parameters(56)) * Parameters(66) ! He++ x
EventData(ip37) = (EventData(ip24+1) - Parameters(57)) * Parameters(67) ! He++ y
! Projektil:
EventData(Parameters(28)) = (EventData(ip21) - Parameters(70)) * Parameters(71) ! P dE
EventData(Parameters(29)) = (EventData(ip20) - Parameters(72)) * Parameters(73) ! P mrad [-90 ; +90]
EventData(ip48) = -((EventData(ip20) - Parameters(72)) * Parameters(73)) * Parameters(74) ! P px (ausgerechnet aus mrad)
! Berechnete TOF e
EventData(Parameters(27)) = EventData(ip30) - EventData(ip29) ! prec - phiP
it = (EventData(9) - Parameters(41)) ! Nullpunkt abziehen parameter(41) = 34031
if(it.gt.0.and.it.le.2713)then ! Nur im Spektrum bleiben
EventData(Parameters(40)) = xtof(it) * Parameters(98)
else
EventData(Parameters(40)) = 1000000
end if
if(it.gt.0.and.it.le.2713)then
EventData(ip38) = - ((EventData(ip15) - Parameters(58)) * Parameters(68))/(it*48.8E-12))/2.18E+6 ! e x Orte Impulse in au
EventData(ip39) = - ((EventData(ip15+1) - Parameters(59)) * Parameters(69))/(it*48.8E-12))/2.18E+6 ! e y Orte (meter/sec)
else
EventData(ip38) = 1000000
EventData(ip39) = 1000000
endif
! Cross Checks
EventData(Parameters(45)) = EventData(ip34) - EventData(ip38) ! He+ x - ex
EventData(Parameters(46)) = EventData(ip35) - EventData(ip39) ! He+ y - ey

```

```

! Test
if(EventData(ip30).gt.-2.and.EventData(ip30).lt.2.and.EventData(ip48).gt.-5E-1.and.EventData(ip48).lt.5E-1)then
!else if
!EventData(ip48).gt.-5E-1.and.EventData(ip48).lt.5E-1)then
EventData(ip47) = EventData(ip30) + EventData(ip48)           ! He+ x + pro x
else
EventData(ip47)=1000000
endif
if(EventData(Parameters(40)).gt.-2.and.EventData(Parameters(40)).lt.2)then
else if(EventData(ip30).gt.-2.and.EventData(ip30).lt.2)then
EventData(Parameters(80)) = EventData(Parameters(40)) + Eventdata(ip30)           ! kxe + He+x
EventData(Parameters(81)) = Eventdata(Parameters(40)) - EventData(ip30)           ! kxe - He+x
else
EventData(Parameters(80)) = 1000000
EventData(Parameters(81)) = 1000000
endif
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!Transversalimpulse kt!!!!!!!!!!!!!!
EventData(Parameters(82)) = sqrt((EventData(Parameters(40)))**2+(EventData(ip39))**2) !kte
EventData(Parameters(83)) = sqrt((EventData(ip30)**2 + EventData(ip35)**2)) !kthe+
EventData(Parameters(84)) = sqrt((EventData(ip31)**2 + EventData(ip37)**2)) !kthe++
!!!!!!!!!!!!!!GesamtImpulse kges!!!!!!!!!!!!!!
EventData(Parameters(85)) = sqrt( (EventData(Parameters(82)))**2+(EventData(ip38))**2)
EventData(Parameters(86)) = sqrt( (EventData(Parameters(83)))**2+(EventData(ip34))**2)
EventData(Parameters(87)) = sqrt( (EventData(Parameters(84)))**2+(EventData(ip36))**2)
!!!!!!!!!!!!!! Berechnung des Winkels alpha, um den das Koordinatensystem gedreht wird!!!!!!
EventData(Parameters(94)) = atan2(EventData(Parameters(35)),EventData(Parameters(30)))
!!!!!!!!!!!!!! Berechnung der Koordinaten im gedrehten System !!!!
EventData(Parameters(88)) = EventData(Parameters(83))           !kx_he+
EventData(Parameters(89)) = 0           !ky_he+
EventData(Parameters(90)) = EventData(Parameters(40))*cos(EventData(Parameters(94)))+(EventData(Parameters(39)))*sin(EventData(Parameters(94)))           !kx_e
EventData(Parameters(91))=-EventData(Parameters(40))*sin(EventData(Parameters(94)))+(EventData(Parameters(39))*cos(EventData(Parameters(94)))           !ky-e
EventData(Parameters(95)) = EventData(Parameters(40)) + EventData(ip48) + EventData(ip30)           !kxe+kxp+kxhe+
!!!!!!!!!!!!!! Berechnung des ProjektilImpulsverlustes aus Energieverlust/////
dep = abs(EventData(Parameters(28)))
EventData(Parameters(99)) = - (sqrt((2*550)/27.5) - sqrt((2* (550-dep))/27.5))           !dkzp
EventData(Parameters(102))=(sqrt((EventData(Parameters(38)))**2+(EventData(Parameters(39)))**2+(EventData(Parameters(40)))**2))**2*27.2           !Energie vom langsamem Elektron Ee
!!!!!!!!!!!!!! LoNGITUDINALE Impulse !!!!!!!
EventData(Parameters(100)) = EventData(Parameters(38)) + EventData(Parameters(99)) + EventData(ip34)           !kze+kzp+kzhe+
EventData(Parameters(101)) = EventData(Parameters(99)) + EventData(ip34)

```

Anstatt die Definition der Spektren, Conditions und Parameter manuell einzugeben ist es ratsam, diese in einer Batch- Datei (mit der Endung .ccf für Cobold Command File) zu definieren, die folgendermaßen aussehen könnte:

```

;Definition der Koordinaten:
coordinate t1e,t2e,t3e,t4e
coordinate t1p,t2p,t3p,t4p
coordinate pe
coordinate t1r,t2r,t3r,t4r
coordinate rece
coordinate prec
;Definition der Parameter:
parameter 30,32
parameter 31,33
parameter 32,34
parameter 33,35
parameter 34,36
;Ortseichung in m/ch eDet
parameter 68,.00003627
parameter 69,.00003766
;Definition der Condition
condition sum1r,2120,2260,csum1r
condition sum2r,2140,2290,csum2r
condition csum1r, and, csum2r,csumr
;Definition der Spektren
define1 -3,10,.0625,kxe,always,Px-e(90°)
define1 -3,10,.0625,kxe,cXYrHe1+,Px-e(90°)
define1 -3,10,.0625,kxe,cXYCrHe1+,Px-e(90°)
define2 -2,2,.05,xCe,-8,2,1,kzp+kzhe+,sumperHe1+,kze gegen kzp+kzhe+
define2 -2,2,.05,xCe,-8,2,1,kzp+kzhe+,cXYperHe1+,kze gegen kzp+kzhe+

```

Für die Bestimmung der Eichfaktoren in Flugzeitrichtung wurde das folgende Programm TOF eingesetzt:

```

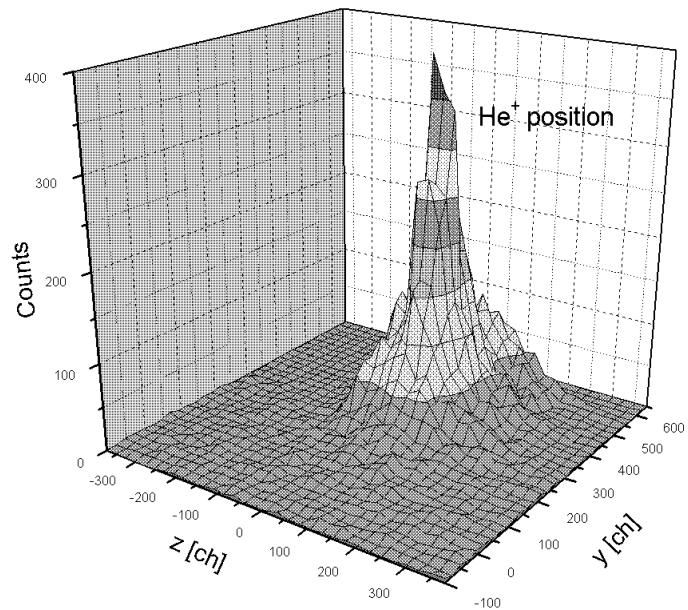
COMMON /INDATA/ eM,KRED,Q,X(10),U(10),ESTART,TGES,utot(5)
OPEN (UNIT=10,FILE='Etof.DAT',FORM='FORMATTED',STATUS='NEW')
em=1.          !electronenmasse
q=1.           !Ladung
! geometrie: elektron startet an der stelle x(1) bei Potential u(1) und fliegt in x richtung bis zu Stelle x(10)
x(1)=0.0       ! start ort  Wird nacher verschoben um totale Flugzeit fuerStartimpuls 0 zu reproduzieren
x(2)=1.1       ! Pusher    cm erstes Gitter !
x(3)=1.7       ! 1. gitter zweites gitter
x(4)=1.9       ! 2. gitter retarding gitter for fieldleakedge 0.2 shoter
x(5)=2.1       ! plate
U(1)=0          !Spannung an der Stelle x(1)
U(2)=3.3       !Spannung am 1.Gitter
U(3)=3.3       !Spannung am 2.Gitter
U(4)=0.0001    !Spannung am 3.Gitter
U(5)=400       !Spannung am Front-Channel-Plate
check=1000000.
print *,'
print *,'
print *'*****'
print *,'
print *,'pstart (au) ,  estart(eV) ,  tges(ch)'
print *,'
print *'*****'
print *,'
print *,'!
! loop for all starting momenta
Do i=-15000,30000
pstart=i/5000.          ! pstart in au
Estart=pstart**2./2.*27.21 !Startenergie in eV
if(pstart.lt.0.)then
call ttom
else
call ttotp
endif
t0=i1
t1=t2
t2=tges*20.83333      !Angabe in Kanäle pro nsec
it1=int(t1+0.5)
it2=int(t2+0.5)
if(it2.ne.it1)then
write(10,900)it2,pstart
print *,pstart,estart,it2,pstart
endif
enddo
900 format('  xtof(',i5,')=',e15.7)
end
*****!
! berechne Flugzeit fuer potentialverlauf in u(10) und startenergie Estart
*****!
subroutine TTOTp      !start in field direction
COMMON /INDATA/ eM,KRED,Q,X(10),U(10),ESTART,TGES,utot(5)
TGES=0.
do 11 I=1,4  !summiere Flugzeiten entlang der Bahn
V0=2.188e-1*sqrt((Q*U(i)+ESTART)/em/27.21*2.) !Startgeschwindigkeit in intervall [x(i),x(i+1)]
V1=2.188e-1*sqrt((Q*U(i+1)+ESTART)/em/27.21*2.) !endgeschw.im intervall
TGES=TGES+(X(i+1)-X(i))*2./(V0+V1)
11  continue
return
end
subroutine TTOTm      !start counter field direction
COMMON /INDATA/ eM,KRED,Q,X(10),U(10),ESTART,TGES,utot(5)
TGES=0.
dxtturn=abs((x(1)-x(2))/(u(2)-u(1)))*estart
vs=2.188e-1*sqrt(estart/em/27.21*2.)
tges=tges+2.*(dxtturn*2./vs) ! 2 x turnaround
do 11 I=1,4  !summiere Flugzeiten entlang der Bahn
V0=2.188e-1*sqrt((Q*U(i)+ESTART)/em/27.21*2.) !Startgeschwindigkeit
! in intervall [x(i),x(i+1)]
V1=2.188e-1*sqrt((Q*U(i+1)+ESTART)/em/27.21*2.) !Endgeschw.im Intervall
TGES=TGES+(X(i+1)-X(i))*2./(V0+V1)
11  continue
return
end

```

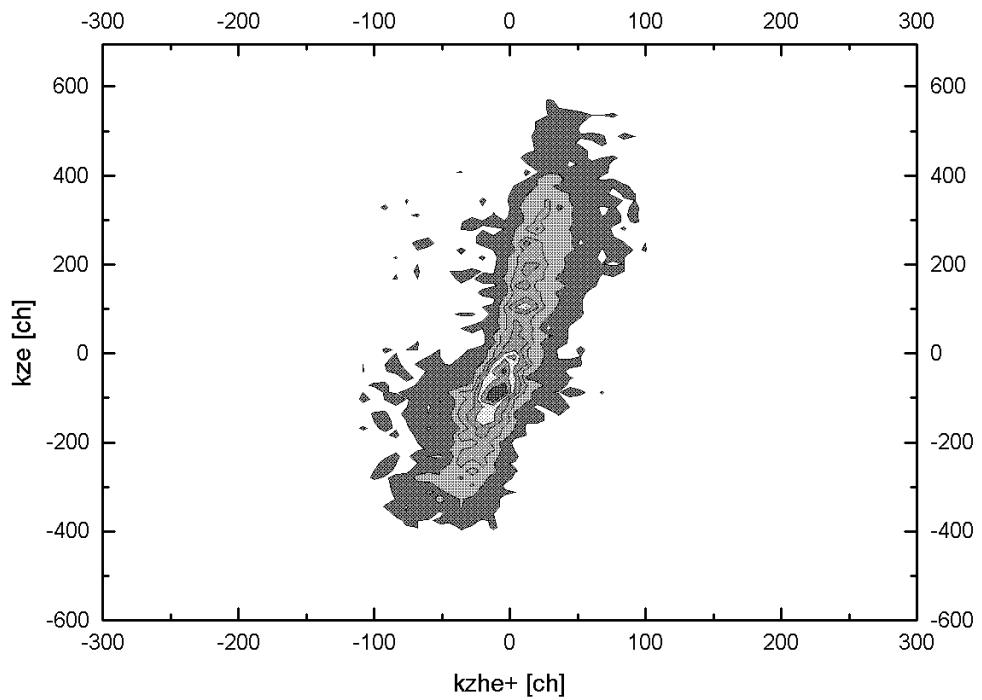


**Abbildung 9.10:** Blick in die Experimentierkammer. Zu sehen sind die Ringe des Extraktionsabschnitts des Rückstoßionenionenimpulsspektrometers. Um dem Elektronendetektor herum ist eine Abschirmung gebaut. Das 127°- Zylinderspektrometer in Strahrichtung ist ebenfalls gut sichtbar.

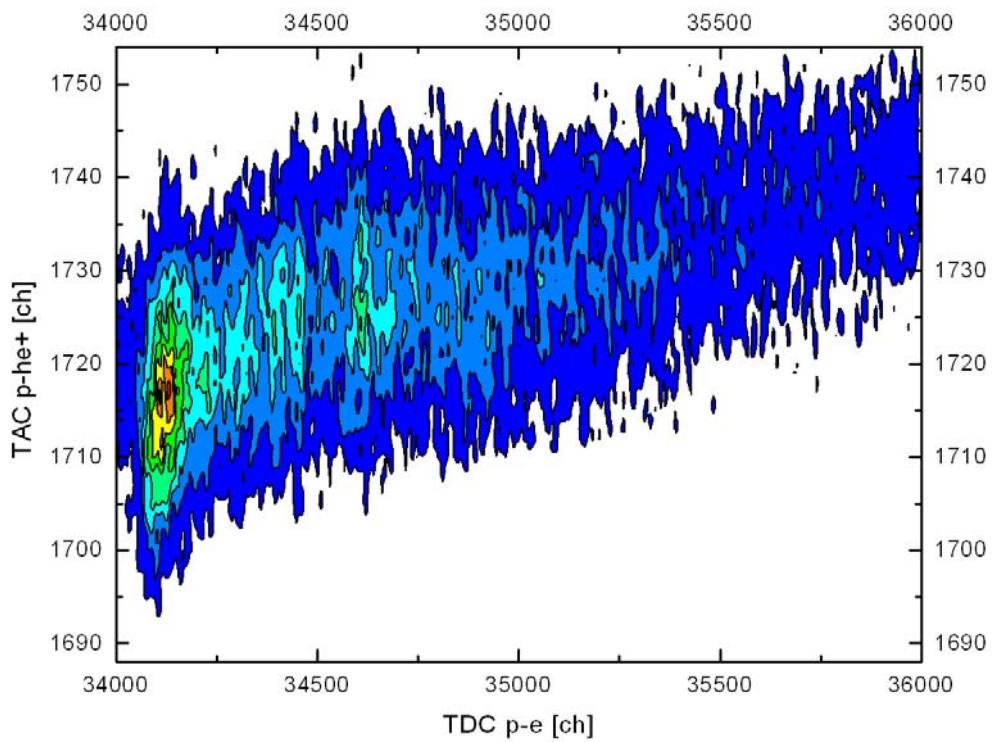
Und schließlich sind hier einige ergänzende Spektren präsentiert:



**Abbildung 9.11:** Dreidimensionale Darstellung des  $\text{He}^{1+}$ -Jetflecks auf der Detekorebene.



**Abbildung 9.12:** Aufgetragen ist in diesem Bild die Longitudinalrichtung des Elektronendetektors gegen die des Recoildetektors.



**Abbildung 9.13:** Dargestellt sind hier die TOF (time-of-flight) vom  $He^{I+}$ -Ion aufgetragen gegen die des langsamem Elektrons.

## Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.10:	Verlauf des Wirkungsquerschnittes der Einfachionisation in Abhängigkeit von Projektilenergie.....	7
Abb. 2.11:	Einfachionisationswahrscheinlichkeit für 500 eV Elektronen (aus ODA72 und OPA75).....	8
Abb. 2.12:	Darstellung des Verhältnisses von Einfach- zu Doppelionisation von Helium als Funktion der Einschußenergie (aus CHA88).....	8
Abb. 2.13:	Beim Two Step 1 (TS1) trifft das zuerst ionisierte Elektron das zweite Elektron.....	10
Abb. 2.14:	Beim Two Step 2 (TS2) ionisiert das Projektilelektron nacheinander die beiden Targetelektronen.....	10
Abb. 2.15:	Beim Shake Off (SO) wird die Ionisation des zweiten Elektrons durch die „langsame“ Anpassung der Wellenfunktion hervorgerufen.....	10
Abb. 3.10:	Die neu entwickelte Experimentierkammer.....	19
Abb. 3.11:	Geometrie des Gasjetttargets.....	21
Abb. 3.12:	Aufbau der Elektronenkanone mit den dazugehörigen Spannungswerten.....	23
Abb. 3.13:	Die EZR und die Lage der Experimentierkammer mit dem zweistufigem Überschallgasjet.....	25
Abb. 3.14:	Rückstoßionenimpulsspektrometer mit Elektronen- und Recoildetektor.....	26
Abb. 3.15:	Simulation der Ionentrajektorien im Rückstoßionenimpulsspektrometer.....	27
Abb. 3.16:	Anordnung des Rückstoßionenimpulsspektrometers bezüglich Strahlachse und doppelstufigem Ultraschallgasjet.....	28
Abb. 3.17:	Schematische Darstellung des 127°- Zylinderspektrometers.....	29
Abb. 3.18:	Simulation der Elektronentrajektorie im Projektilspektrometer.....	30
Abb. 3.19:	MCP- Delay- Line Detektor, wie sie dreifach in diesem Experiment eingesetzt wurde.....	31
Abb. 3.20:	Vergrößerung eines Multichannelplates.....	32
Abb. 3.21:	Schematische Darstellung der Elektronenlawine bei der Chevron- Anordnung.....	33
Abb. 4.10:	Ortsbild des Elektronendetektors aufgenommen mit der TMS2001- Karte.....	35
Abb. 4.11:	Das Datenaufnahmesystem für das (e,3e)- Experiment.....	36
Abb. 4.12:	Koppelkiste zur Auslese der mV Signale von den Detektoren.....	37
Abb. 5.10:	Druckveränderungen in Abhängigkeit von dem Vordruck $p_0$ .....	40

Abb. 5.11:	Ionisationsspur auf dem Elektronendetektor mit dem Jetfleck.....	41
Abb. 5.12:	Projektion der Ionisationsspur auf die z- Achse (Strahlrichtung).....	42
Abb. 5.13:	Ortsbild des Projektildetektors mit direktem Elektronenstrahl.....	43
Abb. 5.14:	Ortsbild der Eichmaske auf dem Elektronendetektor.....	44
Abb. 5.15:	Projektion eines Streifens aus 5.13 auf die z- Achse (Strahlrichtung).....	44
Abb. 5.16a:	Flugzeitspektrum der Rückstoßionen ohne Condition.....	46
Abb. 5.16b:	Flugzeitspektrum der Rückstoßionen mit Condition .....	46
Abb. 5.17a:	Flugzeit der langsamen Elektronen.....	47
Abb. 5.17b:	Flugzeit der langsamen Elektronen mit Condition auf $\text{He}^{1+}$ - Zeit und Ort.....	48
Abb. 6.11:	Ortsbild der Capture- Linien bei $v_p = 0,679$ a.u. ohne Condition.....	52
Abb. 6.12:	Ortsbild der Capture- Linien bei $v_p = 0,679$ a.u. mit Condition auf $\text{He}^{1+}$ im Projektilort und Rückstoßionenflugzeit.....	52
Abb. 6.13:	Ortsbild, wie in 6.12, jedoch für $\text{He}^{2+}$ .....	53
Abb. 6.14:	Flugzeitspektrum der Rückstoßionen zur Untersuchung der Capture- Linien..	51
Abb. 6.15:	Eichgerade zur Eichung des Rückstoßionenimpulsspektrometers in longitudinaler Richtung.....	54
Abb. 6.16:	Ortsbild zur Eichung des Projektildetektors.....	55
Abb. 6.17:	Eichgerade zur Eichung des Projektildetektors in Energierichtung.....	56
Abb. 6.18:	Elektronendetektor als Rückstoßionendetektor zur Nullpunktsbestimmung....	57
Abb. 6.19:	Eichkurve zur Bestimmung der Impulskomponente in Zeitrichtung.....	58
Abb. 7.10:	Koordinatensystem zu den folgenden Spektren.....	59
Abb. 7.11:	Impulsverteilungen der Rückstoßionen in allen drei Raumrichtungen.....	60
Abb. 7.12:	Transversalimpulsverteilung $k_{\text{the}^+}$ der $\text{He}^{1+}$ - Ionen mit Conditions auf den Zeitsummenspektren der drei Detektoren.....	61
Abb. 7.13:	Verteilung des Gesamtimpulsvektors $k_{\text{geshe}^+}$ .....	61
Abb. 7.14:	Zweidimensionale Darstellung des Wirkungsquerschnitts $d^2\sigma/dk_{z\text{he}^+}dk_{y\text{he}^+}$ .....	62
Abb. 7.15:	Zweidimensionale Darstellung der Flugzeitspektren. Aufgetragen ist der e-rec TAC gegen p-rec TAC.....	64
Abb. 7.16:	Schematischer Verlauf des prozentualen statistischen Fehlerquadrats $\sigma_T/N_T$ bei einer festen Meßzeit t, in Abhängigkeit von dem Produkt aus Targetdichte und Projektilelektronenstrom nI (aus [CDU91] ).....	66
Abb. 7.17:	Dreidimensionale Darstellung des $\text{He}^{2+}$ -Peaks aus Abbildung 7.14. Der Untergrund ist durch Conditions nahezu verschwunden.....	68
Abb. 9.10:	Blick in die Kammer.....	74

- Abb. 9.11: Dreidimensionale Darstellung des  $\text{He}^{1+}$ - Jetflecks auf der Detektorebene.....74
- Abb. 9.12: Aufgetragen ist in diesem Bild die Longitudinalrichtung des Elektronendetektors gegen die des Recoildetektors.....75
- Abb. 9.13: Dargestellt sind hier die TOF (time-of-flight) vom  $\text{He}^{1+}$ -Ion aufgetragen gegen die des langsamen Elektrons.....75

## Literaturverzeichnis

- [JAG95] Ottmar Jagutzki, Dissertation, Entwicklung eines Rückstoßionenimpuls spektrometers zur Untersuchung der Dynamik im Heliumatom, Johann Wolfgang Goethe- Universität, 1994
- [BEM96] Dr. Brahim El Marji, Dissertation, Double ionisation d'atomes de gaz rares: expériences e,(3-1)e et (e,3e), Universite de Paris-Sud, 1996
- [CDC97] Claude Dal Capello et al, Double Ionization of Helium by Electron Impact: A Study of the Two- Step Mechanism, Laboratoire de Physique Moléculaire et des Collisions, 57078 Metz Cedex 03, France, 1997
- [ITA98] I. Taouil et al, Fully Determined (e,3e) Experiments for the Double Ionization of Helium, Laboratoire des Collisions Atomiques et Moléculaires (URA D0281), Bât 351, Université Paris XI, F- 91405 Orsay Cedex, FRANCE, 1998
- [KIE66] L. J. Kiefer and G.H. Dunn, Rev. Mod. Phys. 38, 1966
- [ODA72] N. Oda, Radiat. Res. 64, 1975
- [OPA66] C. D. Opal, E. C. Beaty und W. K. Peterson, At. Data 4, 1972
- [CHA88] M. Charlton, L.H. Andersen, L. Brun- Nielsen, B.I. Deutch, P. Hvelplund, F. M. Jacobsen, H. Knudsen, G. Laricchia, M. R. Poulsen und J. O. Pederson, J. Phys. B21, 1988, L545
- [LSB96] Lutz Spielberger, Dissertation, Erforschung von Korrelationseffekten in atomaren Mehrteilchensystemen: Doppel- und Einfachionisation von Helium induziert durch hochenergetische Photonen, Johann Wolfgang Goethe- Universität, 1996
- [REM96] R. El M'Khanter, Veröffentlichung, JPB 29, 1101, 1996
- [RTW92] R. Tweed, Veröffentlichung, Z. Phys.D 23, 309, 1992
- [MCG83] McGuire, Veröffentlichung, PRC 49, 1153, 1983
- [ALB96] A. Lahman- Bennani et al, diverse papers, 1996
- [ALB95] A. Lahman- Bennani et al, private communications, 1995
- [LOS96] Lothar Schmidt, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe Universität, 1996
- [STR96] Steffen Runkel, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe Universität, 1998
- [LLL97] Luis Lara Limon, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe Universität, 1998
- [THW98] Thorsten Weber, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe Universität, 1998

- 
- [CDU91] C. Dupré, A. Lahmam- Bennani and A. Duguet, About some experimental aspects of double and triple coincidence techniques to study electron impact double ionizing processes, Meas. Sci. Technology 2, 327, 1991
  - [VME95] Volker Mergel, Diplomarbeit, 1995
  - [KKH98] K. Khayyat, Differentielle Wirkungsquerschnitte in Antiprotonen- und Protonen- Helium- Stößen, Dissertation, Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main, 1998
  - [KUP98] Klaus Ullmann- Pfleger, Handbuch zur CoboldPC, 1998
  - [DMI88] D. R. Miller, „Free Jet Sources“ in Atomic and Molecular Beam Methods, ed. G. Scoles, Oxford University Press, Oxford/New- York, (1998)
  - [FRAS88] G. W. Fraser, M. A. Barstow et al., Imaging Microchannel Plate Detectors for X- Ray and XUV Astronomy, Nucl. Instr. Meth., 1988

## **Danksagung**

Eine Arbeit in experimenteller Atomphysik, wie sie hier vorliegt, ist fast immer das Ergebnis einer gutfunktionierenden Arbeitsgruppe aus Physikern. Deshalb möchte ich mich vorab bei allen, die direkt oder indirekt, bewußt oder unbewußt bei der Verwirklichung der Arbeit mitgewirkt haben, bedanken.

Ich danke Herrn Prof. Dr. Bethge für die Aufnahme ins Institut für Kernphysik Frankfurt.

Für die Aufgabenstellung und Betreuung bedanke ich mich recht herzlich bei Prof. Dr. Schmidt- Böcking, der mich in seine Gruppe aufnahm und mir mit seiner permanenten Diskussionsbereitschaft und Aufforderung zur Diskussion genügend Motivation zur dieser Arbeit gab. Zu deinem 60. Geburtstag wünsche ich dir alles Gute und weitere sechzig erfolgreiche Jahre.

Ich bedanke mich recht herzlich beim Matthias Achler, der mit dem Aufbau des Experiments angefangen hatte bis ich in die Gruppe kam und „seine Arbeit“ weiterführte. Für den Fortgang des Experiments waren seine Hilfestellungen immens wichtig. Alles Gute für die Zukunft.

Bei den beiden Cousins Reinhard Dörner und Volker Mergel für Ihre lebensnotwendigen Unterstützung, sowohl beim Aufbau als auch bei der späteren Auswertung und Analyse. Ohne Euch würde Lothar Schmidt immer noch warten.

Und ohne Lothar Schmidt wäre nichts gelaufen, deshalb gilt dir mein spezieller Dank. Ohne dein Ideenreichtum und deine tatkräftige Unterstützung beim Aufbau wäre mein Leben als Diplomand schwieriger gewesen. Danke Lothar und viel Erfolg für die Zukunft.

Besonders bedanken möchte ich mich beim Lutz Spielberger für seine Betreuung und die Bereitstellung der „Basis“ bei der Datenauswertung. Danke Lutz, ich weiß deine Hilfe zu schätzen.

Beim CEO von RoentDek, Ottmar Jagutzki, bedanke ich mich recht herzlich für den Bau der Detektoren und die Tips & Tricks sie zum laufen zu bringen.

Beim Klaus Ullmann- Pfleger, unserem Computerfachmann, bedanke ich mich für die Antworten auf die so häufig auftauchenden Fragen, bezüglich der PC- Rechner und den Programmen.

Stellvertretend für die Beschleunigermannschaft bedanke ich mich bei Herrn Schneider für Ihre Bemühungen bei der Trennung der Spannungsversorgung für das Datenaufnahmesystem.

Stellvertretend für die Elektronik bedanke ich mich beim Herrn Köhler für die Reparaturen und für die Bereitstellung von elektronischen Kleinteilen.

Beim Herrn Zanger, stellvertretend für die gesamte Werkstatt bedanke ich mich für die prompte Herstellung von Komponenten.

Bedanken möchte ich mich beim Herrn Latka, stellvertretend für die Verwaltung des Instituts, für die Versorgung mit bürotechnischem Material.

Für die freundliche Atmosphäre und das gute Arbeitsklima, sowohl innerhalb der Gruppe als auch im gesamten Institut bedanke ich mich bei den Diplomanden, A. Muthig, T. Weber (mittlerweile Doktorand), L. Lara- Limon, O. Hohn, S. Runkel, T. Tansel und bei den Doktoranden A. Müller, T. Jalowy, R. Neugebauer und M. Al- Turany.

An meine Eltern und meinem Bruder schließlich geht mein familiärer Dank. Sie haben mit Ihrer Unterstützung und Ihrer Liebe mehr zu meinem Studium beigetragen als sie sich das jemals vorstellen können.