

Entwicklung und Aufbau eines
Abbildungssystems zur Messung von
Elektronen jenseits niedriger Energien

Markus S. Schöffler

Diplomarbeit

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

Dezember 2002

Meiner Familie

„Beschreiben Sie, wie man die Höhe eines Wolkenkratzers mit einem Barometer feststellt.“ Ein Kursteilnehmer antwortete: "Sie binden ein langes Stück Schnur an den Ansatz des Barometers, senken dann das Barometer vom Dach des Wolkenkratzers zum Boden. Die Länge der Schnur plus die Länge des Barometers entspricht der Höhe des Gebäudes." Diese in hohem Grade originelle Antwort entrüstete den Prüfer dermaßen, dass der Kursteilnehmer sofort entlassen wurde. Er appellierte an seine Grundrechte, mit der Begründung dass seine Antwort unbestreitbar korrekt war, und die Universität ernannte einen unabhängigen Schiedsrichter, um den Fall zu entscheiden. Der Schiedsrichter urteilte, dass die Antwort in der Tat korrekt war, aber kein wahrnehmbares Wissen von Physik zeige. Um das Problem zu lösen, wurde entschieden den Kursteilnehmer nochmals herein zu bitten und ihm sechs Minuten zuzugestehen, in denen er eine mündliche Antwort geben konnte, die mindestens eine minimale Vertrautheit mit den Grundprinzipien von Physik zeigte. Für fünf Minuten saß der Kursteilnehmer still, den Kopf nach vorne, in Gedanken versunken. Der Schiedsrichter erinnerte ihn, dass die Zeit lief, worauf der Kursteilnehmer antwortete, dass er einige extrem relevante Antworten hatte, aber sich nicht entscheiden könnte, welche er verwenden sollte. Als ihm geraten wurde, sich zu beeilen, antwortete er wie folgt: "Erstens könnten Sie das Barometer bis zum Dach des Wolkenkratzers nehmen, es über den Rand fallen lassen und die Zeit messen die es braucht, um den Boden zu erreichen. Die Höhe des Gebäudes lässt sich leicht aus der Fallzeit berechnen. Das Barometer wäre allerdings dahin! Oder, falls die Sonne scheint, könnten Sie die Höhe des Barometers messen, es hochstellen und die Länge seines Schattens messen. Dann messen Sie die Länge des Schattens des Wolkenkratzers, anschließend ist es eine einfache Sache, anhand der proportionalen Arithmetik die Höhe des Wolkenkratzers zu berechnen. Wenn Sie aber in einem hohem Grade wissenschaftlich sein wollten, könnten Sie ein kurzes Stück Schnur an das Barometer binden und es schwingen lassen wie ein Pendel, zuerst auf dem Boden und dann auf dem Dach des Wolkenkratzers. Die Höhe entspricht der Abweichung der gravitationalen Wiederherstellungskraft. Oder, wenn der Wolkenkratzer eine äußere Nottreppe besitzt, würde es am einfachsten gehen da hinauf zu steigen, die Höhe des Wolkenkratzers in Barometerlängen abzuhaken und oben zusammenzählen. Wenn Sie aber bloß eine langweilige und orthodoxe Lösung wünschen, dann können Sie selbstverständlich das Barometer benutzen, um den Luftdruck auf dem Dach des Wolkenkratzers und auf dem Grund zu messen und der Unterschied bezüglich der Millibare umzuwandeln, um die Höhe des Gebäudes zu berechnen.

Aber, da wir ständig aufgefordert werden die Unabhängigkeit des Verstandes zu üben und wissenschaftliche Methoden anzuwenden, würde es ohne Zweifel viel einfacher sein, an der Tür des Hausmeisters zu klopfen und ihm zu sagen:

"Wenn Sie einen netten neuen Barometer möchten, gebe ich Ihnen dieses hier, vorausgesetzt Sie sagen mir die Höhe dieses Wolkenkratzers."

Der Kursteilnehmer war Niels Bohr, der erste Däne der überhaupt den Nobelpreis für Physik gewann.

Inhaltsverzeichnis

<i>Inhaltsverzeichnis</i>	5
1 Einleitung	8
1.1 Atomare Einheiten	12
2 COLTRIMS	16
2.1 Koordinatensystem	17
2.2 Das Gastarget	18
2.3 Bewegung im elektrischen Feld	23
2.4 Bewegung im magnetischen Feld	29
2.5 Zeit- und Ortsfokussierung	33
2.5.1 Zeitfokussierung.....	34
2.5.2 Ortsfokussierung	36
2.6 Detektoren	39
2.6.1 Ortsauflösende Micro Channel Plates	39
2.6.2 Ortsauflösende Anode.....	41
2.7 Gitter und Dellen	44
2.8 Auflösung	50
2.8.1 Elektrisches Feld	51
2.8.2 Magnetisches Feld.....	52
3 Schnelle Elektronen	58
3.1 Eindeutigkeit	58
3.2 Magnetfeld	62
3.3 Der löchrige Phasenraum	66
3.4 Inhomogene elektrische und magnetische Felder	68
3.5 Detektorprojektion	71
3.6 Elektrostatische Spektrometer	73
3.7 Resümee und Ausblick	77
4 Aufbau	80
4.1 Kammer, Vakuum und Jet	80
4.1.1 Vakuum	81
4.1.2 Jet.....	82
4.1.3 Strahlpräparation, -führung und Nachweis.....	86
4.2 Spektrometer	89
4.3 Magnetfeld	92
4.4 Elektronik und Datenaufnahme	95
5 Messungen und Diskussion	100
6 Anhang	111
6.1 Mit COLTRIMS-XXL experimentieren	111
6.1.1 Rückstoßionen	111
6.1.2 Elektronen und Magnetfeld.....	111
6.1.3 Projektile.....	112
6.2 Totale Wirkungsquerschnitte	113
6.2.1 Capture	113
6.2.2 Ionisation	114
<i>Literaturverzeichnis</i>	117
<i>Danksagung</i>	121

"Ich erinnere mich an viele Diskussionen mit Bohr, die bis spät in die Nacht dauerten und fast in Verzweiflung endeten. Und wenn ich am Ende solcher Diskussionen allein einen Spaziergang im benachbarten Park unternahm, wiederholte ich immer und immer wieder die Frage, ob die Natur wirklich so absurd sein könne, wie sie uns in diesen Atomexperimenten erschien. "

Werner Heisenberg

1 Einleitung

„Dass ich erkenne, was die Welt im Innersten zusammenhält, schau alle Wirkenskraft und Samen, und tu nicht mehr in Worten kramen.“ [GOE00] Aber wohin schauen wir eigentlich, um dem „magischen Klebstoff“ auf die Spur zu kommen, der alles zusammenhält, und vor allem, wie schauen wir dort hin? Die Physik zu Beginn des 21. Jahrhunderts kennt vier elementare Kräfte, die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung, die starke Wechselwirkung und die Gravitation. Jede einzelne von ihnen dominiert auf einer bestimmten Längenskala, die Gravitation – schwächste aber langreichweitigste Kraft - beispielsweise führt erst bei makroskopisch ausgedehnten Objekten zu wahrnehmbaren Effekten.

In der atomaren Welt, in der die Gesetze der Quantenmechanik und –elektrodynamik mit ihren Wahrscheinlichkeitsamplituden, Wellenfunktionen und Unschärfen gelten, ist die dominierende Wechselwirkung die elektromagnetische. Elektronen bewegen sich im Coulombpotenzial des Atomkerns. Ein Wasserstoffatom, das das einfachste Atom darstellt, lässt sich vollständig und analytisch lösen. Aber schon für Helium gilt dies nicht mehr uneingeschränkt. Ist dies einfach ein mathematisches Problem oder liegt das Problem tiefer? Fehlt uns zur vollständigen Beschreibung noch eine weitere bisher unentdeckte Kraft? Oder existiert eine Verschränktheit zwischen den Teilchen – ähnlich dem Pauli-Prinzip – die zwar selbst keine Kraft ist, jedoch in Systemen mit mehreren Fermionen für Ordnung sorgt.

Fast 100 Jahre Quantenmechanik ermöglichen es uns heute, von nahezu allen Atomen die Energieeigenwerte bis viele Nachkommastellen genau zu berechnen, stationäre Zustände und Emissionsspektren zu beschreiben. Wie der Übergang von einem zu einem anderen Zustand abläuft, die Dynamik des Übergangs, wird von theoretischer Seite nur unzureichend beantwortet. Die Bewegung stellt den Schlüssel zur Interaktion dar und unsere Untersuchungen beziehen sich genau hierauf – auf die Dynamik in einfachen Atomen und Molekülen, die Wechselwirkungen, die diese Vorgänge beschreiben. Wie viele Teilchen sind tatsächlich notwendig, um mehr als die Summe ihrer Einzelteile zu sein – sind 3 schon ausreichend, oder werden vielleicht mehr als 42 benötigt?

Viele Effekte die den Hauptanteil am Eigenwert, der heute zumindest für Wasserstoff bis zur 18. Nachkommastelle genau bestimmbar ist, lassen sich be-

schreiben; aber warum ist uns der große Durchbruch beim Verstehen nicht gelungen?

Ich möchte hierzu ein anschauliches Beispiel geben. Nehmen wir ein Fußballspiel: Nahezu die gesamte Spielzeit befinden sich Ball und Spieler in der Mitte des Feldes, aber die Zeit, in der sich die Spieler vor einem Tor oder der Ball gar in selbigem befindet, sind im Vergleich zur Gesamtspielzeit sehr gering. Für den Ausgang des Spiels jedoch ist dieser kurze Zeitraum (das Tor) der entscheidende Moment.

Übertragen auf die Physik gilt dies auch. Die Dinge die selten passieren und in den allermeisten Fällen von Konkurrenzprozessen überdeckt werden, eröffnen uns vielleicht den Weg zum tieferen Verständnis der Wechselwirkungen.

Schulbuchmeinung ist, dass der Heliumgrundzustand aus einem vollbesetzten s-Orbital besteht und nichts weiter. Betrachtet man dieses Problem jedoch im Detail unter Berücksichtigung der modernen quantenmechanischen Theorien, so ist diese Aussage nicht korrekt. Der Heliumgrundzustand, dessen Beschreibung ein 3-Teilchen-Problem darstellt, ist analytisch nicht lösbar, sondern nur mit numerischen Verfahren, beispielsweise Multikonfigurationsrechnungen. Diese Berechnungen können für Helium ziemlich exakt durchgeführt werden und als Lösung erhält man einige 100 Koeffizienten, die zusammengenommen die Lösung des Heliumgrundzustandes bilden. Über die Schönheit einer solchen Lösung auf eine eigentlich so trivial klingende Frage, wie ein quantenmechanisches 3-Teilchen-Coulomb-Problem gelöst wird, darf gestritten werden, nicht jedoch darüber, dass die Lösung für viele Fragen die korrekte Beschreibung darstellt.

Eine Untersuchung dieser Parameter ergibt, dass die Wellenfunktion des Heliumgrundzustandes nicht nur aus s-, sondern zu geringen Anteilen auch aus p-, d- und noch höheren Termen, die dann wieder zu einem s-Zustand koppeln, besteht. Ob nun diese höher angeregten Zustände nur ein Produkt der gewählten Theorie sind oder ob sie tatsächlich existieren, darüber herrscht derzeit größte Unklarheit. Falls sie existieren, bleibt überdies die Frage zu lösen, ob sie in einem Experiment wirklich gemessen werden könnten, man die Wellenfunktion abscannen könnte. Sofern man sie in einem Experiment messen könnte, so bedeutet dies, dass man es mit sehr schnellen Elektronen zu tun hat.

Es müssen also Reaktionen herausgesucht werden, in denen dieser exotische Anteil des Anfangs-/Grundzustandes wesentlich zum Wirkungsquerschnitt beiträgt. Desweiteren wollen wir während der Reaktion etwas über den Anfangszustand und nicht über den Prozess lernen. Bei langsamen Stößen [SCH00A] vermischen sich die Informationen über den Anfangszustand des zu untersuchenden Atoms und des Projektils so sehr miteinander, dass es nicht mehr eindeutig möglich ist zu sagen, wer wieviel zu was beiträgt. In schnellen Stößen also solchen, die schneller ablaufen, als die Umlaufzeit der Elektronen in der Atomhülle ist, wird der Grundzustand verhältnismäßig wenig gestört. Für sie gilt, dass die Störung, die dem System beigebracht wird, gering ist und somit Störungstheorie 1. Ordnung (Bornsche Näherung) betrieben werden kann. Für möglichst exakte Aussagen über den Anfangszustand ist es notwendig, dass auch die Wechselwirkung zwischen dem auslaufenden Elektron und dem Projektil (sog. Post-Colission-Interaction, PCI) gering ist; bei schnellen Elektronen ist dies der Fall.

Bei Stößen mit schnellen Projektilen gibt es mehrere Reaktionskanäle, in denen auch schnelle Elektronen entstehen.

- Beim Einfangen eines Elektrons aus dem Target in einen Kontinuumszustand des Projektils entsteht ein „freies“ Elektron (sog. CUSP- oder Konvoi-Elektronen), welches in Richtung des Projektils und mit Projektilgeschwindigkeit fliegt.
- Für den Fall eines zentralen Stoßes eines schweren Projektils (Proton oder schwerer) mit einem Elektron, erhält das Elektron die doppelte Geschwindigkeit des Projektils (sog. Binary Encounter, BE).
- In einer Messung von Mergel et al. [MER96] hat sich gezeigt, dass im Prozess der Transferionisation ($p + He \rightarrow H^0 + He^{2+} + e^-$) ebenfalls sehr schnelle Elektronen entstehen können und ihre Impulsverteilung möglicherweise die Impulsverteilung des Heliumgrundzustandes direkt widerspiegelt [MER01].

Zwar können mit dispersiven Elektronenspektrometern schnelle Elektronen mit höchster Energieauflösung untersucht werden. Jedoch ist ihre Raumwinkelakzeptanz Ω nur im Bereich von 10^{-4} von 4π . In einer Koinzidenz, die notwendig ist, um den richtigen Reaktionskanal zu identifizieren, läge die Nachweisefizienz dann nur noch im Bereich von 10^{-8} oder weniger. Mit dieser Methode ist es schlichtweg unmöglich, die Transferionisation sauber vom Untergrund zu trennen. Das sog. True-to-Random-Verhältnis ist viel zu niedrig.

Als Alternative bietet sich hier ein Abbildungsverfahren an, mit dem gleichzeitig mehrere Fragmente, Ionen und Elektronen mit nahezu 100 % von 4π Raumwinkel detektiert werden können, die sog. COLTRIMS-Technologie (Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) an. Da man auf diese Weise einzelne Momentaufnahmen von der ablaufenden Reaktion macht, bezeichnet man dieses Verfahren aus als „Reaktionsmikroskop“. Durch die gleichzeitige Detektion mehrerer Teilchen mit vollem Raumwinkel beträgt die Nachweis-effizienz in einer Mehrteilchenkoinzidenz auch nahezu 100 Prozent; es wird ein erhebliches besseres True-to-Random-Verhältnis erreicht. Wie COLTRIMS genau funktioniert, wird im folgenden Kapitel genau beschrieben. Im wesentlichen aber geht es darum, die einzelnen Fragmente mittels elektrischer und magnetischer Felder auf Detektoren zu projizieren und so den gesamten 3n-dimensionalen Impulsraum zu vermessen.

Der heutige Standardaufbau einer COLTRIMS-Apparatur sieht an einigen Stellen Feldsprünge vor, den möglichst instantanen Wechsel von einem elektrischen Feld in einen feldfreien Raum. Aus den Maxwellschen Gleichungen erhält man die Aussage, dass das elektrische Feld ein Quellenfeld ist [STÖ98]. Zur Erreichung der gewünschten Feldsprünge werden daher Gitter verwendet, die zwei Feldbereiche von einander abtrennen können. Der Einfluss, den diese Gitter auf die Trajektorien der Ionen und Elektronen ausüben, wurde sehr genau beleuchtet.

Die erste Generation von COLTRIMS bestand aus einem homogenen elektrischen Feld, in dem die Fragmente entsprechend ihrem Masse/Ladungs-Verhältnis auf zwei gegenüberliegende Detektoren projiziert wurden. So war es möglich, langsame Elektronen (10 eV) bei akzeptabler Auflösung mit vollem Raumwinkel zu vermessen. Schnellere Elektronen konnten entweder nur mit einem geringen Raumwinkel detektiert werden, oder das elektrische Feld hätte wesentlich größer gewählt werden müssen, sodass die Impulsauflösung schlechter gewesen wäre.

Die nächste Generation von COLTRIMS überlagert dem elektrischen Feld ein magnetisches Feld, um die Elektronen besser auf einen Detektor zu projizieren. Somit können bei akzeptabler Auflösung und wiederum vollem Raumwinkel Elektronen bis zu einer Energie von 50 eV vermessen werden. Auch hier gilt, dass höhere Felder (sowohl elektrische wie auch magnetische) die Auflösung verringern.

Motivation dieser Arbeit war es, eine Feldkonfiguration zu finden, die es ermöglicht, schnelle Elektronen (500 eV) mit größtmöglichem Raumwinkel und guter Impulsauflösung – natürlich zusammen mit einem Rückstoßion – nachzuweisen. Welche Vielzahl von Ideen ausprobiert wurde und wie der realisierte Aufbau dann schlussendlich aussieht, ist den Kapiteln 3 und 4 zu entnehmen.

Ob die theoretischen Überlegungen der gemessenen Realität bzw. das simulierte Spektrometer dem gebauten in seinen Eigenschaften entspricht, wird in Kapitel 5 an Hand einiger ausgewählter Spektren erörtert. Der realisierte Aufbau, der seine Funktionsfähigkeit bereits erfolgreich unter Beweis gestellt hat, steht dank seines großen Potenzials – in der Zukunft u. a. in Verbindung mit einem gepulsten Projektilstrahl – für viele weitere interessante Experimente zur Verfügung.

1.1 Atomare Einheiten

Für jeden „Normalsterblichen“ in Deutschland und weiten Teilen der Welt sind die sog. SI-Einheiten (Système International d’Unités) das Maßsystem, welches sie verwenden. Sie wurden in ferner Vergangenheit willkürlich definiert und fußen auf makroskopischen, anschaulichen Größen, wie Meter, Kilogramm, Sekunde, Ampere, Candela, Mol oder Kelvin [PTB02].

Da diese Größen für die Atomphysik recht unhandlich sind, wurden die atomaren Einheiten (atomic units = a. u.) definiert. Die Basis ist so gewählt, dass einige atomphysikalisch interessante Naturkonstanten einen leicht zu merken und gut handhabbaren Zahlenwerte besitzen. Sie sind normiert auf die Dimensionen eines Elektrons (e^-) im Grundzustand des Wasserstoffatoms.

Elementarladung	$e = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ As}$	= 1 a. u.
Elektronenmasse	$m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$	= 1 a. u.
Bohrscher Radius	$r_B = 5,2918 \cdot 10^{-11} \text{ m}$	= 1 a. u.
Geschwindigkeit Bohrsche Atomhülle	$v_e = 2,1877 \cdot 10^6 \text{ m/s}$	= 1 a. u.
Vakuumlichtgeschwindigkeit	$c = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ m/s}$	= 137 a. u.

Die atomaren Einheiten stellen, nach einiger Einübung und Gewöhnung an sie, ein sehr gutes System dar. Allerdings wird dadurch auch erreicht, dass jegliche Anschauung der Größen verschwindet und Nichtphysiker vollends den Bezug verlieren.

Hier noch eine kleine Zusammenstellung weiterer wichtiger Naturkonstanten [WEB97], [SCH00]:

Plancksches Wirkungsquantum	$h = 2\pi$	$\hbar = h/2\pi = 1$
Feinstrukturkonstante	$\alpha = 1/137$ a. u.	$\alpha c = 1$ a. u.
Induktionskonstante	$\mu_0 = 6,6918 \cdot 10^{-4}$ a. u.	
Influenzkonstante	$\epsilon_0 = 1/4\pi$	
Ruhemasse des Protons	$m_p = 1836,1528$ a. u.	
Compton-Wellenlänge des Elektrons	$\lambda_c = 0,04585$ a. u.	

Angaben in atomaren Einheiten erhalten meistens nur die Bezeichnung „a. u.“, ganz gleich welche Dimension die jeweilige Größe (Geschwindigkeit, Impuls, Zeit, Energie, etc.) hat. Dies bedeutet weiterhin, dass $1 \text{ a. u.} = 1 \text{ a. u.}^2 = 1 \text{ a. u.}^3 = 1$ ist.

Für die Umrechnung zwischen SI-Einheiten und atomaren Einheiten ergibt sich summa summarum:

Zeit	$1 \text{ s} = 4,1341 \cdot 10^{16}$ a. u.
	$1 \text{ a. u.} = \hbar m_e^{-1} (\alpha c)^{-2} = 2,4189 \cdot 10^{-17}$ s
Länge	$1 \text{ m} = 1,8897 \cdot 10^{10}$ a. u.
	$1 \text{ a. u.} = \hbar m_e^{-1} (\alpha c)^{-1} = 5,2918 \cdot 10^{-11}$ m
Masse	$1 \text{ kg} = 1,0978 \cdot 10^{30}$ a. u.
	$1 \text{ a. u.} = m_e = 9,1094 \cdot 10^{-31}$ kg
Ladung	$1 \text{ C} = 1 \text{ As} = 6,2415 \cdot 10^{18}$ a. u.
	$1 \text{ a. u.} = e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ C
Geschwindigkeit	$1 \text{ ms}^{-1} = 4,5710 \cdot 10^{-7}$ a. u.
	$1 \text{ a. u.} = (\alpha c) = 2,1877 \cdot 10^6 \text{ ms}^{-1}$
Impuls	$1 \text{ kgms}^{-1} = 5,0179 \cdot 10^{23}$ a. u.
	$1 \text{ a. u.} = m_e (\alpha c) = 1,9929 \cdot 10^{-24} \text{ kgms}^{-1}$
Drehimpuls, Wirkung	$1 \text{ Js} = 1 \text{ kgm}^2 \text{ s}^{-1} = 9,4825 \cdot 10^{33}$ a. u.
	$1 \text{ a. u.} = \hbar = 1,0546 \cdot 10^{-34}$ Js

Kraft	$1 \text{ N} = 1 \text{ kgms}^{-2} = 1,2138 \cdot 10^7 \text{ a. u.}$ $1 \text{ a. u.} = m_e^2 (\alpha c)^3 \hbar^{-1} = 8,2387 \cdot 10^{-8} \text{ N}$
Energie	$1 \text{ J} = 1 \text{ Nm} = 1 \text{ kgm}^2 \text{s}^{-2} = 2,2937 \cdot 10^{17} \text{ a. u.}$ $1 \text{ a. u.} = m_e (\alpha c)^2 = 4,3598 \cdot 10^{-18} \text{ J} = 27,211 \text{ eV}$
Spannung	$1 \text{ V} = 1 \text{ JC} = 1 \text{ kgA}^{-1} \text{m}^2 \text{s}^{-3} = 0,0367 \text{ a. u.}$ $1 \text{ a. u.} = m_e (\alpha c)^2 e^{-1} = 27,211 \text{ V}$
Magnetfeld	$1 \text{ T} = 1 \text{ Vsm}^{-2} = 1 \text{ kgA} = 4,2544 \cdot 10^{-6} \text{ a. u.}$ $1 \text{ a. u.} = (m_e \alpha c)^2 (e \hbar)^{-1} = 2,3505 \cdot 10^5 \text{ T}$

Hier noch eine kleine hilfreiche Zusammenstellung für das Experimentieren mit einfachgeladenen Projektilen, die die Zusammenhänge zwischen Projektilenergie, Geschwindigkeit, Impuls und Störung – alles in normalerweise verwendeten Einheiten - darstellt.

Projektilenergie E_p		Geschwindigkeit v_p		Impuls p_p	Störung q/v_p
[keV/u]	[a. u.]	[a. u.]	[mm/nsec]	[a. u.]	[a. u.]
25	919	1,00	2,19	1 837	1,00
100	3 675	2,00	4,38	3 673	0,50
150	5 512	2,45	5,36	4 499	0,41
200	7 350	2,83	6,19	5 195	0,35
300	11 025	3,47	7,58	6 363	0,29
400	14 699	4,00	8,75	7 347	0,25
500	18 374	4,47	9,79	8 214	0,22
700	25 724	5,29	11,58	9 719	0,19
1 000	36 748	6,33	13,84	11 616	0,16
1 200	44 098	6,93	15,16	12 725	0,14
1 500	55 123	7,75	16,95	14 227	0,13

Fortschritt ist der Weg vom Primitiven über das Komplizierte zum Einfachen.

Wernher von Braun

2 COLTRIMS

Das zuvor angesprochene Experiment benötigt eine Messmethode, die mehrere Punkte erfüllt. Zum einen sollen verschiedene Teilchen (Ionen und Elektronen) gleichzeitig nachgewiesen werden. Dies sollte aufgrund des sehr geringen Wirkungsquerschnitts mit einem großen Raumwinkel, am besten 4π , geschehen. Außerdem ist es notwendig den Anfangszustand des Targets vorher genau zu präparieren. Die Präparation kann z. B. dadurch erfolgen, dass das Target gut lokalisiert ist und eine geringe Impulsunschärfe (sehr kaltes Target) aufweist. Wünschenswert wäre zudem ein linearer Zusammenhang zwischen den Messgrößen und den zugehörigen Impulsen der Rückstoßionen und Elektronen, sodass die Eichung und Rekonstruktion der Trajektorien einfach ist. All diese Vorzüge vereint COLTRIMS (**C**old **T**arget **R**ecoil **I**on **M**omentum **S**pectroscopy). Seit etwa zehn Jahren wird diese Experimentiertechnik, die einen Zugang zu differenziellen Wirkungsquerschnitten erlaubt, in unserer Gruppe – und mittlerweile weltweit – überaus erfolgreich eingesetzt.

Ein Projektilstrahl (Ionen, Elektronen, Atome oder Photonen) wird mit einem Target (Gastarget [OJA94], flüssiges Target oder Festkörper [JAL02]) gekreuzt; der Überlappbereich definiert die Reaktionszone, in der die Projektile mit dem Target wechselwirken. Die Reaktionsprodukte werden mit einem weitestgehend homogenen elektrischen Feld von der Reaktionszone auf orts- und zeitauflösende Detektoren projiziert, wobei Elektronen und Rückstoßionen aufgrund ihrer Ladung in entgegengesetzte Richtungen auf separate Detektoren gelangen. Der große Vorteil liegt in der hohen Raumwinkelakzeptanz von bis zu 4π für gleichzeitig mehrere Teilchen, sodass auch sehr niedrige Wirkungsquerschnitte sich vom Untergrund abheben. So ist es überhaupt erst möglich die Transferionisation zu untersuchen, die gegenüber der Einfachionisation einen 3 Größenordnungen niedrigeren Wirkungsquerschnitt aufweist. Für leichte und schnelle Teilchen – Elektronen – wird dem elektrischen ein magnetisches Feld parallel überlagert.

Das in dieser Arbeit beschriebene Experiment – wie auch die meisten anderen – ist so aufgebaut, dass Projektil- und Gasstrahl sich unter 90° kreuzen und das elektrische Feld senkrecht auf der von beiden Strahlen aufgespannten Ebene steht. Diese dritte Achse wird als Spektrometerachse bezeichnet. Zwei Impulskomponenten erhält man aus der Auslenkung der Fragmente gegenüber der Spektrometerachse. Die dritte Impulskomponente steckt in der Flugzeit. Hier kommt die „Standard Time-Of-Flight“ (TOF)-Technik zum Einsatz.

Die Ionen werden im elektrischen Feld nach ihrem Masse/Ladungs-Verhältnis separiert, sodass gleichzeitig sogar verschiedenste Ionen und Ladungszustände untersucht werden können.

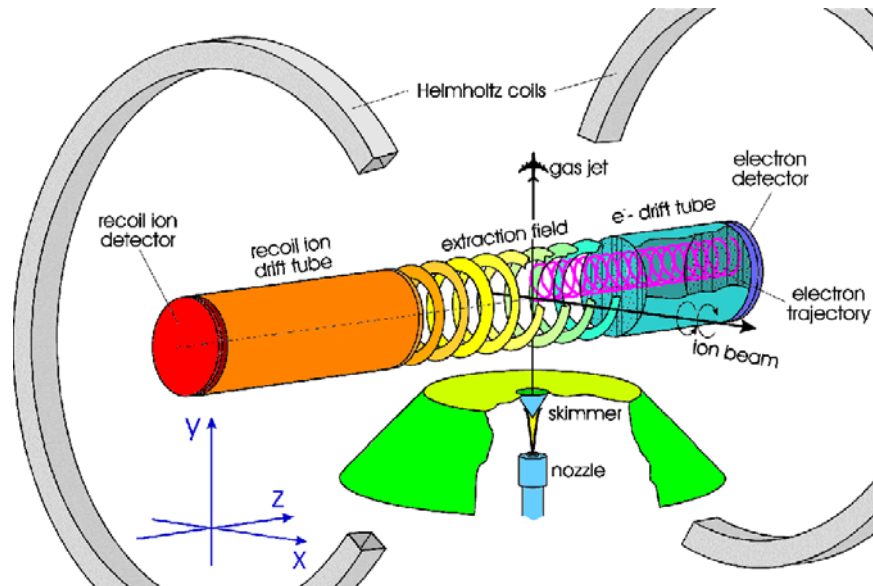


Abbildung 2.1: Schematischer COLTRIMS-Aufbau mit Gasjet, Spektrometer, Detektoren und Helmholtz-Spulen. [ACH99]

Zusammen mit hervorragenden orts- und zeitauflösenden Multihit-Detektoren gibt es kaum Reaktionsprozesse, deren Dynamik nicht untersucht werden könnte.

2.1 Koordinatensystem

Zur Beschreibung der Abbildungseigenschaften des Spektrometers und später zur Berechnung der Impulse wird ein Koordinatensystem verwendet, das wie folgt aussieht.

Es handelt sich um ein rechtshändiges Koordinatensystem, welches durch die Spektrometerachse (x) – in Richtung des Rückstoßionendetektors –, der Ausbreitungsrichtung des Jets (y) und der Projektilstrahlrichtung (z) aufgespannt wird. Alle drei Vektoren stehen orthogonal zueinander. Auf den Rückstoßionendetektor hin startende Teilchen haben per Definition einen positiven Impuls. Die Spektrometerachse (x) wird auch als *Flugzeitrichtung* oder auch *longitudinale* Richtung bezeichnet. Die y - bzw. z - Richtung oder verallgemeinert als Radius werden mit *transversaler* Richtung betitelt.

Da die Detektoren rund sind, wird das gesamte Spektrometer rotations-symmetrisch um die x-Achse gebaut. Dies erleichtert den Herstellungsprozess vieler verwendeter Bauteile (Rohre, Feldplatten) erheblich.

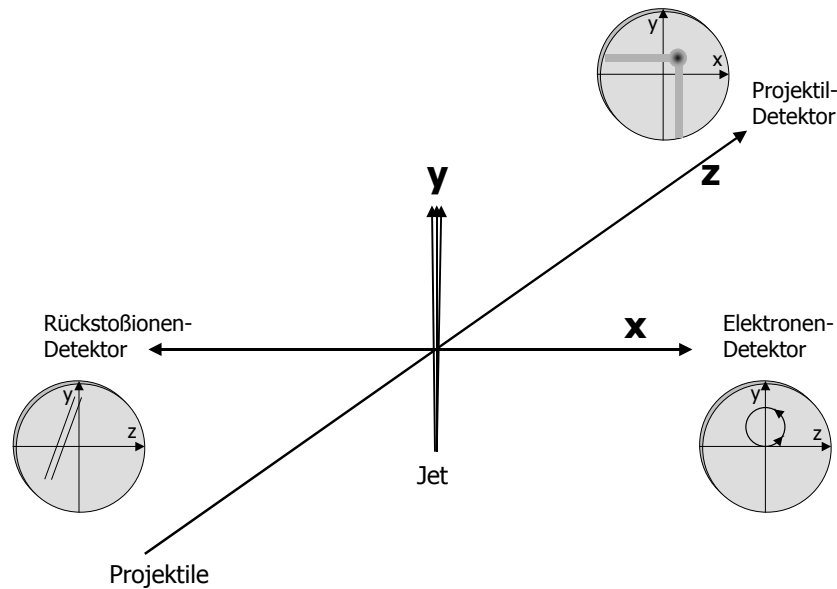


Abbildung 2.2: Darstellung des Koordinatensystems mit Andeutungen der typischen Detektorbilder bei Capture- und Transferionisationreaktionen.

2.2 Das Gastarget

Um aus der Messung der Rückstoßionenimpulse Informationen über eine atomphysikalische Reaktion erhalten zu können, muss die thermische Impulsverteilung im Gastarget deutlich kleiner sein, als der durch den Stoß übertragene Impuls. Die Impulsverteilung $f(p)dp$ eines Gases ist bestimmt durch die Maxwellverteilung [GER97],

$$f(p)dp = \sqrt{\frac{2}{\pi}} (kT)^{-\frac{3}{2}} \frac{p^2}{\sqrt{m}} \exp\left(-\frac{p^2}{2mkT}\right) dp \quad (2.1)$$

$$E = \frac{3}{2} kT \quad (2.2)$$

Hier ist p der Impuls, k die Boltzmannkonstante, T die Temperatur des Gases, m die Masse der Gasteilchen und E die mittlere kinetische Energie. Bei Zimmertemperatur beträgt die mittlere kinetische Energie für Helium etwa 40 meV, was einem Impuls von rund 4,6 a. u. entspricht. Die erwarteten Impulsüberträge liegen jedoch in einem Bereich von 0,1 bis 20 a. u., was einer

Temperatur von einigen zehntel Kelvin nahekkommt. Für Elektronen hingegen ist die Geschwindigkeit aufgrund der deutlich geringeren Masse um ein vielfaches geringer, stellt also kein Problem dar.

Eine sehr einfache auch in unserer Gruppe seit etwa 10 Jahren eingesetzte Methode, um diese Temperaturen zu erreichen ist die Verwendung eines Überschallgasjets (supersonic gas jet).

Das Gas expandiert adiabatisch isochor (bei konstanter Wärmemenge und konstantem Volumen) durch eine – hier 30 μm Durchmesser große – Düse in die Expansionskammer, auch Quellkammer genannt. Voraussetzung hierfür ist allerdings, dass der Vordruck p_0 (in der Regel einige bar) sehr viel größer wie der Umgebungsdruck in der Expansionskammer p_E ist. Bei diesem Prozess wird nahezu die gesamte thermische Energie in gerichtete Bewegungsenergie umgewandelt, was zu einer äußerst effektiven Kühlung des Targets führt [KAN51]; es stellt sich eine Überschallexpansion ein [MIL88A], [WUT88]. Die Gasatome bewegen sich mit der Geschwindigkeit

$$v_{jet} = \sqrt{\frac{5kT_0}{m}} \quad (2.3)$$

in Expansionsrichtung, was bei Raumtemperatur $T_0 = 300 \text{ K}$ für He etwa 1760 m/s, bzw. einem Impuls von $p_{jet} = 5,9 \text{ a. u.}$ entspricht. Das ausströmende Gas wechselwirkt mit dem Restgas in der Expansionskammer, wodurch sich verschiedene Zonen unterschiedlicher Eigenschaften herausbilden, wie auch in Abbildung (2.3 und 2.4) dargestellt.



Abbildung 2.3: Rechts: Photographie eines Überschall-Gasjets aufgenommen mit einem N_2 -jet, gemischt mit 1 % NO , welches durch einen ArF-excimer Laser zum Leuchten angerecht.

[NAL02]

Unter anderem bildet sich eine Zone aus Kompressions- und Schockwellen, die sog. „zone of silence“ aus, deren Länge l_z etwa der lokalen freien Weglänge (in der Regel einige cm) entspricht. Die Länge bzw. der Abstand der sog. „Mach Disk“ berechnet sich mittels [ASH66]

$$l_z = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{p_0}{p_E}} \cdot d_D \quad (2.4)$$

wobei d_D der Düsendurchmesser ist. In der „zone of silence“ bewegen sich die Gasatome nahezu ohne Stöße. Die Form des ausströmenden Gases wird ziemlich gut durch eine \cos^4 -Verteilung beschrieben. Mit steigendem Restgasdruck p_E schrumpft die „zone of silence“ aufgrund der häufigeren Stöße mit dem warmen Restgas und die Targetatome verlieren weniger interne Bewegungsenergie. Für detailliertere Informationen auch der thermodynamischen Betrachtungen des freien Jets siehe [JAG94], [WEB97], [MIL88B].

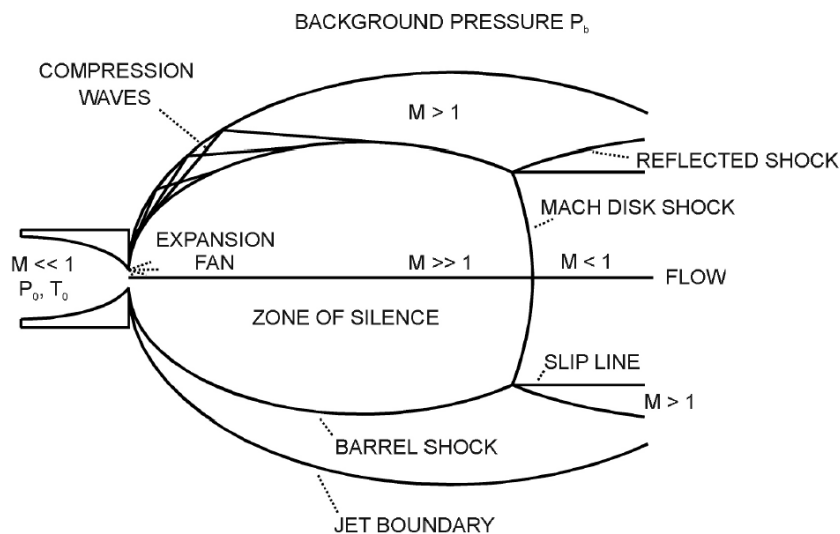


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Überschallexpansion [MIL88A]

In die „zone of silence“ taucht ein sog. Skimmer - eine Art Hohlkegel mit einem Loch an der Spitze und einer sehr scharfen Kante (wenige μm) ein. Der Durchmesser d_s des Lochs bewegt sich im Bereich von einigen 100 μm (hier 300 μm). Der Skimmer schält einen in zwei Raumrichtungen sehr gut lokalisierten Atomstrahl heraus.

Die erreichbare Endtemperatur des Jets T_{jet} – unter Annahme einer Boltzmann-Verteilung der Geschwindigkeit der Atome – wird durch das Speedratio S [TOE77] dem Verhältnis der Endgeschwindigkeit und der mittleren Geschwindigkeitsbreite angegeben.

$$S = \frac{v_{jet}}{\sqrt{\frac{2kT_{jet}}{m}}} \quad (2.5)$$

$$T_{jet} = \frac{5}{2} \frac{T_0}{S^2} \quad (2.6)$$

$$S = f(p_0 \cdot d_D) \quad (2.7)$$

Da sich die Berechnung des Speedratios als äußerst kompliziert gestaltet, wird in der Regel auf folgende Kurve zurückgegriffen, aus der man das Speedratio unter Verwendung von Gleichung 2.7 erhält [BRU89].

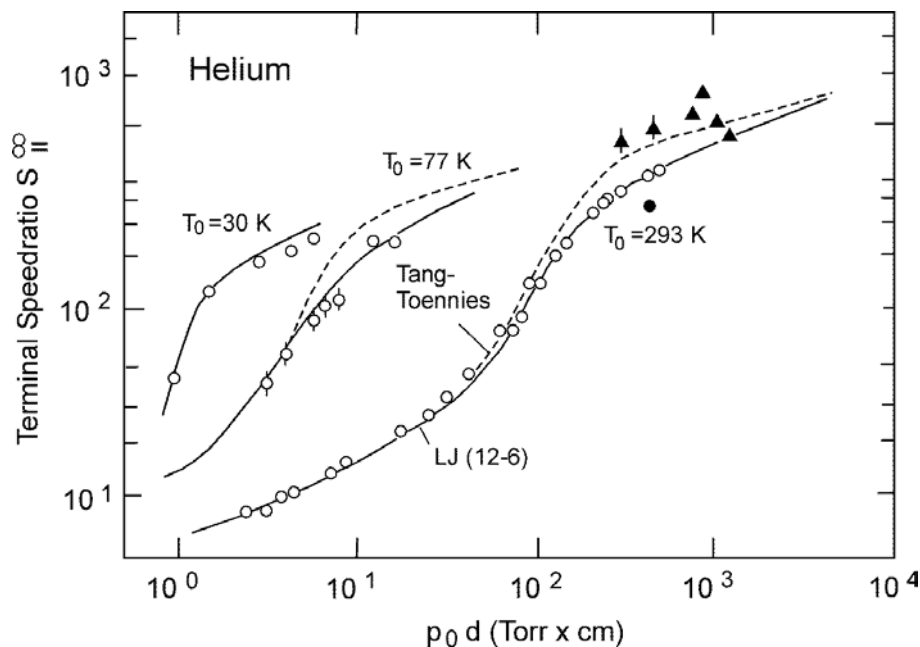


Abbildung 2.5: Gemessene Speedratiokurven für einen Helium-Überschalljet in Abhängigkeit vom Produkt aus Vordruck und Düsendurchmesser für verschiedene Gastemperaturen T_0 [BRU89].

In transversaler Richtung (senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Jets) kann die Impulsunschärfe anhand der mittleren Geschwindigkeit und der geometrischen Divergenz bestimmt werden. Die maximale thermische Bewegung der Gasatome wird – rein geometrisch – durch den Skimmerdurchmesser und den Abstand Düse-Skimmer limitiert. Das dreidimensionale Impulsprofil ΔK beträgt nach [ACH99], [MER94]

$$\Delta \vec{p}_{jet} = \sqrt{m5kT_0} \begin{pmatrix} (d_D + d_S)/l \\ (2\sqrt{\ln(2)})/S \\ (d_D + d_S)/l \end{pmatrix} \text{ (FWMH)} \quad (2.8)$$

wobei l der Abstand zwischen Düse und Skimmer ist. Die Y-Richtung ist die Ausbreitungsrichtung des Jets, in der die adiabatische isochore Expansion für die notwendige Kühlung sorgt.

Die 99,99 % des Gastargets, die nach Kreuzung mit dem Projektilstrahl keine Wechselwirkung erfahren haben, werden im sog. Jetdump – einer differenziellen Pumpstufe – abgepumpt.

Außer dem eben beschriebenen einstufigen Jetsystem, bei dem nur eine Expansionskammer mit einer Blende vorhanden ist, wird für Experimente, bei denen der Gasanfall an warmem Restgas in der Targetkammer möglichst gering gehalten werden muss, ein zwei- oder mehrstufiges Jetsystem [ACH95] verwendet. In der zweiten Jetstufe herrscht ein deutlich besseres Vakuum, als in der vorangegangenen ersten Stufe. Der mittels Skimmer herausgeschälte Atomstrahl weitet sich aufgrund seiner Divergenz weiter auf und wird vor Eintritt in die Targetkammer durch eine weitere Blende beschnitten. Abgesehen von der Kollimation des eigentlichen Atomstrahls wird durch die zusätzliche Blende vor allem der Fluss an warmem Restgas, aufgrund des niedrigen Leitwertes, so klein, dass der Druck in der Targetkammer kaum beeinträchtigt wird [SCH00]. Beispielsweise wird bei Experimenten am Experimentierspeicherring (ESR) der GSI ein bis zu 5-stufiges Jetsystem [STÖ01] benutzt.

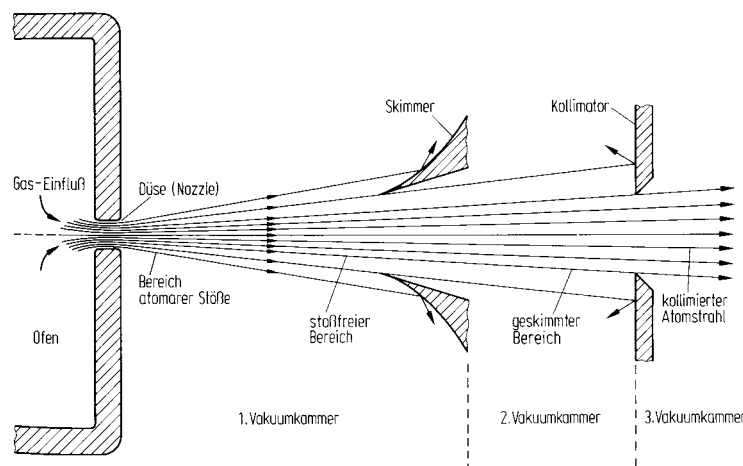


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung einer 2-stufigen Düse-Skimmer-Kollimator-Anordnung [BER87B]

Bei Experimenten, die noch kältere Targets benötigen, empfiehlt es sich das Gas schon vor der Expansion zu kühlen [WEB97], [LEY92]. Die Senkung der Gastemperatur schon vor der Expansion führt zu einer Verringerung der intrinsischen Impulse. Man erreicht schon bei deutlich niedrigerem Vordruck ein höheres Speedratio und somit eine noch niedrigere Temperatur. Außerdem wird die „Offsetgeschwindigkeit“ gesenkt; der Impuls in Jetrichtung sinkt nach Gleichung 2.5 um

$$\sqrt{\frac{T_0^{\text{warm}}}{T_0^{\text{kalt}}}} \quad (2.9)$$

Siehe hierzu auch die Diskussion in Kapitel 4.1. Im Extremfall führt die Abkühlung (auch bei nicht vorgekühlten Jets) zur Kondensation im Strahl. Dies kann zum Zufrieren der Düse führen, weswegen in einigen Experimenten [WEC02] eine Temperaturregelung durch eine Gegenheizung unmittelbar unterhalb der Düse angebracht wird. Die in der Clusterphysik [KRÄ00] interessierende Kondensation kann auch durch die Verwendung eines „seeded beams“ [PAU88] verhindert werden. Hierzu wird das zu messende Atom bzw. Molekül mit einem inerten Trägergas (z. B. Helium) vermischt, welches nicht auskondensiert [KOH92], [BLU92].

Der Vollständigkeit halber muss hier noch auf zwei weitere Jets hingewiesen werden. Beides sind ganz neue Entwicklungen in unserer Arbeitsgruppe. Bei dem einen Jet handelt es sich um einen metastabilen He^* Jet [JAH02] und der andere ist ein Plasmajet [SCH02A]. In beiden Fällen sind in der Düse Mikrostrukturelektroden (MSE) angebracht, zwischen denen bei Gasdurchfluss ein Plasma brennt [HOH02].

2.3 Bewegung im elektrischen Feld

Die nun folgenden Rechnungen werden sich ausführlicher gestalten, als sonst üblich. Es soll verhindert werden, dass der Leser an vielfachen gleichzeitig durchgeführten Umformungen und Näherungen, den Faden verliert.

Elektrische Felder üben auf geladene Teilchen eine Kraft, die sog. Coulombkraft \vec{F}_C aus, wobei q die Ladung, m die Masse und \vec{E} das elektrische Feld ist:

$$\vec{F}_C = q\vec{E} \quad (2.10)$$

$$\vec{a} = \frac{\vec{E}q}{m} \quad (2.11)$$

bzw. umgeformt und aufgelöst nach der Beschleunigung \vec{a} .

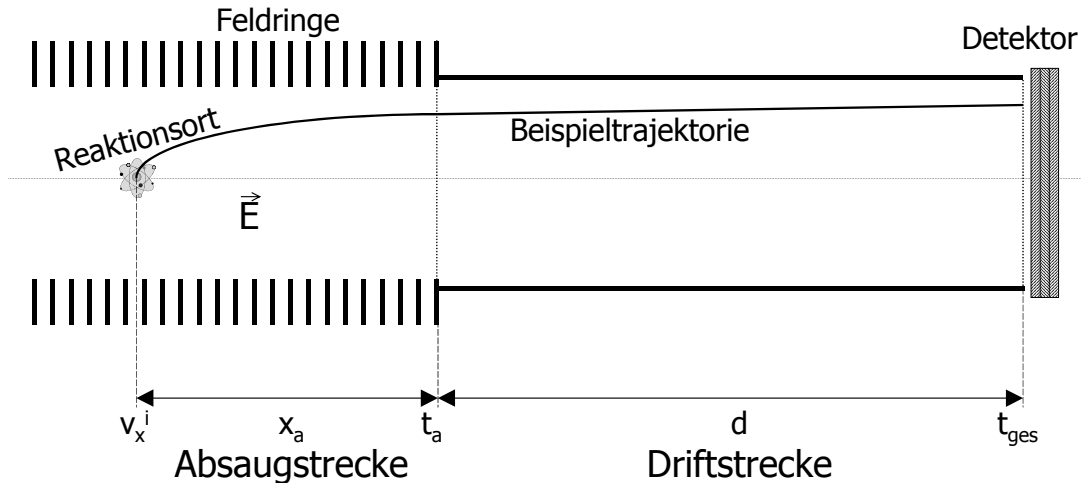


Abbildung 2.7: Skizze eines einfachen Spektrometers in zeitfokussierender Geometrie mit den zugehörigen Variablen. Die senkrechten Strich auf der linken Seite stellen die Feldringe dar, die ein homogenes elektrisches Feld erzeugen.

Die geladenen Teilchen erfahren im elektrischen Feld eine gleichförmig gleichmäßige Beschleunigung. Da das Feld parallel zur Spektrometerachse (x) liegt, wirkt tritt nur hier eine Beschleunigung auf und zur Vereinfachung gilt $\vec{a} = a_x = a$; somit gilt:

$$x_a = \frac{1}{2}at_a^2 + v_x^i t_a \quad (2.12)$$

wobei t_a die Zeit bis zum Erreichen der Driftstrecke ist, x_a die Länge der Beschleunigung im elektrischen Feld und v_x^i die Anfangsgeschwindigkeit ($i = \text{initial}$). Aufgelöst nach der Zeit ergibt sich (wobei nur das Pluszeichen zu physikalisch möglichen Ergebnissen führt):

$$t_a = -\frac{v_x^i}{a} \pm \sqrt{\frac{v_x^{i2} + 2x_a a}{a^2}} \quad (2.13)$$

Bei Erreichen des Eintritts in die Driftstrecke besitzt das Teilchen die Geschwindigkeit v_a , die gegeben ist durch:

$$v_a = v_x^i + at_a \quad (2.14)$$

$$v_a = v_x^i + a \left(-\frac{v_x^i}{a} + \sqrt{\frac{v_x^{i2} + 2x_a a}{a^2}} \right) \quad (2.15)$$

$$v_a = \sqrt{v_x^{i2} + 2x_a a} \quad (2.16)$$

Für die Gesamtflugzeit t_{ges} , die sich aus der Zeit der Beschleunigung im elektrischen Feld t_a und der Zeit des Driftens im feldfreien Bereich t_d zusammensetzt, gilt:

$$t_{ges} = t_a + t_d \quad (2.17)$$

Mit

$$t_d = \frac{d}{v_a} \quad (2.18)$$

ergibt sich nun für die Gesamtflugzeit:

$$t_{ges} = -\frac{v_x^i}{a} + \sqrt{\frac{v_x^{i2} + 2x_a a}{a^2}} + \frac{d}{\sqrt{v_x^{i2} + 2x_a a}} \quad (2.19)$$

oder in umgeformter Darstellung:

$$t_{ges} = -\frac{v_x^i}{a} + \sqrt{\frac{d}{a}} \cdot \left(\sqrt{\frac{v_x^{i2} + 2x_a a}{ad}} + \sqrt{\frac{ad}{v_x^{i2} + 2x_a a}} \right) \quad (2.20)$$

Mit der Substitution

$$g = \sqrt{\frac{v_x^{i2} + 2x_a a}{ad}} \quad (2.21)$$

kann Gleichung 2.20 in folgender übersichtlicher Form geschrieben werden:

$$t_{ges} = -\frac{v_x^i}{a} + \sqrt{\frac{d}{a}} (g + g^{-1}) \quad (2.22)$$

Im Vorgriff auf Kapitel 2.5, in dem an Beispielen erläutert wird, wie sich die Ausdehnung des Targets auf die Auflösung auswirkt, wird an dieser Stelle schon eine wichtige Berechnung durchgeführt.

Die Idee zur Kompensation der Targetausdehnung in Flugzeitrichtung (x) kommt aus dem Bereich der Massenspektrometrie und wird schon seit mehr als 50 Jahren eingesetzt. Es wird eine eindimensionale Fokussierung [WIL55], die sog. Zeitfokussierung – da der Einfluss der Targetausdehnung auf die Flugzeit minimiert wird –, verwendet. Erreicht wird dies in erster Ordnung durch eine feldfreie Driftstrecke. Teilchen, die weiter links, also vom Detektor weiter weg, starten nehmen bis zum Eintritt in die Driftstrecke mehr Energie auf und sind somit schneller als weiter rechts startende. Die Zeitfokusebene liegt an jenem Punkt, an dem die schnelleren Ionen die langsameren exakt eingeholt haben. Die Frage lautet demnach, wann die Flugzeit t_{ges} in erster Näherung unabhängig von der exakten Länge der Beschleunigungsstrecke x_a ist. Zur Berechnung der Driftstrecke wird noch die Näherung kleiner Geschwindigkeiten v_x^i gegenüber der im elektrischen Feld aufgenommenen Energie notwendig. Es gilt:

$$\left. \frac{d}{dv_x^i} \right|_{\lim v \rightarrow 0} \left(\sqrt{\frac{d}{a}} \cdot \left(\sqrt{\frac{v_x^{i2} + 2x_a a}{ad}} + \sqrt{\frac{ad}{v_x^{i2} + 2x_a a}} \right) \right) = 0 \quad (2.23)$$

$$\left. \frac{d}{dv_x^i} \right|_{\lim v \rightarrow 0} = \sqrt{\frac{d}{a}} \left(\frac{\frac{2v_x^i}{ad}}{\sqrt{\frac{v_x^{i2} + 2x_a a}{ad}}} - \frac{\frac{2v_x^i}{ad}}{\left(\sqrt{\frac{v_x^{i2} + 2x_a a}{ad}} \right)^3} \right) = 0 \quad (2.24)$$

Betrachtet man nur den inneren Teil der Klammer, so kann man für diese vereinfacht (multipliziert mit dem Kehrwert des Zählers, unter der Voraussetzung, dass gilt $v_x^i \neq 0$) schreiben:

$$\frac{1}{\left(\frac{v_x^{i2} + 2x_a a}{ad} \right)^{1/2}} - \frac{1}{\left(\frac{v_x^{i2} + 2x_a a}{ad} \right)^{3/2}} = 0 \quad (2.25)$$

bzw. mit der Substitution für g :

$$\frac{1}{g} - \frac{1}{g^3} = 0 \quad (2.26)$$

woraus klar folgt, dass $g = 1$ sein muss. Eingesetzt in Gleichung 2.21, gilt dann:

$$g = 1 = \sqrt{\frac{v_x^2 + 2x_a a}{ad}} \quad (2.27)$$

Dies quadriert und wiederum in der Näherung für kleine Geschwindigkeiten v_x^i :

$$1 = \frac{2x_a a}{ad} = \frac{2x_a}{d} \Rightarrow d = 2x_a \quad (2.28)$$

Das Resultat dieser Betrachtungen lautet, dass für ein homogenes elektrisches Feld und im Limes kleiner Geschwindigkeiten (im Vergleich zu der im Feld aufgenommenen Energie), die Flugzeit dann vom Startort unabhängig ist, wenn die Driftstrecke exakt doppelt so lang ist, wie die mittlere Länge der Absaugstrecke.

Ausgehend von Gleichung 2.22 ebenfalls mit der Näherung kleiner Geschwindigkeiten und der doppelt so langen Driftstrecke (siehe 2.27) gilt:

$$t_{ges} = -\frac{v_x^i}{a} + 2\sqrt{\frac{d}{a}} \quad (2.29)$$

All dies aber nur, so lange die Bedingung kleiner Geschwindigkeiten bzw. Energien erfüllt ist!!!

$$v_x^i{}^2 \ll 2x_a a \quad \text{bzw.} \quad E^i \ll \vec{E} q x_a \quad (2.30)$$

Hierbei ist E^i die kinetische Energie des Teilchens unmittelbar nach der Reaktion. Für den Fall, dass diese Bedingung nicht erfüllt wird, muss später die Berechnung der Impulse aus der Flugzeit nach Gleichung 2.20 durchgeführt werden. Da es sich hierbei um eine kubische Gleichung handelt, die extremst schwierig aufzulösen ist, schlägt man einen anderen Weg ein, der zum annähernd selben Ergebnis führt, jedoch in der Datenauswertung erheblich schneller ist.

Man berechnet für die jeweils gegebene Spektrometergeometrie die zugehörigen Flugzeiten für eine ganze Reihe von Impulsen. Diese Daten fittet man durch ein Polynom. Ausgehend von diesem Fit, können später die Impulse aus den Flugzeiten berechnet werden.

Transversal lassen sich die Impulse relativ leicht berechnen. Da in dieser Richtung keine Kräfte auf die Teilchen wirken gilt:

$$v_y^i = \frac{y}{t_{ges}} \quad \text{bzw.} \quad v_z^i = \frac{z}{t_{ges}} \quad (2.31)$$

wobei y und z jeweils die Orte auf dem Detektor (gegenüber dem Nullpunkt) sind. Zusammenfassend gilt für die Geschwindigkeit in allen drei Raumrichtungen:

$$\begin{pmatrix} v_x^i \\ v_y^i \\ v_z^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\sqrt{ad} - at_{ges} \\ y/t_{ges} \\ z/t_{ges} \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

bzw. mit Gleichung 2.11 gilt für die Impulse:

$$\begin{pmatrix} p_x^i \\ p_y^i \\ p_z^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\sqrt{\vec{E}qdm} - \vec{E}qt_{ges} \\ m y/t_{ges} \\ m z/t_{ges} \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

In Realität jedoch wird der Impuls meistens nicht aus den absoluten Messwerten bestimmt. Vielmehr nutzt man Symmetrien aus (bei Experimenten mit Ionen die Symmetrie um die Strahlachse), sodass die Flugzeitverteilung symmetrisch um die Flugzeit zum Impuls 0 liegt. Der Impuls berechnet sich aus dem Abstand zum Schwerpunkt der Verteilung. Es gilt für den Impuls in Flugzeitrichtung:

$$\Delta p_x = \vec{E}q \cdot \Delta t \quad (2.34)$$

mit

$$\Delta t = t_{p_x=0} - t_{ges} \quad (2.35)$$

wobei $t_{p_x=0}$ die Flugzeit zum Impuls 0 ist. Gleichung 2.34 in handliche Größen übertragen ergibt sich zu:

$$\Delta p_x [a. u.] = \frac{\vec{E} \cdot q \cdot \Delta t}{124,38} \left[\frac{V}{cm} \cdot a. u. \cdot ns \right] \quad (2.36)$$

2.4 Bewegung im magnetischen Feld

Ionen haben aufgrund ihrer hohen Masse bei typischen Impulsüberträgen in einem Ion-Atom-Stoß eine Energie (einige eV), die gegenüber der Energieaufnahme im Spektrometer vernachlässigt werden kann. Im Vergleich dazu haben die sehr viel leichteren Elektronen zwar einen vergleichbaren Impuls, jedoch eine wesentlich höhere Energie und somit Geschwindigkeit. Schon bei vergleichsweise niedrigen Impulsen (1 a. u.) sind die Elektronen so schnell, dass sie bei akzeptabler Auflösung nur noch mit einem geringen Raumwinkel auf den Detektor projiziert werden, was dem Gedanken von COLTRIMS jedoch widerspricht und zu erheblich längeren Messzeiten führt. Die Trajektorie eines Teilchens im elektrischen Feld ist zwar unabhängig von der Masse, jedoch nicht von der Geschwindigkeit; Elektronen besitzen eine wesentlich höhere elektrische Steifigkeit als Ionen. Man kann dieses Problem bedingt beheben, indem man die Trajektorien der Elektronen in einem zusätzlichen Magnetfeld beeinflusst. Dem elektrischen Absaugfeld wird parallel ein homogenes magnetisches Führungsfeld überlagert [DÖR98], [BRÄ97], [BRÄ98], [MOS96A], [MOS96B].

Magnetische Felder \vec{B} üben auf elektrisch geladene Teilchen eine Kraft \vec{F}_L , Lorentzkraft genannt, aus [GER97].

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.37)$$

Das magnetische Feld hat nur Einfluss auf Teilchen, die sich senkrecht zu ihm bewegen, da im anderen Fall, also bei paralleler Richtung $\vec{v} \parallel \vec{B}$ das Kreuzprodukt $\vec{v} \times \vec{B}$ verschwindet. Die Flugzeitrichtung (x) und die transversalen (y, z) Komponenten entkoppeln vollständig, sodass das weitere Augenmerk nur auf letzteren liegt. Elektronen, die transversal zum Magnetfeld starten, beschreiben auf dem Weg zum Detektor eine Kreisbahn mit dem Radius r_{Gyr} , die aufgrund der Beschleunigung durch das elektrische Feld zu einer Schraubenbahn wird (siehe Abbildung 2.8).

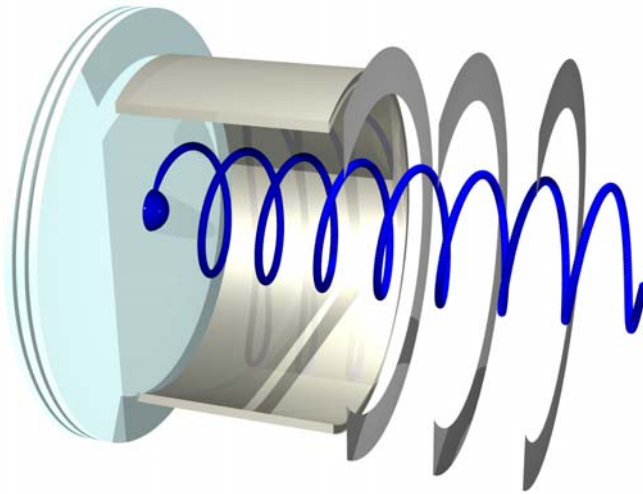


Abbildung 2.8: Skizzierte Elektronentrajektorien unter dem Einfluss eines Magnetfeldes parallel zum elektrischen Feldes (Spektrometerachse).

Es gilt für die Zentripetalkraft F_z , wobei m die Masse des Teilchens (im Folgenden die des Elektrons) ist:

$$F_z = \frac{mv^2}{r} \quad (2.38)$$

Durch Gleichsetzen von Lorentzkraft und Zentripetalkraft erhält man:

$$\frac{mv_{\perp}^2}{r_{Gyr}} = qv_{\perp} B \quad (2.39)$$

Für den Gyration- bzw. Zyklotronradius r_{Gyr} sowie die Umlaufdauer, die Gyration-/Zyklotronperiode T_{Gyr} gilt somit:

$$r_{Gyr} = \frac{mv_{\perp}}{qB} = \frac{p_{\perp}}{qB} \quad (2.40)$$

$$T_{Gyr} = \frac{2\pi m}{Bq} \quad (2.41)$$

Speziell für Elektronen:

$$T_{Gyr} [ns] = 357,2 \frac{1}{B[G]} \quad (2.42)$$

$$p_{\perp} [a. u.] = \frac{B[G] \cdot r_{Gyr} [mm]}{124,4} \quad (2.43)$$

Klar zu sehen ist, dass die Gyrationperiode der Elektronen nur vom Magnetfeld abhängt, während Geschwindigkeit bzw. Impuls nur in den Radius ein- geht.

Nach jeder abgeschlossenen Gyration, d. h. für alle Flugzeiten TOF_e , die ein ganzzahliges Vielfaches n der Gyrationfrequenz T_{Gyr} sind, kehrt das Elektron zu seinem ursprünglichen Startpunkt (projiziert auf die yz -Ebene) zurück.

$$TOF_e = n \cdot T_{Gyr} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (2.44)$$

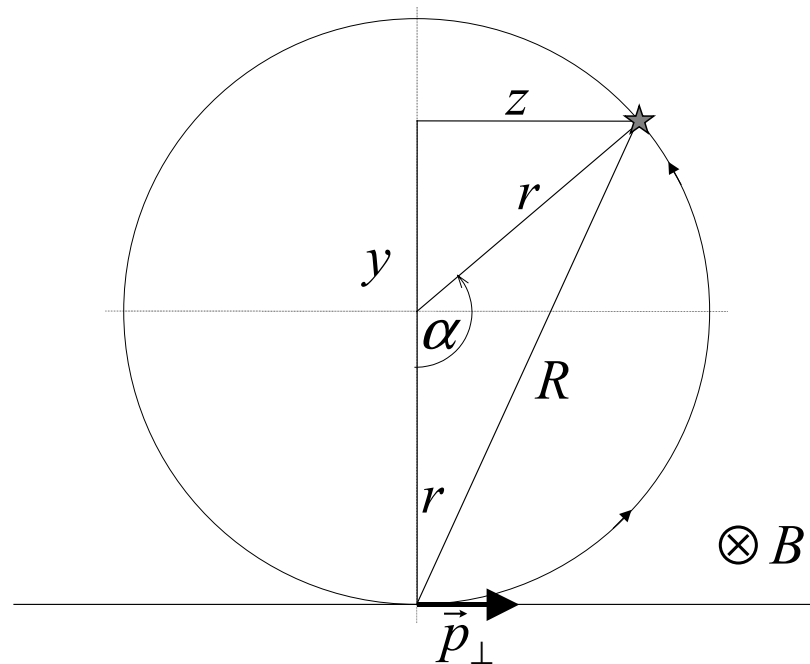


Abbildung 2.9: Skizze der einzelnen Kreisbahn mit den zugehörigen Variablen. Dieses Bild entspricht ebenso einer Projektion der Trajektorien auf die YZ -Ebene (Detektor).

Für die Berechnung der Impulse in y - und z -Richtung müssen zuerst einmal noch ein paar trigonometrische Betrachtungen angestellt werden. Es gilt:

$$R^2 = z^2 + y^2 \quad (2.45)$$

$$|\sin(\alpha/2)| = \frac{R/2}{r_{Gyr}} \quad (2.46)$$

Der Betrag resultiert aus dem Verlauf der Sinusfunktion, welche für $\alpha > 180^\circ$ negative Werte annimmt. Unter Beachtung von Gleichung 2.44 gilt für α :

$$\alpha = \text{mod} \left(360 \frac{TOF_e}{T_{Gyr}}, 360 \right) \quad (2.47)$$

Löst man Gleichung 2.46 nach r auf und ersetzt $\sin(\alpha/2)$ so gilt:

$$r_{\text{Gyr}} = \frac{R}{2|\sin(\alpha/2)|} = \frac{R}{2\left(\pm\sqrt{\frac{1-\cos(\alpha)}{2}}\right)} \quad (2.48)$$

Der Betrag und \pm heben sich auf und zusammen mit Gleichung 2.45 ergibt sich r zu:

$$r_{\text{Gyr}} = \frac{R}{2\sqrt{\frac{1-\cos(\alpha)}{2}}} = \frac{R}{\sqrt{2-2\cos(\alpha)}} = \sqrt{\frac{z^2+y^2}{2-2\cos(\alpha)}} \quad (2.49)$$

Erst jetzt wird den geometrischen Betrachtungen physikalisches Leben eingehaucht. Mit Gleichung 2.40 gilt für den Impulsbetrag $|p_{\perp}|$ in der Ortsebene:

$$|p_{\perp}| = r_{\text{Gyr}} Bq = Bq \sqrt{\frac{z^2+y^2}{2-2\cos(\alpha)}} \quad (2.50)$$

Nicht allein der Betrag des Impulses, sondern vielmehr die genaue Richtung ist von Interesse. Der Einheitsvektor \vec{e} ist mittels einer Drehmatrix [BAR97] wie folgt definiert:

$$\vec{e} = \begin{pmatrix} e_z \\ e_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha/2) & -\sin(\alpha/2) \\ \sin(\alpha/2) & \cos(\alpha/2) \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{z^2+y^2}} \begin{pmatrix} z \\ y \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

Insgesamt gilt somit:

$$\vec{p} = \vec{e}|p| = \begin{pmatrix} p_z \\ p_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha/2) & -\sin(\alpha/2) \\ \sin(\alpha/2) & \cos(\alpha/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z \\ y \end{pmatrix} \frac{qB}{\sqrt{2-2\cos(\alpha)}} \quad (2.52)$$

Auf die gleiche Art werden nicht nur Elektronen auf Kreisbahnen gezwungen werden, sondern auch Ionen. Da nach Gleichung 2.40 r_{gyr} linear mit der Masse verknüpft ist, sind die Gyrationen jedoch so groß, dass die Ablenkung der Ionen im Magnetfeld normalerweise zu vernachlässigen ist.

Hätte man extrem schnelle Ionen, so dass es notwendig wäre, sie in einem Magnetfeld – wie beschrieben - zu fangen, so wären die dafür notwendigen Feldstärken um einige Größenordnungen höher (\sim Tesla), als für Elektronen.

Dies würde gleichzeitig für Elektronen bedeuten, dass ihre Gyrationperiode nur den Bruchteil einer Nanosekunde (für 1 Tesla, 36 ps) lang wäre.

Welche Auflösungen erreichbar sind bzw. aus welchen Messgrößen der Löwenanteil des Fehlers resultiert wird in Kapitel 2.8 im Detail erörtert. In Kapitel 3.2 werden noch einige Worte über Simulation und Rekonstruktion gemacht.

2.5 Zeit- und Ortsfokussierung

Eine wesentliche Ursache für schlechte Auflösung war, abgesehen von der internen Temperatur, lange Zeit die Größe des Targets bzw. die Unkenntnis des genauen Startortes innerhalb des Targets. Seine Ausdehnung wird direkt auf dem Detektor und in der Flugzeitverteilung wiedergegeben, was zu einer entsprechenden Verschlechterung der Auflösung in allen drei Komponenten (TOF, y , z) führt. Auch wenn im folgenden nur von Rückstoßionen die Rede sein wird, beziehen sich die Fokussierungseigenschaften auf sämtliche geladenen Teilchen. Eine Zeitfokussierung für Elektronen ist üblich, auch wenn die Näherung $E_{\text{kin}} \ll E_{\text{pot}}$ nicht immer erfüllt ist. Allerdings ist dem Autor bisher keine Ortsfokussierung für Elektronen bekannt, was wahrscheinlich darin begründet ist, dass für Elektronen, die sich in einem Magnetfeld bewegen und durch eine Linse fliegen, die Trajektorien nicht mehr eindeutig bestimmt werden können.

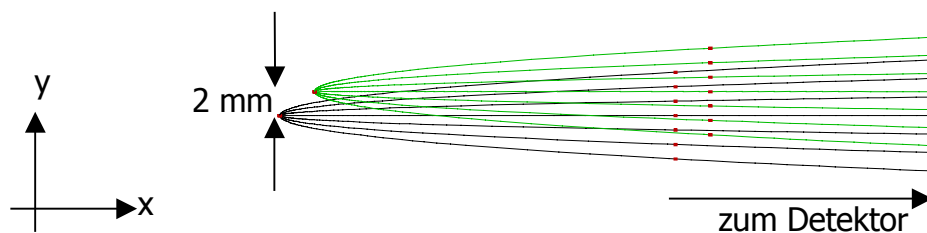


Abbildung 2.10: He^{2+} -Ionen, die von zwei Orten aus einem Volumen von $2 \times 2 \times 2 \text{ mm}^3$ starten; der Entstehungsort variiert um $\pm 1/\pm 1/0$. Im gesamten Spektrometerbereich herrscht ein homogenes elektrisches Feld, der Stärke 9,5 V/cm. Die Ionen starten mit Impulsen in transversaler Richtung $p_y = -12, -8, -4, 0, 4, 8, +12$ a. u. Die Punkte entsprechen Zeitmarkern nach 1 μs Flugzeit.

Für diese und die weiteren Erörterungen wird von einem Targetvolumen von $2 \times 2 \times 2 \text{ mm}^3$ ausgegangen. Das E-Feld am Entstehungsort beträgt 9,5 V/cm. Es werden He^{2+} -Ionen mit einer Impulsverteilung von -12 a. u. bis +12 a. u. bei

einem äquidistanten Abstand von 4 a. u. in x - und y -Richtung für die Simulation verwendet. Für die Detektoren wird eine Auflösung des Ortes von $250 \mu\text{m}$ sowie eine Zeitauflösung von 1 ns angenommen. Abbildung (2.11) zeigt ein Spektrometer bzw. den Bereich vor dem Detektor ohne jegliche Fokussierungseigenschaften und Abbildung (2.12) die zugehörigen Messwerte.

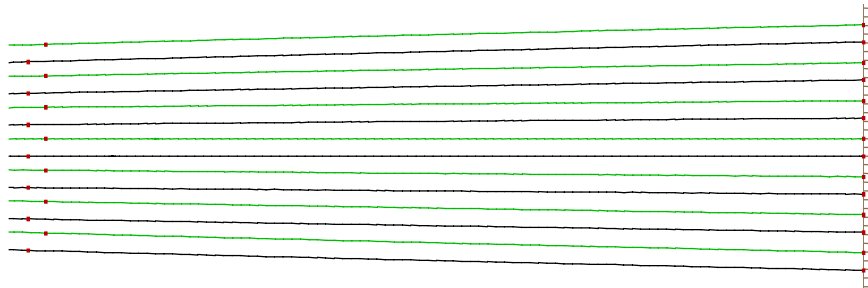


Abbildung 2.11: Blick auf den Detektorbereich eines Standardspektrometers ohne fokussierende Elemente. Der Abstand x_a vom Entstehungsort zum Detektor beträgt 298 mm. Details zu den Trajektorien sind in der Bildunterschrift von Abbildung 2.10 zu finden.

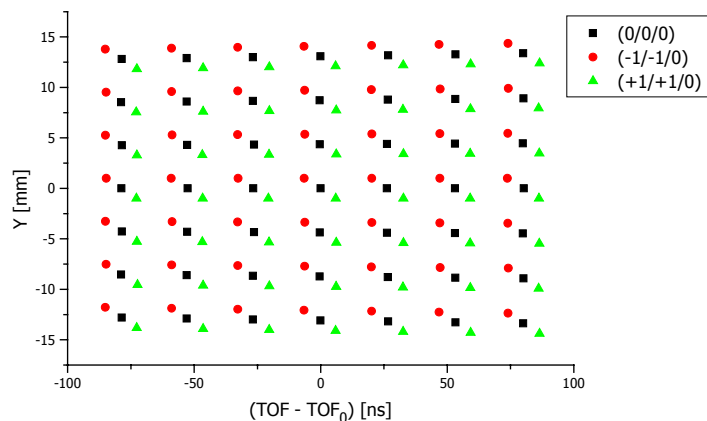


Abbildung 2.12: Messwerte für gegebene Impulsverteilung (siehe Text) bei variierenden Startorten $(0/0/0)$; $(-1/-1/0)$; $(+1/+1/0)$

Es ist sehr gut zu sehen, wie gravierend sich die Targetgröße bemerkbar macht. Die Verbreiterung der Flugzeit beträgt 12,5 ns und in Ortsrichtung bleiben die ursprünglichen 2 mm erhalten. Die Auflösung dieses Spektrometers beträgt in Flugzeitrichtung (x) 1,9 a. u. (FWHM) und in Ortsrichtung (y , z) 1,8 a. u. (FWHM).

2.5.1 Zeitfokussierung

Die Zeitfokussierung hat den Zweck, die Targetausdehnung in Flugzeitrichtung zu kompensieren. Wie in Kapitel 2.3 schon erläutert, funktioniert dies mittels

einer feldfreien Driftstrecke. Für ein homogenes E-Feld ist sie exakt doppelt so lang, wie die Beschleunigungsstrecke.

Abbildung 2.13 zeigt unser „Standard“-Spektrometer, diesmal um eine Driftstrecke ergänzt und Abbildung 2.14 die zugehörigen Messwerte.

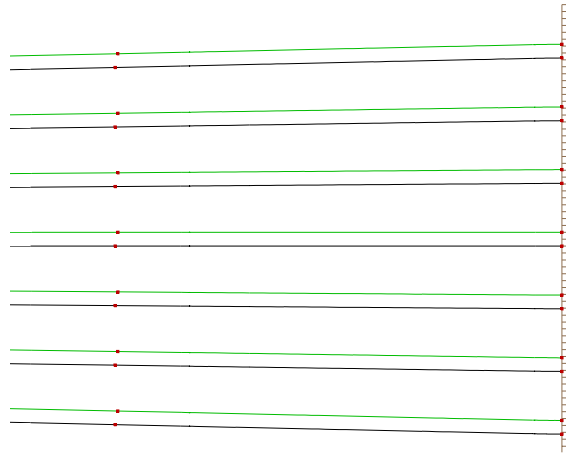


Abbildung 2.13: Blick auf den Detektorbereich eines Standardspektrometers in zeitfokussierender Geometrie (mit Driftstrecke). Der Abstand x_a vom Entstehungsort zum Detektor beträgt 298 mm und die Länge d der Driftstrecke 596 mm. Details zu den Trajektorien sind in der Bildunterschrift von Abbildung 2.10 zu finden.

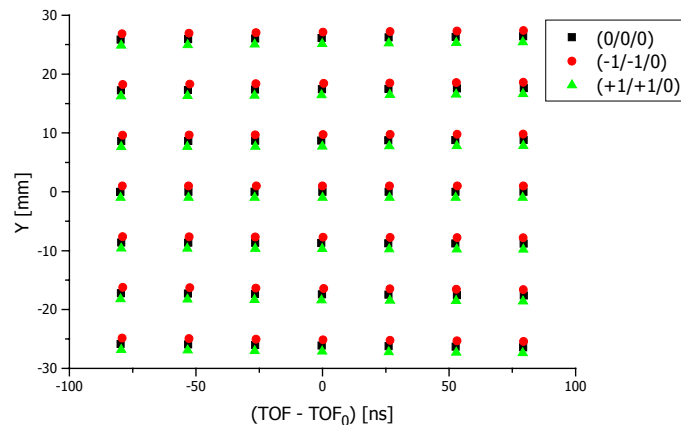


Abbildung 2.14: Messwerte für gegebene Impulsverteilung (siehe Text) bei variierenden Startorten $(0/0/0)$; $(-1/-1/0)$; $(+1/+1/0)$

Die Verbreiterung von vormals 26,5 ns wird durch die Driftstrecke auf 0,36 ns herunterfokussiert. Der Ortsfehler von 2 mm bleibt selbstverständlich vorhanden. Allerdings weiten sich aufgrund der längeren Flugstrecke die Impulse weiter auf, sodass die Auflösung in Ortsrichtung erheblich verbessert wird; nämlich auf 0,92 a. u. (FWHM). Dies ist keine Folge von der Zeitfokussierung

direkt, sondern einfach nur deshalb, da die Flugstrecke länger ist! Hätte man das Spektrometer von Anfang an länger gebaut, so wäre das Ergebnis das selbe. In Flugzeitrichtung beträgt die Auflösung 0,15 a. u. (FWHM) und ist hier nur durch die Zeitauflösung der Detektoren bzw. des TDC begrenzt.

2.5.2 Ortsfokussierung

Nachdem in der historischen Entwicklung durch die Driftstrecke eine eindimensionale Fokussierung möglich wurde, geschah für die verbleibenden zwei Raumdimensionen lange Zeit nichts, was auch darin begründet ist, dass die Zeitfokussierung aus dem Bereich der Massenspektrometrie stammt, in der die Targetausdehnung nur in Flugzeitrichtung von Interesse ist. Erst in der jüngeren Vergangenheit wurde eine Fokussierung für die verbliebenen beiden Raumrichtungen (y und z) – senkrecht zum elektrischen Feld - entwickelt [MER96], [ACH99]; da in diesem Falle die Ausdehnung in Ortsrichtung kompensiert werden soll, wird sie als Ortsfokussierung bezeichnet. Um dies zu erreichen wird eine Linse eingesetzt. Bei der verwendeten elektrostatischen Linse handelt es sich um einen Feldsprung zwischen zwei benachbarten Feldplatten, der zu einer Ausbeulung des Feldes führt.

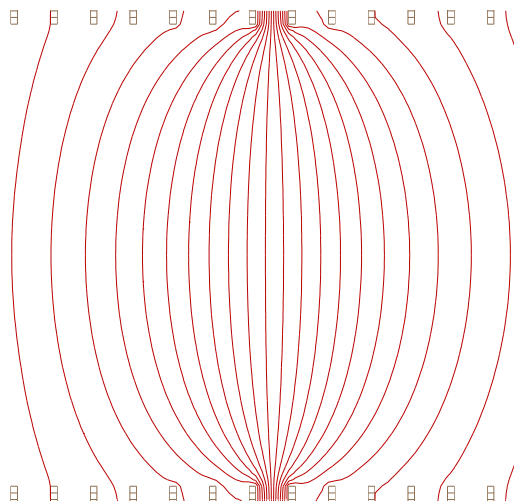


Abbildung 2.15: Äquipotenziallinien einer elektrischen Linse, wie sie durch einen Potenzialsprung zwischen zwei Feldplatten entsteht.

Die Projektion der Startimpulse auf Orts- und Zeitkoordinaten ist empfindlich von der Homogenität des Feldes – insbesondere am Targetort – abhängig, weshalb hier besondere Sorgfalt geboten ist. Dies gilt im Prinzip sowohl für Rückstoßionen, wie auch Elektronen. Da die Rückstoßionen allerdings zur Umkehrung im elektrischen Feld nur wenige zehntel Millimeter benötigen, erscheint ihnen das Feld immer homogen. Anders sieht das für Elektronen aus,

die doch beträchtliche Strecken (viele Zentimeter) zurücklegen bevor, sie umgedreht werden.

Allerdings geht bei Ionen, die am Targetort ausschließlich über ihre aus der Reaktion stammende Energie (in der Regel unter 1 eV) verfügen, die lineare Zuordnung von Auftreffort bzw. Flugzeit zum korrespondierenden Impuls verloren. Aber noch viel störender wirkt sich die Linse auf Elektronen aus. Da Elektronen im Allgemeinen über sehr viel mehr Energie verfügen, als die Rückstoßionen, brauchen sie eine längere Strecke, bis sie im elektrischen Feld umgebogen und auf den Elektronendetektor hin beschleunigt werden. Treten diese Elektronen nun in den Feldbereich der Linse ein, so ist zum einen die Zuordnung von Flugzeit zu Impuls nicht mehr linear – und zwar in höchstem Maße, da die Feldstärken um einen Faktor 10 bis 100 höher liegen – und zum anderen können die Impulse nicht mehr eindeutig rekonstruiert werden, wie später in Kapitel 3.4 noch gezeigt wird.

Setzt man die Linse hingegen sehr weit vom Targetort weg, kurz vor den Beginn der Driftstrecke, so sind die Rückstoßionen zu schnell (die elektrische Steifigkeit ist zu hoch), was die Wirkung der Linse beeinträchtigt und zudem den Einfluss des Startimpulses auf den Nachweisort reduziert. Als guter Kompromiss hat sich bewährt, die Linse möglichst in die Mitte zwischen Targetort und Beginn der Driftstrecke zu setzen.

Durch Hinzufügen der zusätzlichen Beschleunigung in der Linse ändert sich auch der Abstand zur Zeitfokusebene; sie wandert zu größeren Abständen, d. h. durch die Linse wird die Driftstrecke länger. Nach [MER96] gilt für die Gesamtlänge der Driftstrecke d , bei gegebener Linsenspannung U_L :

$$d = 2(x_{a1} + x_{a2} + x_{aL}) \cdot \left(1 + \sqrt{\frac{x_{a1} + x_{a2} + x_{aL}}{x_{a1}}} - \sqrt{\frac{2x_{a1} + x_{aL}}{x_{a1} + x_{aL}}} \right) \quad (2.53)$$

mit

$$x_{aL} = \frac{U_L}{E} \quad (2.54)$$

wobei x_{a1} und x_{a2} die Längen der Absaugstrecke vor und nach der Linse sind. Abbildung 2.16 zeigt unser „Standard“-Spektrometer, diesmal um den Feldsprung für die Linse ergänzt. Abbildung 2.17 führt die zugehörigen Messwerte auf.



Abbildung 2.16: Blick auf den Detektorbereich eines Standardspektrometers in orts- und zeitfokussierender Geometrie (mit Linse und verlängerter Driftstrecke). Der Abstand von der Targetzone zum Eintritt in die Driftstrecke beträgt 298 mm; vom Targetort zum Detektor 1471 mm. Details zu den Trajektorien sind in der Bildunterschrift von Abbildung 2.10 zu finden.

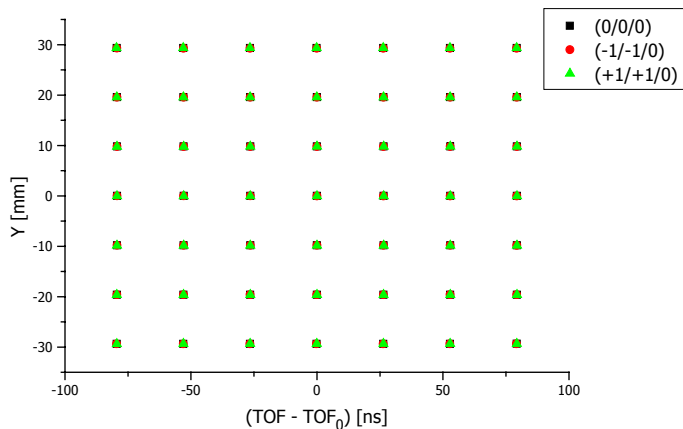


Abbildung 2.17: Messwerte für gegebene Impulsverteilung (siehe Text) bei variierenden Startorten (0/0/0); (-1/-1/0); (+1/+1/0)

Das Targetvolumen wird auf eine Größe von $0,23 \text{ ns} \times 0,12 \text{ mm}$ (FWHM) herunterfokussiert, was deutlich unterhalb der angenommenen Auflösung liegt. Es wird eine Auflösung $0,15 \text{ a. u.}$ (FWHM) in Flugzeitrichtung und $0,1 \text{ a. u.}$ (FWHM) in Ortsrichtung erreicht ($0,15 \text{ a. u./ns}$ und $0,41 \text{ a. u./mm}$). Die limitierenden Faktoren sind hier die Ortsauflösung des Detektors bzw. die Zeitmessung. Durch die Linse lassen sich die Impulse nicht mehr wie in Gleichung 2.33 analytisch aus Abstand y bzw. z und der Gesamtflugzeit t_{ges} bestimmen. Es muss eine Eichung (z. B. durch Capturereaktion) durchgeführt werden, sodass die Zuordnung von Impuls zu Abstand $p_{yz} = f(yz)$ auf dem Detektor klar definiert ist.

2.6 Detektoren

Einen weitere wichtige Komponente des Aufbaus bilden die Detektoren. Dieses sowie die meisten anderen COLTRIMS-Experimente verwenden als Detektoren Micro Channel Plates (MCP) mit einer zweidimensional ortsauflösenden Anode [MER98A]. Es können sowohl Ionen, Elektronen, neutrale Atome sowie Photonen nachgewiesen werden. Es wird eine ausgezeichnete Orts- und Zeitauflösung erreicht. Außerdem zeichnen sie sich durch ihre Zuverlässigkeit, einfache Handhabung und relativ geringe Größe aus.

2.6.1 Ortsauflösende Micro Channel Plates

Das MCP ist ein Sekundärelektronenvervielfacher, ähnlich einem Photomultiplier, nur dass bei ihm, im Gegensatz zu einem Photomultiplier oder Channeltron, die Ortsinformation erhalten bleibt. Das Micro Channel Plate ist eine 0,5 bis 1,5 mm dicke Scheibe, die aus zigmillionen Glaskanälen besteht (siehe Abbildung 2.18), wovon jeder einzelne unabhängig als Verstärker arbeitet [ALI99]. Die Glaskanäle werden durch den Herstellungsprozess so veredelt, dass es im Festkörper zu Versetzungen kommt, die bewirken, dass die Auslösearbeit extrem herabgesetzt wird [LIM97]. Der Kanaldurchmesser beträgt je nach Typ 6 bis 25 μm . Die offene Fläche, bedingt durch die Wandstärke der Kanäle, beträgt zwischen 60 und 80 %. Ebenso verlaufen die Kanäle nicht senkrecht, sondern sind leicht – bis zu 15° – gegenüber der Oberflächennormalen verkippt [HAM94], um Ionenrückkoppelungen (das Rückdriften von Ionen in entgegengesetzter Richtung) zu vermeiden und die Zeitauflösung zu verbessern. Der Prozess der Ionenrückkoppelung ist abhängig vom jeweils vorherrschenden Vakuum [SPI01]. Das Vakuum sollte zum Betrieb besser als $1 \cdot 10^{-5}$ mbar sein, was in den Targetkammern normalerweise immer erfüllt wird.

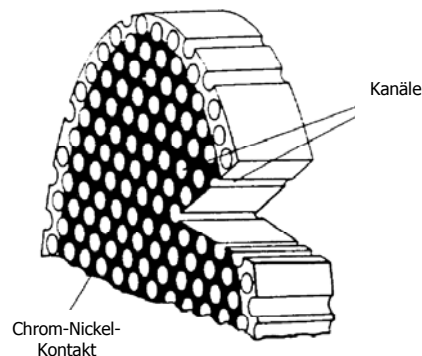


Abbildung 2.18: Schematische Darstellung eines Micro Channel Plates [SOB88]

Zwischen der Vorder- und Rückseite des MCPs wird eine Spannung von 800 bis 1200 V angelegt. Treffen die nachzuweisenden Teilchen auf die Innenwände der Glaskapillaren, so werden dort ein oder mehrere Elektronen ausgelöst. Diese werden aufgrund des elektrischen Feldes in dem Kanal immer mehr und immer wieder neu beschleunigt und lösen bei erneutem Kontakt mit der Wand weitere Elektronen aus, sodass am Ende eine Elektronenwolke aus dem MCP herauskommt (siehe Abbildung 2.19). Die Verstärkung pro MCP beträgt 10^3 bis 10^4 [MAT85].

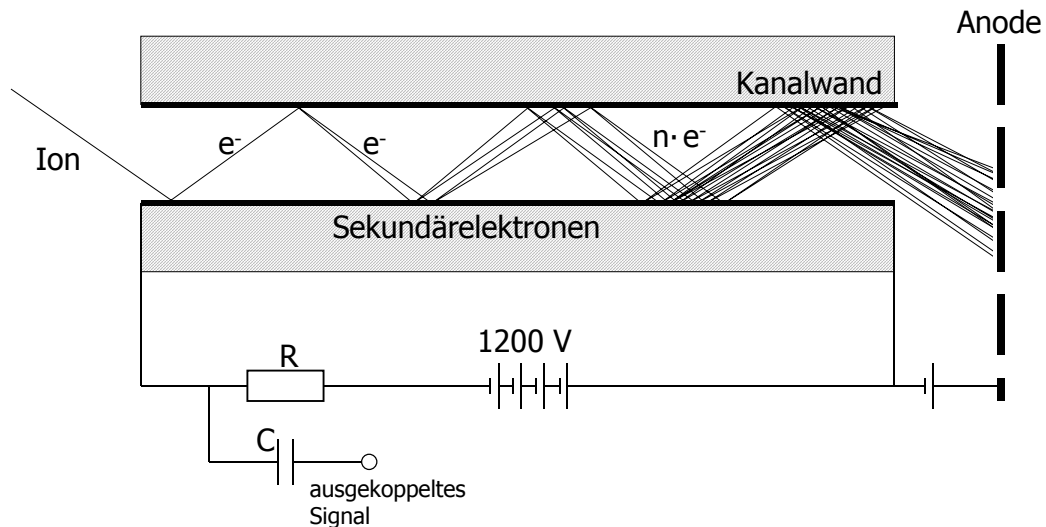


Abbildung 2.19: Schematische Darstellung der Entstehung und Verstärkung der Elektronenlawine in einem Kanal des MCPs sowie die Signalauskopplung.

Beim Übergang von einem zum nächsten MCP verteilt sich die Ladungslawine auf mehrere Kanäle, sodass sie am Ende einige Kanaldurchmesser groß ist. Je nach Anforderung werden zwei (Chevron-Anordnung) oder drei MCPs (Z-Stack) übereinander gelegt und zwar jeweils so, dass die Kanäle im Zickzack verlaufen. Insgesamt wird so ein Verstärkungsfaktor von 10^6 bis 10^8 erreicht. Die Spannung wird über einen hohen Widerstand R ($>10 \text{ k}\Omega$) angelegt, sodass durch den Entzug der Elektronen ein kurzer positiver Spannungspuls entsteht, der kapazitiv ausgekoppelt werden kann und als Zeitsignal zur Verfügung steht (siehe Kapitel 4.4). Raumladungseffekte innerhalb des Kanals und die maximale Geschwindigkeit, mit der Elektronen für die Lawine nachgeliefert werden können, begrenzen die maximale Verstärkung; das Micro Channel Plate geht in Sättigung, sobald diese Effekte dominieren. Dann ist die Ladungsmenge bzw. Pulshöhe nahezu unabhängig von der kinetischen Energie des Primärteilchens [SPI96]. In der Regel arbeitet man im Bereich der Sättigung, um eine möglichst einheitliche Pulshöhe zu bekommen. Mit steigendem Alter nimmt die Rate an Dunkelpulsen immer mehr zu, was auf Abnutzungserscheinungen des

MCPs zurückzuführen ist [SCH02B]. Laut Hersteller sinkt mit steigendem Alter die Menge an K^+ -Ionen, die die Elektronen zur Verfügung stellen.

Ferner hängt die Nachweeffizienz von der Quanteneffizienz, mit der die ersten Elektronen ausgelöst werden, ab, welche wiederum eine Funktion der Geschwindigkeit – und **nicht** der kinetischen Energie des nachzuweisenden Teilchens – ist. Für Heliumionen sollte die Energie oberhalb 1 kV liegen und kann sich bis in den MeV-Bereich erstrecken [GAL71] (siehe Abbildung 2.20). Im Gegensatz dazu ist für Elektronen eine Energie von 200 eV ausreichend [SCH74]. Da normalerweise die Teilchen bei Erreichen des Detektors nicht diese geforderten Energien besitzen, werden sie in einem kurzen Bereich vor dem Detektor, zwischen einem Gitter und der Vorderseite des Detektors, auf diese Mindestenergien nachbeschleunigt. Dies führt allerdings zu einer Beschränkung der Ortsauflösung auf die Maschenweite des Gitters, die in Kapitel 2.7. diskutiert wird.

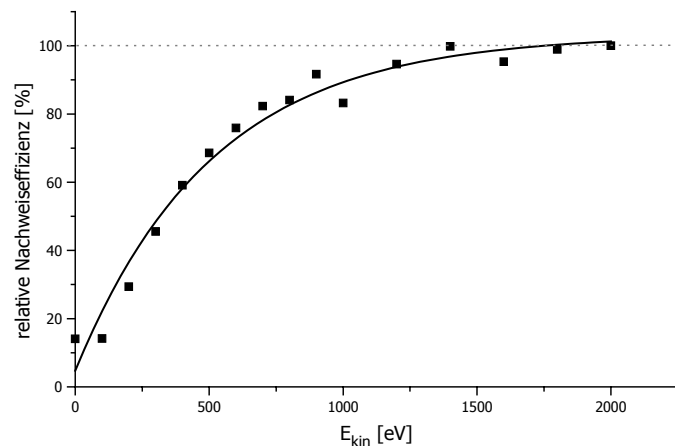


Abbildung 2.20: Nachweeffizienz des verwendeten 120 mm MCP-Detektors (Chevron-Anordnung) für He^+ -Ionen als Funktion der kinetischen Energie, normiert bei $E_{kin} = 2000$ keV auf 100 %. Die durchgezogene Linie entspricht dem Fit einer Exponentialfunktion.

2.6.2 Ortsauflösende Anode

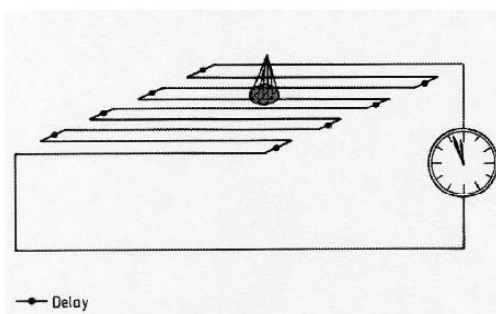
Die Ortsbestimmung kann mittels verschiedener Anoden durchgeführt werden. In unserer Gruppe bewährt haben sich drei Typen, die sich durch verschiedene Vor- und Nachteile auszeichnen [JAG94], [JAG96], [LLI96], [LLI97].

- a) Laufzeit-Anoden (Delay-Line-Anode) = Messung durch Signallaufzeiten [MER98A], [WIZ79], [NÜT94]
- b) Wedge & Strip-Anoden = Ladungsverteilung durch eine geometrische Struktur [DÖR96A], [HAM76], [UNV92], [MER96]

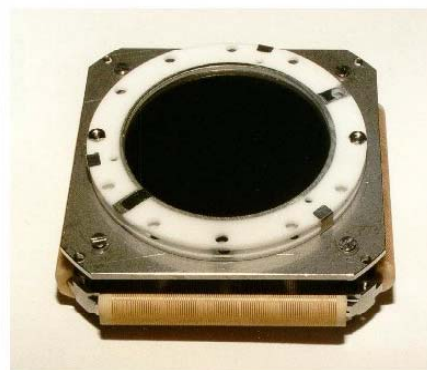
- c) Widerstands-Anoden (Resitiv Anode) = Ladungswähgung über eine Widerstandsschicht

Es soll nur das Prinzip der Delay-Line-Anode erläutert werden, da sie besonders einfach in der Handhabung ist und daher fast ausschließlich eingesetzt wird. Für Hintergrundinformationen zu den anderen Anoden-Typen sei auf die entsprechenden Referenzen verwiesen.

Die Elektronenwolke, die aus dem MCP austritt, driftet über einige Millimeter, bis sie auf die Anode trifft. Die Anode selbst ist ein langer Draht, der isoliert um eine Trägerplatte gewickelt ist. Die Ladungslawine, die auf diesen Draht auftrifft, erzeugt dort einen Spannungspuls, der sich in beide Richtungen des Drahtes ausbreitet. Die Differenz der beiden Pulslaufzeiten, gemessen gegenüber einem Referenzsignal (normalerweise dem MCP-Signal), ist proportional zum Nachweisort in einer Raumrichtung. Die gleiche Prozedur führt man mit einer weiteren Drahtebene durch, die um 90° zur ersten verdreht ist, um die senkrechte Richtung zu erhalten. Daraus erhält man die Position mit äußerster Genauigkeit; die erreichbare Auflösung liegt – sofern kein Gitter verwendet wird und der TDC eine ausreichend gute Zeitauflösung besitzt – unter $100\ \mu\text{m}$.



Prinzip einer Delay-Line-Anode



Delay-Line-Detektor mit 45 mm aktiver Fläche (DLD40)

Abbildung 2.21: Schematische Darstellung einer Delay-Line-Anode (links) sowie ein Foto eines kompletten Detektors (rechts) [ROE02].

In der Realität wird in jeder Ebene nicht nur eine Drahtspirale verwendet, sondern zwei gegenseitig isolierte und parallel gewickelte. Ein Draht (Signaldraht) wird auf ein leicht positiveres Potenzial gegenüber dem zweiten Draht (Referenzdraht) gesetzt, was dazu führt, dass die Elektronenwolke den Signaldraht bevorzugt und dort den Spannungspuls erzeugt. Das MCP-Signal koppelt kapazitiv nun nicht nur auf einen, sondern auf beide Drähte in gleicher Weise über; auch andere Influenzsignale (u. a. Elektrosmog) sind auf beiden Drähten

gleichzeitig vorhanden. Durch Differenzbildung von Signal- und Referenzdraht kann dieser Hintergrund eliminiert werden; dies geschieht mit Differenzverstärkern oder neuerdings mit sog. Pulstrafos. Die parallel verlaufenden Drähte stellen zudem eine Lecherleitung, also eine dispersionsarme Hochfrequenzleitung, dar.

Im Gegensatz zur der langsamen ladungsintegrierenden Vorverstärkern der Wedge & Strip- ist die Delay-Line-Anode sehr schnell. Da bei ihr nur Laufzeiten und keine Ladungsverteilungen gemessen werden, können schnelle Spannungsverstärker eingesetzt werden. Dank der kurzen Verarbeitungszeit von wenigen Nanosekunden können Ereignisse sehr kurz hintereinander im Extremfall sogar gleichzeitig stattfinden. Die Separation zu den einzelnen Ereignissen erfolgt in der Datenanalyse dann über die Bedingung, dass die Summe der Laufzeiten für jedes Ereignis konstant sein muss. Wenn Ereignisse wesentlich kürzer aufeinander folgen, als die Laufzeit auf den Drähten ist, spricht man von Multi-Hit-Ereignissen [ULL94A], [HUB75]. Der noch nachweisbare Abstand, also die minimale Zeitdifferenz zwischen zwei nachzuweisenden Teilchen hängt zum einen von der Zeitdifferenz der Pulse - also dem Auftreffort - und zum anderen von der Pulslänge ab. Die typische Multi-Hit-Totzeit einer quadratischen Anode liegt bei 12 ns [KNA00].

Für Experimente, bei denen die Ereignisse in noch kürzerem Abstand aufeinander folgen, wurde die sogenannte Hexagonal-Anode (kurz Hex-Anode) entwickelt. Hier sind nicht nur zwei, sondern gleich 3 Ebenen übereinander gespannt, sodass vormals strittige Ereignisse, die noch in der Totzeit lagen, rechnerisch jedem einzelnen Teilchen in Ort und Zeit zugeordnet werden können. Siehe hierzu vor allem [WEB03], [MUR02].

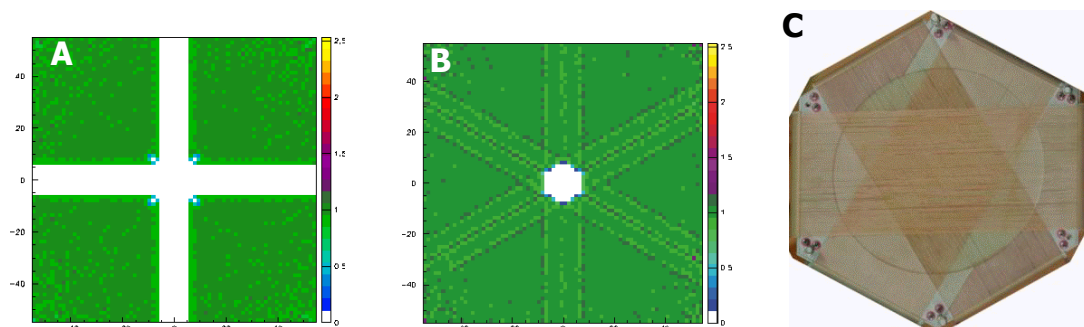


Abbildung 2.22: A) Totzeitkruz einer quadratischen Anode

B) Totzeitkruz einer Hexagonalanode

C) Fotografie einer Hexagonalanode [ROE02]

2.7 Gitter und Dellen

Wie bereits erläutert ist die intrinsische Impulsauflösung sowohl durch die Targettemperatur als auch die elektrischen und magnetischen Felder am Targetort bestimmt, wohingegen die Ausdehnung des Targets – aufgrund von Orts- und Zeitfokussierung – im allgemeinen keine Rolle mehr spielt. Abgesehen von der Orts- und Zeitauflösung der Detektoren haben Feldverzerrungen einen starken Einfluss auf die Gesamtauflösung des Spektrometers. Das Hauptaugenmerk soll im folgenden auf den Effekten liegen, die durch Mikrolinsen an Gittern auftreten.

Gitter werden im Spektrometer eingesetzt, um Feldbereiche, wie den Übergang von Beschleunigungs- zur Driftstrecke bzw. von der Driftstrecke zur Nachbeschleunigung für den Detektor, sauber voneinander zu trennen.

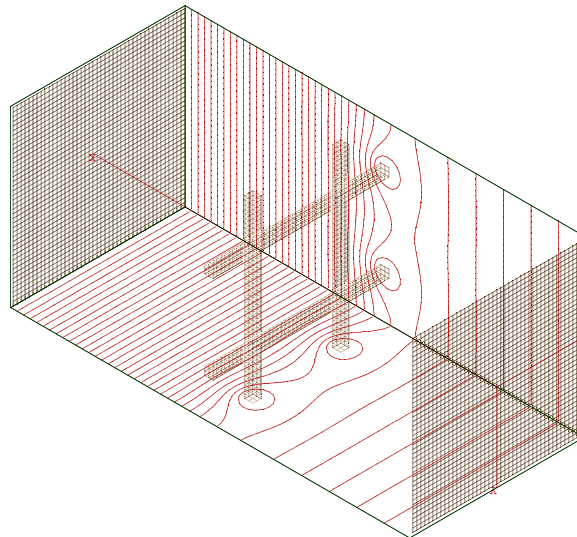


Abbildung 2.23: Einzelne mit Simion 7.0 simulierte Masche mit 80 % Transmission.

Wie groß der Einfluss des Gitters auf die Trajektorien ist, hängt von der Maschenweite, der Teilchenenergie, dem Feldgradienten und im Detail auch von der Beschaffenheit des Gitters ab. Zunächst wird γ , ein dimensionsloser Parameter, definiert

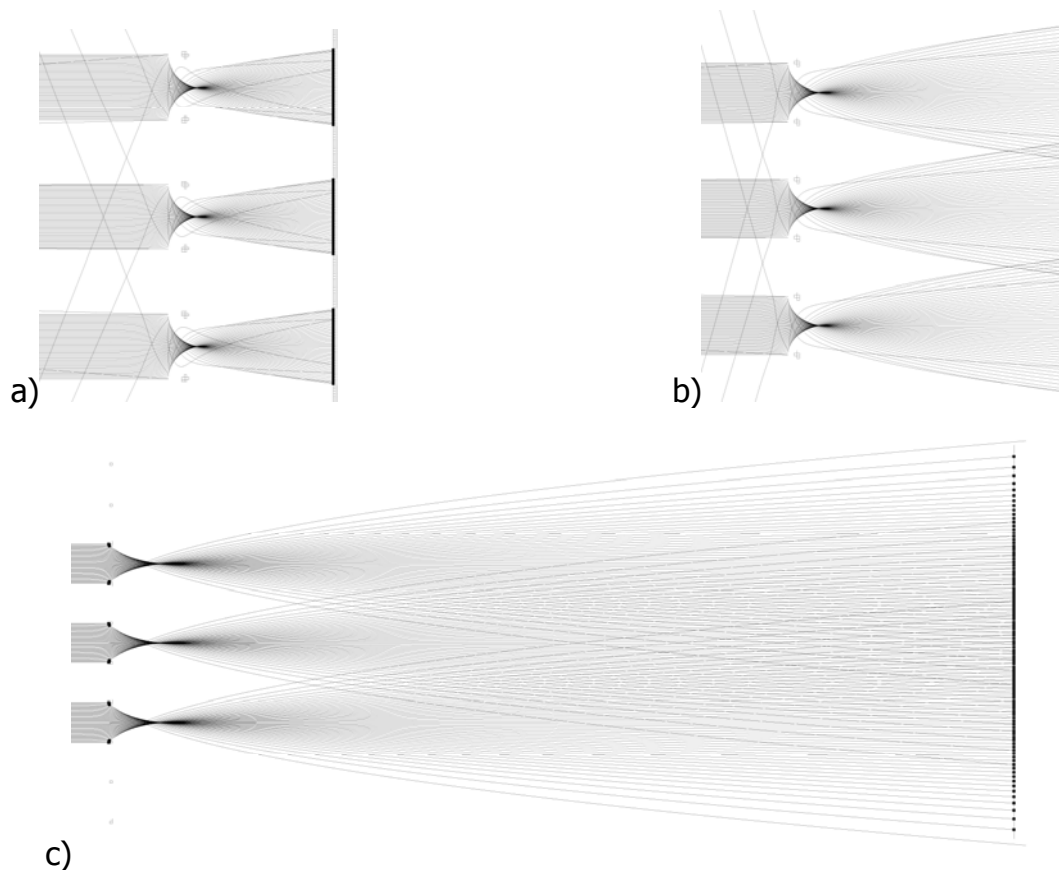
$$\gamma = \frac{s \cdot \Delta E}{E_{kin}} \quad (2.55)$$

wobei s die Maschenweite, ΔE die Änderung der Normalen der elektrischen Feldstärke an dem Gitter und E_{kin} die kinetische Energie der Teilchen ist [WIL93]. Den Ablenkwinkel θ_{max} erhält man durch Multiplikation von γ mit einem Qualitätsfaktor, der spezifisch von der Art des Gitters abhängt, je nach-

dem, ob es sich um ein dünnes, dickes, gewebtes, geätztes oder geschweißtes Gitter handelt. Die hier verwendeten Gitter sind gewobene – gewöhnlich im Siebdruck eingesetzte - Gitter, die auch gleichzeitig die stärksten Verzerrungen hervorrufen; der Qualitätsfaktor beträgt 0,134. Insgesamt gilt für den maximalen Ablenkwinkel:

$$\theta_{\max} = 0,134 \frac{s \cdot \Delta E}{V} \quad (2.56)$$

Für den Übergang von der Driftstrecke zur Nachbeschleunigung auf den Detektor legt Gleichung 2.56 nahe, dass der Ortsfehler unabhängig vom gewählten Abstand zwischen Gitter und Detektor ist, solange die gleiche Potenzialdifferenz vorherrscht. Bei extremen Feldgradienten, wie sie direkt vor dem Detektor häufig auftreten, kommt es sogar zur Überfokussierung, sodass diese Aussage nicht mehr zutrifft. Die Simulationen (dargestellt in Abbildung 2.24) zeigen, dass bei gleicher Potenzialdifferenz und größer werdenden Abständen der Ortsfehler bis über die Maschenweite zunehmen kann, dies allerdings nur für einen prozentual geringen Anteil aller Teilchen. Für den größten Anteil, etwa 95 % der Ionen lässt sich jedoch allgemein festhalten, dass der Ort in der Regel nicht genauer als die Maschenweite bestimmbar ist.



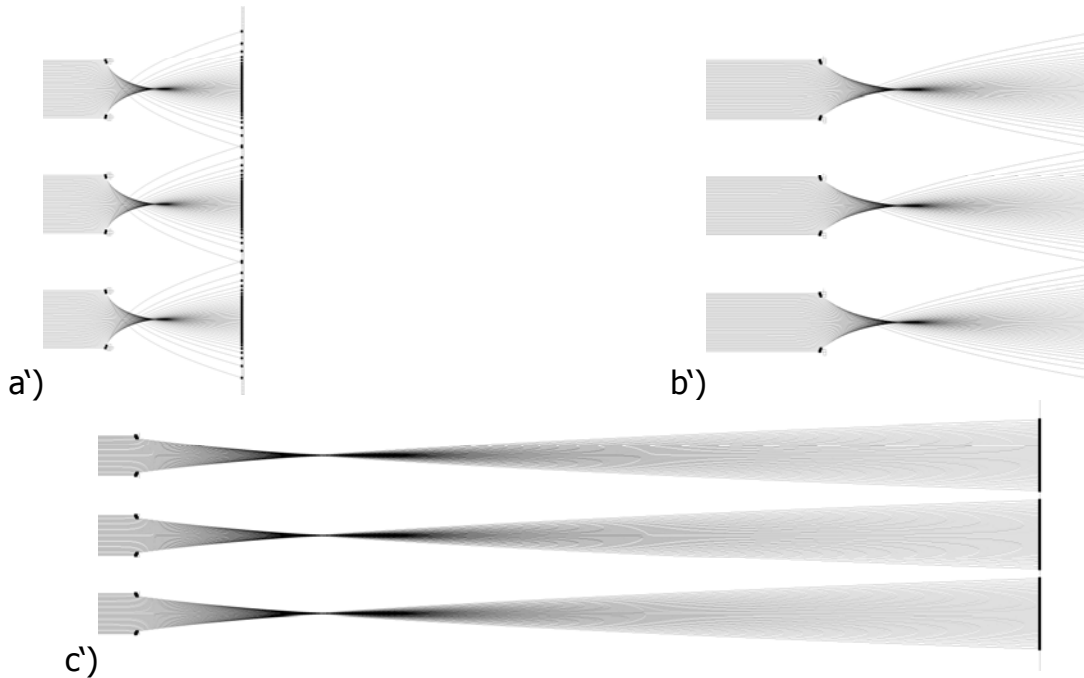


Abbildung 2.24: Auflösung ist beschränkt auf die Maschenweite des Gitters. Die Drähte verlaufen in horizontaler Richtung und entsprechen einem Gitter mit 80 % Transmission. Gitter = 0 V; Detektor -1500 V; He^+ -Ionen mit 20 eV und 100 eV (') Energie. Der Abstand zwischen den Drähten und dem Detektor beträgt a) 0,5 mm, b) 1 mm und c) 5 mm.

Für diesen Fall, der Nachbeschleunigung von Ionen auf den Detektor, wurde ebenso der mögliche Zeitfehler untersucht. Es wurden Ionen (H^+ , He^+ und He^{2+}) mit typischen Energien von 20 eV bzw. 100 eV durch eine Masche fliegen lassen und zwar in äquidistanten Abständen von $2 \mu\text{m}$. Der Ortsfehler ΔX ergibt sich aus dem Startort minus Auftreffpunkt, gibt also den Versatz gegenüber der ursprünglichen Richtung wider. Der Zeitfehler ΔTOF berechnet sich aus der Flugzeit für einen Durchflug durch die Mitte minus der Flugzeit für den entsprechenden Startpunkt. Abbildung 2.25 gibt diese Werte wider. Da die Ionen in äquidistanten Abständen durch das Gitter geflogen sind, kann man auch sagen, dass jeder Punkt in den Graphen einem finiten Raumelement entspricht und es lässt sich somit auch sagen, dass die Anzahl der Punkte ein Maß für die Anzahl der Ionen ist, die von diesem Effekt betroffen sind.

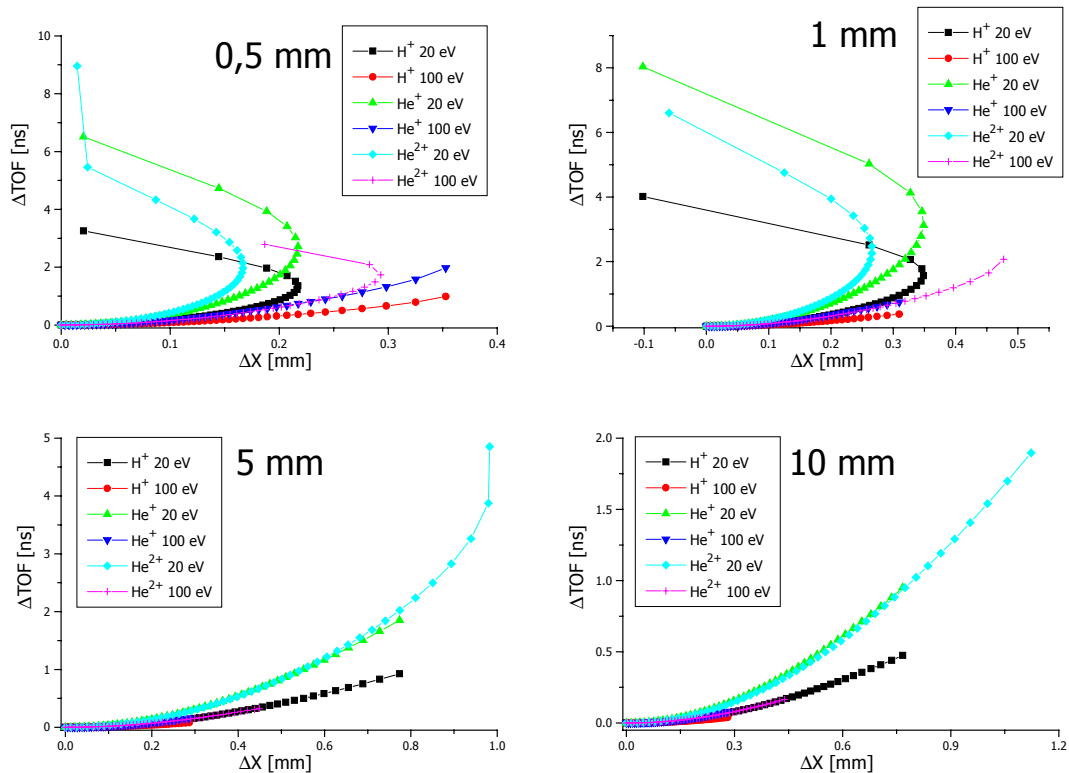


Abbildung 2.25: Ortsfehler ΔX vs. Zeitfehler ΔTOF für verschiedene Abstände zwischen Detektor und Gitter (0,5 mm, 1 mm, 5 mm und 10 mm) für unterschiedliche Ionen (H^+ , He^+ , He^{2+}) bei 20 eV und 100 eV Startenergie.

Es lässt sich festhalten, dass langsame Ionen natürlich stärker betroffen sind (sowohl in der Ablenkung als auch im Flugzeitfehler), als schnelle. Die großen Zeit- und Ortsfehler treffen nur verhältnismäßig wenige Ionen insgesamt.

Zur Verdeutlichung, dieses Zeitfehlers wurde eine einzelne 250 μm große Masche (mit 80 % Transmission) simuliert. Die folgenden Betrachtungen gelten nur für relativ niedrige Feldsprünge und nicht für solche extreme Fälle, wie sie bei der Nachbeschleunigung auf einen Detektor auftreten. Abbildung 2.26 gibt den Zeitfehler in Abhängigkeit des Durchflugortes wider und Abbildung 2.27 die gleichen Werte in einem eindimensionalen Spektrum inklusive Gaußfit.

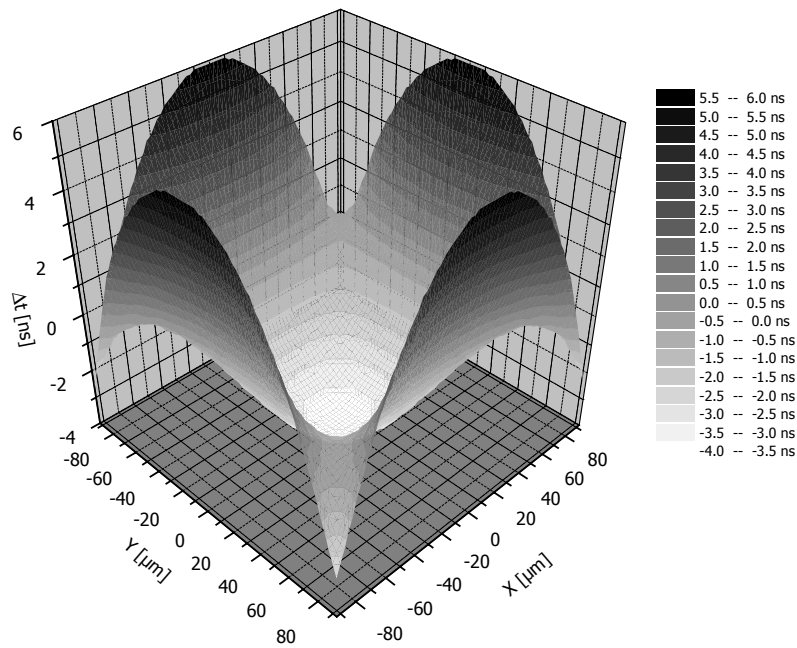


Abbildung 2.26: Mittlerer Zeitfehler Δt in Abhängigkeit des Durchflugortes durch eine 250 μm Masche. Es wurden He^+ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 10 eV verwendet. Die Änderung der elektrischen Feldstärke beträgt 100 V/cm und die Länge der Driftstrecke 1 m.

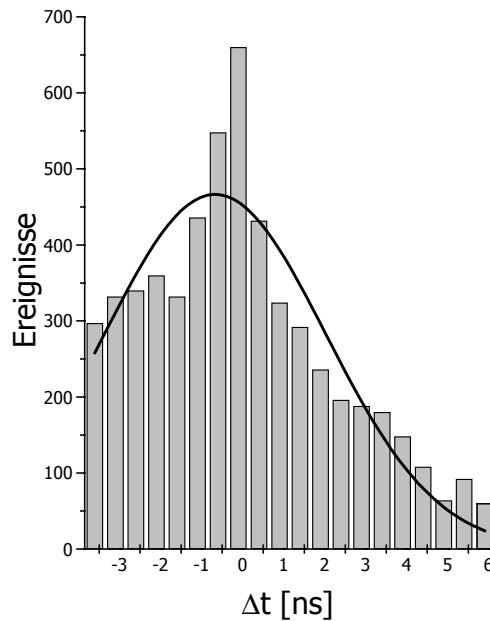


Abbildung 2.27: 1d Spektrum mit einem Gaußfit für den mittleren Zeitfehler (arithmetisches Mittel) bei Durchflug von He^+ -Ionen mit einer kinetischen Energie von 10 eV. Die Änderung der elektrischen Feldstärke beträgt 100 V/cm und die Driftstrecke 1 m. Der Mittelpunkt der Gaußverteilung liegt bei etwa 0,7 ns.

Der Punkt des maximalen Ablenkungswinkels fällt zusammen mit dem des größtmöglichen Zeitfehlers. Da es sich um ein konservatives System handelt, die

Bewegungsenergie erhalten bleibt und eine lineare Abhängigkeit von der Länge der Driftstrecke d vorliegt resultiert der Zeitfehler von der nicht 100-prozentigen Beschleunigung senkrecht zum Gitter. Der Geschwindigkeitsvektor spaltet sich auf in eine Komponente senkrecht zum Gitter und einen winzigen parallelen Anteil. Der parallele Anteil, der den Zeitfehler im wesentlichen verursacht, ist auch derjenige, der den größten Ortsfehler auf dem Detektor hervorruft. Aus den simulierten Werten ergibt sich folgende Abhängigkeit:

$$\Delta t \propto d \cdot m \quad (2.57)$$

Allerdings fehlen hier die Abhängigkeiten vom elektrischen Feld, der Energie und dem Ladungszustand. Sie waren aus den Simulationen nicht eindeutig zu ersehen, was wahrscheinlich an einer Mischung aus zwei Effekten liegt. Der erste ist, dass die Teilchen je nach Durchflugsort das elektrische Feld schon einige μm früher spüren, als andere. Der zweite Effekt ist die schon beschriebene leichte Ablenkung der Teilchen von ihrer normalen Flugrichtung. In Abbildung 2.28 sind einige der Zeitfehler für verschiedene Teilchen und Energien in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke dargestellt. Am stärksten ausgeprägt ist der Zeitfehler für langsame, hochgeladene und schwere Teilchen.

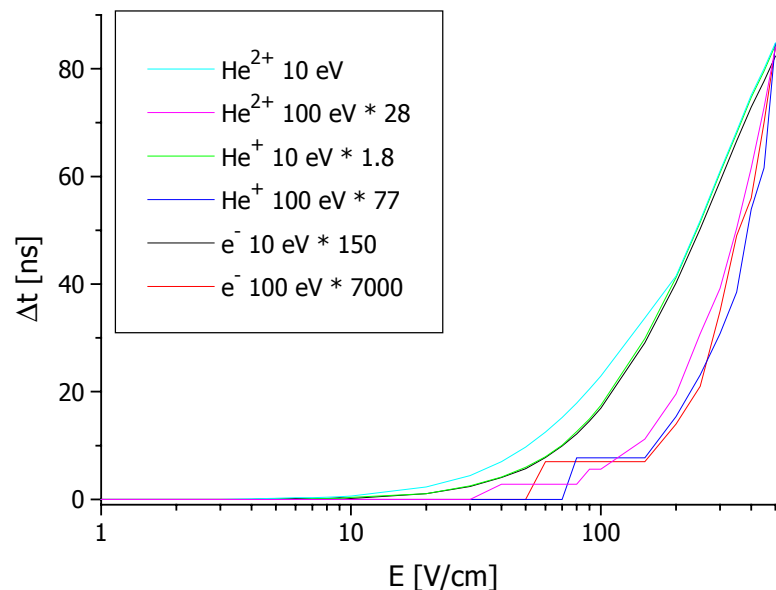


Abbildung 2.28: Zeitfehler für verschiedene Teilchen (Elektronen, He⁺ und He²⁺) und Energien (10 und 100 eV) in Abhängigkeit der Änderung der elektrischen Feldstärke gemessen für eine Driftstrecke von 1 m. Die Werte wurden alle auf He²⁺ 10 eV ($\Delta t = 84,5$ ns) normiert. Der Startort wurde so gewählt, dass der Fehler sein Maximum erreicht (siehe auch Abbildung 2.26 Masche).

Erwähnt sei noch, dass nicht nur die unvermeidlichen Maschen eines Gitters, sondern auch minimalste Dellen – von vielleicht einem halben Millimeter Tiefe – in Gittern zu erheblichen Fehlern sowohl im Ort wie in der Zeit führen. Daher ist bei deren Aufspannung und der weiteren Handhabe besondere Sorgsamkeit geboten.

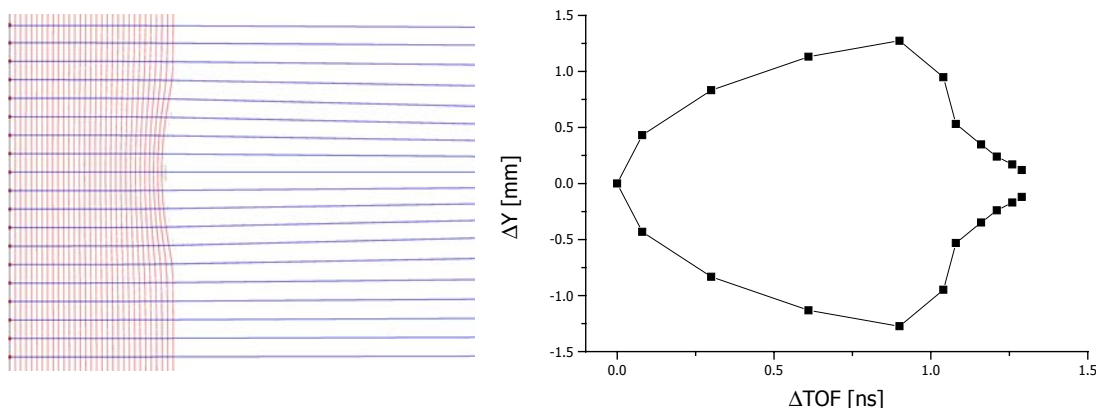


Abbildung 2.29: Simulierter Einfluss einer Delle (0,5 mm tief und 5 mm Durchmesser) im Gitter. Der Abstand vom Startpunkt im Feld ($E = 15 \text{ V/cm}$) hin zum Detektor beträgt 80 mm.

Es wurden He^{2+} -Ionen mit 10 eV Energie fliegen lassen. (links)

Rechts dargestellt ist der relative Zeit- und Ortsfehler.

2.8 Auflösung

Im Laufe der vorangegangenen Absätze wurde an einigen Stellen schon die erreichbare Auflösung bzw. die Fehlerquellen diskutiert. Jetzt soll dies zusammengefasst und vervollständigt werden.

Die Auflösung des kompletten Spektrometers resultiert aus vielen Faktoren. Wir fangen der Einfachheit halber die Diskussion rückwärts – also nicht am Targetort – an. Das erste, was hier zu benennen ist, ist die Zeitauflösung $t_{\text{Res}}^{\text{TDC}}$ des verwendeten TDCs (Time-to-Digital-Converter). Diese liegt üblicherweise zwischen 50 ps [Philips-TDC 7187] und 500 ps (Lecroy-Multihit-TDC). Daraus wird zum Teil auch die Ortsauflösung der Detektoren bei Verwendung von Delay-Line-Anoden bestimmt, da die Genauigkeit der Ortsmessung Hand in Hand mit der Messung der jeweiligen Signallaufzeit geht. Ebenso limitieren die zur Nachbeschleunigung verwendeten Gitter (Kapitel 2.7) die Auflösung auf etwa Maschenweite r_{Git} , bei uns in der Regel 0,2 mm. Die Ortsauflösung des kompletten Detektors $r_{\text{Res}}^{\text{Det}}$ hängt ab von der Auflösung der Anode $r_{\text{Res}}^{\text{Anode}}$, die ihrerseits von der Anodengröße und TDC-Auflösung abhängt, sowie dem ver-

wendeten Gitter. Die gängigen Auflösungen liegen zwischen 50 μm und 0,4 mm. Allgemein gilt:

$$r_{\text{Res}}^{\text{Det}} = \sqrt{r_{\text{Res}}^{\text{Anode}^2} + r_{\text{Git}}^2} \quad (2.58)$$

Vorausgesetzt die Detektoren und Pulsformer arbeiten einwandfrei, so wird die Zeitauflösung natürlich durch den TDC festgelegt; andererseits ist aber auch zu beachten, wie viel Zeit das Projektil benötigt, um das Target vollständig zu durchqueren. Dies kann bei sehr langsamen Stößen durchaus von Relevanz sein. Bei einer Projektilgeschwindigkeit von 1 a. u. und einem 2 mm breiten Gasjet, beträgt die Durchflugszeit immerhin 0,91 ns.

Da die Flugzeiten durch Differenzbildung von zwei im TDC aufgenommenen Zeiten (Projektil – Elektron bzw. Projektil – Rückstoßion) bestimmt werden, beträgt die Flugzeitauflösung nicht die spezifizierte Auflösung $t_{\text{Res}}^{\text{TDC}}$ in Piko-sekunden, sondern im Mittel:

$$t_{\text{Res}}^{\text{TOF}} = \sqrt{t_{\text{Res}}^{\text{TDC}^2} + t_{\text{Res}}^{\text{TDC}^2}} \quad (2.59)$$

Eine ähnliche Betrachtung muss ebenfalls für die Ortsauflösung durchgeführt werden. Die mittlere Ortsauflösung $r_{\text{Res}}^{\text{ges}}$ ergibt sich zu:

$$r_{\text{Res}}^{\text{ges}} = \sqrt{r_{\text{Res}}^{\text{Det}^2} + r_{\text{Tar}}^{\text{Det}^2}} \quad (2.60)$$

$r_{\text{Tar}}^{\text{Det}}$ ist die Größe, auf die das Target herunterfokussiert wird; bei einwandfreier Tätigkeit der Linse im Allgemeinen deutlich weniger als die Ortsauflösung des Detektors $r_{\text{Res}}^{\text{Det}}$.

Bevor nun auf die erreichbare Impulsauflösung, aufgrund der vorherrschenden Felder eingegangen wird, bleibt nur noch das Target als solches zu erwähnen. Seine interne Temperaturverteilung (Gleichung 2.8) ist in den meisten Fällen der für die Impulsauflösung relevante Punkt.

2.8.1 Elektrisches Feld

Unter der Voraussetzung, dass die Bedingung (2.30) kleiner Geschwindigkeiten erfüllt ist, ist die Impulsauflösung in Flugzeitrichtung lediglich durch das elektrische Feld am Targetort, die Flugzeit und die Zeitauflösung bestimmt. Zusammenfassend gilt mit Gleichung 2.36, wobei $t_{\text{Res}}^{\text{Det}}$ die Größe des Zeitfensters ist, auf die das Target fokussiert wird, für die Impulsauflösung:

$$\Delta p_x [a. u.] = \frac{\bar{E}q \sqrt{t_{Res}^{TDC^2} + t_{Res}^{TDC^2} + t_{Res}^{Det^2}}}{124,38} \left[\frac{V}{cm} \cdot a. u. \cdot ns \right] \quad (2.61)$$

Analog lässt sich auch die Impulsauflösung in transversaler Richtung ausrechnen. Sie ist bestimmt durch:

$$\Delta p_r [a. u.] = \frac{\sqrt{r_{Res}^{Anode^2} + r_{Git}^2 + r_{Tar}^{Det^2}}}{104,33} \cdot \sqrt{\frac{m\bar{E}q}{d}} \left[mm \cdot a. u. \cdot \frac{V}{cm} \cdot a. u. \cdot \frac{1}{cm} \right] \quad (2.62)$$

Für den Fall, dass eine elektrische Linse zur Ortsfokussierung eingesetzt wird, ist die Aufweitung der Trajektorien zum Detektor nicht mehr analytisch lösbar und Gleichung (2.62) gilt nicht mehr. Die Transversalimpulsauflösung lässt Δp_r sich aus einer Simulation bestimmen und ist dann gegeben durch:

$$\Delta p_r [a. u.] = \frac{p_r}{r} \sqrt{r_{Res}^{Anode^2} + r_{Git}^2 + r_{Tar}^{Det^2}} \left[a. u. \cdot \frac{1}{mm} \cdot mm \right] \quad (2.63)$$

p_r ist der simulierte Impuls und r der zugehörige Abstand auf dem Detektor gemessen gegenüber dem Mittelpunkt.

2.8.2 Magnetisches Feld

Die Betrachtungen für den Fehler unter dem Einfluss magnetischer Felder werden auf Basis von Gleichung (2.52) und auch nur für Elektronen gemacht. Es wird ein Magnetfeld von 39,3 Gauß, ausreichend um Elektronen mit 6 a. u. Impuls (= 489,6 eV) auf einen 80 mm Detektor zu bannen, benötigt. Mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung, die mit dem Programm Maple V durchgeführt wurde, ergibt sich folgendes Fehlerverhalten:

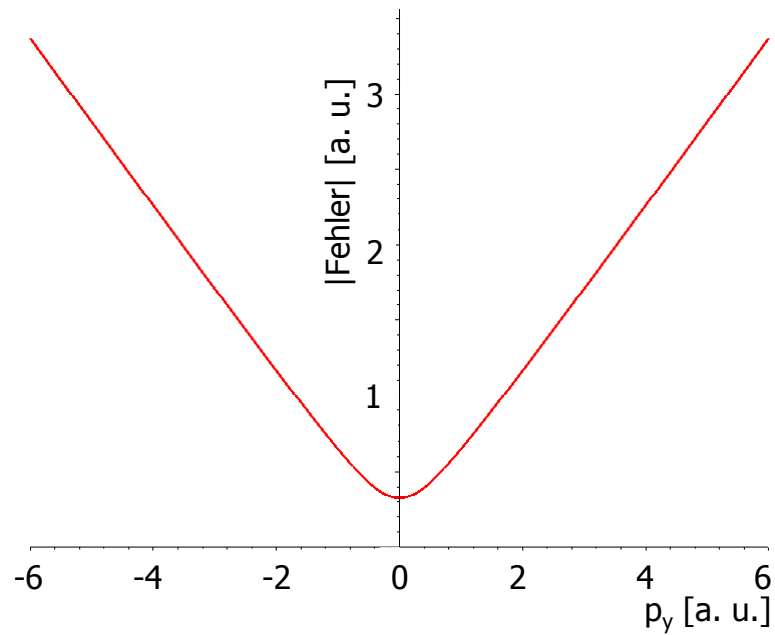


Abbildung 2.30: Absoluter Fehler für transversal startende Elektronen in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_y bei 39,3 Gauß, ± 1 ns Zeit- und ± 1 mm Ortsauflösung für einen Winkel α von 90° .

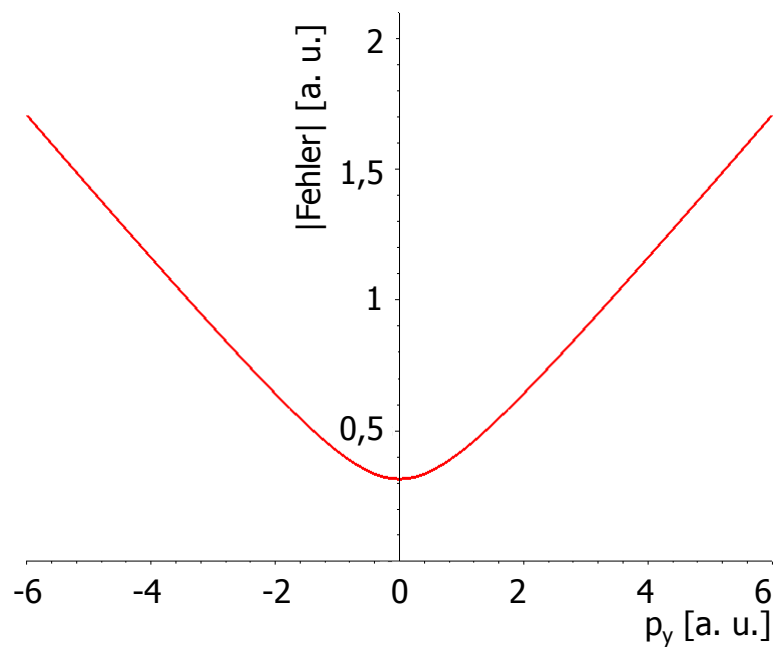


Abbildung 2.31: Absoluter Fehler für transversal startende Elektronen in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_y bei 39,3 Gauß, $\pm 0,5$ ns Zeit- und ± 1 mm Ortsauflösung für einen Winkel α von 90° .

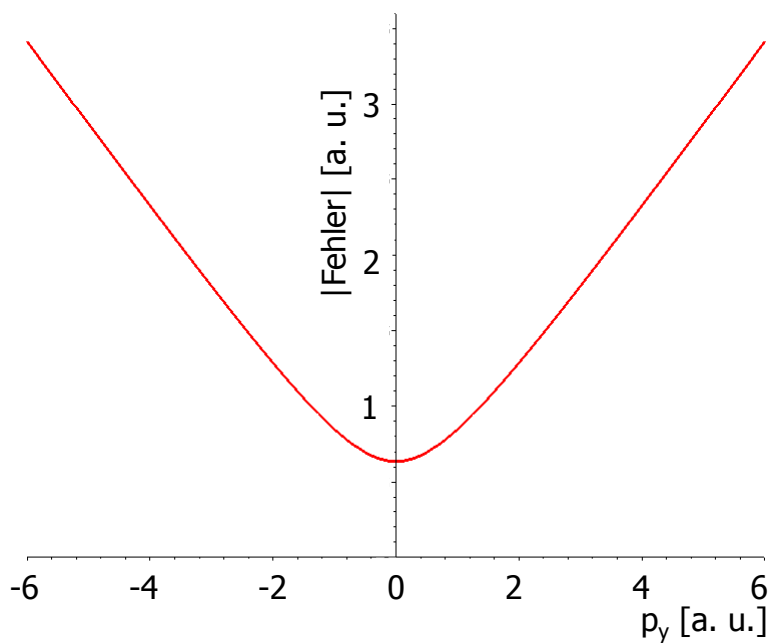


Abbildung 2.32: Absoluter Fehler für transversal startende Elektronen in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_y bei 39,3 Gauß, ± 1 ns Zeit- und ± 2 mm Ortsauflösung für einen Winkel α von 90° .

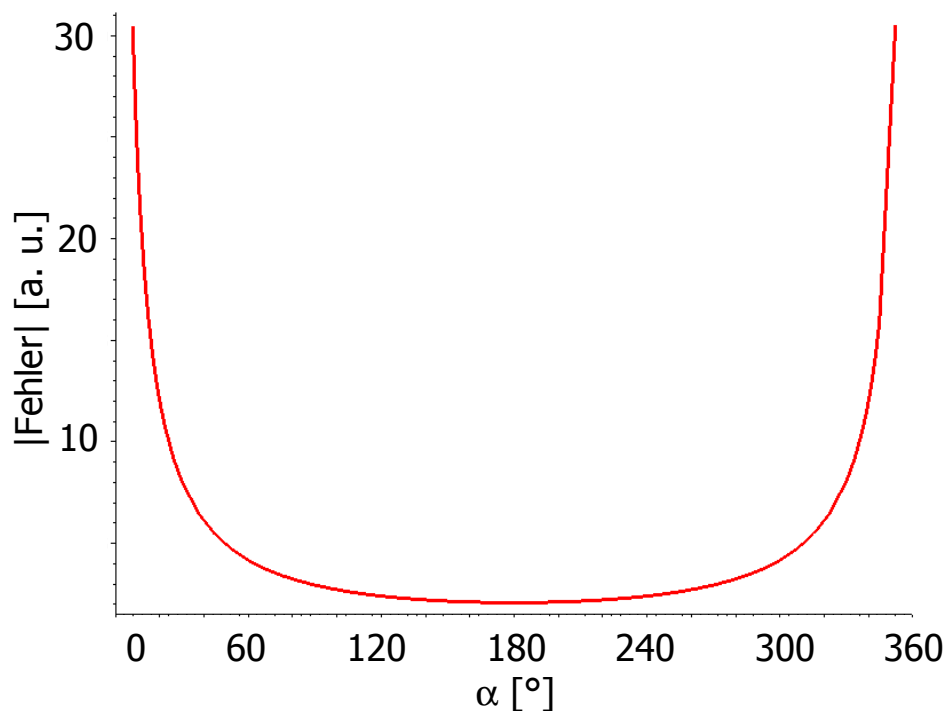


Abbildung 2.33: Absoluter Fehler für transversal startende Elektronen mit einem Impuls von $p_y=6$ a. u. in Abhängigkeit der Gyrationphase α für bei 39,3 Gauß, ± 1 ns Zeit- und ± 1 mm Ortsauflösung.

Aus den Graphen ist leicht zu sehen, dass der Fehler kaum von der Genauigkeit der Ortsmessung abhängt. Hingegen resultiert der größte Anteil des Fehlers von der schlechten Zeitauflösung, genauer gesagt aus der Unkenntnis der Phase der Gyration, in welcher sich das Elektron befindet. Gleiches gilt für niedrige Werte von α . Je niedriger α , desto genauer müssten Ort und Zeit bestimmt werden.

Ganz anschaulich ist das Problem Folgendes. Gemessen wird ein Punkt auf dem Detektor und die Flugzeit. Die Frage, vor der wir stehen ist, welchen Gyrationradius das Elektron hatte, oder anders ausgedrückt: Wir haben zwei Punkte (Ursprung und Auftreffort) auf dem Detektor und suchen jetzt den passenden Kreisbogen, der beide Punkte verbindet. Die Antwort über Radius und Richtung liefert in beiden Fällen der Winkel α .

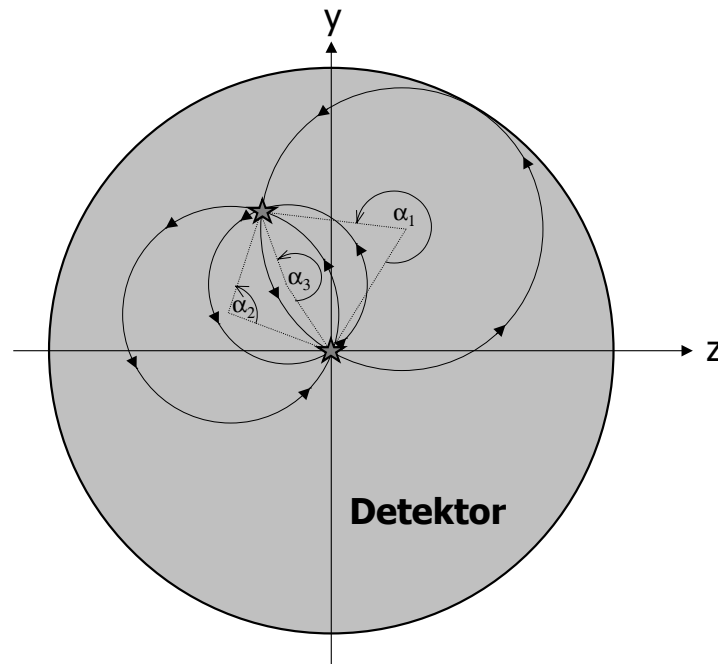


Abbildung 2.34: Skizze zur Impulsrekonstruktion mit Magnetfeldern. Messgrößen sind der Auftreffort und die Flugzeit. aus der der Winkel α berechnet wird. Durch den Auftreffort und den Startpunkt wird ein Kreis gelegt, dessen Radius und Richtung durch α bestimmt sind.

Die Impulsauflösung für einfachgeladene Rückstöße und Elektronen im Falle eines reinen elektrischen Feldes ist die selbe. Kommt ein Magnetfeld ins Spiel, welches für schnelle Elektronen benötigt wird, so ändert sich diese zu ungunsten der Elektronimpulsauflösung. Andere Möglichkeiten, die eine bessere Impulsauflösung gewährleisten sollen werden im nächsten Kapitel vorgestellt und diskutiert.

*Am Eingang zur Hölle auf einem Schild geschrieben steht:
„Die, Ihr hier eintretet, lasset alle Hoffnung fahren“*

aus Dantes Götterlicher Komödie

3 Schnelle Elektronen

Eine der derzeit schwierigsten Aufgaben, vor die die COLTRIMS-Technologie heute gestellt wird, ist der direkte impuls aufgelöste Nachweis von schnellen Elektronen mit hoher Auflösung und vollen 4π Raumwinkel. Während Rückstoßionen mit einigen atomaren Einheiten Impuls sehr leicht zu vermessen sind, stellt der Nachweis von Elektronen aufgrund der im Vergleich zu Protonen 1836-fach geringeren Masse für den Experimentator eine enorme Herausforderung dar.

Schnelle Elektronen können bei vielen Reaktionen auftreten; zu ihnen zählen beispielsweise Auger-Elektronen [WEB02], Cusp-Elektronen, Photoelektronen [KNA02], [MER98B], [DÖR96B], dem β -Zerfall, Elektronen aus Binary-Encounter-Stößen (BE) oder auch der Transferionisation (TI) – ein Reaktionskanal der hier speziell untersucht werden soll [MER96] –. In einem früher durchgeführten Experiment zur Transferionisation in p-He-Stößen, wurde auf den Impuls des schnellen Elektrons aus dem Impuls des Rückstoßions, der Energie- und Impulserhaltung sowie dem Projektilstreuwinkel zurückgeschlossen. Dasselbe Verfahren wurde auch bei Experimenten zur Einfach- und Doppelionisation in schnellen p-He-Stößen gemacht [WEB97].

Bei Experimenten mit Synchrotronstrahlung wird anstatt des Projektilstreuwinkels zur Feststellung des Energieübertrages, die absorbierte Photonenenergie benutzt, um den Elektronenimpuls zu bestimmen [DÖR96A].

Es gibt verschiedene Ansätze, mit denen Elektronen impuls aufgelöst nachgewiesen werden können. Meistens gilt es, einen Kompromiss aus Auflösung und Raumwinkel zu finden. Diese verschiedenen Möglichkeiten bzw. Kompromisse sollen im Folgenden näher beleuchtet werden.

3.1 Eindeutigkeit

Um die verschiedenen Ansätze zu testen, muss zunächst ein einfacher Weg gefunden werden, mit dessen Hilfe Aussagen über die Eindeutigkeit der Messmethodik und die Auflösung gemacht werden können. Alle Simulationen zur Berechnung der Elektronen- und Rückstoßionentrajektorien wurden mit dem Computerprogramm SIMION3D 7.0 [SIM00] – einem finite Elemente Programm, speziell für die Berechnung von Trajektorien unter dem Einfluss elek-

trischer und magnetischer Felder - durchgeführt. Für die weiteren Betrachtungen wird immer eine Rotationssymmetrie um die Spektrometerachse (x) angenommen, wodurch auf dem Detektor nur der radiale Abstand (yz) zum Detektormittelpunkt von Bedeutung ist.

Mittels eines kleinen Programms¹, welches Eingabedateien für Simion erstellt, können verschiedene Impulsgitter definiert werden. Dieses Impulsgitter definiert eine größere Anzahl von Elektronen, die an einem festen Startpunkt mit äquidistanten Impulsabständen zueinander starten. Da das System rotations-symmetrisch um die Spektrometerachse ist, ist ein zweidimensionales Gitter ausreichend. Für die künftigen Betrachtungen wurde ein Gitter – siehe Abbildung 3.1 - gewählt, in dem der Impulsabstand sowohl in longitudinaler also Spektrometerichtung (x), wie auch in transversaler Richtung (yz) 0,5 a. u. und insgesamt 6 a. u. betrug.

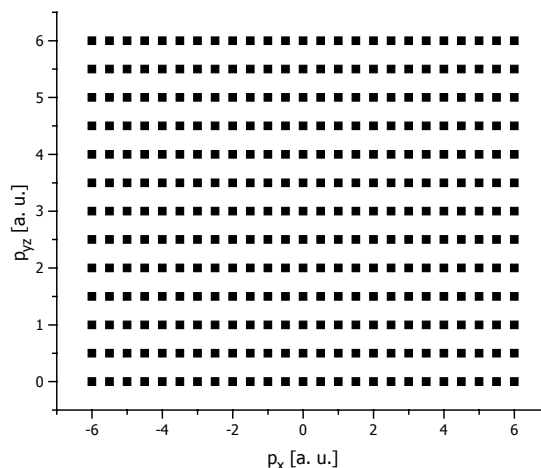


Abbildung 3.1: Impulsgitter für Elektronen in longitudinaler (x) und transversaler (yz) Richtung. Der Abstand beträgt in beiden Richtung 0,5 a. u. Impuls. Jeder Punkt stellt ein einzelnes Elektron dar.

Mithilfe von SIMION3D können neben den Trajektorien auch einige „Messwerte“ ausgegeben werden, wie beispielsweise Flugzeit, Ort, Geschwindigkeit, Energie u. v. a., wobei nur die ersten beiden relevant für das Experiment sind, da nur sie auch in Realität Messgrößen darstellen. Die gemessene Flugzeit und der Ort werden gegeneinander aufgetragen, wobei die y -Komponente des Ortes genommen werden kann oder der radiale Abstand vom Detektormittelpunkt (yz), was sich aber in den meisten Fällen gleichbleibt.

¹ Für die Bereitstellung dieses Programm danke ich dem IKF-Orakel Lothar Schmidt. :-)

Falls die Verbindungslinien (bzw. gedachten Verbindungslinien) zwischen benachbarten Gitterpunkten keine Überschneidungen aufweisen, oder noch besser, sogar eine gewisse Ähnlichkeit mit dem originalen Impulsgitter vorliegt, so ist davon auszugehen, dass die vorliegende Geometrie bzw. Messmethodik eindeutige Ergebnisse liefern wird. Außerdem ist an den Abständen der Gitterpunkte, die erreichbare Auflösung erkennbar, sowie die Linearität der Abbildung.

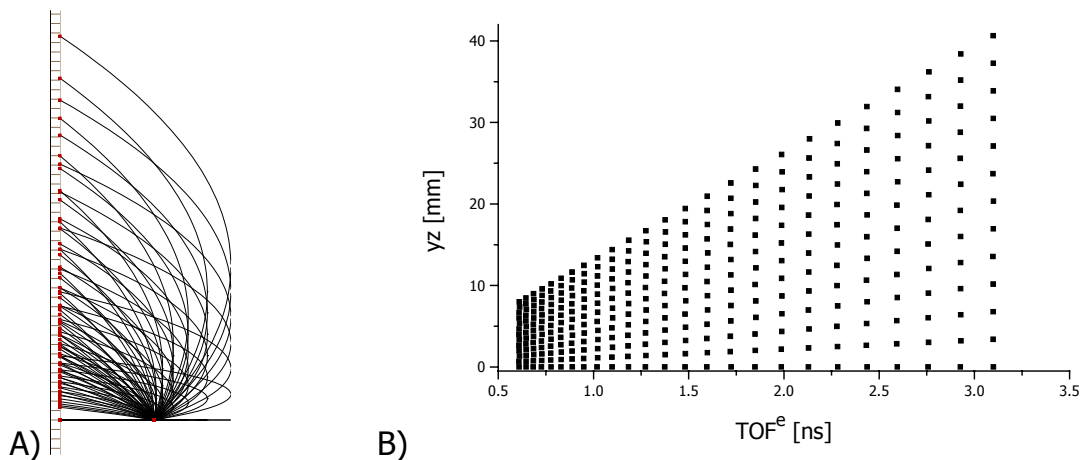


Abbildung 3.2: A) Spektrometer mit sehr kurzer Flugstrecke der Elektronen. Der Abstand Target-Detektor beträgt 10 mm und das Elektrische Feld 600 V/cm. Die Trajektorien wurden mit dem 6 a. u. \times 6 a. u. Impulsgitter von Abbildung 3.1 simuliert.

B) Messwerte (Flugzeit vs. Auftreffort) für das Spektrometer von Abbildung 3.2. Das elektrische Feld beträgt 600 V/cm und der Detektor ist 10 mm vom Target entfernt.

Das Spektrometer stellt den einfachsten Aufbau dar. Es handelt sich um ein homogenes elektrisches Absaugfeld von 600 V/cm. Der Abstand zum Detektor beträgt nur 10 mm. Dieses hohe Feld und der geringe Abstand sind notwendig, um alle Elektronen des verwendeten Impulsgitters noch auf den Detektor zu projizieren. An diesem Beispiel ist zu sehen, dass die Geometrie über den gesamten Bereich eindeutig ist, jedoch, dass die Zuordnung von Impuls zu Flugzeit bzw. Impuls zu Ort nicht linear ist, sondern dass mit größerem Impuls der Abstand geringer bzw. die Zeitdifferenz kleiner wird. Für den Fall eines Targets minimaler Größe ist eine Auflösung – sofern man dies guten Gewissens überhaupt sagen kann - in longitudinaler Richtung von 4,8 a. u. pro ns und 0,14 bis 0,75 a. u. pro mm in transversaler Richtung zu erwarten.

Zwar klingt eine mittlere Auflösung in transversaler Richtung von 0,45 a. u. durchaus akzeptabel, aber 4,8 a. u. in Flugzeitrichtung sind nicht zu vertreten. Hinzu kommt, dass bei gleichzeitigem Nachweis der Rückstoßionen deren Auflösung noch sehr viel schlechter (4,8 a. u./ns bzw. 4,3 a. u./mm) ist.

Ein Beispiel für eine Geometrie, die nicht eindeutige Messwerte liefert, soll hier selbstverständlich ebenfalls gegeben werden.

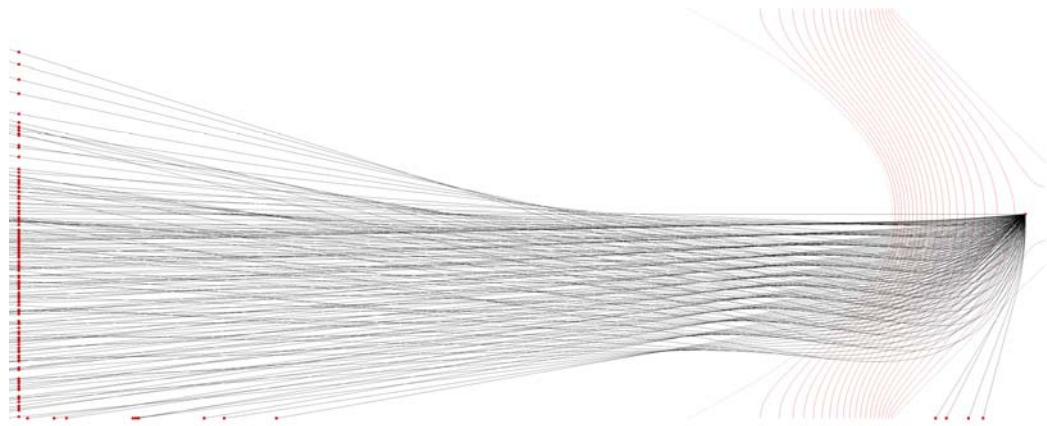


Abbildung 3.3: Elektrostatisches Spektrometer mit Trajektorien. Der Abstand von der Targetzone zum Detektor beträgt 980 mm. Die elektrische Feldstärke am Targetort beträgt 2,2 V/mm. Zur Simulation wurden Elektronen mit Impulsen in Flugzeitrichtung $p_x = -6 \dots 0$ a. u. ($\Delta p_x = 0,5$ a. u.) und in transversaler Richtung $p_y = 0 \dots 6$ a. u. ($\Delta p_y = 0,5$ a. u.) verwendet.

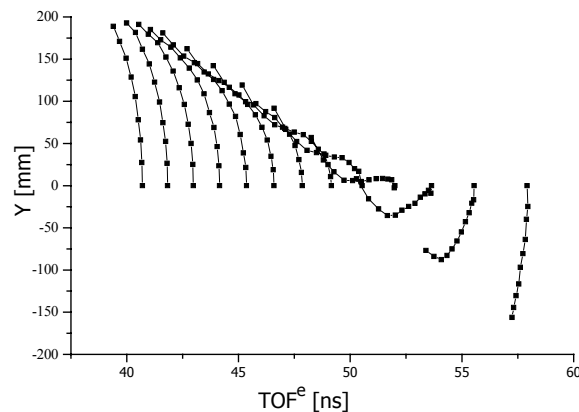


Abbildung 3.4: Simulierte Messwerte für das Spektrometer aus Abbildung 3.3, welches nicht eindeutige Ergebnisse liefert.

Sofern die Feldkonfiguration den ersten Test bestanden hat, kann noch ein zweiter Test zur Eindeutigkeit durchgeführt werden. Dieser ist besonders dann von Nöten, wenn Magnetfelder eingesetzt werden, die Impulse in y- und z-Richtung miteinander mischen. Es wird ein Impulsgitter verwendet, das in Flugzeitrichtung einen festen Impuls aufweist, was zu einer konstanten Flugzeit führen sollte; in transversaler Richtung (ebenfalls eine feste Richtung) wird eine Abfolge steigender Impulse festgelegt.

Schaut man sich das Detektorbild an, so sollte etwas herauskommen, was – im Falle konstanter Felder (siehe Kapitel 3.2) einer Linie– oder einer gekrümmten Kurve entspricht.

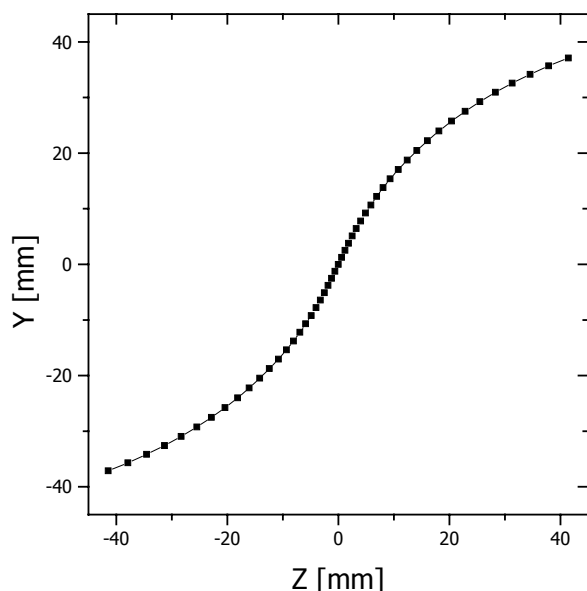


Abbildung 3.5: Orte auf dem Detektor für den Fall eines konstanten elektrischen Feldes und eines zum Detektor abfallenden magnetischen Feldes. Als Impulsgitter wurde verwendet:

$$p_x^e = -3 \text{ a. u.}; p_y^e = -6 \text{ bis } +6 \text{ a. u. } (\Delta p_y = 0,5 \text{ a. u.}); p_z^e = 0 \text{ a. u.}$$

Abbildung 3.5 gibt das beschriebene Beispiel eines konstanten Impulses in Flugzeitrichtung und eines ansteigenden transversalen Impulses für eine Feldkonfiguration mit konstantem elektrischem und zum Detektor hin abfallenden magnetischen Feld wider. Hätte man anstatt der Linie etwas, was Überschneidungen aufweisen würde (siehe Kapitel 3.4), so wäre dies gleichbedeutend mit Uneindeutigkeiten in diesen Bereichen. Für einen konstant steigenden Transversalimpuls muss die dargestellte Kurve immer eine monoton steigende Kurve im Abstand zum Ursprung darstellen. Ansonsten würde es zu Überschneidungen kommen, die die Impulse in y - und z -Richtung auf nicht mehr rekonstruierbare Weise miteinander mischen. Impulse aus verschiedenen Emissionsrichtungen lägen auf dem gleichen Punkt liegen.

3.2 Magnetfeld

Der gängige Weg, um schnelle Elektronen mit bis zu 4π Raumwinkel nachzuweisen, ist der in Kapitel 2.4 schon beschriebene Weg, dem elektrischen Feld parallel ein homogenes magnetisches Transportfeld zu überlagern. Nach Glei-

Abbildung 2.43 ist ein minimales B-Feld von 38 Gauß erforderlich, um die Elektronen mit dem gewünschten Impuls von 6 a. u. auf einen 80 mm Detektor zu führen und zu projizieren, was einer Gyrationperiode von 9,4 ns entspricht. Abbildung 3.6 gibt die zugehörigen Messwerte wieder und in Abbildung 2.7 sind einige Trajektorien skizziert. Das verwendete Impulsgitter ist für dieses Beispiel aufgrund der sehr kurzen Gyrationperioden so gewählt, dass die Abstände wesentlich kleiner sind. Die Gitterpunkte haben in Flugzeitrichtung einen Abstand von 0,025 a. u. und in transversaler Richtung einen Abstand von 0,5 a. u. Ein solches Spektrum für Elektronen in einem Magnetfeld, in welchem der radiale Abstand gegen die Flugzeit aufgetragen wird, bezeichnet man als „Wiggle“-Spektrum

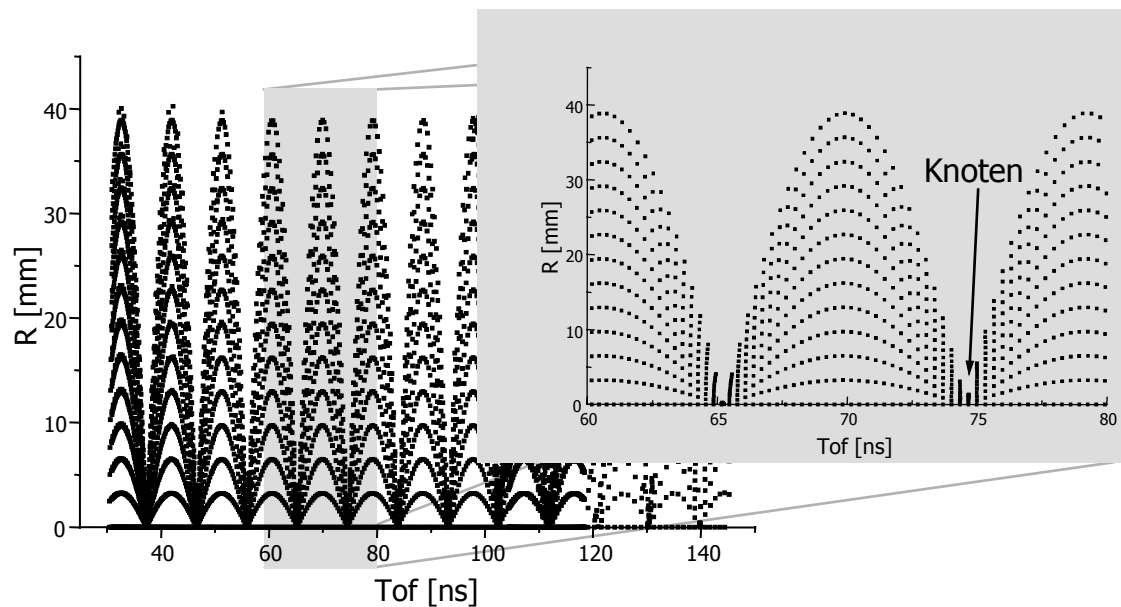


Abbildung 3.6: Simuliertes R-TOF^e-Spektrum für ein Magnetfeld von 38 Gauß und ein elektrisches Feld von 9,5 V/cm. Die Impulsdifferenz der Elektronen beträgt longitudinal 0,025 a. u. und transversal 0,5 a. u.; der Maximalwert liegt jeweils bei 6 a. u.

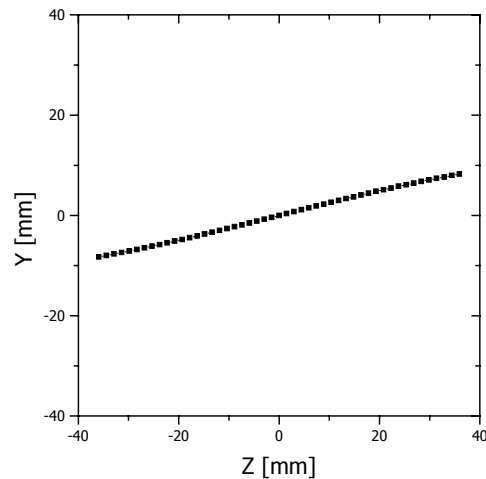


Abbildung 3.7: Detektorbild für konstanten Impuls p_x^e und variierenden Impuls p_y^e . Als Impulsgitter wurde verwendet: $p_x^e = -3$ a. u.; $p_y^e = -6$ bis $+6$ a. u.; $p_z^e = 0$ a. u. Siehe auch die Erklärung in Kapitel 3.1.

Gut zu sehen ist, dass die Radien mit zunehmendem Impuls immer größer werden und dass sie ebenfalls in äquidistanten Zeitabständen immer wieder zum Mittelpunkt zurückkehren. Diese „Einschnürungen“ werden Knoten genannt und ihre Abstände entsprechen der Dauer einer Gyration T_{Gyr} ; Knoten wahrscheinlich deshalb, da sich alle Elektronen durch einen Punkt zwingen müssen, wo sie sich scheinbar verknoten. Zur Rekonstruktion mittels Gleichung (2.50) ist die Stärke des Magnetfeldes notwendig. Sie wird mit Gleichung (2.42) aus der Gyrationperiode bestimmt. Die Gyrationperiode wiederum erhält man aus dem Abstand der Knoten, oder noch besser mittels linearer Regression. Da der 0. Knoten mit unendlich schnellen Elektronen verknüpft ist, kann die Flugzeit TOF_0^e bestimmt werden.

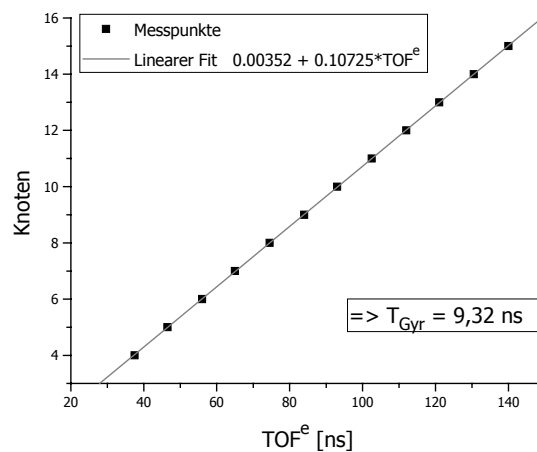


Abbildung 3.8: Bestimmung der Gyrationperiode aus dem Knotenabstand durch lineare Regression. Der Abstand der Knoten beträgt 9,32 ns.

Auf diese Weise müssen nicht mit einer Hallsonde ermittelte Magnetfeldstärken verwendet werden, sondern es wird die tatsächlich vorhandene Feldstärke verwendet, die quasi „online“ mitgeschrieben wurde. Die so bestimmte Gyrationperiode beträgt 9,32 ns. Das Ergebnis der Rekonstruktion der transversalen Impulse ist in Abbildung 3.9 dargestellt, einmal für die exakt ermittelten und einmal für die im Rahmen der Auflösung gerundeten ($\pm 0,5$ ns bzw. ± 1 mm) Messwerte.

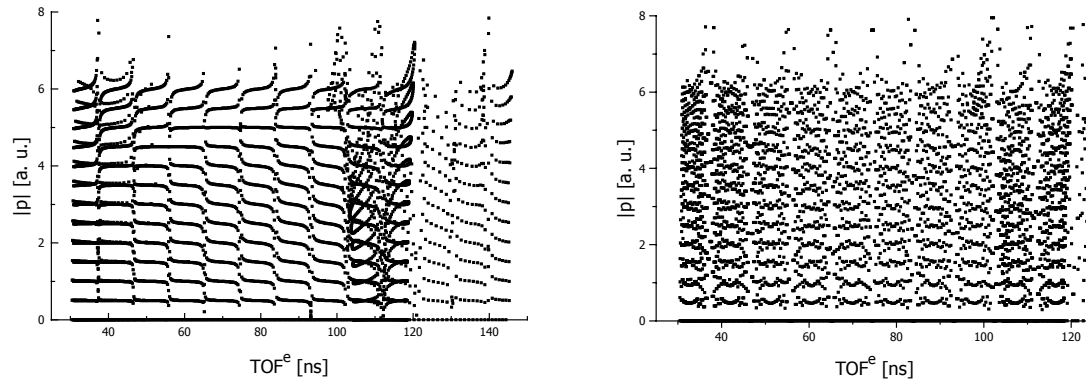


Abbildung 3.9: Aus Wiggle-Spektrum nach Gleichung (2.50) errechnete Impulse mit exakten (links) Werten und solchen, die mit einem Fehler ($\pm 0,5$ ns bzw. ± 1 mm) gefaltet wurden (rechts). Für Flugzeiten über 100 ns durchfliegen die Elektronen die Linse zur Ortsfokussierung der Rückstoßionen, weshalb die Messwerte unbrauchbar sind.

Zu sehen ist, dass in der Nähe der Knoten die Rückrechnung schlecht bis gar nicht mehr möglich ist, was auch schon bei den Fehlerbetrachtungen in Kapitel 2.8.2 erläutert wurde. Der Vergleich der beiden Abbildungen in 3.9 demonstriert sehr eindrucksvoll den Einfluss der Zeit- und Ortsauflösung auf die Rekonstruktion der Impulse. Die Fehler jenseits von 100 ns stammen von Elektronen, die durch die elektrische Linse, die zur Ortsfokussierung der Rückstoßionen dient, geflogen sind.

Für die spätere Anwendung wird die Flugzeit, für Impuls 0, TOF_0^e so gewählt, dass sie möglichst bei $\alpha = \pm 90^\circ$ neben einem Knoten liegt. Der Bereich $\pm 90^\circ$ um den Knoten herum, in dem die Impulsrekonstruktion mit sehr großem Fehler behaftet ist, wird herausgeschnitten. Aufgrund der Symmetrie der Physik um die Strahlachse bzw. Impuls 0 ($p_x^e = -p_x^e$), können die so entstandenen Löcher mit den korrespondierenden Impulsen der jeweils anderen Seite gefüllt werden. Der sich nach Kapitel 2.6.2 ergebende Fehler für Elektronen mit 6 a. u. Impuls bei 38 Gauß Magnetfeld, ± 1 ns Zeit- und ± 1 mm Ortsauflösung sowie für einen Winkel der Gyrationphase von $90^\circ \leq \alpha \leq 270^\circ$ beträgt rund **± 50 %**.

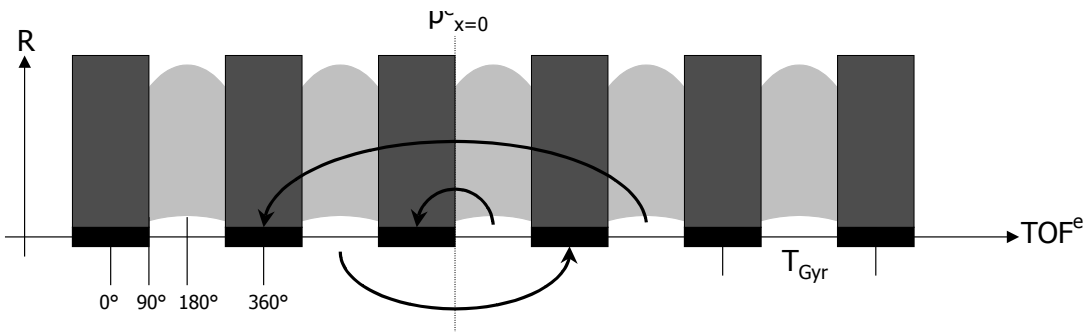


Abbildung 3.10: Skizze zur Auswertung, um den vollen Impulsraum mit guter Auflösung zu erhalten. Die schwarzen Bereiche ($\alpha = 270^\circ$ bis 90°) stellen die Löcher dar, die in den Impulsraum geschnitten werden; die weißen ($\alpha = 90^\circ$ bis 270°) sind die Bereiche, in denen die Rekonstruktion den geringsten Fehler aufweist.

3.3 Der löchrige Phasenraum

6 a. u. Impuls, ein 80 mm Detektor, 4π Raumwinkel und eine gute Auflösung sind zuviel auf einmal. Also muss auf eine Eigenschaft verzichtet werden, hier die vollen 4π Raumwinkel. Die Idee ist es, ein niedrigeres Magnetfeld als notwendig wäre, beispielsweise 25 Gauß, zu verwenden, um den Anforderungen zu entsprechen. Die zu schnellen Elektronen, solche, die über mehr als 3,8 a. u. Impuls verfügen, werden nur mit einem geringeren Raumwinkel nachgewiesen (siehe Abbildung 3.11). Notwendig hierfür ist, dass das Spektrometer und der gesamte Aufbau für die größeren Gyrationen ausgelegt ist.

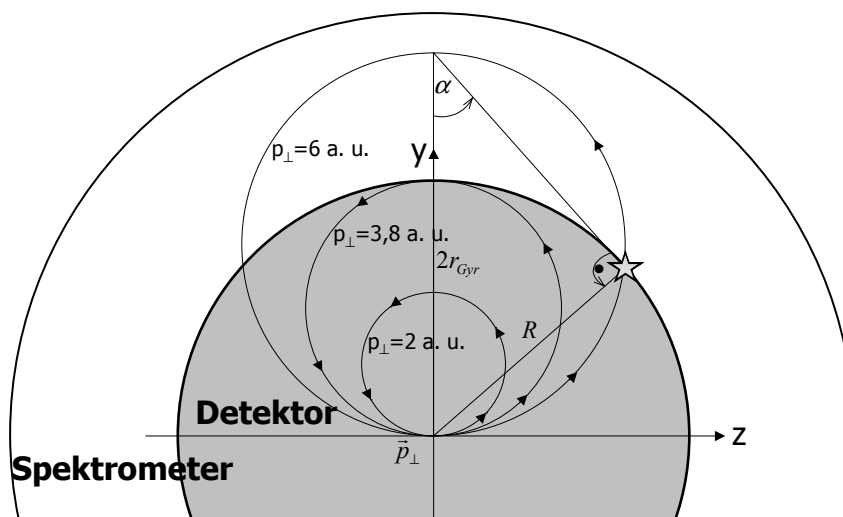


Abbildung 3.11: Blick auf den Detektor bzw. die yz -Ebene. Skizziert sind größere Impulse, als eigentlich auf den Detektor passen. α beschreibt den – vom Standpunkt der Fehlerrechnung her – besten Winkel, der gerade noch auf dem Detektor liegt.

Es gilt:

$$\sin(\alpha) = \frac{R}{2r_{Gyr}} \quad (3.1)$$

Berechnet man für ein gegebenes Magnetfeld von 25 Gauß für verschiedene Impulse $\geq 3,8$ a. u. den Gyrationradius und daraus dann nach (3.1) den maximalen, also besten Wert für α sowie die Raumwinkelakzeptanz, ergibt sich, der in Abbildung 3.12 dargestellte Verlauf. Die Fehlerbalken, die für diese maximalen Werte von α bestimmt wurden (optimistische $\pm 0,5$ ns Zeit- und ± 1 mm Ortsauflösung), sprechen eine sehr deutliche Sprache; es funktioniert nicht zufriedenstellend.

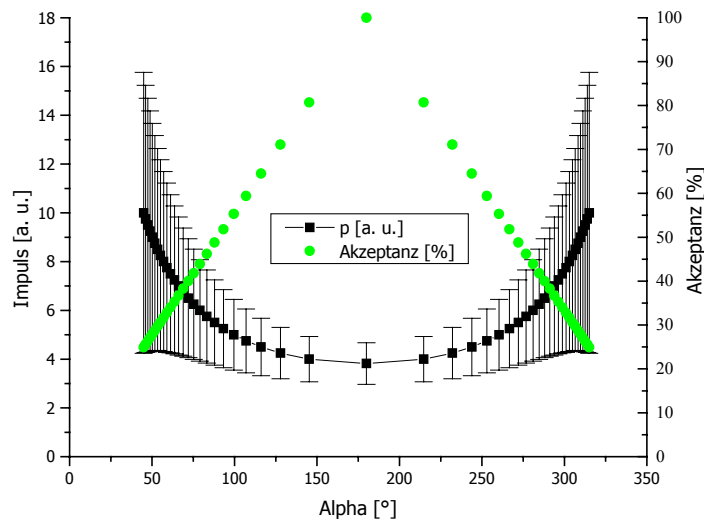


Abbildung 3.12: Das Magnetfeld beträgt 25 Gauß und ist ausreichend, um Elektronen mit 3,8 a. u. Impuls auf einen 80 mm Detektor mit vollem Raumwinkel zu führen. Die Fehlerrechnung wurde wie in Kapitel 2.6.2 durchgeführt; der Fehler aufgrund des kleinen Wertes für α ist der geringstmögliche, da er einem maximal außenliegenden Punkt entspricht.

Die geplotteten Fehlerbalken entsprechen den minimalsten Fehlern. Alle Elektronen, die nicht am äußersten Rand auf dem Detektor auftreffen, weisen einen geringen Gyrationphasenwinkel α und infolge dessen einen noch größeren Fehler auf.

3.4 Inhomogene elektrische und magnetische Felder

Das Problem, vor welchem wir stehen ist, dass der Gyrationradius zu klein und somit die Gyrationperiode zu kurz ist. Gesucht werden muss ein Weg, bei dem die Gyrationperiode verlängert wird, aber trotzdem noch alle Elektronen auf den Detektor kommen. Der Ansatzpunkt ist, ein normal starkes magnetisches Transportfeld zu verwenden, welches aber kurz vor dem Detektor schwächer wird. Dies führt dazu, dass die Gyrationradien und auch die Gyrationperioden deutlich größer werden. Um nun den größer werdenden Radien entgegenzuwirken wird eine Linse eingesetzt, die die Elektronen zurück auf den kleinen Radius bringen soll. Die Idee ist in Abbildung 3.13 kurz skizziert.

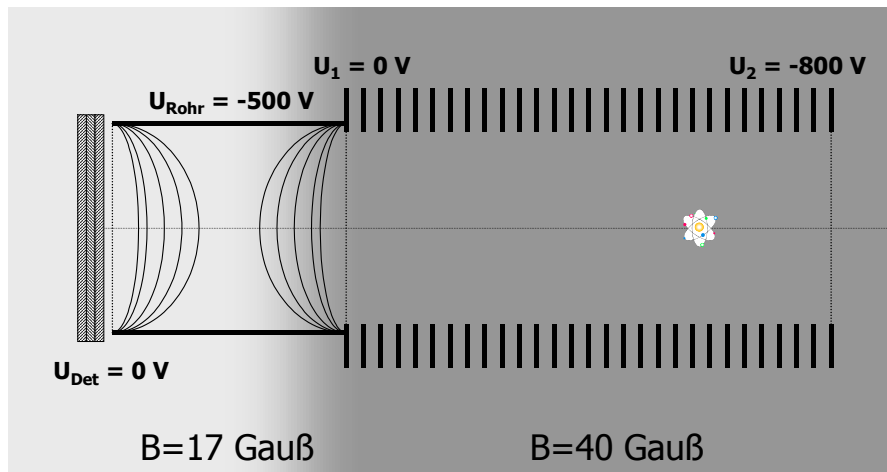


Abbildung 3.13: Skizze der Idee mit einem zum Detektor fallenden Magnetfeld und einer elektrischen Rohrlinse, die die Elektronen auf den Detektor fokussieren soll. Das Target liegt auf einem Potenzial von -530 V . Die elektrische Feldstärke beträgt 18 V/cm .

Die Feldlinien und Trajektorien sind in Abbildung 3.14 zu sehen. Das zur Simulation verwendete Impulsgitter ist wieder das mit den geringen Abständen in Flugzeitrichtung, welches schon in Kapitel 3.2 eingesetzt wurde. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.15 zu sehen.

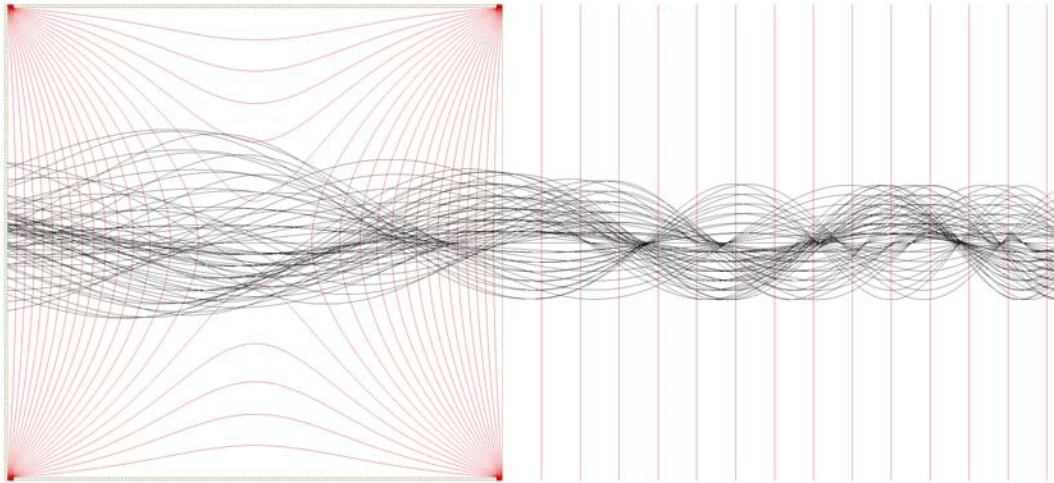


Abbildung 3.14: Spektrometer mit Trajektorien. Das Magnetfeld fällt von 40 Gauß in der Targetzone auf 17 Gauß zum Detektor. Das elektrische Feld beträgt 18 V/cm. Die Elektronen nehmen bis zum Detektor 530 eV kinetische Energie im Feld auf. Die Potentiale entsprechen den, in Abbildung 3.13 dargestellten.

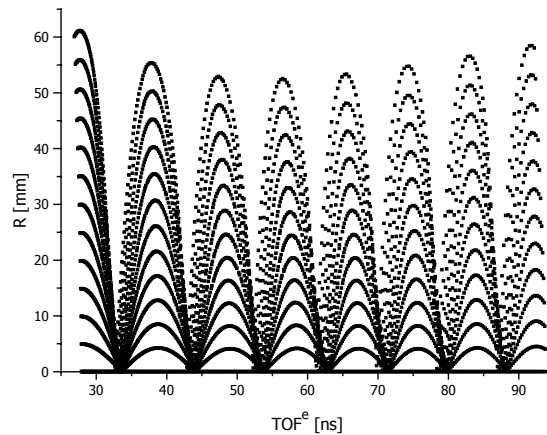


Abbildung 3.15: Simuliertes R-TOF^e-Spektrum für ein von 40 auf 17 Gauß sinkendes Magnetfeld. Der Abstand der Elektronen beträgt longitudinal 0,025 a. u. und transversal 0,5 a. u.; der Maximalwert liegt jeweils bei 6 a. u.

Eine Rekonstruktion, wie in Kapitel 3.2 beschrieben, wird durchgeführt, der Einfachheit halber jedoch ohne die exakte Impulsberechnung, sondern mit der Näherung:

$$r'_{Gyr} \propto r_{Gyr} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \cos\left(\frac{TOF_e}{T_{Gyr}}\right)}} \quad (3.2)$$

Dadurch wird uns erlaubt, die Eindeutigkeit zu überprüfen, ohne auf die Details der Impulsrekonstruktion eingehen zu müssen.

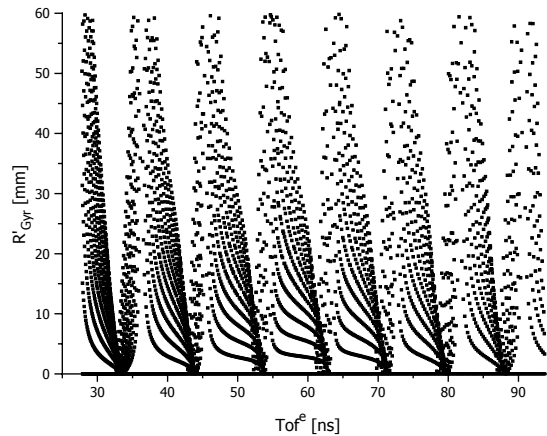


Abbildung 3.16: Rekonstruktion des radialen Abstandes nach Gleichung (3.2), zur Überprüfung der Eindeutigkeit für ein Spektrometer mit elektrischer Linse und zum Detektor hin fallenden Magnetfeld. Der zur Rekonstruktion ermittelte Knotenabstand beträgt 9,07 ns.

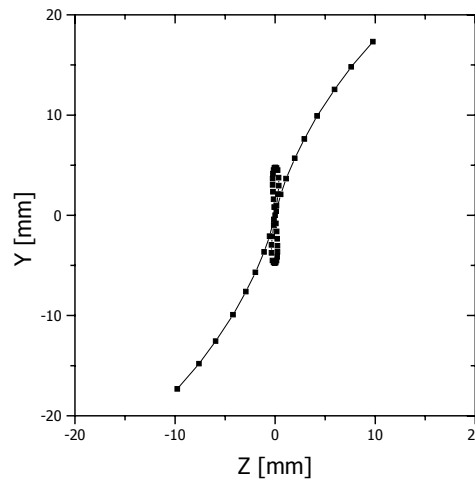


Abbildung 3.17: Detektorbild für konstanten Impuls p_x^e und variierenden Impuls p_y^e für oben beschriebenes Spektrometer mit fallendem B-Feld und einer elektrischen Linse.

Auch wenn in Abbildung 3.16 den Schluss einer möglichen Rekonstruierbarkeit nahelegt ist im Gegensatz dazu anhand des Detektorbildes in Abbildung 3.17 ganz klar zu erkennen, dass es schlichtweg unmöglich ist, eindeutige Rückschlüsse auf die Eingangsimpulsverteilung zu ziehen, zumindest im inneren Bereich. Ein weiterer Grund – der sich zeitlich aber erst viel später und bei anderen Simulationen herausstellte – ist, dass, wie auch bei rein elektrischem Feld in erster Linie die Stärke des Magnetfeldes am Targetort relevant für die Auflösung ist.

Dies führt sogleich zum nächsten Unterkapitel und der nächsten Idee.

3.5 Detektorprojektion

Wie wir gesehen haben, ist das Feld am Targetort entscheidend und eine Mischung aus inhomogenem Magnet- und inhomogenem elektrostatischem Feld führt zu Mehrdeutigkeiten. Demnach liegt nichts näher, als ein schwaches Magnetfeld am Targetort zu verwenden und die Elektronen ganz normal in Richtung Detektor zu führen. Stattdessen wird nun aber eine halbe elektrische Linse direkt vor den Detektor gesetzt, wie in Abbildung 3.18 dargestellt. Sehr wichtig ist hierbei, dass nicht eine komplette Linse, sondern nur eine halbe Linse, genauer gesagt die fokussierende Hälfte Verwendung findet, da sie relativ kurz gehalten werden kann und nur fokussierende und keine defokussierende Eigenschaften besitzt.

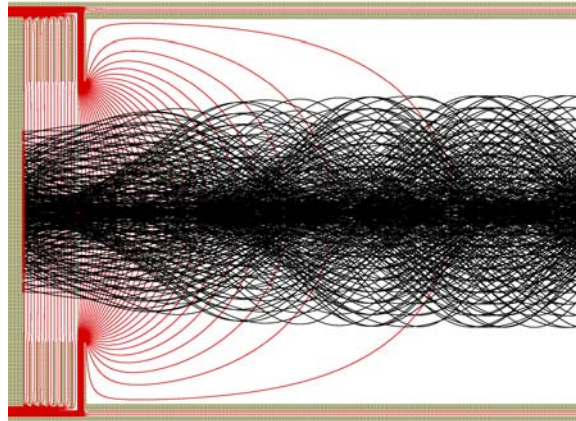


Abbildung 3.18: Ausschnitt des Spektrometers, mit halber Linse, die der Fokussierung der Elektronentrajektorien dient. Von rechts driften die im Spektrometer abgesaugten und beschleunigten Elektronen zum Detektor. Die Nachbeschleunigung innerhalb der Driftstrecke mit Projektion auf den Detektor beträgt +1 500 V und das Magnetfeld 21,6 Gauß.

Es handelt sich hierbei um eine starke Beschleunigung mit gleichzeitiger Projektion eines „großen“ auf einen „kleinen“ Detektor. Das ganze muss sehr schnell geschehen, sodass die Elektronen nicht weiter ihrer Gyrationbewegung folgen können. Die Elektronen werden quasi aus ihrer Gyration herausgerissen. Abbildung 3.18 zeigt das Spektrometer mit Linse sowie einem Ensemble von Trajektorien. Aufgrund des Feldeingriffs durch die Linse in die Driftstrecke, muss deren Länge entsprechend angepasst, vergrößert, werden.

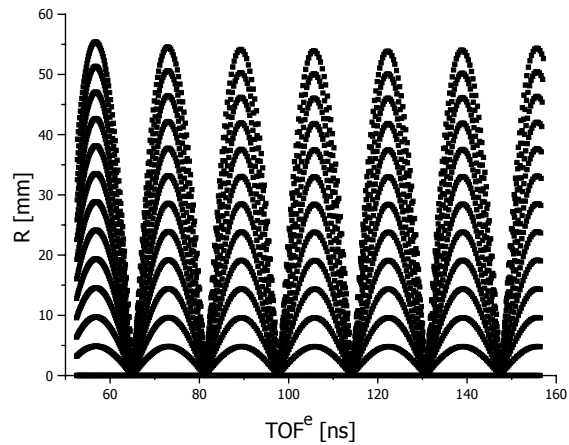


Abbildung 3.19: Simuliertes R-TOF^e-Spektrum mit aktivierter Linse (+1 500 V). Das Magnetfeld beträgt 21,6 Gauß. Zum Vergleich: ohne Linse entspricht dieses Spektrum, dem in Abbildung 3.6 dargestellten.

Vom ersten Anschein her sieht dieses Spektrum (mit eingeschalteter Linse) dem ohne Linse (Abbildung 3.6) sehr ähnlich, abgesehen von dem geringeren Radius. Aber welche Auflösung ist damit zu erzielen und ist wenigstens hier eine eindeutige Rekonstruktion möglich?

Zur Rekonstruktion wurde wiederum Gleichung (3.2) angesetzt. Ebenso wurde auch eine Rekonstruktion durchgeführt, in welcher der die Gyrationphase beschreibende Winkel α über einen linearen Fit genähert wurde. Beide Ergebnisse mit und ohne quadratischen Fit sind in Abbildung 3.20 dargestellt.

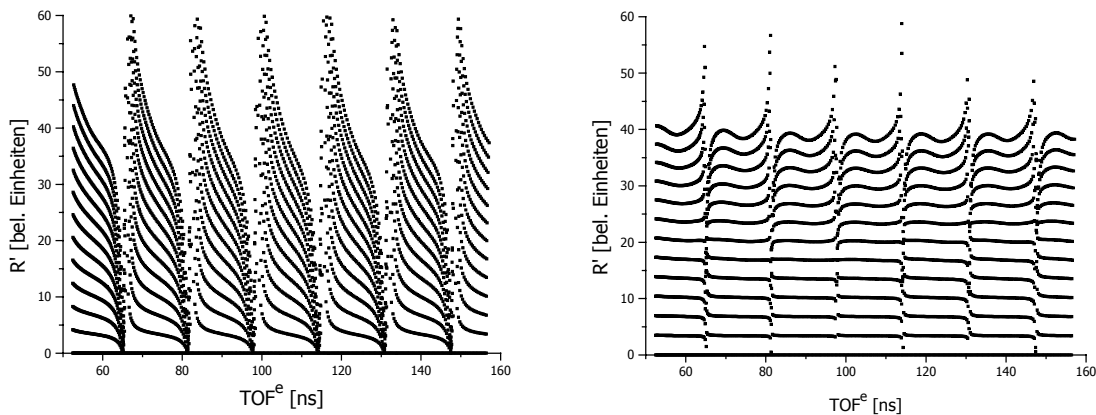


Abbildung 3.20: Rekonstruktion des radialen Abstandes nach Gleichung (3.2), zur Überprüfung der Eindeutigkeit für ein Spektrometer mit elektrischer Linse vor dem Detektor.

Links dargestellt ist das Ergebnis für eine Rekonstruktion dargestellt, in der der Knotenabstand laut linearer Regression 16,48 ns beträgt.

Rechts dargestellt ist das Ergebnis für eine Rekonstruktion, in der der Knotenabstand mit einem quadratischen Fit berechnet wurde.

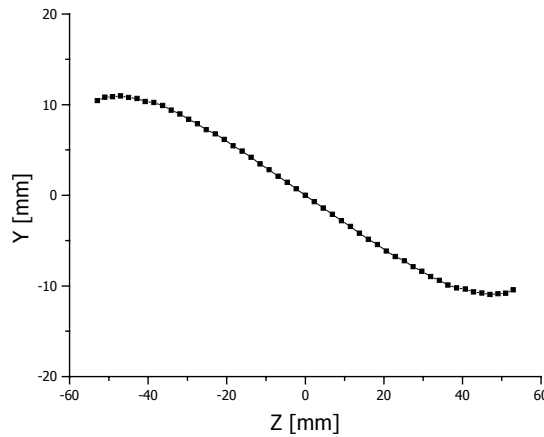


Abbildung 3.21: Detektorbild für konstanten Impuls $p_x^e = 4$ a. u. und variierenden Impuls p_y^e für oben beschriebenes Spektrometer mit fallendem B-Feld und einer elektrischen Linse.

Es ist festzustellen, dass die Rekonstruktion mittels Linse eindeutige Ergebnisse zurückliefert. Im Detail müssten die Abstände der radialen Verteilung noch korrigiert werden, um dann in Impulse zurückgerechnet werden zu können. Die Ersparnis des Detektorsdurchmessers hängt sehr vom Verhältnis der Geschwindigkeit der Elektronen in Flugzeitrichtung und der Spannung der Nachbeschleunigung an der Linse ab. Für das aktuelle Beispiel wird anstatt eines 140 mm Detektors, wie er für 21,6 Gauß Magnetfeld nötig wäre, nur noch ein 110 mm Detektor benötigt; die Ersparnis beträgt rund **25 %**.

3.6 Elektrostatische Spektrometer

Dieses letzte Unterkapitel zum Detektieren von schnellen Elektronen befasst sich mit den Spektrometern, mit denen alles begonnen hat; nämlich rein elektrostatischen Spektrometern ohne jegliche Magnetfelder. Die Vorteile liegen klar auf der Hand. Man könnte vor allem auf die aufwändigen Spulen und die teuren Netzgeräte verzichten. Der gesamte Aufbau wäre deutlich kleiner. Aber die eigentlich treibende Kraft war nicht nur dies, sondern vor allem der Wunsch einer erheblichen Auflösungsverbesserung.

Wäre das ganze ein rein optisches Problem, so wäre die nahe liegendste Lösung einen ellipsoidalen Spiegel zu verwenden und Targetort und Detektor jeweils knapp neben einen der Brennpunkte zu platzieren. Auf diese Weise müssten sämtliche Elektronen, die auf das Spiegelfeld treffen, auf den zweiten Brennpunkt projiziert werden. Das Problem ist, dass Recoils auf diese Weise überhaupt nicht nachgewiesen werden könnten, da der innere Bereich feldfrei

und in sich geschlossen ist. Überdies wären die Fehler beim zweimaligen Durchqueren des Gitters wegen der großen Feldstärken und niedrigen Teilchenenergien gravierend.

Es muss also darauf geachtet werden, dass nicht nur die Elektronen nachgewiesen werden, sondern auch die Rückstoßionen und das mit weiterhin guter Auflösung. Eine Bedingung ist somit, dass der Targetort sich in einem Bereich relativ niedrigen elektrischen Feldes befindet. Nachfolgend zuerst eine Simulation von einem Aufbau, von der ausgehend noch viele weitere im Detail variierte folgten.

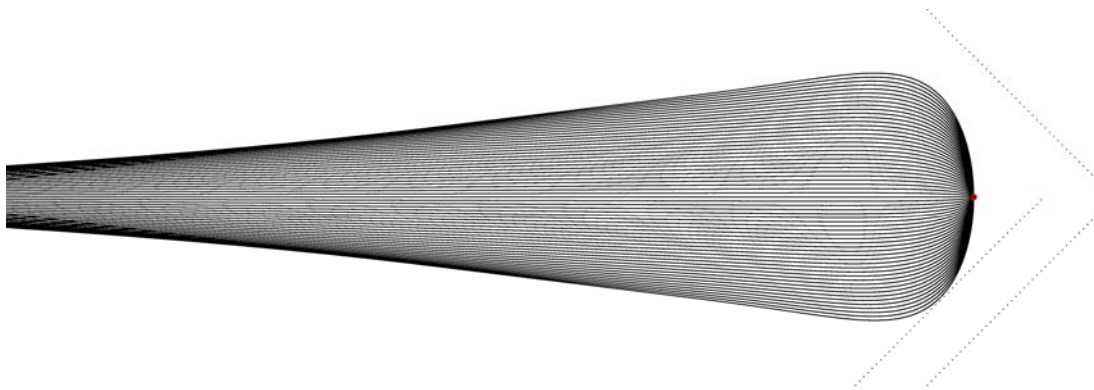


Abbildung 3.22: Rotationssymmetrisches Spektrometer in der XY-Ansicht. Das Gitter (rechts) liegt auf -6 kV gegenüber dem senkrechten Gitter, welches auf Erdpotenzial liegt. Das elektrische Feld am Targetort beträgt $E_{\text{Target}} = 65$ V/cm. Dargestellt sind nur Trajektorien von Elektronen die in Y-Richtung mit $0 \dots 500$ eV Energie ($\Delta = 25$ eV) starten.

Für senkrecht startende Elektronen erfüllt dieser Aufbau die Erwartungen vollends. Es werden alle Elektronen in Richtung eines Detektors projiziert. Eine Simulation für Elektronen, die auf dem in 3.1 beschriebenen Impulsgitter starten, verdeutlicht jedoch, dass man nicht nur die senkrechtstartenden Elektronen, sondern das volle Impulsgitter beachten muss. Abbildung 3.23 stellt den gleichen Aufbau wie 3.22 dar, jedoch mit den Trajektorien des gesamten simulierten Impulsgitters sowie die zugehörigen Messwerte.

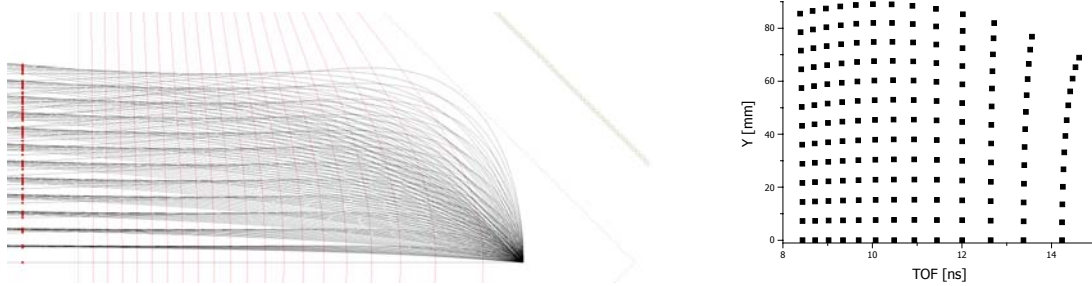


Abbildung 3.23: Links: Simuliertes Spektrometer wie in 3.22, jedoch mit Trajektorien eines simulierten Impulsgitters, welches in X-Richtung Impulse von -6 bis 0 a. u. ($\Delta = 0,5$ a. u.) und in Y-Richtung von 0 bis 6 a. u. ($\Delta = 0,5$ a. u.) aufweist.

Rechts: Messwerte der Simulation als TOF^e-Y-Verteilung.

Die radiale Abstandsverteilung könnte weiter verkleinert werden, allerdings würde dies die Auflösung in Flugzeitrichtung weiter verkleinern. Für dieses Beispiel ist die Auflösung in radialer Richtung erheblich besser, als in Flugzeitrichtung. Auch weitere Simulation mit leichten Variationen, z. B. des Öffnungswinkels (hier 45°) erbrachten keine wesentlichen Verbesserungen.

Eine andere Möglichkeit, die Elektronen in einem Bereich niedrigen Feldes starten zu lassen wurde am Beispiel von Rohr-Linsen untersucht.

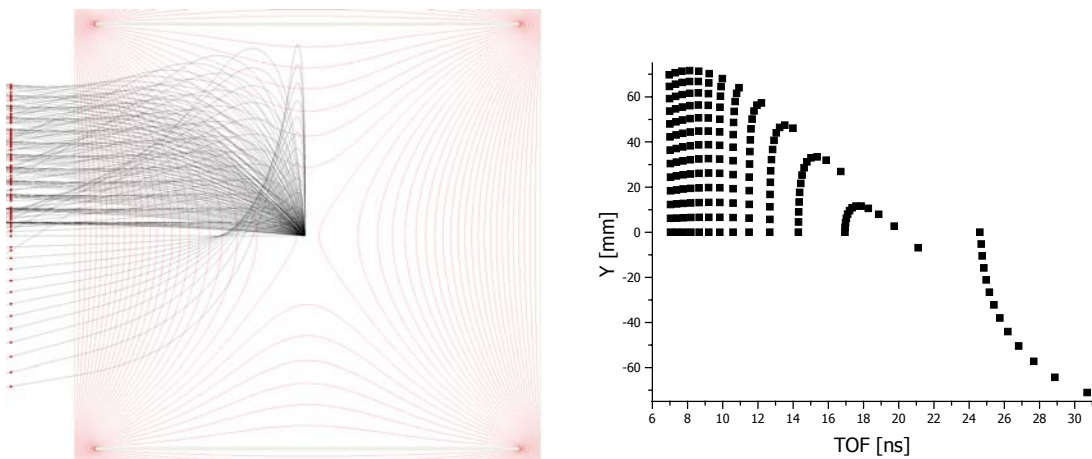


Abbildung 3.24: Links: Rotationssymmetrisches Spektrometer in der XY-Ansicht. Die Gitter rechts und links liegt auf Erddpotenzial gegenüber dem Rohr (oben und unten), welches auf $-2,5$ kV liegt. Der Abstand der Gitter beträgt 200 mm und der Rohrdurchmesser 200 mm. Das elektrische Feld am Targetort beträgt $E_{\text{Target}} = 3$ V/cm. Dargestellt sind Trajektorien von Elektronen, die auf einem Impulsgitter starten, welches in X-Richtung Impulse von -6 bis 0 a. u. ($\Delta = 0,5$ a. u.) und in Y-Richtung von 0 bis 6 a. u. ($\Delta = 0,5$ a. u.) aufweist.

Rechts: Messwerte der Simulation als TOF^e-Y-Verteilung.

Abgesehen von einer schwierigen Extraktion der Rückstoßionen weist dieser Aufbau für senkrechtstartende (Y-Richtung) Elektronen in einem kleinen Bereich (18 bis 22 ns) Uneindeutigkeiten auf. Außerdem ist die Auflösung in Flugzeitrichtung noch immer nicht die beste. Auch hier wurden weitere Varianten getestet, in denen meistens versucht wurde die senkrechtstartenden Elektronen mehr in Richtung des Detektors zu projizieren und Flugzeitverteilung zu verbreitern.

Die nächste Simulation stellt eine Kombination aus mehreren Elementen dar. Die Elektronen starten in einem Bereich niedrigen elektrischen Feldes. Danach treten sie in einem Bereich mit hohem Feld ein, um in die korrekte Richtung beschleunigt zu werden. Die nun aufgeweiteten Trajektorien sollen mittels einer Linse auf den Detektor fokussiert werden. Abbildung 3.25 stellt die Simulation mit Trajektorien und Messergebnissen vor.

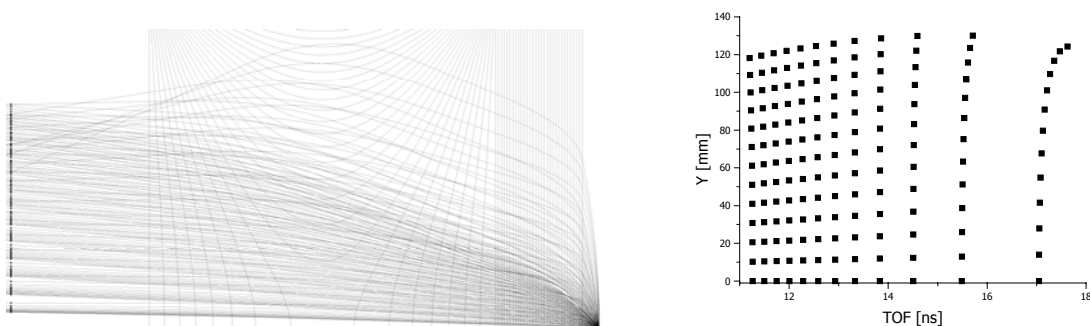


Abbildung 3.25: Links: Rotationssymmetrisches Spektrometer in der XY-Ansicht. Die Gitter rechts und links der Linse liegt auf Erdpotenzial gegenüber dem Rohr (oben und unten), welches auf -3,0 kV liegt. Das elektrische Feld am Targetort beträgt $E_{\text{Target}} = 20 \text{ V/cm}$. Dargestellt sind Trajektorien von Elektronen, die auf einem Impulsgitter starten, welches in X-Richtung Impulse von -6 bis 0 a. u. ($\Delta = 0,5$ a. u.) und in Y-Richtung von 0 bis 6 a. u. ($\Delta = 0,5$ a. u.) aufweist. Rechts: Messwerte der Simulation als TOF^e -Y-Verteilung.

Zwar ist der Aufbau in Abbildung 3.25 einer, der Trajektorien erzeugt, die eindeutige Rückschlüsse auf die Impulse erlaubt. Auch ist das Feld am Targetort relativ niedrig, sodass auch Rückstoßionen annehmbar vermessen werden können, jedoch ist der radiale Abstand wiederum viel zu gross. Durch höhere Felder würde zwar der maximale Abstand verkleinert, jedoch würde dies auf Kosten der Flugzeitverteilung gehen und somit die Auflösung in Flugzeitrichtung. Auch Variationen dieses Aufbaus brachten nicht den erhofften Durchbruch.

Das letzte Beispiel besteht wiederum aus zwei Teilen. Im inneren Bereich, in dem sich auch die Targetzone befindet ist ein niedriges elektrisches Feld vorhanden, welches die Elektronen in Richtung des Detektors projizieren soll. Der andere Teil (außen) ist eine Art Spiegelfeld, in dem die Elektronen immer wieder gespiegelt und auf diese Art zum Detektor geführt werden.

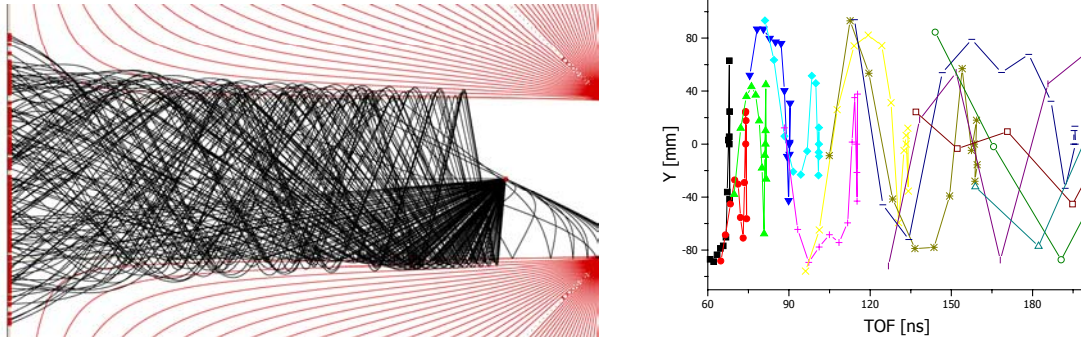


Abbildung 3.26: Links: Rotationssymmetrisches Spektrometer in der XY-Ansicht. Das elektrische Feld am Targetort beträgt $E_{\text{Target}} = 13 \text{ V/cm}$. Das Feld im äußeren Bereich beträgt viele 100 V/cm , um die Aufweitung der Trajektorien zu minimieren. Dargestellt sind Trajektorien von Elektronen, die auf einem Impulsgitter starten, welches in X-Richtung Impulse von -6 bis 0 a. u. ($\Delta = 0,5$ a. u.) und in Y-Richtung von 0 bis 6 a. u. ($\Delta = 0,5$ a. u.) aufweist. Rechts: Messwerte der Simulation als TOF^e -Y-Verteilung.

Dass hier eine eindeutige Rekonstruktion der Impulse unmöglich ist, ist wohl unschwer zu erkennen. Alles in allem wurden noch sehr viel mehr Ideen entworfen und gleich wieder verworfen. Einige vielversprechende Ideen konnten mit dem zur Verfügung stehenden Simulationsprogramm aber auch nicht hinreichend untersucht bzw. überhaupt dargestellt werden.

3.7 Resümee und Ausblick

Zum Abschluss der Betrachtungen über den impulsaufgelösten Nachweis von schnellen Elektronen kann folgendes Resümee gezogen werden: Alles auf einmal geht nicht. Entweder ist die Auflösung nicht so gut oder es muss auf einen Teil des Raumwinkels verzichtet werden.

Auf den Raumwinkel zu verzichten ist bei Experimenten mit großen Wirkungsquerschnitten angebracht. Ebenso kann bei bestimmten Experimenten, die eine besonders gerichtete Emissionscharakteristik aufweisen – Transferionisation bei langsamen He^{2+} -He-Stößen [SCH00] – die Auflösung dadurch verbes-

sert werden, dass das Magnetfeld heruntergesetzt und der Detektor entsprechend der erwarteten Emissionsrichtung etwas außerhalb der Mitte platziert wird.

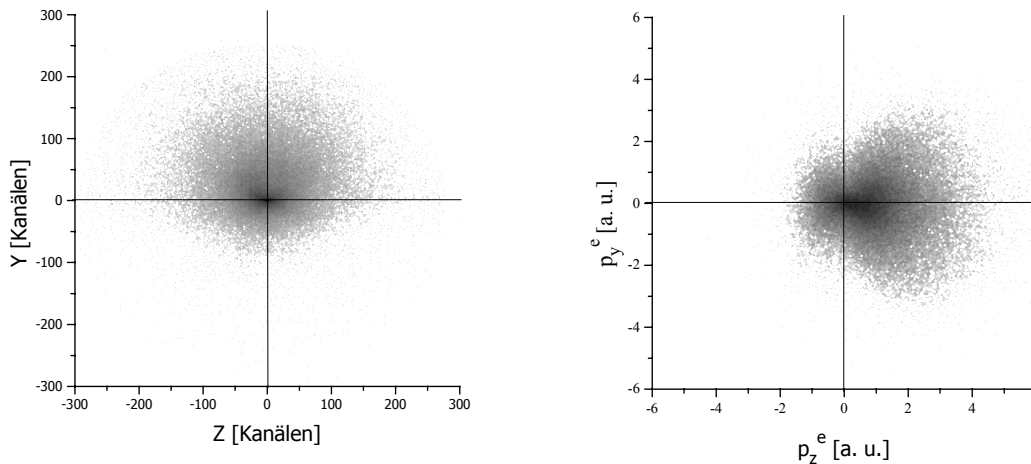


Abbildung 3.27: Ortsbild (links) des Elektronendetektors sowie errechnete Impulse in der yz-Ebene im Laborsystem (rechts) bei der Transferionisation im He²⁺-He-Stoß bei $v_p = 3,47$ a. u. Das Projektil fliegt in dieser Darstellung von links nach rechts.

Ein vollkommen elektrostatisches Spektrometer zu konzipieren ist leider nicht gelungen. Das soll nicht heißen, dass es nicht möglich ist – ich bin fest davon überzeugt, dass es machbar ist – nur leider ist es mir mit Simion – vor allem aufgrund der Beschränkung auf 30 Elektroden - nicht gelungen.

Für die Zukunft besteht die Idee, eine Feldkonfiguration mit niedrigem Magnetfeld am Targetort zu verwenden und die Feldstärke zum Detektor hin ansteigen zu lassen. Die Feldstärke am Targetort wäre so deutlich niedriger, was eine erhebliche Auflösungsverbesserung bewirken würde. Am Detektor wäre das Feld entsprechend hoch, um die schnellen Elektronen auf den kleineren Detektor zu bannen. Die Verkürzung der Gyrationperiode aufgrund des ansteigenden Magnetfeldes in Detektornähe wäre nur ein Offset, der für alle Elektronen gleich wäre, sodass er eliminiert werden könnte. Erste Simulationen hierzu waren vielversprechend.

Die letzte Stimme, die man hört, bevor die Welt explodiert, wird die Stimme eines Experten sein, der sagt: „Das ist technisch unmöglich!“

Peter Ustinov

4 Aufbau

Nach den vielen erläuterten, simulierten und getesteten Möglichkeiten Elektronen mit einem 80 mm MCP-Detektor nachzuweisen, fiel die Entscheidung zu Gunsten eines größeren 120 mm MCP-Detektors, dem allerersten dieser Größe der bis dato gebaut und in unserer Arbeitsgruppe eingesetzt wurde.

4.1 Kammer, Vakuum und Jet

Der Aufbau erfolgte am Kanal Nr. 7 (30°) des 2,5 MV Van-de-Graff-Beschleunigers im Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main. Die eigentliche Kammer (Durchmesser 60 cm) besteht aus zwei getrennten Vakuumbereichen, der Targetkammer und der Expansionskammer in der ein einstufiger Jet erzeugt wird. Das gesamte Kammerensystem (inklusive Schrauben) besteht aus Edelstahl oder anderen nicht ferromagnetischen Materialien, um Probleme mit Magnetfeldern zu minimieren.

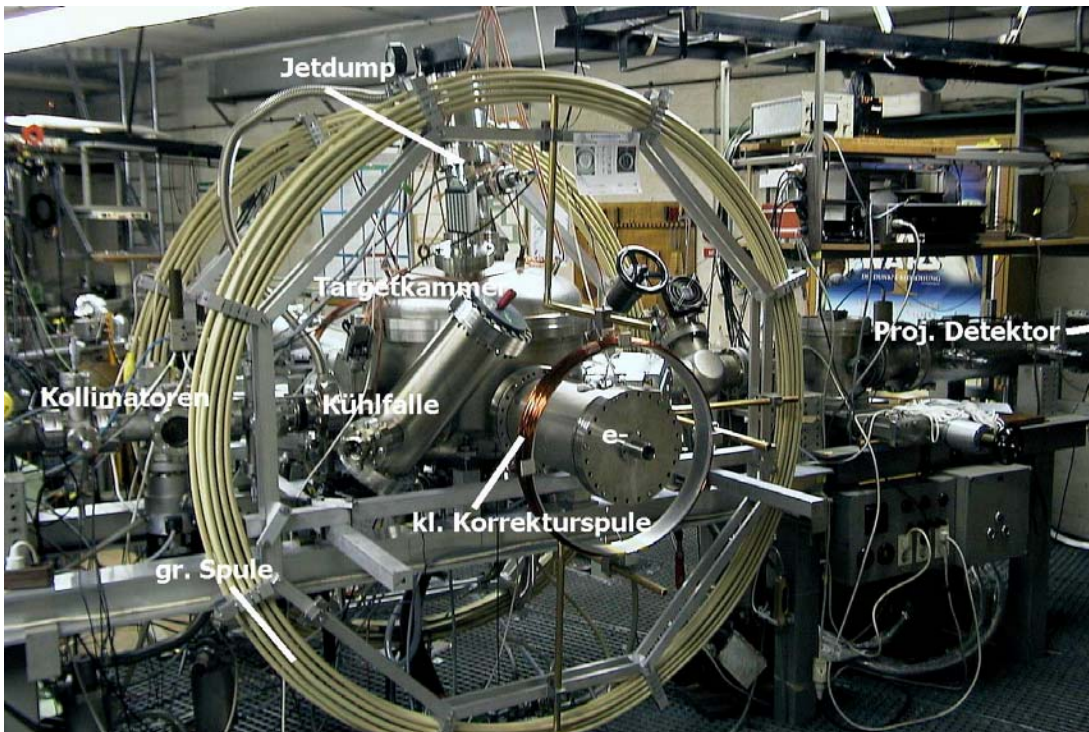


Abbildung 4.1: Gesamte Experimentierkammer mit Spulen.

An der Kammer sind zahlreiche Flansche verschiedener Größe (CF 100, CF 150 und CF 200) angeschweißt. Wegen des sehr großen Spektrometers sind

senkrecht zur Projektilstrahlrichtung CF 200 Rohre mittels Übergängen CF 150/CF 200 angeflanscht, in denen sich die Driftröhren und Detektoren befinden. Die sonstigen Flansche werden für Turbomolekularpumpen, Kühlfalle, Hochvakuummesszellen und Buchsenflansche benutzt.

4.1.1 Vakuum

Die Expansionskammer wird mit zwei Turbomolekularpumpen (Pfeiffer TMU 521 und TMU 261), die mit einer Gesamtsaugleistung für Helium von 720 l/s ausgezeichnet sind, evakuiert. Sowohl Targetkammer, als auch Jetdump verwenden eine 16 m³/h Drehschieberpumpe. Bei eingeschaltetem Jet, wird die Expansionskammer über ein Ventil vom Rest des Vorvakuumssystem der Kammer getrennt und separat mit einer 200 m³/h Drehschieberpumpe gepumpt. Die Targetkammer wird mit 3 Turbomolekularpumpen (Pfeiffer TMH 261 und TMU 261) - Gesamtsaugvermögen 660 l/s – evakuiert. Ebenfalls an der Targetkammer angebracht sind eine Titansublimationspumpe sowie eine Kühlfalle, die alle 6 Stunden mit flüssigem Stickstoff befüllt wird. Die Titansublimationspumpe allerdings wird nicht bei Experimentierbetrieb eingeschaltet, da sie extrem viele Elektronen und Ionen produziert. Der Jetdump wird ebenfalls mit einer Turbomolekularpumpe – Saugleistung 300 l/s– evakuiert. Die Pumpe ist gegenüber der senkrechten um einige Grad geneigt. Dadurch wird erreicht, dass der Gasstrahl nicht auf die Achse der Pumpe trifft, wo die Saugleistung gleich null ist. Diese differenzielle Pumpstufe arbeitet bei eingeschaltetem Jet somit deutlich effizienter. Trotz Ausheizen und intensivster Lecksuche gelang es nicht, den Restgasdruck in der Targetkammer bei ausgeschaltetem Jet unter $1,5 \times 10^{-7}$ mbar zu bringen. Hieran wird in Zukunft nochmals zu arbeiten sein.

Das Strahlrohr vom Van-de-Graff-Beschleuniger zur Kammer wird mit mehreren Turbomolekularpumpen evakuiert, sodass sich direkt vor der Kammer ein Druck zwischen 7×10^{-8} mbar und $1,3 \times 10^{-7}$ mbar einstellt.

Das sich an die Kammer anschließende Strahlrohr für die Ejektile wird mit einer Turbomolekularpumpe – Pumpleistung 200 l/s– und einer Kryopumpe – Saugleistung etwa 2 000 l/s – evakuiert. Schon einige Tage nach der letzten Belüftung stellt sich ein Restgasdruck von etwa 4×10^{-8} mbar ein.

4.1.2 Jet

Im Gegensatz zu den meisten Jetsystemen, die über eine 3-dimensional verfahrbare Düse (rechts, links und die Höhe) verfügen, wurde dieser Jet sehr viel einfacher konstruiert. Die Düsenhalterung ist in einen 4-armigen Kreuz gehalten, welches wiederum mittels Gewindestangen am Jethut befestigt ist. Durch anziehen von Muttern, kann das Kreuz mit der Düse gegen den Skimmer in alle Richtungen verkippt werden.

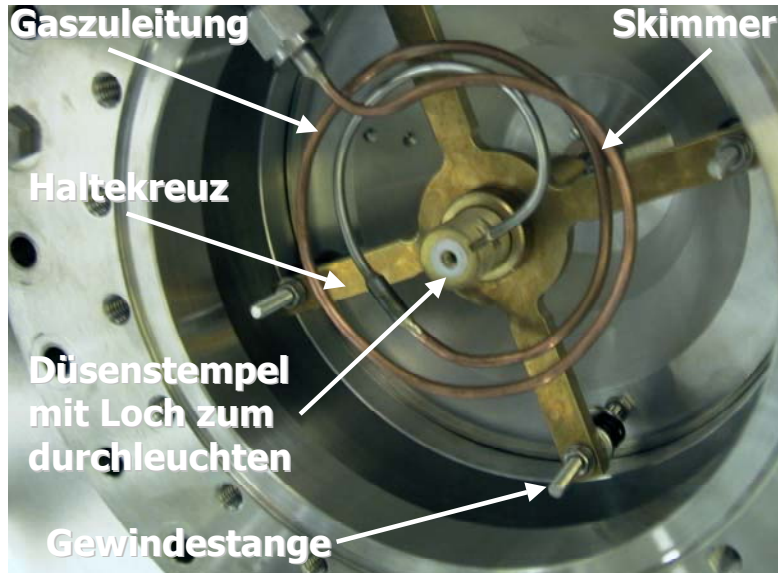


Abbildung 4.2: Bild des Jetaufbaus in der Expansionskammer mit Justagevorrichtung.

Die Düse ist auf eine Düsenhalterung/Düsenstempel (eine Gewindestange M16 mit Loch) geschraubt. So ist es möglich durch die Düsenhalterung und die Düse durchzuleuchten. Justiert wird solange, bis ein Maximum an Licht auf der Geraden Düse-Skimmer-Jetdump liegt. Dieser extrem simple Aufbau birgt jedoch den Nachteil, dass man nie ganz sicher weiss, ob man das Maximum an Jetdichte erreicht hat. Ausserdem muss bei jeder Destjustage oder sonstigen Problemen die Kammer belüftet und die Pumpe demontiert werden.

Das Speedratio beträgt nach [TOE77] abhängig vom gewählten Vordruck zwischen 20 (für 4 bar) und 90 (für 30 bar). Daraus ergibt sich mit Gleichung (2.4) eine Targettemperatur zwischen 2 K (bei 4 bar) und 0,1 K (bei 30 bar). Für einen Abstand Düse-Skimmer von 10 mm ergibt sich nach Gleichung (2.6) folgendes Impulsprofil:

$$\Delta p_{jet} = \begin{pmatrix} 0,2 \\ 0,1 \dots 0,5 \\ 0,2 \end{pmatrix} \text{ (FWHM)}$$

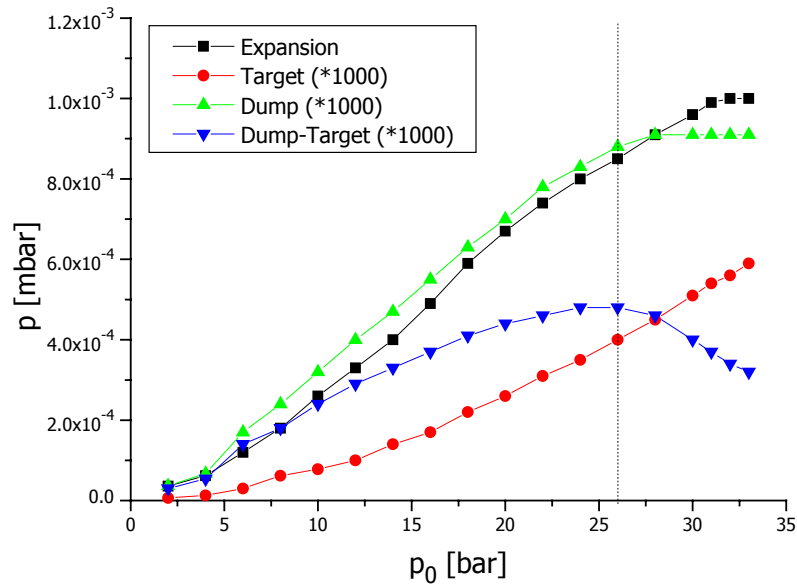


Abbildung 4.3: Gemessene Druckanstiege p in der Expansions-, Targetkammer und dem Jetdump als Funktion des Vordrucks p_0 für Helium. Ebenso aufgetragen ist die Differenz zwischen Druckanstieg in der Targetkammer und Jetdump; das Maximum kennzeichnet einen guten Kompromiss aus den verschiedenen Druckanstiegen zum Arbeiten. Die Drücke entsprechen den abgelesenen Messwerten und sind nicht um die Eichfaktoren der Messzellen korrigiert.

Aus den gemessenen Druckkurven ist leicht zu sehen, dass bei eingeschaltetem Jet relativ viel warmes Helium in die Targetkammer eingebracht wird. Die Ursache liegt hier sehr wahrscheinlich an ungerichteter Querströmung durch den Skimmer, obwohl auch die Rückströmung aufgrund der großen Eintrittsöffnung des Jetdumps ein nicht zu unterschätzendes Leck darstellt. Neben den gemessenen Druckkurven ist ebenfalls die Differenz der Druckanstiege im Jetdump und der Targetkammer aufgetragen. Dadurch kann der Bereich gefunden werden, in dem der Jet am ökonomischsten Arbeit, da bis zum Abknicken der Kurve die Anstiege im Jetdump immer noch größer sind, als die in der Targetkammer. Hier ist dieser Vordruck bei 26 bar.

Für die Zukunft soll der momentan einstufige Jet um eine weitere Stufe erweitert und der Jet gekühlt werden [WEB97]. Allerdings soll nicht nur die Jetzuleitung bzw. der Düsenstempel gekühlt werden, sondern die komplette erste Stufe inklusive Jethut und Skimmer. Dadurch wird möglicherweise erreicht, dass die Targetdichte nicht wie sonst üblich geringer wird, sondern gleichbleibt oder vielleicht sogar weiter erhöht wird. Die zone of silence schrumpft bekanntermaßen aufgrund der Stöße mit dem Restgas. Stößt das expandierende warme Restgas zuerst einmal mit der gekühlten Kammerwand/Jethut, damp-

fen diese später dann mit deutlich weniger Impuls ab. Dieser verringerte Impuls hätte dann möglicherweise auch zur Folge, dass die auf die zone of silence ausgeübte Kraft geringer wäre und sie sich nicht wie bisher zusammenzieht [CZA02]. Außerdem könnte die Turbomolekularpumpe effizienter arbeiten, da die Heliumatome langsamer wären und die Saugleistung umgekehrt proportional der Teilchengeschwindigkeit ist.

Im Laufe der Zeit sind bei gleichem Vordruck die Druckerhöhungen in der Expansions-, Targetkammer und Jetdump immer weiter zurückgegangen. Die Ursache ist hier sehr wahrscheinlich in der Tatsache begründet, dass sich die Düse nach und nach mit Dreck zusetzt. Daher soll beim Umbau des Jets auch ein feines Edelmetallgitter als Filter in die Zuleitung – möglichst kurz vor den Düsenstempel – eingebracht werden. Aufgrund der sich zusetzenden Düse wurde das Speedratio – hier geht der Düsendurchmesser ein – höchst wahrscheinlich zu niedrig eingeschätzt. Setzt man die gemessenen Druckerhöhungen in der Expansionskammer mit den aus der aktuellsten Druckkurve in Relation, ergibt sich hieraus ein effektiver Düsendurchmesser von etwa 15 µm und somit ein Speedratio von 35 bei 10 bar Vordruck.

Die Dichte des Jets wird angegeben in Teilchen/cm², also der Anzahl an Teilchen, die das Projektil sieht, während es den Jet durchquert. Sie lässt sich relativ leicht über den Druckerhöhung im Jetdump, der Pumpleistung der geometrischen Größe berechnen.

Für ein Mol eines Gases unter Normalbedingungen gilt:

$$1013 \text{ mbar} \cdot 22,4 \text{ l} = 6,023 \times 10^{23} \text{ Teilchen}$$

Umgeformt und mit Sekunde (s) beidseitig multipliziert ergibt sich:

$$1 \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}} = 2,65 \times 10^{19} \frac{\text{Teilchen}}{\text{s}}$$

Beim sinnvollsten Vordruck (26 bar) beträgt der Druckerhöhung im Jetdump $8,5 \times 10^{-7}$ mbar. Dieser multipliziert mit der Pumpleistung von 300 l/s folgt:

$$8,5 \times 10^{-7} \text{ mbar} \cdot 300 \frac{\text{l}}{\text{s}} = 2,55 \times 10^{-4} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}}$$

Die vorletzte allgemeine Beziehung für Gas eingesetzt, bedeutet dies, dass sich im Jet

$$2,55 \times 10^{-4} \cdot 2,65 \times 10^{19} = 6,77 \times 10^{15} \frac{\text{Teilchen}}{\text{s}}$$

am Projektil vorbeibewegen. Nach Gleichung 2.5 beträgt die Jetgeschwindigkeit 1760 m/s.

$$\frac{6,77 \times 10^{15} \frac{\text{Teilchen}}{\text{s}}}{1,76 \times 10^5 \frac{\text{cm}}{\text{s}}} = 3,85 \times 10^{10} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}}$$

Auf der gesamten Durchflugstrecke des Projektils, dem Jetdurchmesser (3 mm), sieht das Projektil insgesamt:

$$3,85 \times 10^{10} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}} \cdot \frac{1}{0,3 \text{ cm}} = 1,28 \times 10^{11} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^2}$$

Zu berücksichtigen ist nun noch, dass die verwendete Messzelle (Penning) für Heliumgas eine verminderte Effizienz besitzt. Der abgelesene Druck im Jet-dump muss laut Handbuch mit einem Faktor von 5,7 multipliziert werden, um den tatsächlichen zu erhalten. Der „Super“-Jet des COLTRIMS-XXL-Aufbaus weist eine Jetdichte von:

$$7,3 \times 10^{11} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^2}$$

auf. Den Vergleich mit anderen in unserer Gruppe aufgebauten Jets, muss dieser nicht scheuen. Das einzige Manko ist der ebenfalls hohe Druckanstieg in der Targetkammer, der sich im späteren Experiment in Form von Untergrund als relativ störend erwiesen hat.

Anstatt die Jetdichte über Druckanstiege, Pumpleistung und geometrische Größen zu bestimmen – einem recht ungenauen Weg – kann die Dichte anhand des Wirkungsquerschnitts einer einfachen Reaktion, in diesem Fall Single Capture (SC), bestimmt werden.

Im Experiment wurden über einen Zeitraum von 130 Minuten Protonen mit einer Projektilenergie von 500 keV (1 nA) auf einen Heliumjet geschossen. In dieser Zeit lagen 43 500 Ereignisse im Reaktionskanal SC (Einfang eines Elektrons ins Projektil). Der Wirkungsquerschnitt laut Literatur [MER96] für diese Reaktion beträgt $\sigma = 3,5 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$.

Daraus ergibt sich eine Targetdichte von $2,55 \times 10^{11} \text{ Teilchen/cm}^2$. Dieser Wert muss noch mit den Detektoreffizienzen und Transmissionswerten der Gitter

vor den Detektoren korrigiert werden. Für den Projektildetektor wird eine Effizienz von 80 %, für den Rückstoßionendetektor eine 50-prozentige Effizienz angenommen und für die beide Gitter jeweils eine Transmission von 90 %. Daraus ergibt sich ein Korrekturfaktor von:

$$\frac{1}{0,7 \times 0,5 \times 0,9 \times 0,9} = \frac{1}{0,28} = 3,5$$

Insgesamt beträgt hiernach die Targetdichte $8,9 \times 10^{11}$ Teilchen/cm², ein Wert, der – in Anbetracht der zahlreichen Annahmen – gut mit dem ersten errechneten Wert von $7,3 \times 10^{11}$ Teilchen/cm² übereinstimmt.

4.1.3 Strahlpräparation, -führung und Nachweis

Die Messungen der Elektronen- und Rückstoßionenflugzeit erfolgt gegenüber einem Referenzsignal, welches im Falle der Transferionisationsreaktion von den umgeladenen H⁰-Ejektilen geliefert wird, da ihre Flugzeit konstant ist. Der im Stoß auf das Projektil übertragene Impuls ist gegenüber der Primärgeschwindigkeit verschwindend gering, sodass hierdurch keine Fehler zu erwarten sind.

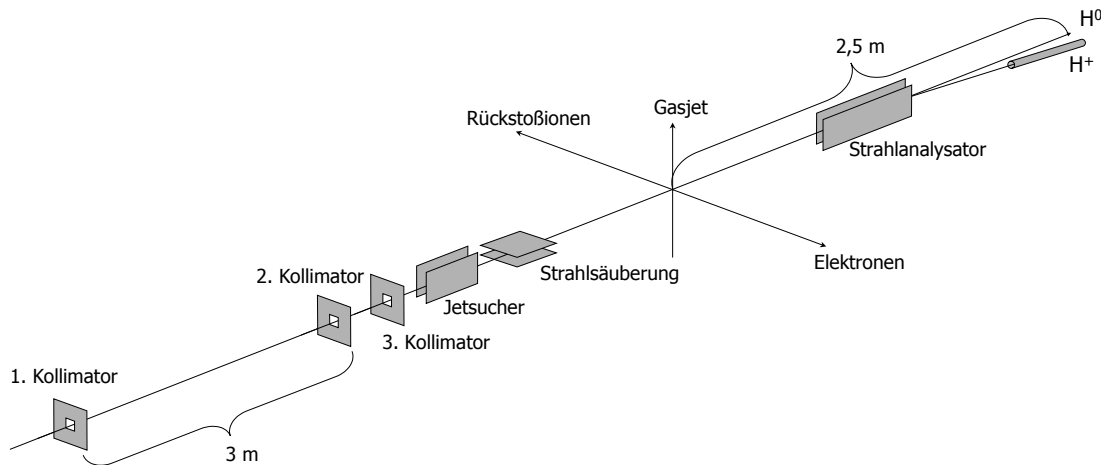


Abbildung 4.4: Experimenteller Aufbau zur Strahlführung: Der Protonenstrahl durchläuft zuerst eine 3 m Kollimationsstrecke. Der dritte Kollimator dient dazu, Untergrund der durch Schlitzstreuung hervorgerufen wird, zu minimieren. Vor dem Target befindet sich ein elektrostatisches Deflektorenpaar, welches den Projektilstrahl von den bereits im Strahlrohr umgeladenen H⁰-Projektilen trennt. Nach dem Target befindet sich ebenfalls ein elektrostatisches Deflektorenpaar, welches zur Ladungsanalyse des Strahls führt und den Primärstrahl in einen Jetdump lenkt. Es wird eine Tripple-Koinzidenz aus Ejektil, Elektron und Rückstoßion vorgenommen.

Die Ionen werden in einer Hochfrequenzquelle innerhalb des Van-de-Graff-Beschleunigers erzeugt und danach aus ihr extrahiert. Die Quelle kann auf ein Potenzial von +200 kV bis +2,5 MV gelegt werden, um die Ionen mit dieser Spannung zu beschleunigen. Es können in der Quelle nur einfach positiv geladene Ionen erzeugt werden, für doppeltgeladene Ionen muss ein Gasstripper (zwischen Ende des Beschleunigers und Analysiermagnet) eingesetzt werden, wobei hier erheblicher Verlust an Strahlintensität (1:100 bis 1:1000) und Strahlqualität in Kauf genommen werden muss.

Der Analysiermagnet separiert nach dem Masse-Ladungs-Verhältnis und lenkt den Strahl in den passenden Kanal um, wobei die Trennung mit steigendem Ablenkwinkel besser wird. Direkt nach dem Magneten befindet sich der erste Kollimator, der wie die beiden anderen auch jeden Tag neu eingestellt werden musste. Etwa 3 m weiter in Strahlrichtung befindet sich ein zweiter Kollimator, gefolgt von einem einfahrbaren Quarz - der sowohl zur Strommessung als auch zur optischen Begutachtung notwendig war - und dem dritten Kollimator.

Während die ersten beiden Kollimatoren zur Strahldefinition eingesetzt wurden, wurde der dritte Kollimator dazu verwendet, Sekundärelektronen und gestreute Projektile am Eintritt in die Kammer zu hindern. Insgesamt wurde der Strahl jedesmal so eingestellt, dass eine maximale Elektronenrate von 100 bis 150 kHz erreicht wurde.

In der Kammer selbst ist ebenfalls noch eine 10 mm Blende eingebaut, sowohl um Sekundärteilchen abzuhalten, aber auch, um die Vakua von Targetkammer und Strahlrohr zu trennen. Vor dem Spektrometer befinden sich zwei elektrostatische Deflektorpaare. Das erste Paar (Jetfinder), welches in horizontaler Richtung ablenkt, dient dazu, den Strahl mit dem Jet zu kreuzen. Das zweite Paar (Beamcleaner) - unmittelbar vor dem Spektrometer - soll die bereits neutralen Projektile, die auf ihrem Weg vom Umlenkmagneten bis zu diesem Punkt umgeladen haben, vom Detektor fernhalten (vertikale Ablenkung). Abbildung 4.5 stellt dar, wie der Projektilestrahl bewegt wird und wie gross die Ablenkungen sein sollten (gesehen vom Detektor aus).

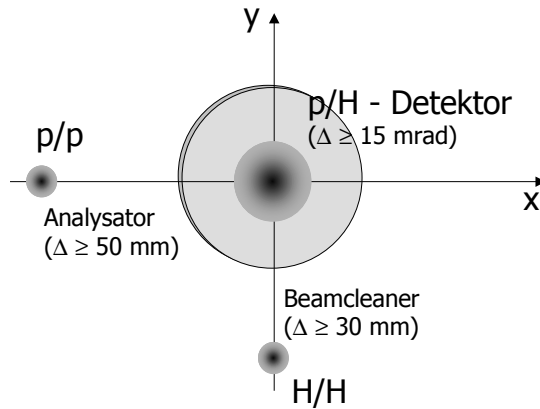


Abbildung 4.5: Skizze, wie der Projektilestrahl bewegt wird, um auf dem Detektor möglichst wenig Untergrund zu erhalten. Die beiden Buchstaben stehen jeweils für das Teilchen bzw. den Ladungszustand ($p = \text{Proton}$, $H = \text{Wasserstoff}$) den sie vor einem Bereich und nach ihm haben. P/H sind solche, die zwischen dem Beamcleaner und dem Analysator, also innerhalb des Spektrometers von positiv nach neutral umladen.

Wie man sich leicht überlegen kann, ist die Auslenkung Δxy der Projektile abhängig von der Beschleunigerspannung U_B , der Spannung an den Deflektorplatten U_S , deren Länge l_S und Abstand d_S sowie die weitere Flugstrecke l_D . Es gilt:

$$\Delta xy = \frac{U_S}{U_B} \cdot \frac{l_S \cdot l_D}{2d_S} \quad (4.1)$$

Das Spektrometer ist mit einer Ein- und Ausgangsblende versehen, die aber weniger zum Abhalten von Streuteilchen dienen, sondern vielmehr den Feldeingriff der Deflektorpaare verringern soll. Nach dem Spektrometer folgt ein drittes Deflektorpaar (Analysator), das die umgeladenen Ejektile von dem Primärstrahl trennt; die Ablenkung erfolgt in horizontaler Richtung.

Der Primärstrahl wird in einem 60 cm langen Kupferrohr, der als Beamdump fungiert, vernichtet. Das Kupferrohr ist ähnlich einer Farradytasse mit einer am Ende des Rohres isoliert aufgehängten Kupferscheibe ausgestattet, die zur Strommessung dient. Auf diese Weise kann zum einen während des gesamten laufenden Experiments permanent der Strahlstrom mit aufgezeichnet und kontrolliert werden – was äußerst hilfreich bei der Berechnung von absoluten Wirkungsquerschnitten ist –, zum anderen stellt sie ein gutes diagnostisches Instrument bei der Strahlfädung dar. Außerdem wird durch die lange Röhre verhindert, dass bei dem „Vernichtungsprozess“ der Projektile gestreute Teilchen auf den Detektor gelangen und Untergrundsignale auslösen.

Vor dem Projektildetektor selbst ist ein höhenverstellbarer Sichtquarz angebracht. Dies ist besonders beim ersten Durchfädeln und Suchen des Strahls von Vorteil, da die zahlreichen Blenden, Kollimatoren und Deflektorplatten ein gewisses Hindernis darstellen. Außerdem kann hier nochmals die Strahlqualität (zumindest anhand des Aussehens) überprüft werden. Meistens wird er über diese Funktion hinaus dazu eingesetzt, den Strahl an neutralen Projektilen, die vom Umlenkmagneten kommen, vom Detektor fernzuhalten und eine Richtungsangabe über die Orientierung des Detektors darzustellen, was wiederum für die Auswertung sehr hilfreich ist. Der Projektildetektor ist ein 40 mm MCP Detektor mit Delayline-Anode.

4.2 Spektrometer

Aufgrund der schon existierenden Kammer und der angebrachten Flansche (CF 150) war es nicht möglich die Auflösung durch niedrigere Magnetfelder und damit größere Gyrationen weiter zu verbessern, als es durch die Anwendung des 120 mm Detektors nicht ohnehin schon geschehen ist.

Das Spektrometer ist somit ein „gewöhnliches“ COLTRIMS-Spektrometer mit einem homogenen elektrischen Feld zur Separation von Elektronen/Rückstoßionen, einer Linse zur Ortsfokussierung für die Rückstoßionen sowie je einer Driftröhre zur Flugzeitfokussierung. Dem ganzen Spektrometer wird ein homogenes Magnetfeld von 25,7 Gauß überlagert.

Der Elektronenzweig besteht aus einem 200 mm langen homogenen elektrischen Absaugfeld. Daran schließt sich eine 400 mm Driftröhre an. Der Übergang in den feldfreien Bereich ist auf der Elektronenseite mit einem Gitter (80 % Transmission) abgetrennt. Die quadratischen Feldringe (160 × 160 mm) bestehen aus 1 mm dicken Kupferplatten, die ein Loch mit einem Innendurchmesser von 130 mm besitzen. Die Feldplatten werden auf Keramikstäbe aufgefädelt; der Abstand zwischen den Platten wird durch keramische Abstandsringe (5 mm), die – um Aufladungen zu vermeiden – mit Germanium bedampft sind, eingehalten.

Der Rückstoßionenzweig, in dem auch die schnellen Elektronen, die gegen den Detektor starten gegen das Potenzial anlaufen bis sie schließlich umdrehen, hat bis zum Beginn der Driftstrecke eine Gesamtlänge von 265 mm. Allerdings ist nur bis zu einer Länge von 116 mm der große Innenradius vorhanden. Da-

nach schließen sich drei Platten mit sehr kleinem Durchmesser (28 mm) an, um den homogenen Feldbereich, in dem sich die Elektronen bewegen vom dem inhomogenen Bereich der Recoillinse sauber zu trennen. Um den sich aufweitenden Trajektorien gerecht zu werden und eine Linse mit linearen Abbildungseigenschaften zu erhalten weisen die restlichen Feldplatten einen Durchmesser von 70 mm auf. Ausgehend vom Elektronendetektor zum Rückstoßionendetektor befinden sich zuerst 53 große Feldplatten, dann 3 kleine und im Bereich der Rückstoßionenlinse und dem Übergang 23 mittelgroße Feldplatten, die allesamt jeweils einen Abstand von 5 mm zueinander aufweisen.

Elektronen mit bis zu 3 a. u. Impuls werden in vollem Raumwinkel nachgewiesen; schnellere Elektronen, die direkt gegen den Detektor starten, gehen verloren. Auf der Seite der Rückstoßionen ist kein Gitter angebracht. Die Driftröhre für die Rückstoßionen weist eine Länge von 1 112 mm. Vor beiden Detektoren (Elektron und Rückstoßionen) ist ein Gitter angebracht, was bei Bedarf auch entfernt werden kann, um statistischen Untergrund zu minimieren. Über das gesamte Spektrometer wird eine Spannung von 553 V angelegt, so dass die mittlere Feldstärke 9,5 V/cm beträgt.

Um Aufladungen der Driftröhren zu verhindern (Aluminium, aus dem die Röhren bestehen, stellt zwar einen Leiter dar, bildet für gewöhnlich an Luft eine dünne isolierende Schicht Al_2O_3 aus) wurden beide Röhren von innen mit einer etwa 100 Å Gold bedampft. Wegen seiner nicht gerade kleinen Abmaße, bekam es den trefflichen Namen „COLTRIMS-XXL“.

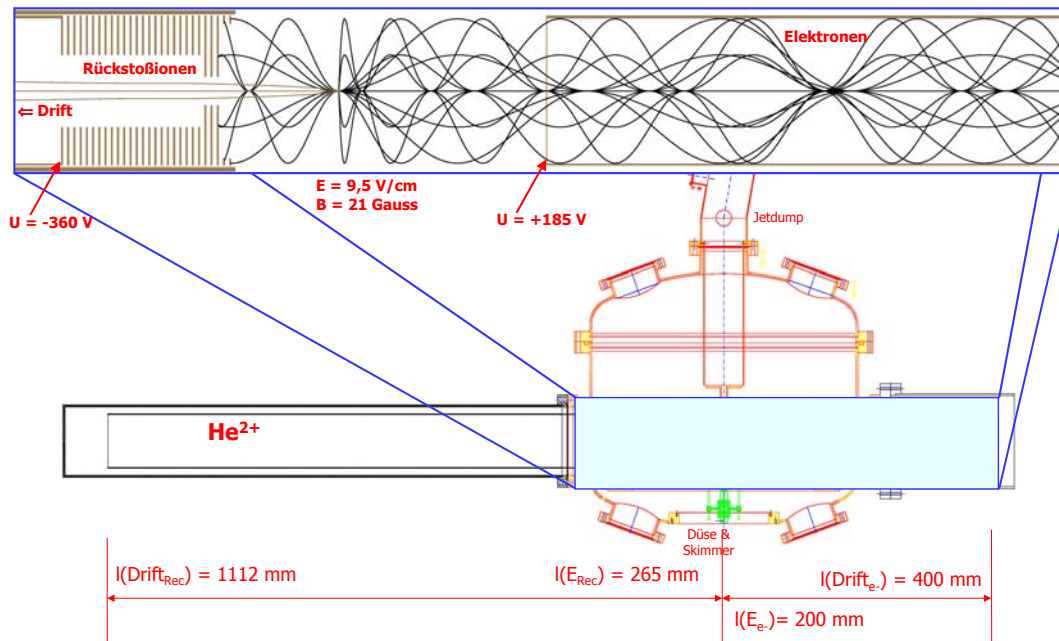


Abbildung 4.6: Skizze des kompletten COLTRIMS-XXL-Aufbaus inklusive Spektrometer. Die obere Hälfte des Bildes umfasst die Simulation des Spektrometers in Simion mit einigen Trajektorien von Elektronen.

Aus der Simulation ergibt sich bei einer angenommenen – pessimistischen – Zeitauflösung von ± 1 ns und einer Ortsauflösung von 0,3 mm (der Größe des Gitters) sowie einem Target der Größe $2 \times 2 \times 2$ mm³ folgende Gesamtauflösung:

Elektron		Rückstoßion (He ²⁺)	
Longitudinal	Transversal	Longitudinal	Transversal
$\pm 0,074$ a. u./ns – $\pm 0,12$ a. u./ns	± 23 % bis ± 30 % des Impulses	$\pm 0,14$ a. u./ns	$\pm 0,2$ a. u./mm
$t_0 = 100$ ns		$t_0 = 9,3$ μ s	

Aufgrund der – im Vergleich zur Energie - kurzen Absaugstrecke für die Elektronen, ist die Impulsauflösung nicht konstant, sondern fällt mit steigender Energie, da die Primärenergie der Elektronen annähernd so groß ist, wie die im Feld aufgenommene. Die Stärke des Magnetfeldes wird für jedes Experiment entsprechend der erwarteten Maximalimpulse (für TI mit He²⁺ + He) abhängig von der Projektilgeschwindigkeit) angepasst. Grau ist alle Theorie - und das sagt eigentlich alles. Bei der Recoiltransversalimpulsauflösung ergab sich ein unerwartetes Problem. Die Ortsfokussierung - normalerweise in der Lage einen Faktor 10:1 oder besser zu fokussieren -, versagt teilweise. Aufgrund des relativ starken Magnetfeldes und vor allem der langen Strecke, beginnen auch die Rückstoßionen mit einer Gyration; soweit ist das nichts Neues. Aber durch die Gyration drehen sich die Rückstoßionen von der zu fokussierenden Linie (Spektrometerachse) weg und umkreisen sie stattdessen. Die Linse ist nur noch in der Lage knapp einen Faktor 2 des Targets wegzufokussieren!

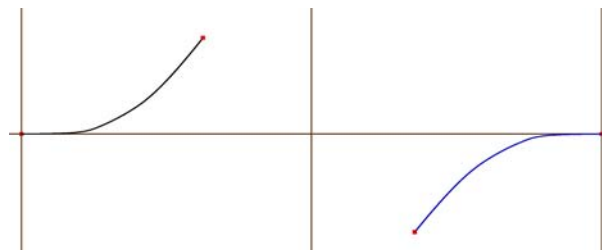


Abbildung 4.7: Trajektorien von He²⁺-Ionen ohne Impuls, die ± 1 mm um den Startort versetzt starten. Projektion auf den Rückstoßionendetektor (yz). Die Ionen drehen sich aufgrund des Magnetfeldes und die durch die Linse hinzugefügte transversale Geschwindigkeitskomponente weg.

Mögliche Gegenmaßnahmen – wie die Erzeugung von Gegenfeldern oder gar die Abschirmung – sind extrem empfindlich auf die exakte Stärke und Position. Weder in der Simulation konnten die berechneten Magnetfelder (der Übertrag von einem zum anderen Programm war nur unzureichend möglich) so gut abgestimmt werden, noch kann ich mir vorstellen in Realität auf wenige Millimeter genau die Magnetfelder auf 1 Gauß exakt zu erzeugen. Die erreichbare Auflösung ist nicht mehr unabhängig von der Größe der Targetzone; vielmehr hängen sie linear voneinander ab. Der Fehler wird also in Kauf genommen und es wird versucht, die Targetzone von vornherein möglichst klein zu halten. Durch Kollimation des Strahls kann der Fehler in einer Ortsrichtung (y) minimiert werden; in z -Richtung jedoch durchquert der Projektilstrahl das Target auf seiner gesamten Länge (etwa 2,5 mm), was nur durch einen dünneren Jet verbessert werden kann.

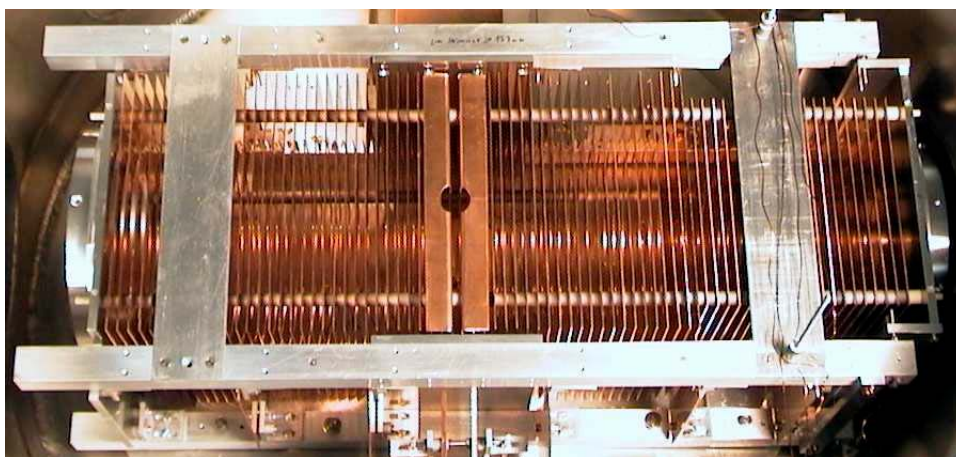


Abbildung 4.8: Fotografie des COLTRIMS-XXL-Spektrometers ohne Driftröhren.

4.3 Magnetfeld

Das erforderliche Magnetfeld beträgt rund 25 Gauß und muss von der Targetzone (Mitte der Kammer) bis zum Detektor, also 60 cm, homogen sein. Ein homogenes Feld dieser Größe wird am einfachsten durch ein Helmholtz-Spulenpaar erzeugt. Zur Gewährleistung der ausgezeichneten Feldhomogenität ist es erforderlich, dass der Abstand d_s der Spulen exakt dem Radius einer einzelnen Spule entspricht. Das Feld innerhalb der inneren 50 % (± 25 % um die Mitte) fällt um weniger als 1 % ab; im Bereich bis zur Spule selbst sinkt das Feld um rund 5 %.

Das Magnetfeld eines Helmholtz-Spulenpaares ist nach [BER87A] gegeben durch:

$$B = \mu_0 NI \left(\frac{4}{5} \right)^{3/2} \frac{1}{R_S} \quad (4.64)$$

wobei μ_0 die Influenzkonstante, I der Strom, N die Windungszahl, und R_S der Spulenradius sind. Die Spulen sollen so befestigt werden, dass der Deckel der Kammer auch bei aufgebauten Spulen abgehoben werden kann. Bedingt durch die nahezu 4π Raumwinkelakzeptanz für Elektronen muss das Feld auch entgegen der Elektronendetektorrichtung noch homogen sein. Insgesamt ist ein homogener Feldbereich von rund 1,2 m erforderlich. Dafür wären zwei Spulen mit einem Durchmesser von mindestens 2,4 m notwendig, eine Größe die den zur Verfügung stehenden Platz bei weitem übersteigt; nach Gleichung 4.31 wird für 50 Windungen ein Strom von rund 70 A benötigt.

Ein perfekt homogenes Feld wird im Innern einer elektrisch homogen geladenen und rotierenden Kugel erzeugt. Das Spulenpaar in Helmholtzkonfiguration ist die erste Näherung dieser rotierenden Kugel. Um sich diesem Bild weiter anzunähern ist der nächste Schritt der, neben den zwei Hauptspulen zwei weitere kleinere Spulen in die äußeren Bereiche zu setzen. Dies entspricht einer weiteren Annäherung an eine Kugel und das Absinken der magnetischen Feldstärke wird in den Außenbereichen wesentlich reduziert.

Eine solche Spulenanordnung konnte mit den Programmen „AUTOMESH“ [BIL02] und „Poisson Superfish“ simuliert werden. Der Verlauf der Feldstärke auf der Achse ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Innerhalb des für die Elektronen relevanten Bereichs (innere 60 cm) schwankt die Feldstärke nur um $\pm 0,6\%$.

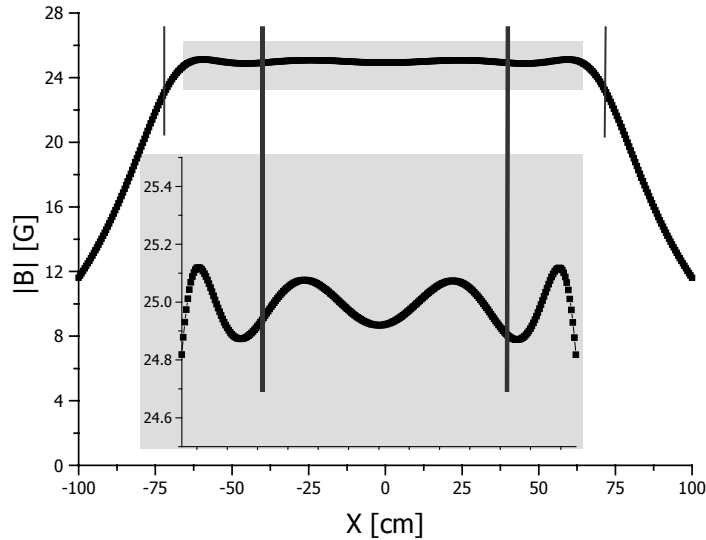


Abbildung 4.9: Verlauf der Feldstärke auf der Achse in Abhängigkeit des Abstands vom Mittelpunkt. Ebenso sind beide Spulenpaare eingezeichnet (senkrechte Linien).

Der Strom wird von einem stromstabilisierten Netzgerät mit einer maximalen Leistung von 12 kW bei 300 A geliefert. Dies und die vorhandene Wasserkühlung sind ausreichend, um Magnetfelder bis etwa 50 Gauß zu erzeugen. Die Spulen wurden aus handelsüblichem wärme- und elektrisch isoliertem Kupferrohr (WICU[®]) hergestellt. Dies war nicht nur besonders preiswert, sondern es wird auch ein hoher Wasserdurchfluss gewährleistet.

Nr.	R_{Sp}	$d_{Sp}/2$	N	I_N
1	25 cm	-69 cm	60 Windungen	4,5 A
2	76 cm	-38 cm	14 Windungen	149,3 A
3	76 cm	+38 cm	14 Windungen	149,3 A
4	25 cm	+69 cm	60 Windungen	4,5 A

R_{Sp} = innerer Spulenradius

$d_{Sp}/2$ = Entfernung Mittelpunkt und Spule

N = Windungszahl

I_N = Strom pro Windung

4.4 Elektronik und Datenaufnahme

Die Signale der Detektoren (jeweils 1 Zeitsignal des MCPs sowie 4 Anodensignale) werden zuerst mittels RC-Gliedern (eingebaut in sog. Koppelkästchen) kapazitiv von der anliegenden Hochspannung ausgekoppelt.

Die Zeitsignale, die besonders anfällig für Rauschen sind, werden danach mit schnellen Vorverstärkern (FA) soweit verstärkt, dass sie danach mit Constant Fraction Discriminatoren (CFD), in Standard-NIM-Signale umwandeln, mit denen weitergearbeitet wird. Ausserdem werden die Zeitsignale in einem Logical Fan (LF), vervielfacht. Die Anodensignale (von Signal- und Refrenzdraht) werden nach dem Auskoppeln mittels Differenzverstärkern (DA) und CFD ebenfalls in Standard-NIM-Signale umgewandelt. Die vielen einzelnen bisher erläuterten Bauteile (Koppelkästchen, schnelle Vorverstärker, Differenzverstärker und Constant Fraction Discriminatoren) gibt es auch in einer einzigen Kiste, der sog. DLATR-Box [ROE02].

Aus 150 000 Signalen des Elektronendetektors, 40 000 Signalen des Rückstoßionendetektors und rund 1 500 Signalen des Projektildetektors pro Sekunde gilt es die wenigen (einige Dutzend) herauszufinden und vor allem aufzuzeichnen, die eine bestimmte Bedingung erfüllen. Die Bedingung (Trigger) für das Experiment der Transferionisation lautet, dass es ein neutrales Projektil gibt, welches kurz nach einem Elektron (≈ 100 ns, abhängig von der Projektilgeschwindigkeit) auftrifft. Außerdem muss $10 \mu\text{s}$ später ein Rückstoßion (He^{2+}) detektiert werden.

Der verwendete Time-to-Digital-Converter (TDC) (Lecroy Multihit TDC) wird im Common-Stop-Modus betrieben, was heißt, dass er solange Daten aufnimmt, bis er einen Stopp bekommt. Dieses Stoppsignal wird durch den Trigger geliefert.

Dieses Heraussuchen geschieht mittels einer logischen Schaltung aus UND-Gliedern. Man sagt auch, dass man eine Koinzidenz verschaltet. Die entsprechenden Zeitsignale der verschiedenen Detektoren werden durch Verzögerungen (Delay) so weit verschoben und in die breite gezogen (Gate) (zusammen ist dies ein Gate- und Delaygenerator = GD), dass sie miteinander verknüpft werden können. Erst dann, wenn hieraus ein positives Signal kommt, die Bedingung also erfüllt ist, wird der Computer (Triggermodul = MPDAS-Box) gefragt, ob er Zeit hat, die Daten aufzunehmen. Falls ja, wird der TDC gestoppt und - abhängig von der Verzögerung in der MPDAS-Box -

einige 100 μs später werden die Daten mittels CAMAC-Computer-Interface auf den PC übertragen. Dort werden sie im List-Mode-Verfahren (Ereignis für Ereignis auf die Festplatte gespeichert. Sowohl die Steuerung des Interfaces, die Erzeugung der Rohspektren sowie die endgültige Datenanalyse erfolgte mit dem Programm CoboldPC [ULL02].

Alternativ zur Datenaufnahme mittels Lecroy-Multihit-TDC wurden einige Parameter, wie die Flugzeit des Elektrons oder die Ortsauslese des Projektildetektors mittels Time-to-Amplitude-Converter (TAC) und anschließendem Analog-to-Digital-Converter (ADC) aufgezeichnet, da deren Auflösung erheblich besser ist, jedoch keine Multihit-Fähigkeit zur Verfügung steht. Die Flugzeitauflösung des Elektrons konnte um etwa einen Faktor 3 gesteigert werden und die des Projektildetektors ebenso. Allerdings gibt es nicht für jedes auftretende Ereignis auch Signale, die mit den TACs aufgezeichnet wurden, so dass in vielen Fällen, die des Multihit-TDCs verwendet werden mussten.

Ebenso wurde zur Ortsauslese des Rückstoßionendetektors ein Singlehit-TDC verwendet. Dies hat zwei entscheidende Vorteile. Zum einen ist die Zeitauflösung erheblich besser und somit auch die Ortsauflösung. Zum anderen wird nur das wirklich richtige Ereignis mit dem auch die Koinzidenz erfüllt wurde aufgezeichnet und nicht die letzten 10 Ereignisse, die nicht korrekt waren.

Neben der Transferionisation wurde in einem Verhältnis von 1:256 auch der Reaktionskanal des Elektroneneinfangs in das Projektil (Single Capture = SC) mit aufgezeichnet. Dies ist nötig, um später eine Möglichkeit der Eichung (Detektorkanäle \leftrightarrow Impulse) zu haben.

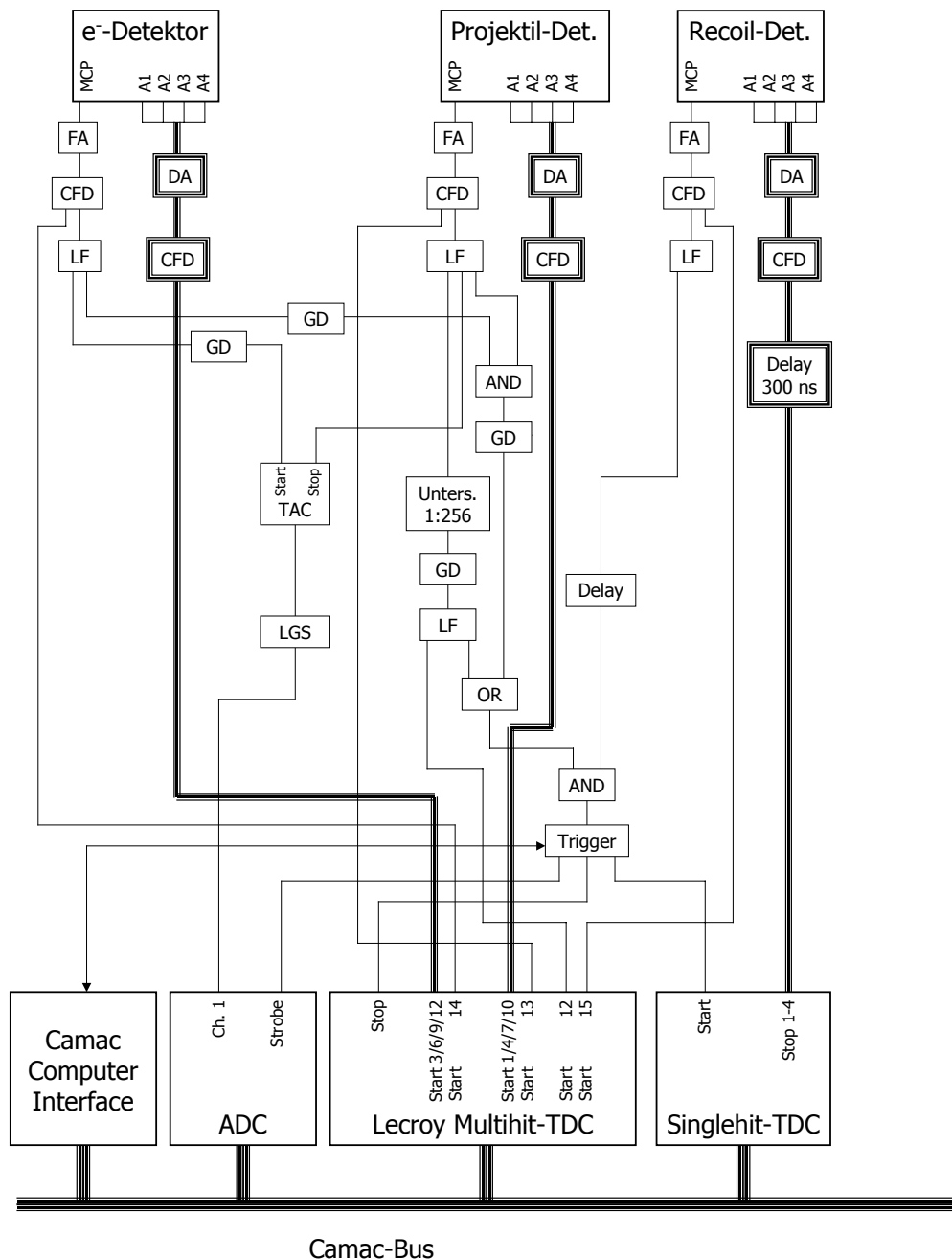


Abbildung 4.10: Schaltskizze zur Datenaufnahme für eine Projektil-Elektronen-Rückstoßionen-Koinzidenz.

AND/OR: Logikglied

CFD: Constant Fraction Discriminator (Pulsformer)

DA: Differential Amplifier (Differenzverstärker)

FA: Fastamplifier (schneller Vorverstärker)

GD: Gate- and Delaygenerator (Signalverbreiterung und Verzögerung)

LF: Logical Fan Out (Signalvervielfacher)

LGS: Linear Gate and Stretcher (Signalverbreiterung)

TAC: Time-to-Amplitude-Converter

TDC: Time-to-Digital-Converter

Es gibt eine Theorie,

die besagt, dass wenn jemals irgendwer genau herausfindet, wozu das Universum da ist und warum es da ist, dann verschwindet es auf der Stelle und wird durch etwas noch viel bizarreres ersetzt.

Es gibt eine andere Theorie, nach der das schon passiert ist!

Douglas Adams

5 Messungen und Diskussion

Die hier vorzustellenden Messergebnisse stammen von verschiedensten Messungen, denen gemeinsam ist, dass der Prozess der Transferionisation im Vordergrund stand (auf ihn wurde getriggert) und Helium als Target verwendet wurde. Als Projektile kamen He^{2+} , He^+ , D^+ und H^+ zum Einsatz alle bei gleicher Projektilgeschwindigkeit, nämlich $v_p = 3,47$ a. u. (= 300 keV/u). Es wird nur ein kleiner Teil der zahllosen Spektren vorgestellt, vor allem um die Funktionsfähigkeit des Spektrometers zu demonstrieren und diskutieren.

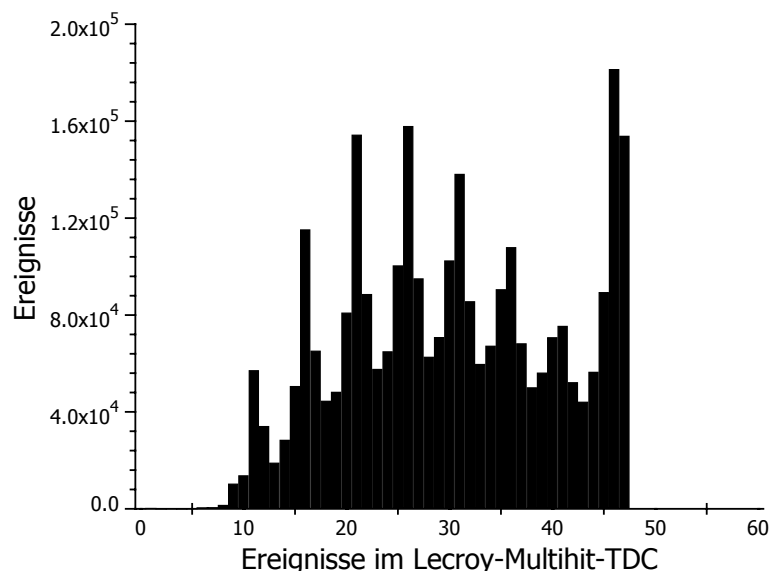


Abbildung 5.1: Anzahl der Ereignisse im Lecroy-Multihit-TDC stammend aus einer Messung mit H^+ -Projektile, 300 keV/u.

Obiges Spektrum (Abbildung 5.1) demonstriert sehr gut, dass innerhalb der Aufnahmezeit ($15 \mu\text{s}$) sehr viel Untergrundeignisse mit aufgezeichnet wurden. Jeder weitere hohe Peak nach rechts steht für einen detektor, der wieder seine kompletten Informationen (4 Anoden- und 1 Zeitsignal) übertragen hat. Welcher dieser Detektor ist, lässt sich im nächsten Spektrum (Abbildung 5.2) erkennen. Der „böse“ Detektor ist der Elektronendetektor. Trotz einer Rate von 100 bis 150 kHz, sollten innerhalb der Aufnahmezeit im Mittel nur 2,25 Ereignisse sein und nicht vier, fünf oder gar noch mehr.

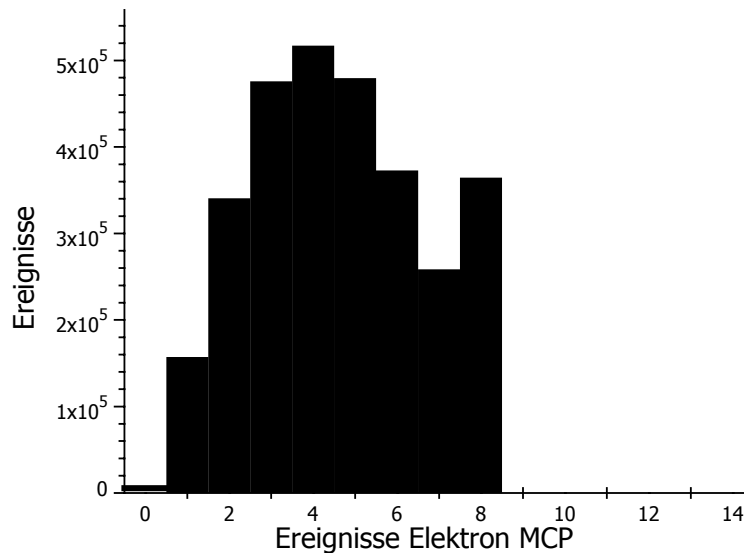


Abbildung 5.2: Anzahl der Ereignisse auf dem MCP des Elektronendetektors stammend aus einer Messung mit H^+ -Projektilen bei 300 keV/u.

Die Ursache ist bei Problemen mit dem Projektilstrahl zu suchen, der nicht kontinuierlich auf das Target trifft, sondern in Pulsen das Target erreicht, so dass die mittlere Rate 150 kHz, aber die lokale Rate (in einem sehr kurzen Zeitintervall, weniger als 5 μ s) deutlich mehr beträgt. Diese Probleme, die vom Teilchenbeschleuniger herrühren, müssen in der Zukunft noch beseitigt oder wenigstens minimiert werden.

Die Ejektile (neutrale), wurden auf dem Projektildetektor detektiert. Sehr gut zu erkennen (siehe Abbildung 5.3) sind der dunkle Fleck der neutralen, die innerhalb des Spektrometers umgeladen haben sowie die senkrechte und waagerechte Linie, die Ionen steht, die innerhalb der der Deflektorpaare (Beamcleaner und Analysator) umgeladen haben. Das Fehlen von Ereignissen unterhalb von etwa 40 Kanälen in Y-Richtung ist auf eine vor dem Detektor eingefahrene Blende zu erklären. Dass die waagerechte Linie nicht exakt am Mittelpunkt des dunklen Flecks, sondern leicht nach unten versetzt beginnt, ist in der Tatsache begründet, dass der Ionenstrahl durch das – für die Elektronen – angelegte Magnetfeld von seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt wurde.

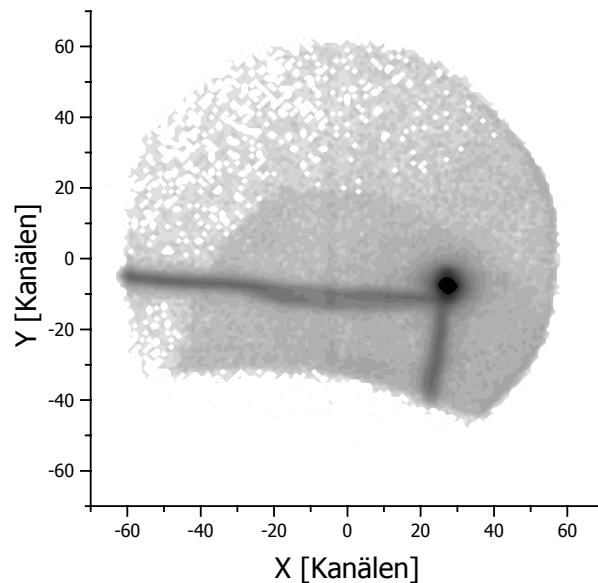


Abbildung 5.3: Ortsbild des Projektildetektors für eine Messung mit $\text{He}^+ + \text{He}$. Die senkrechte dunkle Linie entspricht Ionen, die innerhalb der ersten Deflektorplatte (Beamcleaner) umgeladen haben. In dem kleinen dunklen Fleck liegen alle Ereignisse, die innerhalb des Spektrometers (vor allem die echten Ereignisse) umgeladen haben. Die waagerechte Linie sind Ionen, die innerhalb des dritten Deflektorpaares (Analysator) umgeladen haben.

Der Einfluss des Magnetfeldes auf die Trajektorien der Rückstoßionen ist in Abbildung 5.4 ebenso deutlich zu sehen. Dargestellt sind Ortsbilder für die Reaktionskanäle Einfach- bzw. Zweifachelektronentransfer vom Target in das Projektil (Single- und Doublecapture). Beim Transfer des Elektrons erhält das Rückstoßion einen Impuls, der der Differenz der Bindungsenergien zwischen Projektil und Target vor und nach dem Stoß, entspricht. Bei genaueren kinematischen Betrachtungen erhält man [MER96], dass dieser Impuls in einem Kreis um die Projektilstrahlrichtung emittiert wird, was auf dem Detektor zu diskreten Linien führt.

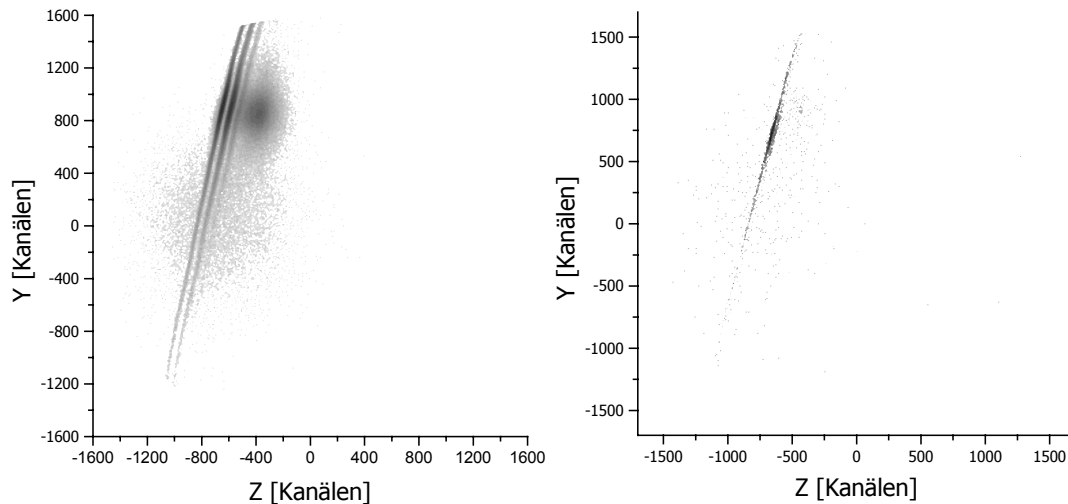


Abbildung 5.4: Detektorbilder des Rückstoßionendetektors aus einer Messung mit $\text{He}^{2+} + \text{He}$ bei $v_p = 3,47$ a. u. Links dargestellt ist der Ort für Ionen mit einer Flugzeit, die der von He^+ entspricht und rechts für He^{2+} -Ionen. Diese sind gleichbedeutend mit den Reaktionskanälen Singlecapture (links) bzw. Doublecapture (rechts).

Man erkennt sehr gut, dass der Transfer des Elektrons mit Anregungen verschiedenster Art einhergeht. Ebenso ist zu erkennen, dass das Magnetfeld die Rückstoßionen leicht dreht und die doppelgeladenen He^{2+} -Ionen etwas mehr, was auf den höheren Ladungszustand zurückzuführen ist. Der Abstand der Linien beträgt in diesem speziellen Fall jeweils 0,23 a. u. Dies bedeutet natürlich, dass die Auflösung dementsprechend gut ist. Die erwartete Auflösung liegt im selben Bereich. Dass die Linien dennoch so sauber aufgelöst werden können, lässt sich damit begründen, dass zum einen das Magnetfeld etwa 50 % geringer war, als in der Simulation, wodurch die Linse zur Ortsfokussierung effektiver arbeiten konnte, und zum anderen, dass die Reaktionszone aufgrund eines besser auskollimierten Strahles, erheblich kleiner war.

Der Untergrund, der Wechselwirkung – hauptsächlich Ionisation – mit dem Restgas zurückzuführen ist, war beträchtlich. In Abbildung 5.5 ist ein Ortsbild des Rückstoßionendetektors dargestellt, das diesen Sachverhalt verdeutlicht.

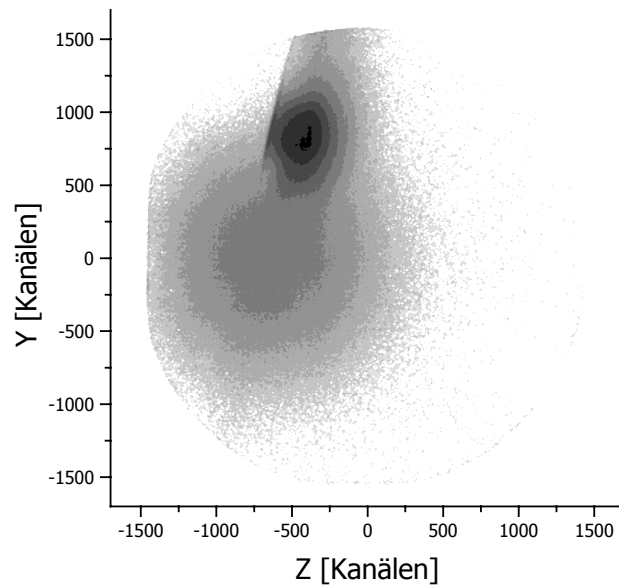


Abbildung 5.5: Ortsbild des Rückstoßionendetektors für $H^+ + He$. Dargestellt sind alle Ereignisse, die in einem schmalen Flugzeitfenster um He^{2+} bzw. He^+ lagen.

In der Mitte liegen sämtliche Ionen, die den Impuls des warmen Restgases (rund 4 a. u.) aufweisen. Da der Jet eine Geschwindigkeit in Y-Richtung aufweist, sind auch Ionen, die im Jet erzeugt werden, entsprechend dieser Geschwindigkeit versetzt. Für Helium beträgt dieser „offset“ 5.8 a. u. Impuls. Die meisten Ereignisse stammen aus dem Reaktionskanal der Transferionisation. Die schräge Linie wiederum sind Ereignisse, die von Ionen aus dem Reaktionskanal des Singlecaptures stammen.

Für die Rekonstruktion der Elektronenimpulse ist ganz entscheidend, wie gut die Flugzeit zu bestimmen ist. Ein Zeichen für die Qualität der Auflösung ist, wenn z. B. in der Flugzeitverteilung ein scharfer Zeitpunkt für die Emission von Photonen während der Reaktion zu erkennen ist (siehe Abbildung 5.6). Photonen können emittiert werden, wenn während der Reaktion eines der beiden beteiligten Atome (Projektil oder Target) angeregt wird und danach diese Anregungsenergie in Form eines Photons emittiert. Da der Elektronendetektor am dichtesten an der Targetzone ist und über die größte Fläche verfügt, ist es logisch sich die Flugzeit zu diesem Detektor näher anzusehen.

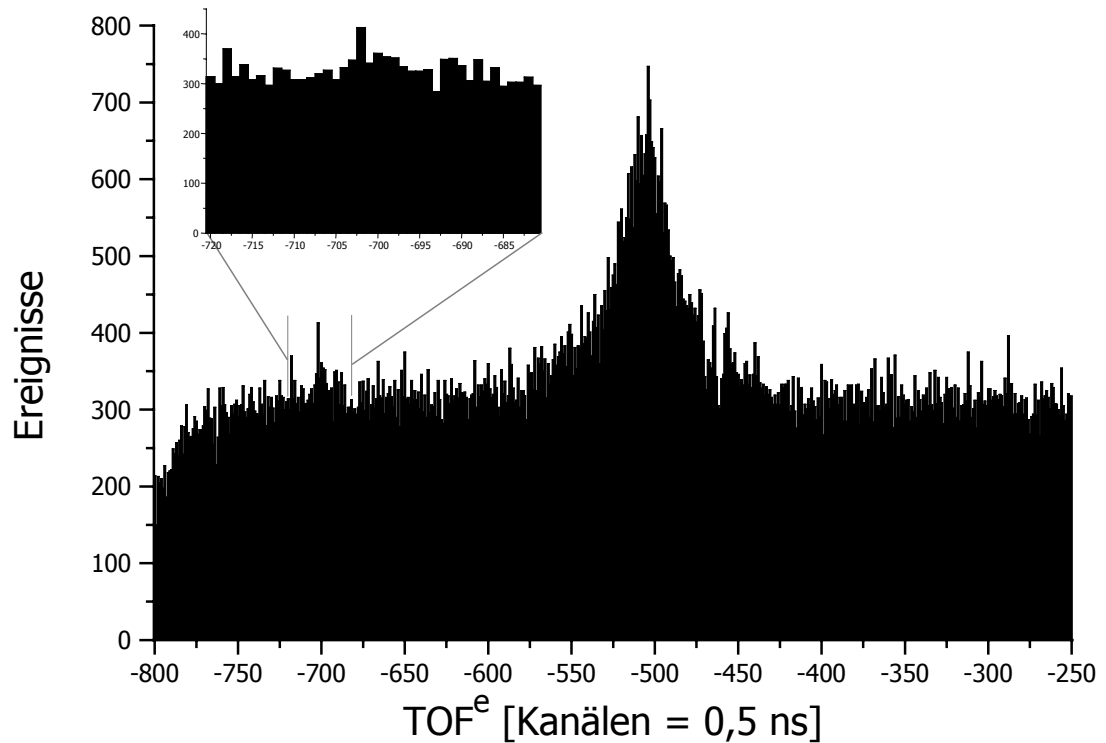


Abbildung 5.6: Flugzeitverteilung für Elektronen aufgenommen in einer Messung mit $\text{He}^{2+} + \text{He}$ bei einer Energie von 300 keV/u. Zur Verdeutlichung des Photonenpeaks wurde gefordert, dass ein Einfacheinfang ins Projektil vorlag.

Der Peak bei etwa -700 Kanälen, der mit der Emission des Photons in Verbindung steht, hat seine Hauptintensität in einem einzigen Kanal, was sehr für die Güte der gesamten Flugzeitauflösung spricht. Ebenso der Abstand von ihm zum Schwerpunkt der Elektronenflugzeitverteilung entspricht exakt den berechneten 100 ns. Zur Flugzeitverteilung sind noch einige weitere Worte zu verlieren (siehe Abbildung 5.7), der Deutlichkeit halber jedoch in einem Spektrum mit sämtlichen Elektronen.

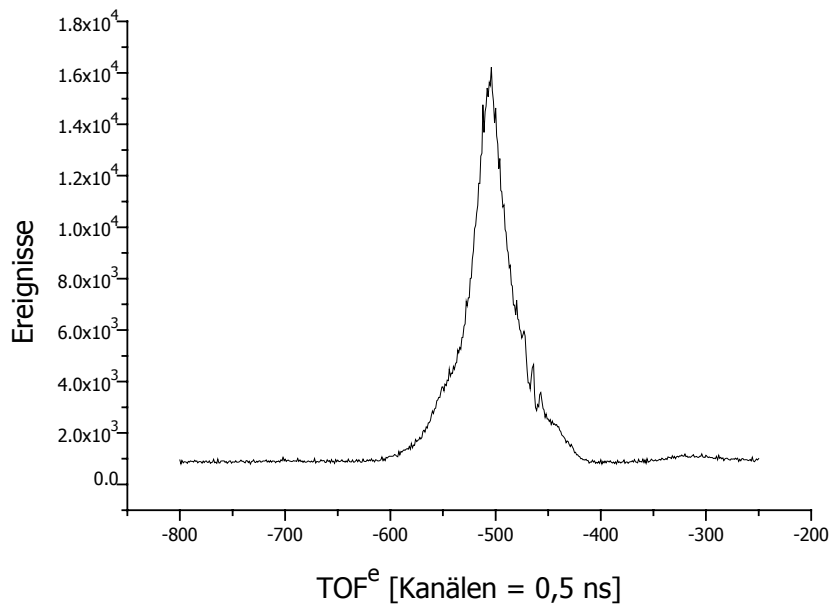


Abbildung 5.7: Elektronenflugzeitverteilung ohne Bedingung aufgenommen in einer Messung mit $\text{He}^{2+} + \text{He}$ bei einer Energie von 300 keV/u.

Im Bereich von etwa -440 und -430 Kanälen sind deutlich Einschnitte in der Intensität zu erkennen. Es gibt hier zwei mögliche Ursachen. Die wahrscheinlichste ist, dass es sich um Elektronen handelt, die mit viel Impuls entgegen dem Elektronendetektor starten und noch bevor sie im Feld gespiegelt werden auf eine der kleinen Spektrometerplatten (Übergang zur Recoillinse) stoßen und dort Sekundärelektronen auslösen, die dann in Richtung des Elektronendetektors zu beschleunigt werden. Die andere mögliche Ursache ist, dass sich um Probleme mit der Elektronik handelt.

Um etwa -300 Kanäle sieht man eine leichte Erhöhung des Untergrundes. Die Vermutung gehen derzeit dahin, dass es sich um „Jalowy-Elektronen“ handelt. Trifft ein Elektron nach seiner Beschleunigung auf eines der Gitter kann es dort sekundäre Elektronen auslösen, die im Vergleich zu dem primären sehr langsam sind. Da im Experiment zwischen dem Gitter vor dem Elektronendetektor und der Vorderseite des MCPs ein relativ großer Abstand und nahezu kein elektrisches Feld angelegt war, würde dies zu entsprechend langen Driftzeiten führen. In späteren Messungen wurde die Vorderseite des MCPs leicht negativ gegenüber dem Gitter gewählt, sodass die sehr langsamen Sekundärelektronen nicht auf den Detektor gelangen konnten. Dies konnte auch anhand entsprechender Flugzeitspektren verifiziert werden.

In Abbildung 5.8 ist ein Wiggle-Spektrum dargestellt, also ein Spektrum, in dem die Flugzeit der Elektronen gegen den radialen Abstand vom Detektor

aufgetragen ist. Die Flugzeit zu Impuls 0 liegt bei -505 Kanälen, also wie gefordert im Verhältnis $\frac{1}{4}$ zu $\frac{3}{4}$, um eine optimale Impulsauflösung zu erhalten. Innerhalb dieses Bereichs stecken auch die meisten Ereignisse.

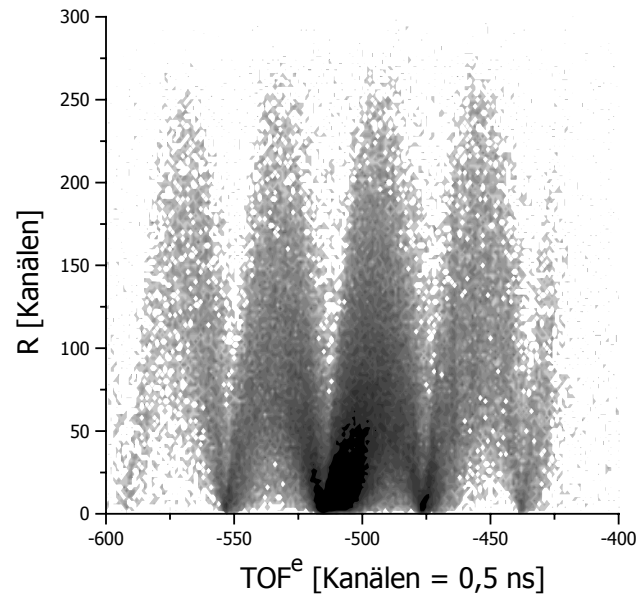


Abbildung 5.8: Spektrum mit Flugzeit vs. radialem Abstand auf dem Elektronendetektor (Wiggle-Spektrum) aufgenommen in einer Messung mit $\text{He}^{2+} + \text{He}$ bei einer Energie von 300 keV/u .

In Abbildung 5.9 sind zwei Spektren dargestellt, die ein selbstgemessene Spektrum mit dem einer älteren Messung vergleichen. Zur Erläuterung siehe [MER96].

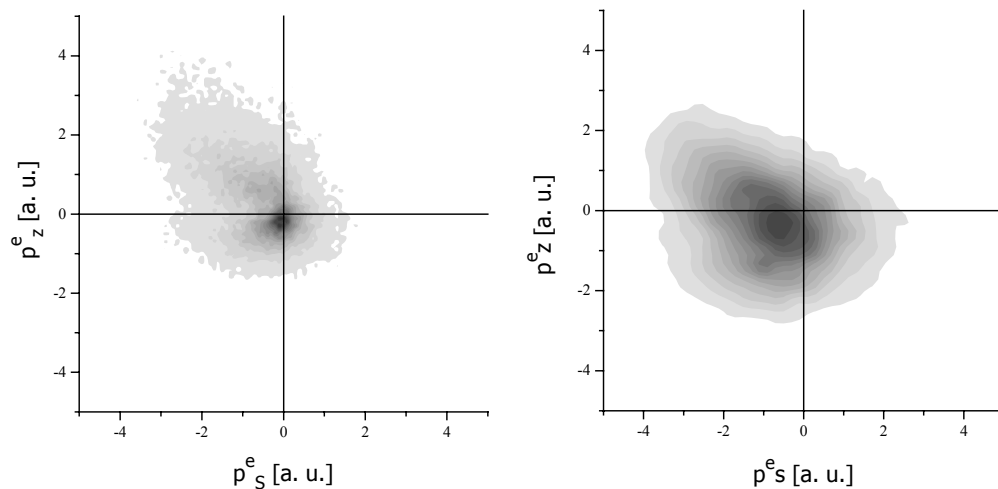


Abbildung 5.9: Zweifachdifferenzieller Wirkungsquerschnitt in einem Experiment $p + \text{He}$ bei einer Energie von 300 keV gemessen für alle Streuwinkel. Mit COLTRIMS-XXL gemessene Daten sind links und die Messwerte von V. Mergel auf der rechten Seite.

6 Anhang

6.1 Mit COLTRIMS-XXL experimentieren

Dies ist eine kleine Zusammenstellung von Daten, die das Experimentieren am COLTRIMS-XXL-Aufbau erleichtern sollen.

Bei einer an der Elektronendriftröhre angelegten Spannung von +185 V und einer Spannung von -367,5 V an der Rückstoßionendriftröhre beträgt die elektrische Feldstärke 9,5 V/cm. Die Feldplatten sind mit 330 kΩ Widerständen verbunden.

$$\text{Flugzeit } t_{ges} [ns] = -124,38 \frac{p_x^i [a. u.]}{\vec{E} \left[\frac{V}{cm} \right] \cdot q [a. u.]} + 47,69 \sqrt{\frac{d [cm] \cdot m [a. u.]}{\vec{E} \left[\frac{V}{cm} \right] \cdot q [a. u.]}}$$

$$\text{Auslenkung } yz [mm] = 2,188 \frac{p_{yz}^i [a. u.] \cdot t [ns]}{m [a. u.]}$$

6.1.1 Rückstoßionen

Der Abstand von der Targetzone bis zum Eintritt in die Driftstrecke beträgt 265 mm; die Driftstrecke selbst ist 1 112 mm lang. Der Abstand von der Targetzone zur Linse beträgt 180 mm. Beschleunigungsstrecke und Driftstrecke sind **nicht** durch ein Gitter voneinander getrennt. Es wird ein 80 mm MCP-Detektor mit quadratischer Delayline-Anode verwendet.

	${}^4\text{He}^{2+}$	${}^4\text{He}^+$
Flugzeit $p_{x=0}^R$	9 327 ns	13 190 ns
Auflösung p_x	3,3 a. u./ns	6.7 a. u./ns
Mittlere Auflösung p_{yz}	0,38 a. u./mm	0,26 a. u./mm

6.1.2 Elektronen und Magnetfeld

Der Abstand von der Targetzone bis zum Eintritt in die Driftstrecke beträgt 20 cm; die Driftstrecke selbst ist 40 cm lang. Es kommt ein 120 mm MCP-

Detektor mit quadratischer Delayline-Anode zum Einsatz. Als Besonderheit bei diesem Detektor ist zu erwähnen, dass die MCPs nicht mit Keramikringen zusammengehalten sind und auf den Holder aufgelegt werden. Stattdessen ist die Frontseite ein Aluminiumring und der rückseitige Träger ist das, was sonst als Holder bekannt ist. Der Anodenkörper ist hier als Holder benannt.

Gyrationsperiode:
$$T [ns] = \frac{2500}{I [A]}$$

Gyrationsradius:
$$r [mm] = 865 \frac{p [a.u.]}{I [A]}$$

Impuls:
$$p [a.u.] = \frac{I [A]}{29}$$

Magnetfeld (gr. Spule):
$$B [Gauss] = 0,144 \cdot I_{gr} [A]$$

Magnetfeld (kl. Spule):
$$I_{kl} [A] = \frac{I_{gr} [A]}{38,75}$$

Flugzeit bei $p_{x=0}^e = 99,5 \text{ nsec}$

Auflösung in Flugzeitrichtung = 0,15 a. u./ns

6.1.3 Projektile

Der Abstand von der Targetzone zum Projektildetektor beträgt etwa 2,5 m. Als Detektor findet ein 40 mm MCP-Detektor mit quadratischer Delayline-Anode Verwendung.

Geschwindigkeit:
$$v [a. u.] = \sqrt{\frac{E [keV]}{25 \cdot m [amu]}}$$

Flugzeit:
$$t [ns] = 2285 \cdot l [m] \sqrt{\frac{m [amu]}{E [keV]}}$$

Für Protonen mit einer Energie von 500 keV beträgt die Flugzeit rund 250 ns.

6.2 Totale Wirkungsquerschnitte

6.2.1 Capture

Totale Wirkungsquerschnitte σ für einfachen und doppelten Elektroneneinfang aus dem Target (Helium) in das Projektil (H^+ , He^+ , He^{2+}). Werte entnommen aus [BAR90].

E [keV/u]	H^+ SC [cm^2]	He^+ SC [cm^2]	He^{2+} SC [cm^2]	He^{2+} DC [cm^2]
1	$4,73 \times 10^{-19}$	$7,92 \times 10^{-16}$	$1,75 \times 10^{-17}$	$2,44 \times 10^{-16}$
2	$4,25 \times 10^{-18}$	$6,48 \times 10^{-16}$		$2,10 \times 10^{-16}$
4	$1,98 \times 10^{-17}$	$5,26 \times 10^{-16}$	$6,42 \times 10^{-17}$	$1,73 \times 10^{-16}$
7	$5,18 \times 10^{-17}$	$4,22 \times 10^{-16}$		$1,46 \times 10^{-16}$
10	$8,52 \times 10^{-17}$	$3,60 \times 10^{-16}$	$1,52 \times 10^{-16}$	$1,29 \times 10^{-16}$
20	$1,75 \times 10^{-16}$	$2,36 \times 10^{-16}$	$2,72 \times 10^{-16}$	$9,68 \times 10^{-17}$
40	$1,83 \times 10^{-16}$	$1,28 \times 10^{-16}$	$3,03 \times 10^{-16}$	$6,08 \times 10^{-17}$
70	$1,41 \times 10^{-16}$	$5,58 \times 10^{-17}$	$1,89 \times 10^{-16}$	$2,73 \times 10^{-17}$
100	$6,98 \times 10^{-17}$	$2,69 \times 10^{-17}$	$1,11 \times 10^{-16}$	$9,83 \times 10^{-18}$
200	$3,95 \times 10^{-18}$	$5,49 \times 10^{-18}$		$6,36 \times 10^{-19}$
400	$3,22 \times 10^{-19}$	$4,12 \times 10^{-19}$	$3,94 \times 10^{-18}$	$2,09 \times 10^{-20}$
530		$1,08 \times 10^{-19}$		
700	$3,07 \times 10^{-20}$		$3,61 \times 10^{-19}$	
1 000	$5,42 \times 10^{-21}$		$6,99 \times 10^{-20}$	
2 000	$1,42 \times 10^{-22}$		$3,33 \times 10^{-21}$	

SC = Single Capture (Einfang eines Elektrons ins Projektil)

DC = Double Capture (Einfang zweier Elektronen ins Projektil)

6.2.2 Ionisation

Totale Wirkungsquerschnitte σ für **Einfachionisation** (SI = Single Ionization) des Targets für unterschiedliche Projektile (H^+ , He^+ , He^{2+}) in Abhängigkeit der Projektilenergie E_p . Werte entnommen aus [BAR90].

E_p [keV/u]	H^+ SI [cm^2]	He^+ SI [cm^2]	He^{2+} SI [cm^2]
10	$2,04 \times 10^{-17}$		
12		$4,09 \times 10^{-16}$	$5,96 \times 10^{-18}$
15	$3,49 \times 10^{-17}$	$3,57 \times 10^{-16}$	$8,11 \times 10^{-18}$
20	$4,94 \times 10^{-17}$	$3,07 \times 10^{-16}$	$1,10 \times 10^{-17}$
30	$6,61 \times 10^{-17}$	$2,52 \times 10^{-16}$	
40	$7,37 \times 10^{-17}$	$2,19 \times 10^{-16}$	$2,92 \times 10^{-17}$
60		$1,80 \times 10^{-16}$	
70	$8,28 \times 10^{-17}$		$1,28 \times 10^{-16}$
80		$1,54 \times 10^{-16}$	
90	$8,42 \times 10^{-17}$		
100	$8,38 \times 10^{-17}$	$1,36 \times 10^{-16}$	$1,85 \times 10^{-16}$
150	$7,65 \times 10^{-17}$	$1,08 \times 10^{-16}$	$2,09 \times 10^{-16}$
200	$6,69 \times 10^{-17}$	$9,12 \times 10^{-17}$	$2,05 \times 10^{-16}$
300		$7,02 \times 10^{-17}$	
400	$4,26 \times 10^{-17}$	$5,85 \times 10^{-17}$	$1,50 \times 10^{-16}$
600		$4,54 \times 10^{-17}$	
700	$2,82 \times 10^{-17}$		$1,03 \times 10^{-16}$
780		$3,82 \times 10^{-17}$	
1 000	$2,18 \times 10^{-17}$		$8,17 \times 10^{-17}$
1 500	$1,61 \times 10^{-17}$		$6,10 \times 10^{-17}$
2 000	$1,29 \times 10^{-17}$		$4,97 \times 10^{-17}$

Totale Wirkungsquerschnitte σ für **Doppelionisation** (DI = Double Ionization) des Targets für unterschiedliche Projektile (H^+ , He^+ , He^{2+}) in Abhängigkeit der Projektilenergie E_p . Werte entnommen aus [BAR90].

E_p [keV/u]	H^+ DI [cm^2]	He^+ DI [cm^2]	He^{2+} DI [cm^2]
12		$2,16 \times 10^{-18}$	
15		$2,87 \times 10^{-18}$	$4,70 \times 10^{-19}$
20	$1,40 \times 10^{-19}$	$3,88 \times 10^{-18}$	$6,21 \times 10^{-19}$
30	$4,46 \times 10^{-19}$	$5,82 \times 10^{-18}$	

40	$6,68 \times 10^{-19}$	$7,76 \times 10^{-18}$	$1,32 \times 10^{-18}$
60	$9,69 \times 10^{-19}$	$9,74 \times 10^{-18}$	
70			$2,76 \times 10^{-18}$
80	$1,07 \times 10^{-18}$	$9,08 \times 10^{-18}$	
90			
100	$9,95 \times 10^{-19}$	$7,69 \times 10^{-18}$	$6,06 \times 10^{-18}$
150	$7,42 \times 10^{-19}$	$4,95 \times 10^{-18}$	$7,50 \times 10^{-18}$
200	$5,59 \times 10^{-19}$	$3,32 \times 10^{-18}$	$6,65 \times 10^{-18}$
300	$3,67 \times 10^{-19}$	$1,81 \times 10^{-18}$	
400	$2,52 \times 10^{-19}$	$1,19 \times 10^{-18}$	$3,01 \times 10^{-18}$
600	$1,38 \times 10^{-19}$	$7,14 \times 10^{-19}$	
700			$1,27 \times 10^{-18}$
750		$5,61 \times 10^{-19}$	
800	$9,63 \times 10^{-20}$		
1 000	$7,49 \times 10^{-20}$		$7,13 \times 10^{-19}$
1 500	$4,95 \times 10^{-20}$		$3,51 \times 10^{-19}$
2 000	$3,72 \times 10^{-20}$		$2,53 \times 10^{-19}$

Literaturverzeichnis

- [ACH95] M. Achler et al., IKF-Jahresbericht, (1995)
- [ACH99] M. Achler. Doktorarbeit, Universität Frankfurt/Main, (1999)
- [ALI99] I. Ali et al., „Multi-Hit Detector System for Complete Momentum Balance in Spectroscopy in Molecular Fragmentation Processes“, Nucl. Instr. Meth., Phys. Res. B 149 (1999) 490
- [ASH66] H. Ashkenas, F. S. Sherman, „The Structure and Utilization of Supersonic Free Jets in Wind Tunnels“ in Rarefield Gas Dynamics, Vol. II, ed. J. H. de Leeuw, Academic Press, New York 1966, S. 84
- [BAR90] C. F. Barnett. Atomic Data for Fusion. Collisions of H, H₂, He and Li Atoms and Ions with Atoms and Molecules. ORNL-6086 (First Volume), (1990)
- [BAR97] H.-J. Bartsch; Taschenbuch mathematischer Formeln, Fachbuchverlag Leipzig, 1997
- [BER87A] Bergmann, L., Schaefer, C., 1987. Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 2 - Elektrizität und Magnetismus. De Gruyter; Berlin, New York
- [BER87B] Bergmann, L., Schaefer, C., 1987. Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 4 - Atomphysik. De Gruyter; Berlin, New York
- [BIL02] Los Alamos National Laboratory Poisson Superfish
AUTOMESH written by James H. Billen and Lloyd M. Young
- [BLU92] J. A. Blush, et al., Acc. Chem. Res 25 385-392 (1992)
- [BRÄ97] H. Bräuning, R. Dörner, C. L. Cocke, M. H. Prior, B. Krässig, A. Bräuning-Demian, K. Carnes, S. Dreuil, V. Mergel, P. Richard, J. Ullrich und H. Schmidt-Böcking, J. Phys. B., 30:L649, (1997)
- [BRÄ98] H. Bräuning, R. Dörner, C. L. Cocke, M. H. Prior, B. Krässig, A. S. Kheifets, I. Bray, A. Bräuning-Demian, K. Carnes, S. Dreuil, V. Mergel, P. Richard, J. Ullrich und H. Schmidt-Böcking, J. Phys. B., 31:5149, (1998)
- [BRU89] G. Brusdeylins, J. P. Toennies und R. Vollmer. XII. Symposion on Molecular Beams, Book of Abstracts. Perugia, (1989)
- [CZA02] Achim Czasch, Messungen mit gekühltem Jet am Bessy II, Februar 2002
- [DAM96] M. Damrau. Dissertation, Universität Frankfurt/Main, (1996)
- [DÖR96A] R. Dörner, T. Vogt, V. Mergel, H. Khemliche, S. Kravis, C. L. Cocke, J. Ullrich, M. Unverzagt, L. Spielberger, M. Damrau, O. Jagutzki, I. Ali, B. Weaver, K. Ullmann, C. C. Hsu, M. Jung,

- E. P. Kanter, B. Sonntag, M. H. Prior, E. Rotenberg, J. Denlinger, T. Warwick. S. T. Manson und H. Schmidt-Böcking. Phys. Rev. Lett, 77, (1996), 4520
- [DÖR96B] R. Dörner et al., Ratio of Cross Sections for Double to Single Ionization of He by 85 – 400 eV Photons“, Phys. Rev. Lett 76 (1996) 2654
- [DÖR98] R. Dörner, H. Bräuning, O. Jagutzki, V. Mergel, M. Achler, R. Mooshammer, J. M. Feagin, T. Osipov, A. Bräuning-Demian, L. Spielberger, J. H. McGuire, M. H. Prior, N. Berrah, J. D. Bozek, C. L. Cocke und H. Schmidt-Böcking, Phys. Rev. Lett., 81, (1998) 5776
- [GAL71] M. Galanti, R. Gott, J. F. Renaud, „A High resolution, high sensitivity channel plate image intensifier for use in particle spectrographs“, Rev. Sci. Inst., 42, 12, 818, (1971)
- [GER97] Gerthsen Physik, H. Vogel, 19. Auflage, (1997)
- [GOE00] J. W. Goethe, Faust I
- [HAM76] A. Hammer und K. Hammer. Physikalische Formeln und Tabellen, (1976)
- [HAM94] Hamamatsu, Technik Information, MCP Assembly, (1994)
- [HOH02] Olliver Hohn. Doktorarbeit, Universität Frankfurt/Main, (2002)
- [HUB75] J. H. Hubbell, W. J. Veigele, E. A. Briggs, R. T. Brown, D. T. Cromer und R. J. Howerton. J. Phys. Chem. Ref. Data, 4, 515, (1975)
- [JAG94] Ottmar Jagutzki. Doktorarbeit, Universität Frankfurt/Main, (1994)
- [JAG96] O. Jagutzki et al., IKF-Jahresbericht, (1996), IKF-57, S. 68
- [JAH02] Till Jahnke. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main, (2002)
- [JAL02] Thorsten Jalowy. Doktorarbeit, Universität Frankfurt/Main, (2002)
- [KAN51] A. Kantrowitz, J. Grey, Rev. Sci. Inst. 22 (1951) 328
- [KNA00] A. Knapp. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main (2000)
- [KNA02] A. Knapp, et al., Phys. Rev. Lett., 89 (2002) 033004
- [KOH92] D. W. Kohn, et al., Rev. Sci Instrum. 63 4003-4005 (1992)
- [KRÄ00] A. Krämer. Doktorarbeit, Universität Frankfurt/Main (2000)
- [LEY92] Leybold AG Vakuumtechnik, Bonn, Kaltköpfe für Kryorefrigeratoren, (1992)
- [LIM96] L. L. Limon et al., IKF-Jahresbericht, (1996), IKF-57, S. 67
- [LIM97] L. L. Limon, Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main (1997)
- [MUR02] Y. Muramatsu, et al., Phys. Rev. Lett., 88, (2002), 133002
- [MAT85] S. Matsuura, S. Umebayashi, C. Okuyama, K. Oba, „Characteristics of the newly developed MCP and ist assembly“, IEEE Ttans., NS-32, 350, (1985)

- [MER94] V. Mergel. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main, (1994)
- [MER96] V. Mergel. Doktorarbeit, Universität Frankfurt/Main, (1996)
- [MER98A] V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, K. Ullmann-Pfleger, R. Dörner und H. Schmidt-Böcking. Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 502:171, (1998)
- [MER98B] V. Mergel et al., „Helicity Dependence of the Photon-induced Three-body Coulomb Fragmentation of Helium Investigated by COLTRIMS“, Phys. Rev. Lett. 80 (1988) 5301
- [MER01] V. Mergel et al., „Strong Correlations in the He ground state momentum wave function - observed in the fully differential momentum distributions for the four particle p+He transfer ionization process“. Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 2257
- [MIL88A] D. R. Miller, „Free Jet Sources“ in Atomic and Molecular Beam Methods, ed. G. Scoles, Oxford University Press, Oxford/New-York, (1988)
- [MIL88B] D. R. Miller, Atomic and Molecular Beam Methods, Oxford University Press, New York, 14, (1988)
- [MOS96A] R. Moshhammer, J. Ullrich, H. Kollmus, W. Schmitt, M. Unverzagt, O. Jagutzki, V. Mergel, H. Schmidt-Böcking, R. Mann, C. J. Woods und R. E. Olsen, Phys. Rev. Lett., 77:1242, (1996)
- [MOS96B] R. Moshhammer, M. Unverzagt, W. Schmitt, J. Ullrich und H. Schmit-Böcking, Nucl. Instr. Meth. B., 108:425, (1996)
- [NAL02] National Aerospace Laboratory of Japan
http://www.nal.go.jp/fluid/eng/mosaic/detail/e3_3/
- [NCS02] National Center for Supercomputing Applications,
http://zeus.ncsa.uiuc.edu:8080/lca_jets.html
- [NÜT94] S. Nüttgens. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main, (1994)
- [PAU88] H. Pauly. Other Low-energy Beam Sources, Band 1 der Reihe Atomic and Molecular Beam Methods, Kapitel 4, G. Scoles, (1988)
- [PTB02] Homepage der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt,
<http://www.ptb.de/de/wegweiser/einheiten/si/index.html>
- [ROE02] Homepage der Roentdek Handels GmbH, (2002)
<http://www.roentdek.de>
- [SCH00] L. Ph. Schmidt. Doktorarbeit, Universität Frankfurt/Main, (2000)
- [SCH01] H. Schmidt-Böcking et al., „Experimental investigation of the asymptotic momentum wave function of the He ground state, Konferenzbeitrag ICPEAC Satellite, Rolla, (2001)
- [SCH02A] Sven Schössler. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main, (2002)
- [SCH02B] Lothar Schmidt, mündliche Mitteilung, (2002)

- [SCH74] P. Schagen. Image Tubes with Channel Electron Multiplication, in Advances in Imaging Pick-up and Display, Vol. 1, Seiten 1-69. New York Academic Press, New York, 1974.
- [SIM00] Simion 3d 7.0 User Manual, (2000)
- [SOB88] S. E. Sobottka und M. B. Williams, IEEE Trans Nucl. Sci., 35, 348, (1988)
- [SPI01] Uwe Spillman. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main, (2001)
- [SPI96] Lutz Spielberger, Dissertation, Universität Frankfurt/Main, (1996)
- [STÖ98] H. Stöcker, Taschenbuch der Physik, 3. Auflage, Verlag Harry Deutsch, (1998)
- [STÖ01] Thomas Stöhlker; mündliche Mitteilung, (2001)
- [TOE77] J. P. Toennies und K. Winkelmann. J. Chem. Phys., 66:3965, (1977)
- [ULL02] Klaus Ullmann-Pfleger. Roentdek GmbH, www.roentdek.com, (2002)
- [ULL89] K. Ullmann. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main, (1989)
- [ULL94A] J. Ullrich, R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger und H. Schmidt-Böcking. Comm. At. Mol. Phys., 30,285, (1994)
- [ULL94B] J. Ullrich et al., „Single and Double Ionization of Helium for Fast, Highly-Charged Ion-Impact“, Nucl. Instr. Meth. B 87 (1994) 70
- [UNV92] M. Unverzagt. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main, (1992)
- [WEB02] Th. Weber et al., „Auger electron emission from fixed in space CO“ submitted to Phys. Rev. Lett, (2002)
- [WEB03] Thorsten Weber. Dissertation, Universität Frankfurt/Main, (2003) auf dem Wege der Veröffentlichung
- [WEB97] Th. Weber. Diplomarbeit – 2. Ausgabe, Universität Frankfurt/Main, (1997)
- [WEC02] M. Weckenbrock. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main (2002)
- [WIL55] W. C. Wiley, I. H. McLaren, „Time-of-Flight Mass Spectrometer with Improved Resolution“, Rev. Sci. Instr., 26(12), 1150, (1955)
- [WIL93] D. L. Williams, F. H. Read, N. J. Bowring. XVIIIth International Conference on the Physics of photonic, elektronik and atomic Collisions, Book of Abstracts, Band II, Seite 811, 1993
- [WIZ79] J. L. Wiza. Nucl. Instr. Meth., 162:587, 1979
- [WUT88] M. Wutz, H. Adam und W. Walcher, Theorie und Praxis der Vakuumtechnik, Viewig, Braunschweig/Wiesbaden 1988, 4. Auflage

Danksagung

Wenn Du ein Schiff bauen willst, so trommle nicht Männer zusammen, um Holz zu beschaffen, Werkzeuge vorzubereiten, Aufgaben zu vergeben, und die Arbeit einzuteilen, sondern lehre die Männer die Sehnsucht nach dem weiten endlosen Meer.

(Antoine de Saint-Exupery)

Dieser Ausspruch beschreibt wohl am besten die Atmosphäre in unserer Gruppe. Horst ist derjenige, der uns nicht nur die Sehnsucht nach dem Meer lehrt, sondern viel, viel mehr. Seine Begeisterung und Motivationsfähigkeit sind einfach unglaublich. Ich danke dir hierfür und für meine Aufnahme am Institut für Kernphysik sowie in deiner Arbeitsgruppe.

Zu danken habe ich natürlich noch vielen weiteren Personen und fange der Einfachheit halber von meinem Zimmer aus an und werde mich geographisch von diesem Punkt aus durch das IKF voranarbeiten. Also los geht es im 2. Stock mit den zahlreichen „HSBlern“, beginnend mit Reinhard. Auch wenn es keine blöden Fragen gibt, richtig clever waren meine Fragen und Probleme bestimmt nicht immer, die du mit unheimlicher Geduld beantwortet hast. Außer dir musste auch Lothar (das Orakel schlechthin) unter mir leiden. Viel habe ich gelernt, und du hast mich immer auf den richtigen Weg zurückgebracht. Auch Ottmar, der Detektorspezialist und Totti ein weiterer allrounder, sind zwei weitere meiner Helden. Danke euch, dass ich von eurer immensen Erfahrung profitieren konnte. Danke Till, dass du all die verrückten Ideen und Experimente mitmachst (Nach dem Diplom geht's erst richtig los!). Danke ebenso Achim, Alexandra, Alkis, André, Angela, Christine, Jasmin, Jürgen, Klaus, Kurt, Maciek, Matthias, Mirko, Oliver, Susanne, Sven, Thorsten, Uwe (...) Mal hoffen, dass ich jetzt niemanden vergessen habe. Falls doch, entschuldigt bitte, aber das Gewimmel im 2. Stock bringt etwas Unübersichtlichkeit mit sich.

Im 1. Stock gebührt mein Dank stellvertretend für die Verwaltung Herrn Eschenbrenner.

Danke auch an die mechanischen Werkstätten unter Leitung von Herrn Zanger, die viele der nicht formgetreuen oder chaotischen Zeichnungen/Ideen doch ein Leben beschert haben. Danke speziell an Herrn Theisinger, der quasi alle Einzelteile für Spektrometer und Jet gefertigt hat.

Zusammen mit der Beschleunigermannschaft unter ihrem Kapitän, Herrn Schneider, kämpfte ich oft viele Stunden Seite an Seite, um den Strahl zu fädeln. Dafür danke, aber auch für die vielen weiteren Hilfestellungen (Stromanschluss, Kühlwasser, Pumpen und und und). Auch Herrn Waldschmidt aus dem Targetlabor möchte ich an dieser Stelle danken, der mit mir am ehesten den Ausspruch „Germanium möglichst dick“ in Verbindung bringt.

Mit der Elektronikwerkstatt hatte ich nicht viel zu tun, da glücklicherweise alle benötigten Elektronikmodule funktionierten. Danke stellvertretend an Herrn Köhler, für die zahllosen Einzelteile und die Mühe, die ich bereitet habe, ebenso wie Kabel aller couleur.

Ein weiterer Dank geht über den großen Teich, an die Freunde in der Ferne. Mike, Allen, Timur und all ihr, die bei meiner ersten Strahlzeit auf mich aufgepasst haben und von denen ich so viel lernen konnte. Es war einfach super und ich komme gerne wieder.

Das waren jetzt schon viele Leute, die mir geholfen haben, diese Arbeit umzusetzen. Aber auch die hier nicht namentlich erwähnten, haben durch viele kleine Hilfestellungen, Handgriffe oder Ratschläge ihren Teil beigetragen zu einer Atmosphäre, in der es nicht nur möglich wird, sondern so richtig Spaß macht Physik zu praktizieren. Danke euch allen.

Ebenso danken möchte ich den zahlreichen „Sponsoren“, BMBF, DFG, Roentdek, der JWG-Universität, die finanzielle Mittel und/oder Gerätschaften zur Verfügung gestellt haben, um überhaupt all dies auf die Beine zu stellen.

Danke all meinen Freunden, die zwar mit Physik nicht unbedingt sonderlich viel am Hut haben, die aber das Leben außerhalb der Uni zu den schönsten Jahren gemacht haben. ☺

Zum Schluss noch ein ganz ganz besonderer Dank meiner Familie, meiner Mama, meinem Papa und meinem „Brüderchen“. Danke für all das Vertrauen, dass ihr in mich gesetzt habt, das Wissen und die Werte, die ihr mir vermittelt habt, die Zeit, die ihr mir geopfert habt und einfach alles, was ihr immer für mich getan habt. Ihr seid das Beste, was mir passieren konnte, und einen größeren Jackpot hätte ich nicht knacken können. Einfach nur Danke! Euch widme ich diese Arbeit.