

Masterarbeit

**Untersuchung der dreidimensionalen
Elektronenwinkelverteilung in schnellen
Proton-Helium-Stößen bei
unterschiedlichen Projektilenergien
und -kohärenzen**

Eingereicht von: Janine Gatzke



Institut für Kernphysik
Johann Wolfgang Goethe Universität
Frankfurt am Main

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	5
2. Physikalische Grundlagen	7
2.1 Kinematik des Ion-Atom-Stoßes	7
2.1.1 Anschauliche Beschreibung	10
2.1.2 Transformation des Koordinatensystems	11
2.2 Theoretische Beschreibung des Ion-Atom-Stoßes	12
2.3 Interpretation ausgewählter Experimente	12
3. Experimenteller Aufbau	15
3.1 Projektilstrahlführung	15
3.1.1 Quadrupollinse	17
3.1.2 Emittanzmessung	19
3.2 Gastarget	23
3.3 Spektrometer	24
3.4 Detektoren	28
3.5 Datenauslese	30
4. Auswertung	33
4.1 Berechnung der Flugzeiten	33
4.2 Impulsberechnung	35
4.2.1 Impulsberechnung der Ionen	35
4.2.2 Impulsberechnung der Elektronen	40
4.2.3 Überprüfung der Kalibration	43
4.2.4 Vergleich der Winkelverteilung bei verschiedenen Elektronimpulsen	47
4.3 Fehlerbetrachtung	49
5. Ergebnisse	52
5.1 Zusammenhang zwischen dem Gesamtimpulsübertrag und der Elektronenenergie	52
5.2 Elektronwinkelverteilung	53
5.2.1 Vergleich der Elektronwinkelverteilungen bei unterschiedlichen Projektilkohärenzen	56
5.3 Verhältnis von He^+ zu He^{++}	61

6. Zusammenfassung.....	63
7. Anhang A	64
8. Quellen.....	65
9. Danksagung	69

1. Einleitung

Das Zusammenspiel zwischen Theorie und Praxis ist in der Physik von zentraler Bedeutung. Einige physikalische Zusammenhänge wurden zunächst durch rein theoretische Überlegungen „erdacht“ und konnten erst später experimentell nachgewiesen werden. Andersherum gab es Experimente, die ganz neue physikalische Fragestellungen aufwarfen und für deren Erklärung erst eine neue Theorie entworfen werden musste. Eine Theorie bleibt meist solange bestehen, bis ein experimenteller Widerspruch gefunden wird. Denn Theorie und Praxis müssen sich gegenseitig immer wieder auf ihre Richtigkeit überprüfen. Ab wann aber gilt eine Theorie als bestätigt? Diese Frage mag im ersten Moment leicht erscheinen: Wenn die Theorie die Praxis beschreibt, stimmt sie. Aber was, wenn zu diesem Zeitpunkt noch nicht alle notwendigen Mittel zur Verfügung stehen, um die Theorie zu bestätigen, die Technik und Detektoren vielleicht noch nicht gut genug sind? Dann muss eine Theorie erst einmal als richtig angenommen werden, bis sie widerlegt wird [Pop84]. Strenggenommen kann eine Theorie also nur falsifiziert und niemals verifiziert werden. Auch bei konkurrierenden Theorien kann die Entscheidung, welche der Theorien die Natur umfassender beschreibt, erst getroffen werden, wenn eine der Theorien widerlegt wird. Es darf auch nicht davon ausgegangen werden, dass eine bisher gute Theorie in weiteren Experimenten bestätigt wird [Pop84]. Schon oft ist es in der Physik vorgekommen, dass sich fundamentale physikalische Gesetze als falsch, beziehungsweise als ungenau für bestimmte Messbereiche, herausgestellt haben. So ist ein Naturwissenschaftler dazu verpflichtet, die theoretischen Hintergründe seines Experimentes immer wieder kritisch in Frage zu stellen und sich nicht zu scheuen bislang gültige Gesetze durch neue, erweiterte zu ersetzen.

Bei einem sehr fundamentalen und sowohl theoretisch als auch experimentell gut untersuchten Stoßsystem, wie den schnellen Ion-Helium-Stößen, kamen Zweifel an den bisherigen Theorien auf, als die Messergebnisse von Schulz 2003 unerwartete Strukturen zeigten [Sch03]. Denn es wurde eine Verbreiterung in einer Ebene der Elektronwinkelverteilung gemessen, die nicht von der Theorie vorhergesagt wurde. Da die gemessene Struktur anisotrop ist, wurde ein Messfehler ausgeschlossen und ein bisher in den Theorien unberücksichtigter Effekt, der den Gesamtimpuls der Ionisation beeinflusst, vermutet. Eine fehlerhafte Annahme in den Theorien könnte dazu führen, dass sich die Verbreiterung nicht in den Simulationen zeigt. Die bisherigen Theorien behandeln den Projektilstrahl als ebene Welle. Diese Annahme könnte sich als unbegründet herausstellen. Daher rückt die Projektilstrahlkohärenz in das Aufmerksamkeitszentrum. Weitere experimentelle Untersuchungen geben hierzu allerdings widersprüchliche Auskünfte: Manche Experimente bestätigen die Diskrepanz zwischen Theorie und Praxis [Fis04] und andere stimmen mit den bestehenden Theorien überein [Wan12]. Die Vermutung, dass die gemessene Verbreiterung doch an einer unzureichenden Impulsauflösung liegen könnte, ist bislang nicht zweifelsfrei auszuschließen. Mittlerweile wurde der Beweis erbracht, dass die heutige Auflösung von sogenannten COLTRIMS-Experimenten (Cold Target Ion Momentum Spectroscopy) gut genug ist, um den theoretisch vorhergesagten Knotenpunkt abzubilden. Mit der hochauflösenden Messeinheit wurden erste Messungen mit veränderten

Projektilkohärenzlängen durchgeführt und keine Verbreiterung in der Winkelverteilung gefunden [Gas15]. Der Experimentaufbau wurde von mir verwendet, um in der vorliegenden Masterarbeit die Kohärenzlänge des Projektilstrahls mit einer Projektillinse stärker zu variieren und bei höheren Projektilenergien zu messen. Damit kann der Einfluss der Projektilkohärenz auf die Elektronwinkelverteilung untersucht werden.

2. Physikalische Grundlagen

In den folgenden Kapiteln werden die relevanten, theoretischen Grundlagen beschrieben. Zunächst wird die Kinematik des Ion-Atom-Stoßes in Kapitel 2.1 betrachtet. Darauf folgt eine anschauliche Beschreibung der erwarteten Elektronwinkelverteilung in Kapitel 2.1.1 und die Transformation in das stoßinterne Koordinatensystem in Kapitel 2.1.2. Ein Überblick der theoretischen Beschreibungsmöglichkeiten des Stoßsystems wird in Kapitel 2.2 gegeben. In Kapitel 2.3 werden ausgewählte Experimente und ihre Interpretation diskutiert.

2.1 Kinematik des Ion-Atom-Stoßes

Bei dem Ion-Atom-Stoß können verschiedene Reaktionsmechanismen ablaufen. In allen Prozessen ist die Energie und der Impuls erhalten. Im Folgenden wird für jeden Reaktionsmechanismus der longitudinale Impuls des Atoms nach der Reaktion hergeleitet.

Zunächst wird die Kinematik des n-fachen Elektronentransfers („capture“) beschrieben. In diesem Prozess werden n-Targetelektronen von dem Projektilion „eingefangen“. Die allgemeine Reaktionsgleichung für ein q-fach geladenes Projektil X, welches von dem Atom A n Elektronen aufnimmt, lautet:



Es wird der Q-Wert der Reaktion, welcher die Differenz der kinetischen Energie vor E_{kin}^i und nach E_{kin}^f der Reaktion beschreibt, aufgestellt:

$$Q = \sum E_{kin}^i - \sum E_{kin}^f \quad (2.2)$$

Da ein ruhendes Target betrachtet wird, kann die anfängliche kinetische Energie durch die kinetische Energie des Projektils vor der Reaktion ersetzt werden. Hierbei wird die Projektilmasse mit m_p und die Projektilgeschwindigkeit mit v_p bezeichnet. Die Gleichung 2.2 wird nach der Summe der kinetischen Energien nach der Reaktion umgestellt:

$$\sum E_{kin}^f = Q + \frac{m_p v_p^2}{2} \quad (2.3)$$

Da die Geschwindigkeiten transversal zur Bewegungsrichtung klein im Vergleich zu der Ausbreitungsgeschwindigkeit sind, leistet nur der Energieübertrag in Strahlrichtung einen signifikanten Beitrag. Im folgenden wird daher nur die Projektilgeschwindigkeit v_p und deren Änderung Δv_p parallel zur Ausbreitungsrichtung betrachtet:

$$\frac{m_p + nm_e}{2} (v_p - \Delta v_p)^2 = Q + \frac{m_p v_p^2}{2} \quad (2.4)$$

Durch Umstellen der Gleichung 2.4 nach Q, teilen durch v_p und auflösen der Klammer $(v_p - \Delta v_p)^2$ ergibt sich:

$$\frac{Q}{v_p} = \frac{nm_p v_p}{2} + (m_p + nm_e) \Delta v_p \left(1 + \frac{\Delta v_p}{2v_p}\right) \quad (2.5)$$

Da $\Delta v_p \ll v_p$ gilt, kann der Klammerausdruck näherungsweise gleich eins gesetzt werden. Die Betrachtung der Impulserhaltung ergibt, dass die Summe aller longitudinaler Anfangsimpulse p_{\parallel}^i der Summe aller longitudinalen Endimpulse p_{\parallel}^f entspricht:

$$\sum p_{\parallel}^i = \sum p_{\parallel}^f$$

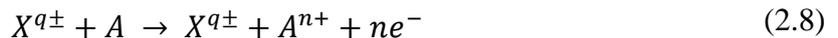
$$m_p v_p = p_{\parallel,r}^{capture} + (m_p + nm_e)(v_p - \Delta v_p) \quad (2.6)$$

$$(m_p + nm_e) \Delta v_p = m_p v_p - p_{\parallel,r}^{capture} - (m_p + nm_e) v_p$$

Wobei $p_{\parallel,r}^{capture}$ dem longitudinalen Impuls des Rückstoßions und m_e der Elektronenmasse entspricht. Gleichung 2.6 wird in Gleichung 2.5 eingesetzt und durch Umformen ergibt sich der Ausdruck für den longitudinalen Impuls des Rückstoßions:

$$p_{\parallel,r}^{capture} = -\frac{Q}{v_p} - \frac{nm_e v_p}{2} \quad (2.7)$$

Die Stoßionisation von Targetatomen durch geladene Projektilteilchen ist ebenfalls ein möglicher Reaktionskanal. Hierbei wird modellhaft davon ausgegangen, dass das Projektil X mit n Targetelektronen stößt und das Target A dadurch ionisiert wird. Die allgemeine Reaktionsgleichung für die Ionisation lautet:



Durch die Energieerhaltung ergibt sich, dass die Summe aus der Anfangsenergie des Projektils E_p^i und der Bindungsenergien der freigewordenen Elektronen $\sum_{j=1}^n E_{Bdg,e_j}^i$, der Summe der Endenergie des Projektils E_p^f und der Elektronen $\sum_{j=1}^n E_{e,j}$ entsprechen:

$$E_p^i + \sum_{j=1}^n E_{Bdg,e_j}^i = E_p^f + \sum_{j=1}^n E_{kin,e_j}^f \quad (2.9)$$

Umstellen der Gleichung 2.9 und einsetzen der kinetischen Energien des Projektils führen zu:

$$\begin{aligned} E_p^i - E_p^f &= \sum_{j=1}^n (E_{kin,e_j}^f - E_{Bdg,e_j}^i) \\ \frac{m_p v_p^2}{2} - \frac{m_p (v_p + \Delta v_p)^2}{2} &= \sum_{j=1}^n (E_{kin,e_j}^f - E_{Bdg,e_j}^i) \\ -m_p \Delta v_p &= \frac{1}{v_p} \sum_{j=1}^n (E_{kin,e_j}^f - E_{Bdg,e_j}^i) + \frac{m_p \Delta v_p^2}{2v_p} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Der Term $\frac{m_p \Delta v_p^2}{2v_p}$ kann vernachlässigt werden, da $\Delta v_p \ll v_p$ gilt. Aus der Impulserhaltung ergibt sich:

$$\begin{aligned} p_p^i &= p_p^f + p_{\parallel,r}^{ionization} + \sum_{j=1}^n p_{\parallel,e_j}^f \\ m_p v_p &= m_p (v_p + \Delta v_p) + p_{\parallel,r}^{ionization} + \sum_{j=1}^n p_{\parallel,e_j}^f \\ p_{\parallel,r}^{ionization} &= -m_p \Delta v_p - \sum_{j=1}^n p_{\parallel,e_j}^f \end{aligned} \quad (2.11)$$

Einsetzen von (3) in (4) ergibt für den Impuls des Ions [Sch00]:

$$p_{\parallel,r}^{ionization} = \sum_{j=1}^n \left(\frac{E_{kin,e_j}^f - E_{Bdg,e_j}^i}{v_p} - p_{\parallel,e_j}^f \right) \quad (2.12)$$

Wird bei dem Ion-Atom-Stoß nicht genügend Energie übertragen, um die Bindungsenergie zu überwinden, wird das Elektron im Targetatom lediglich angeregt. Daher fällt der Impuls p_{\parallel,e_j}^f weg, da das Elektron gebunden bleibt und es gilt:

$$p_{\parallel,r}^{loss} = \sum_{j=1}^{n_P} \left(\frac{E_{kin,e_j}^f - E_{Bdg,e_j}^i}{v_p} \right) \quad (2.13)$$

Die drei Reaktionsmechnismen ergeben für den longitudinalen Impuls des Targetions nach der Reaktion folgenden Ausdruck:

$$\begin{aligned}
p_{\parallel,r}^f &= p_{\parallel,r}^{capture} + p_{\parallel,r}^{ionization} + p_{\parallel,r}^{loss} \\
&= \left(-\frac{Q_C}{v_p} - \frac{n_c m_e v_p}{2} \right) + \sum_{j=1}^{n_r} \left(\frac{E_{kin,e_j}^f - E_{Bdg,e_j}^i}{v_p} - p_{\parallel,e_j}^f \right) + \sum_{j=1}^{n_p} \left(\frac{E_{kin,e_j}^f - E_{Bdg,e_j}^i}{v_p} \right)
\end{aligned} \tag{2.14}$$

2.1.1 Anschauliche Beschreibung

Die einfachste Vorstellung des Ion-Atom-Stoßes ist der Vergleich mit einem Billardstoß. Dabei wird das Elektron als ruhende Kugel betrachtet, welche von einer zweiten, dem Projektil, angestoßen wird. Energie und Impuls sind dabei erhalten. In diesem Bild ist es leicht nachvollziehbar, dass die gestoßene Kugel, in diesem Fall das Elektron, durch den Impulsübertrag in die Bewegungsrichtung der ersten Kugel, hier das Projektil, beschleunigt wird. Allerdings werden in diesem Modell mehrere Effekte, wie zum Beispiel die Feldverzerrung durch Ladung und die Bindungsenergie des Elektrons, nicht verdeutlicht. Bei dem Ion-Atom-Stoß muss für eine Ionisation die Bindungsenergie des Elektrons überwunden werden.

Für die Darstellung einer gemessenen Elektronwinkelverteilung wird in das Streusystem gewechselt (siehe Kapitel 2.1.2). Die Winkelverteilung der, durch die Stoßionisation emittierten, Elektronen ist, wie in Abbildung 2.1 zu sehen, hantelförmig. Das größere Maximum, der sogenannte „Binary Peak“, entsteht durch den Impuls, den das Elektron von dem Projektil erhält, wie in dem Billardbeispiel anschaulich beschrieben wurde. Das kleinere Maximum, der „Recoil Peak“, kommt dadurch zustande, dass das Elektron nach dem Stoß vom Kern des Targets oder dem Projektilstrahl abgelenkt wird (die sogenannten „Post Collision Interactions“ (PCI)). Das Verhältnis der beiden Maxima wird unter anderem von dem Impulsübertrag beeinflusst. Ist der Impulsübertrag vom Projektil auf das Elektron groß, verschwindet der Recoil Peak vollständig, da das elektrische Feld nicht für eine Ablenkung des Elektrons von seiner Trajektorie ausreicht. Ist der Impulsübertrag hingegen klein, nimmt das elektrische Feld Einfluss auf die Bahn des Elektrons und der Recoil Peak entsteht. Bei sehr kleinen Impulsüberträgen werden die beiden Maxima gleich groß. Es wird dann von dem „Photo Limit“ gesprochen [Gas15]. Die Größe des möglichen Impulsübertrages hängt von der Masse und der Geschwindigkeit des Projektils ab. Je größer die Masse und Geschwindigkeit sind, desto größer ist auch der Anfangsimpuls des Projektils und desto mehr Impuls kann auf die entstehenden Teilchen übertragen werden. Das Verhältnis der Maxima variiert ebenfalls mit der Elektronenenergie. Ist die Elektronenenergie klein, überwiegen die PCI-Effekte und der Recoil Peak ist verhältnismäßig größer, als es bei großen Elektronenenergien der Fall ist. Eine weitere Folge von PCI's ist die Verkipfung der Maxima zueinander. Je höher das Projektil geladen ist, desto eher werden die Elektronen nach der Reaktion noch in Richtung des Projektilstrahls angezogen und der Recoil Peak verkippt sich. Gleiches gilt bei kleinen Elektronenenergien und langsameren Projektilen. Wobei sich bei verschiedenen Projektilenergien auch die Richtung des Gesamtimpulsübertrages ändert.

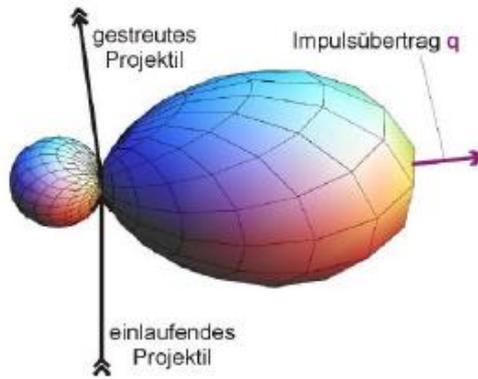


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Elektronenwinkelverteilung im Streusystem nach einer Einfachionisation im Falle einer Stoßionisation. [Fis03]

2.1.2 Transformation des Koordinatensystems

Um Aussagen über die Dynamik des Ionisationsprozesses zu machen, wird vom Laborsystem in ein stoßinternes Koordinatensystem, dem sogenannten Streusystem, gewechselt. Hierbei wird die anfängliche Projektilstrahlrichtung (z -Achse) zur neuen x -Achse und die y -Achse zeigt in Richtung des Impulsübertrages. Der Index S bezeichnet die Koordinatenachsen in der Streuebene. Der Winkel θ beschreibt den Azimutwinkel zur Strahlachse z und ϕ den Polarwinkel. In Abbildung 2.2 sind die beiden Koordinatensysteme dargestellt.

$$\vec{x}_s = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \vec{y}_s = \begin{pmatrix} r_{px} + e_{px} \\ r_{py} + e_{py} \\ r_{pz} + e_{pz} \end{pmatrix} \quad \vec{z}_s \perp \vec{x}_s \quad \vec{z}_s \perp \vec{y}_s$$

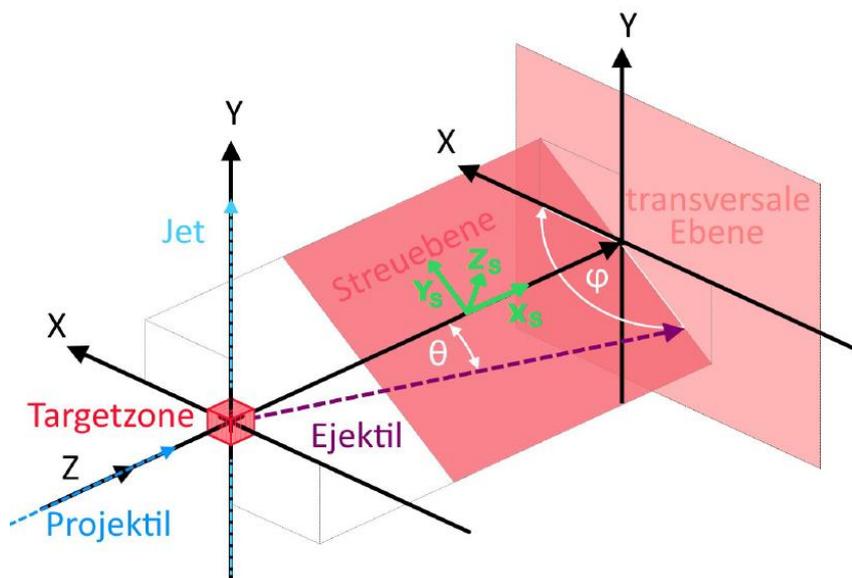


Abbildung 2.2: Darstellung des Koordinatensystems in dem die Daten betrachtet werden. Die x -Achse ist Parallel zum Spektrometer, die y -Achse ist in Jet-Richtung und die z -Achse zeigt in Projektilrichtung [Gas15].

2.2 Theoretische Beschreibung des Ion-Atom-Stoßes

Auch wenn die physikalisch relevanten Wechselwirkungen bekannt sind, ist es schwierig eine gute theoretische Beschreibung aller Effekte zu finden. Denn bereits ein quantenmechanisches System aus drei Körpern kann nicht mehr analytisch gelöst, sondern nur näherungsweise betrachtet werden. Für die Beschreibung des Ion-Atom-Stoßes gibt es verschiedene theoretische Ansätze, welche den Anfangszustand, die Wechselwirkung und den Endzustand des Stoßsystems auf unterschiedliche Weisen beschreiben.

Die Bornsche Näherung teilt das Stoßsystem in ein Projektil- und ein Targetsystem vor und nach dem Stoß auf. Der Projektilstrahl wird dabei als ebene Welle angenommen, welche durch das Auftreffen auf die Atome gestreut wird. Die einzelnen Summanden der Bornschen Reihe stellen Wechselwirkungen zwischen Projektil und Target dar. Die erste Bornsche Näherung bezieht nur den ersten Summanden mit ein. Dadurch wird keine zweite Wechselwirkung zwischen dem Projektil und dem Target, und damit keine PCI, berücksichtigt. In der zweiten Bornschen Näherung wird durch das Einbeziehen des zweiten Summanden eine weitere Wechselwirkung zwischen Targetelektron und Projektil nach dem Stoß betrachtet [Fis03]. Diese Näherung reicht für die Beschreibung schneller Ion-Atom-Stöße grundsätzlich aus. Eine experimentelle Abweichung dazu wird in dem Kapitel 2.3 ausführlicher beschrieben.

Eine weitere Möglichkeit der Beschreibung ist die „Continuum Distorted Wave“ (CDW) Näherung. Hierbei wird der Einfluss des Projektils auf das Elektron durch gestörte Anfangs- und Endzustände des freiwerdenden Elektrons angenähert. Allerdings ergeben sich Schwierigkeiten bei der Normierung der Anfangszustände. Dieses Problem wird mit der „Continuum Distorted Wave Eikonal Initial State“ (CDW-EIS) Näherung behoben [Cia06]. Dabei wird die Coulombwelle in den Anfangszuständen durch eine Eikonalphase ersetzt [Fis03]. Diese beschreibt die Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetelektron und damit auch die PCI. Für die CDW-EIS Methode gibt es zwei Ansätze: Einen semiklassischen und einen rein quantenmechanischen. Bei der semiklassischen Betrachtung wird das Proton als Teilchen beschrieben, welches eine zeitabhängige Störung des quantenmechanisch betrachteten Targets auslöst. Der rein quantenmechanische Ansatz behandelt alle Teilchen quantenmechanisch [Chu17].

2.3 Interpretation ausgewählter Experimente

Ein Experiment, welches 2003 von Schulz durchgeführt wurde [Sch03], warf viele neue Fragestellungen auf, da eine unerwartete Struktur gemessen wurde. Es gibt verschiedene Ansätze diese Messergebnisse zu erklären. In diesem Kapitel wird eine kleine Zusammenfassung der bisherigen Ideen und Diskussionsansätze gegeben. In dem besagten Experiment wurde die dreidimensionale Elektronwinkelverteilung nach der Einfachionisation von Helium durch C^{6+} -Ionen aufgenommen [Sch03]. In den Messdaten in Abbildung 2.3 ist ersichtlich, dass eine deutliche Verbreiterung in einer Koordinatenebene um den Nullpunkt gemessen

wurde. Da die Verbreiterung des Knotenpunktes nicht isotrop, sondern senkrecht zur Projektilausbreitungsrichtung gemessen wurde, wurde zunächst ein Messfehler oder eine schlechte Impulsauflösung ausgeschlossen [Sch03]. Jedoch konnten theoretische Simulationen einer schlechten Impulsauflösung mit der „Classical Trajectory Monte Carlo“ Methode (CTMC) zeigen, dass die Winkelverteilung leicht [Dür07], beziehungsweise stark [Fio06] von der Messauflösung des Impulses beeinflusst wird.

Eine weitere Erklärungsmöglichkeit ist ein zweistufiger Ionisationsprozess, der die Verbreiterung in einer Ebene zur Folge hat [Sch03]. So kann ein elastischer Stoß des Projektils mit dem Targetkern nach der Ionisation den Gesamtimpulsübertrag ändern und Einfluss auf die Elektronenwinkelverteilung nehmen. Jedoch zeigten Berechnungen mit der „Three Body Distorted Wave“ (3DW) Näherung, dass keine Verbreiterung zu erwarten ist (siehe Abbildung 2.3). In Abbildung 2.4 ist die Diskrepanz zwischen den Messergebnissen und weiteren theoretischen Ansätzen deutlich zu erkennen. Eine gute theoretische Beschreibung der Messergebnisse wurde durch die klassische Betrachtung der Wechselwirkung des Projektils mit dem Targetkern erreicht. Daher lag die Vermutung nahe, dass die rein quantenmechanischen Theorien einen Effekt unberücksichtigt lassen [Wan12]. Es kam die Idee auf, dass die Betrachtung des Projektils als ebene Welle, die in allen quantenmechanischen Theorien gemacht wird, nicht gerechtfertigt ist. Daher wird die Kohärenzlänge Δx des Projektils mit:

$$\Delta x \approx \frac{L}{2a} \lambda \quad (2.15)$$

betrachtet [Wan12]. Wobei a die Öffnung der Kollimatoren und L den Abstand zum Target beschreiben. Die De-Broglie-Wellenlänge wird mit λ bezeichnet. Der Einfluss der Kohärenz, und damit auch der Divergenz des Projektilstrahls, auf Stoßprozesse wurde bereits bei der Ionisation von $p + H_2$ Stößen betrachtet. Je nach Projektilkohärenz konnte ein Interferenzmuster aufgenommen werden oder nicht [Ego11]. Daher wird angenommen, dass die Kohärenz des Projektilstrahls auch einen Einfluss auf den Ionisationsprozess hat.

Um auszuschließen, dass der verbreiterte Knoten auf eine unzureichende Auflösung zurückgeht, wurde ein hochauflösendes Impulsspektrometer konstruiert, welches eine ausreichende Impulsauflösung in longitudinaler Richtung verifizieren konnte [Gas15]. Die Variation der Kohärenzlänge des Projektils zeigte keinen Einfluss auf die aufgenommene Elektronwinkelverteilung [Gas16]. Um die Kohärenzlänge noch stärker ändern zu können, wird in dem vorliegenden Experiment eine Quadrupollinse verwendet. Mit dem hochauflösenden Impulsspektrometer kann die Winkelverteilung der Elektronen bei stark unterschiedlich divergenten Projektilstrahlen gemessen und die Ergebnisse verglichen werden.

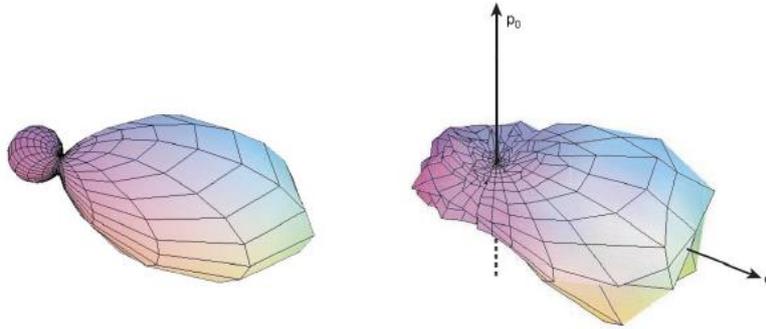


Abbildung 2.3: Vergleich der theoretischen Elektronwinkelverteilung, welche mit der „three body distorted wave“ (3DW) errechnet wurde, links: Mit den experimentellen Daten, rechts: Elektronenwinkelverteilung des Ionisationsprozesses durch Helium- C^{6+} -Stößen bei 100MeV. Der Vektor q zeigt in Richtung des Impulsübertrags und p_0 in Richtung der anfänglichen Bewegungsrichtung des Projektils. Die Messwerte sind dargestellt bei einem Impulsübertrag des Projektils von 0,75 a.u. und einer Elektronenenergie von 6,5 eV. [Sch03]

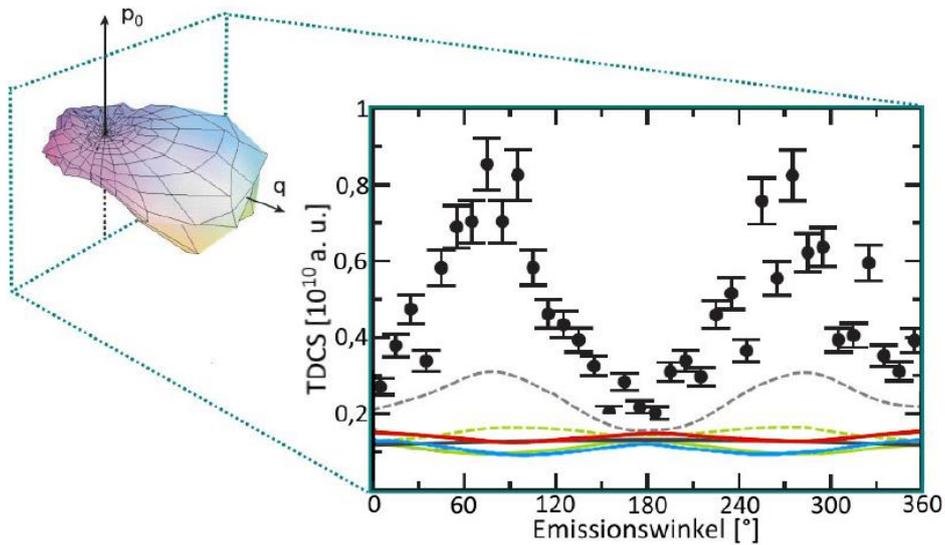


Abbildung 2.4: Dargestellt ist der dreifach differenzierte Wirkungsquerschnitt (TDCS) in Abhängigkeit des Emissionswinkels. Die gemessene Winkelverteilung (schwarz) wird mit verschiedenen Theorien des Ionisationsprozesses verglichen: FBA (grau): Erste Bornsche Näherung, SBA (grün): Zweite Bornsche Näherung, SBA (grün gestrichelt): Zweite Bornsche Näherung für C^{6+} , CDW (rot): Continuum Distorted Wave, CCC (blau): Convergent-Close-Coupling-Methode, 6D TDCC (grau gestrichelt) [Gas15].

3. Experimenteller Aufbau

Das Experiment wurde an der Goethe-Universität Frankfurt am Main mit einer COLTRIMS-Messapparatur durchgeführt. Hierfür wurden Protonen als Projektile von einem Van-de-Graaf-Beschleuniger erzeugt. In der COLTRIMS-Vakuumkammer wird ein Gasstrahl aus Heliumatomen mit dem Projektilstrahl gekreuzt. Nach der Reaktion werden die Fragmente von einem zeitfokussierenden Spektrometer mittels elektrischer und magnetischer Felder auf die Detektoren gelenkt. Diese messen Auftreffzeit und -ort und ermöglichen eine Koinzidenzmessung. Die Signale werden von der Elektronik verarbeitet und für den Computer in digitale Signale umgewandelt. In den nächsten Unterkapiteln werden diese Prozesse ausführlich beschrieben.

3.1 Projektilstrahlführung

Der Strahlverlauf des Projektils und alle relevanten Bauteile sind in Abbildung 3.1 gezeigt. Die Ionen werden, nach Verlassen des Van-de-Graaf-Beschleunigers, von einem Analysiermagneten nach dem Masse-Ladungs-Verhältnis getrennt und von einem weiteren Magneten in den Strahlkanal 2 gelenkt. In dem Strahlkanal befinden sich mehrere Kollimator-Einheiten, welche jeweils aus vier beweglichen Blenden bestehen. Die ersten und zweiten Kollimatoren definieren die Strahlachse, -größe und Divergenz. Die dritten Kollimatoren schirmen schlitzzgestreute Projektile ab, welche Sekundärelektronen in der COLTRIMS-Kammer erzeugen können. In der Kammer befinden sich zwei elektrische Ablenkeinheiten: Die Strahlreinigung und die Projektilladungszustandsanalyse. Die Strahlreinigung, in Abbildung 3.1 „Beamcleaner“ genannt, wird genutzt, um den Primärstrahl in vertikaler Richtung abzulenken. Durch die Ablenkung wird der Primärstrahl von neutralen Projektilen, die durch Reaktionen mit dem Restgas im Strahlrohr entstehen, getrennt und des Weiteren die Ablenkung durch das angelegte Magnetfeld kompensiert. Die Projektilladungszustandsanalyse befindet sich hinter der Reaktionszone und lenkt die geladenen Teilchen horizontal ab. Das ist vor allem für die Kalibrationsmessung wichtig, da der Projektildetektor dort als Zeitreferenz verwendet wird. Der Primärstrahl wird bei dieser Messung in eine lange Faradaytasse, in Abbildung 3.1 „Dump“ genannt, gelenkt. Diese fängt den Projektilstrahl auf und verhindert das Entstehen von Untergrundrate auf dem Detektor. Die neutralen Ejektile bleiben von der Ablenkung unbeeinflusst und erreichen den Projektildetektor.

Für die Ionisationsmessung werden darüber hinaus noch die Kollimator-Einheit direkt vor den Pulserplatten, der Pulser und die Quadrupollinse benötigt. Die Kollimatoren, welche in Abbildung 3.1 mit 1.b bezeichnet sind, legen die Eintrittsposition des Projektilstrahls zwischen den Pulserplatten fest und nehmen dadurch Einfluss auf die Zeitauflösung. Der Pulser besteht aus zwei parallelen Kupferplatten, an denen eine sinusförmige Wechselspannung anliegt. Dadurch wird der kontinuierliche Projektilstrahl periodisch, vertikal ausgelenkt und durchquert nur in

definierten Zeitabständen die Öffnung der Kollimatoren (siehe Abb. 3.2). Es handelt sich um einen sogenannten Gegentaktpulser. Das heißt, beide Platten werden periodisch umgeladen, um hochfrequente elektrische Überlagerungen zu verringern. Der gepulste Strahl ist erforderlich, um die Flugzeiten der Reaktionsfragmente im Falle der Ionisationsmessung zu bestimmen. Die Berechnung der Flugzeiten wird in Kapitel 4.1 genauer beschrieben. Die Zeitauflösung ist abhängig von der Position des eintretenden Projektilstrahls, der Kollimatoröffnungen und der angelegten Pulserspannung (Tabellen 3.1 – 3.4). Bei den, in den Tabellen 3.1 – 3.4 aufgeführten, Daten handelt es sich um eine Testmessung. Je niedriger die angelegte Spannung ist, desto schlechter wird die Zeitauflösung. Für die Messung mit 500 keV Projektilenergie wurde der Pulser bei einer Spannung von 100 V (d.h. die beiden Pulserplatten jeweils auf ± 50 V Wechselspannung) betrieben und bei der Messung mit 2 MeV Projektilenergie bei einer Spannung von 200 V. Die Zeitauflösung im Experiment betrug 1,57 ns.

Vor dem Eintritt in die COLTRIMS-Kammer befindet sich eine Quadrupollinse mit der die Divergenz des Projektilstrahls stärker variiert werden kann, als es mit der alleinigen Änderung der Kollimatoröffnung möglich ist, ohne dabei die Zeitauflösung des Systems zu verändern. Eine Emittanzmesseinheit ist zwischen der COLTRIMS-Kammer und dem Projektildetektor eingebaut (siehe Kapitel 3.1.2).

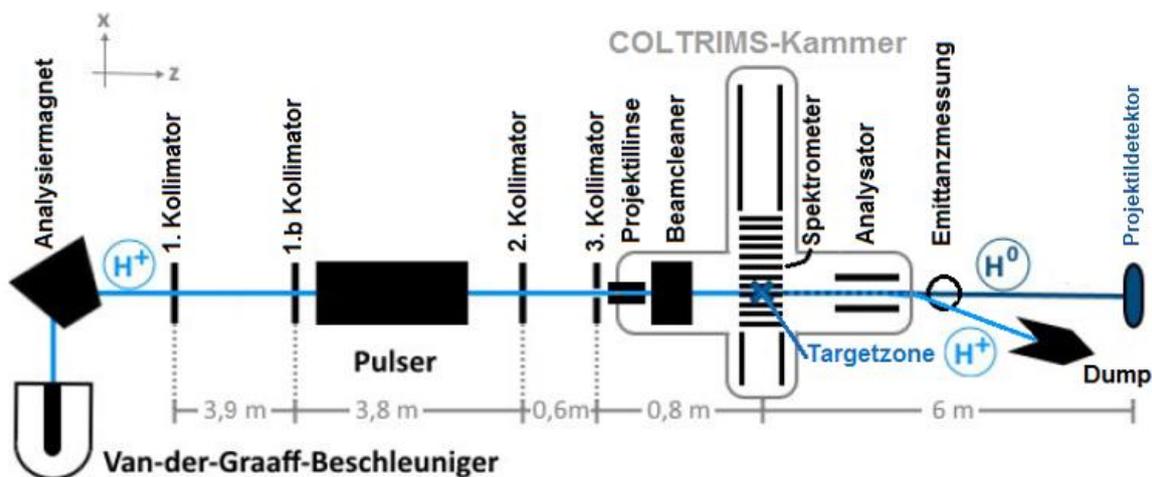


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Projektilstrahlverlaufs bei der Ionisationsmessung [Gas15].

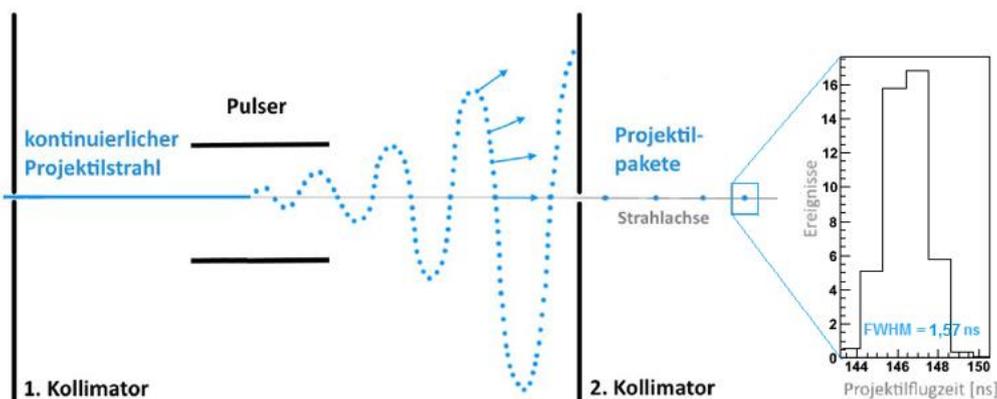


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau und Funktionsweise des Pulsers. Der kontinuierliche Projektilstrahl (blau) wird periodisch ausgelenkt, so dass Projektilpakete mit festen Zeitabständen entstehen. [Web99]

Spannung [V]	FWHM [ns]
100	4.86
150	3.19
200	2.58

Pulserposition relativ zur Anfangsausrichtung [mm]	FWHM [ns]
-1	2.47
0	2.58
1	2.51

Öffnung 1. Kollimator [mm]	FWHM [ns]
0.75	3.63
1	2.58
2	3.88

Öffnung 2. Kollimator [mm]	FWHM [ns]
0.5	4.21
1	2.58
2	4.88

Tabelle 3.1 – 3.4: Testmessung mit Protonen mit einer Energie von 2 MeV. Eingetragen ist die Halbwertsbreite der Projektionszeit in Abhängigkeit von (1) der angelegten Pulserspannung, (2) der Pulserposition, (3) der Öffnung der ersten Kollimatoren und (4) die Öffnung der zweiten Kollimatoren

3.1.1 Quadrupollinse

Eine elektrische Quadrupollinse besteht aus vier Elektroden, von denen sich zwei auf positiven und zwei auf negativen Potentialen befinden (siehe Abb. 3.3). Sie fokussiert in einer Koordinatenebene und defokussiert in der anderen. Erst mit zwei hintereinander geschalteten Quadrupollinsen, einem Dublett, wird eine Fokussierung in beide Raumrichtungen erreicht. Die Fokussierung des Strahls hat neben der Änderung der Divergenz auch die Änderung der Kohärenz zur Folge, wie in Gleichung 2.15 erkennbar ist [Ego11].

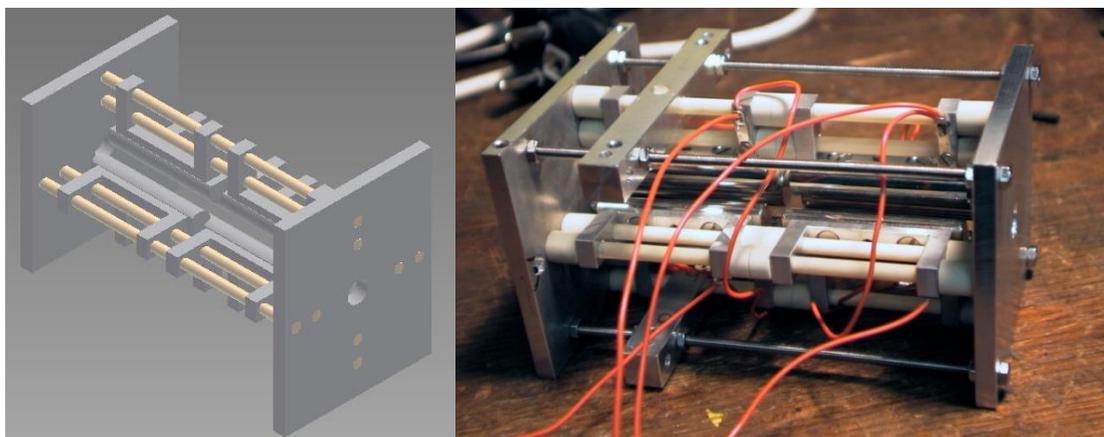


Abbildung 3.3: Eingebautes Quadrupoldublett, 3D-Zeichnung links, Foto rechts

Um die Funktion der Quadrupollinse zu kontrollieren, wurde ein Singulett in 100 V Schritten hochgefahren und das Ortsbild des Projektildetektors betrachtet. Aus der Aufweitung des Strahls wird auf den Divergenzwinkel in mrad zurück gerechnet. Diese Messergebnisse werden mit einer simulierten Linse von „SimIon“ [Sim06] verglichen. „SimIon“ ist ein Programm in dem elektrische Felder und ihr Einfluss auf die Trajektorie geladener Teilchen simuliert werden können. Bei der Ionisationsmessung wurde das erste Singulett bei ± 1500 V betrieben und das zweite Singulett nicht genutzt. Daher wurde auch nur das Anlegen einer Spannung an das erste

Singulett simuliert. Es zeigt sich, dass eine Abweichung um den Faktor zwei zwischen Messung und Simulation besteht. Deswegen wurde die Simulation für verschiedene Anfangsbedingungen mit variiertem Startort, also einer Verschiebung des Projektilstrahls relativ zur Mittelachse der Linse, und einer Rotation der Linse in der x-y-Ebene wiederholt. In den Abbildungen 3.4 und 3.5 sind die Abweichungen in x- und y-Richtung zwischen den Simulationen und der Messung erkennbar.

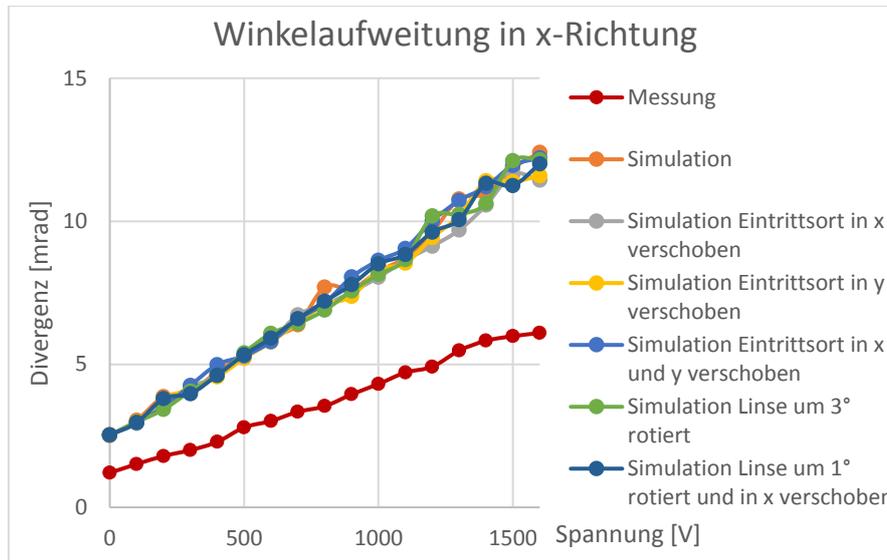


Abbildung 3.4: Vergleich der gemessenen Winkelaufweitung in x-Richtung in Abhängigkeit der, an einem Singulett angelegten, Spannung mit verschiedenen Simulationen der Projektillinse in SimIon.

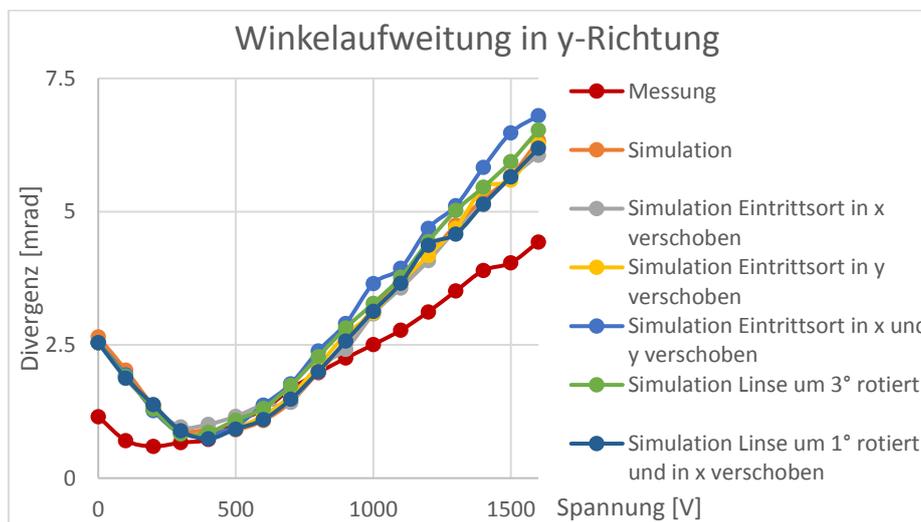


Abbildung 3.5: Vergleich der gemessenen Winkelaufweitung in y-Richtung in Abhängigkeit der Spannung, die an ein Singulett angelegt war, mit verschiedenen Simulationen der Projektillinse in SimIon.

Welchen Einfluss die Projektillinse auf die Kohärenz hat, wird mit einer Simulation mit SimIon errechnet. Es werden nur Projektile betrachtet, für deren x- und y-Koordinate nach durchqueren der Projektillinse gilt:

$$x^2 + y^2 < \frac{d^2}{4} \quad (3.1)$$

Wobei in diesem Fall $d = 0,1 \text{ mm}^2$ als Kompromiss aus einem möglichst kleinen Volumen und ausreichend Statistik gewählt wird. Von den Teilchen, die Gleichung 3.1 erfüllen, wird die Geschwindigkeitsverteilung betrachtet und durch einen Gaußfit angenähert. Die Halbwertsbreite der Näherung ergibt die Breite der Geschwindigkeitsverteilung, mit welcher der Impuls berechnet wird. Mit folgender Gleichung wird die Kohärenzlänge bestimmt:

$$\Delta x = \frac{h}{2 \cdot \Delta p_x} \quad (3.2)$$

Die Gleichung gilt in y-Richtung analog. Mit der Linseneinstellung, die in der Ionisationsmessung gewählt wurde, ergibt sich eine Kohärenzlänge am Targetort von 1,6 a.u. in x-Richtung und 0,2 a.u. in y-Richtung. Die Kohärenzlänge bei ausgeschalteter Projektilline beträgt in x- und y-Richtung circa 1,2 a.u. .

3.1.2 Emittanzmessung

Um den Einfluss der Projekttilstrahlkohärenz auf den Ionisationsprozess zu untersuchen, werden unterschiedlich divergente Strahlen benötigt. Die Divergenz wird mit einer Quadrupollinse, wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben, variiert und mit einer Emittanzmesseinheit gemessen.

Die Emittanz beschreibt das Phasenraumvolumen, welches die Orts- und Impulskomponenten eines Teilchenensembles einnimmt. Der Satz von Liouville besagt, dass das eingenommene Phasenraumvolumen, bei Abwesenheit beschleunigender Kräfte, konstant bleibt. Das heißt, wenn sich der Strahldurchmesser aufgrund der Coulombabstoßung vergrößert, verringert sich die Impulskomponente des Strahls. In der praktischen Anwendung wird die Emittanz eines Teilchenstrahls durch die Querschnittsfläche und die Divergenz des Strahls beschrieben. Da der Impuls eines Teilchenstrahls in Bewegungsrichtung deutlich höher ist, als die Impulskomponenten senkrecht dazu, wird die Emittanz entkoppelt von der Bewegungsrichtung betrachtet. Daher kann auch der Winkel x' , wie in Abbildung 3.6 gezeigt, angenähert werden. Diese Näherung gilt ebenfalls in y-Richtung. Bei einer unabhängigen Bewegung in x- und y-Richtung kann für beide Koordinatenrichtungen eine Emittanz angegeben werden. Die Emittanz wird durch eine Ellipse im Orts- und Impulsraum beschrieben. Form und Ausrichtung der Ellipse geben Auskunft ob der Strahl divergiert oder konvergiert. Eine Ellipse parallel zur x-Achse entspricht einem Parallelstrahl. Die Emittanzellipse ist im Fokuspunkt des Strahls parallel zur y-Achse. Hat die Ellipse eine positive Steigung, ist der Strahl divergent. Eine negative Steigung spricht für einen konvergenten Strahl (siehe Abb. 3.7).

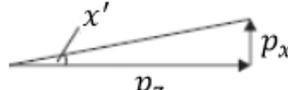
$$x' \approx \tan x' = \frac{dx}{dz} = \frac{p_x}{p_z}$$


Abbildung 3.6: Darstellung der Näherung für den Winkel x'

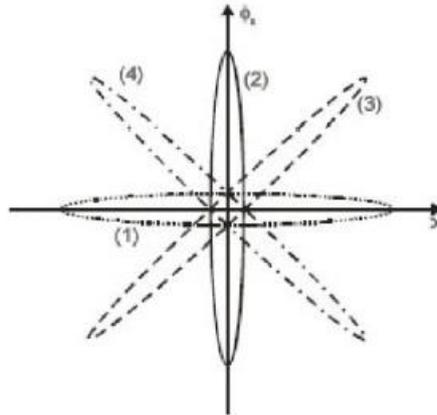


Abbildung 3.7: Darstellung der Emittanzellipse bei: (1) Parallelstrahl, (2) Fokuspunkt des Strahls, (3) divergentem Strahl und (4) konvergentem Strahl. [Mül15]

Die Emittanz eines Strahls kann aus dem Strahlquerschnitt und der Strahlaufweitung errechnet werden. Für die Messung der Emittanz werden zwei Schlitze, einer in x - und einer in y -Richtung, ein rotierender Schatten und eine Faradaytasse benötigt (siehe Abbildung 3.8). Die Schlitze sind 0,5 mm breit und werden schrittweise durch den Projektilstrahl gefahren (Siehe Abb. 3.9). Der Schatten rotiert im 45° Winkel um die Faradaytasse und deckt so den jeweiligen Schlitz erst in y - und dann in x -Richtung ab (siehe Abbildung 3.10). Die Strahlaufweitung wird mit der bekannten Schlitzbreite, dem Abstand zwischen Schlitz und Tasse und der Breite des Strahls in der Faradaytasse berechnet. Eine langsame Stromänderung in der Faradaytasse ist messbar, wenn die Kante des Schattens senkrecht zum Schlitz steht und eine schnelle Stromänderung bei paralleler Ausrichtung zueinander (Siehe Abb. 3.10). Anhand des gemessenen Stroms bei verschiedenen Schlitzstellungen kann der Strahlquerschnitt bestimmt werden. Es muss für diese Messmethode ein ausreichend großer Stromfluss, in der Größenordnung von μA , vorhanden sein [Mül15]. Das ist bei einem hinreichend großen und kaum kollimierten Strahl nahezu gegeben. In Abbildung 3.11 und 3.12 sind die Ergebnisse einer Testmessung ersichtlich. Der Divergenzwinkel x' bzw. y' wird dort in mrad abhängig von der Ortskoordinate x bzw. y in mm dargestellt. Die Kollimatoren waren für beide Testmessungen jeweils 3 mm weit geöffnet, um einen Stromfluss in der Größenordnung von $0,1 \mu\text{A}$ zu erlangen. Die Messung wurde in x - und y -Richtung jeweils einmal mit ausgeschalteter Projektillinse, also mit einem divergenten Projektilstrahl, und einmal mit eingeschalteter Projektillinse, also einem konvergenten Strahl, durchgeführt. In Abbildung 3.11 kann eine leichte positive Steigung der Emittanzellipse erahnt werden. Diese deutet auf einen leicht divergenten Strahl hin. In Abbildung 3.12 ist eine leicht negative Steigung der Emittanzellipse erkennbar, was für einen leicht konvergenten Strahl spricht. Bei dem durchgeführten Experiment musste der Projektilstrahl auf etwa $1 \times 1 \text{ mm}^2$ auskollimiert werden. Der daraus resultierende Strahlstrom von etwa

1,5 nA ist für die Emittanzmessung jedoch nicht ausreichend. Erschwerend kam hinzu, dass eine hochfrequente Schwingung des Beschleunigers die Messwerte überlagerte. Daher konnte die Emittanzmeseinheit nicht für die Messung verwendet werden.

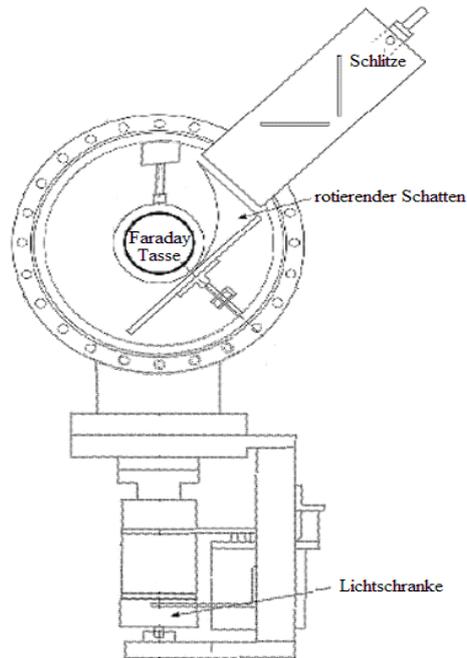


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau der Emittanz-Messung in Projektionsrichtung. Teilweise [Mül15]

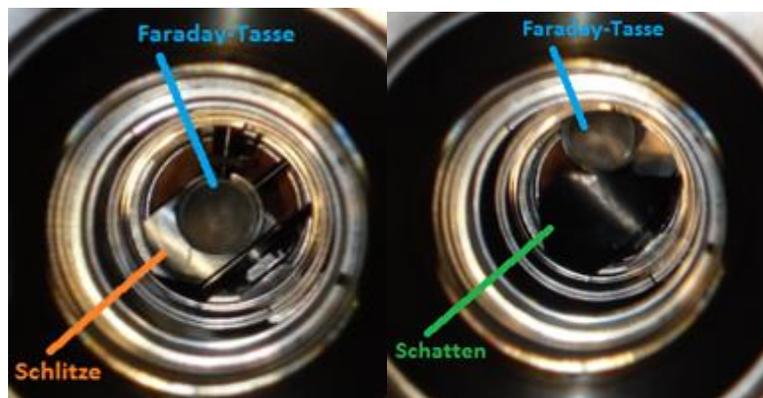


Abbildung 3.9: Fotografie der Emittanzmeseinheit im Projektionsrohr. Im linken Foto sind die Schlitze und die Faraday-Tasse ins Projektionsrohr herein gefahren. Auf dem rechten Foto sind der Schatten und die nach oben gefahrene Faraday-Tasse zu sehen.

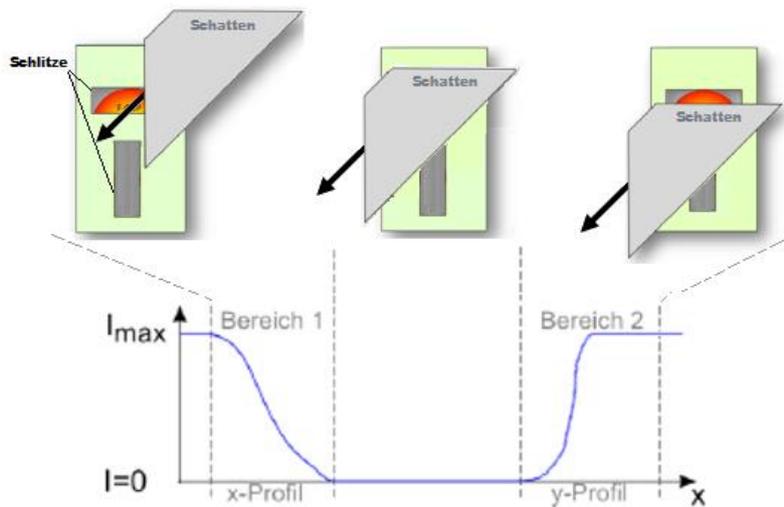


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung wie der Schatten (grau) den ersten Schlitz in x-Richtung abdeckt und sich dadurch der gemessene Stromfluss in Abhängigkeit von der x-Koordinate in der Faradaytasse verringert (links), den Schlitz überdeckt (mitte) und ihn dann in y-Richtung wieder frei gibt und der gemessene Stromfluss in der Faradaytasse wieder ansteigt (rechts) teilweise [Mül15].

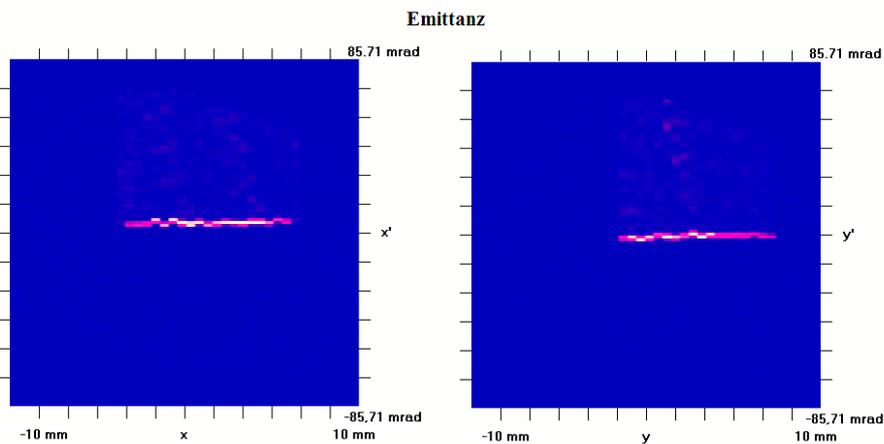


Abbildung 3.11: Ausschnitt aus der „Frankfurter Ion Beam Analysing Software FIBAS“ links x-Emittanz, rechts y-Emittanz, Messung ohne Projektillinse. Der Aufweitungswinkel des Strahls x' und y' in mrad wird in Abhängigkeit der jeweiligen Ortsrichtung gezeigt. Eine leichte, positive Steigung und damit eine Divergenz ist erkennbar.

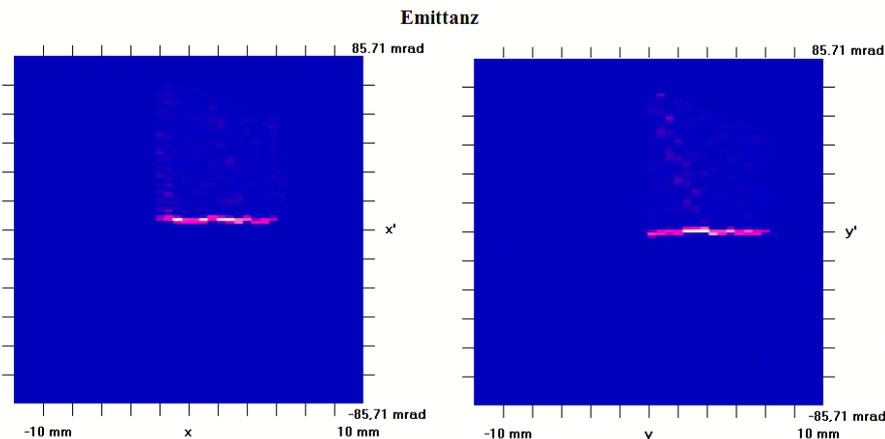


Abbildung 3.12: Wie in Abb. 3.11, beide Singulettlets der Projektillinse wurden mit ± 900 V betrieben, wodurch ein konvergenter Strahl entsteht.

3.2 Gastarget

Für die Erzeugung des Gastargets wird Helium durch eine Düse mit einer Öffnung von $30\ \mu\text{m}$ in die Expansionskammer geleitet. Da ein starker Druckunterschied vor und hinter der Düse herrscht, entsteht eine Überschallexpansion. Der entstehende Gasstrom lässt sich in verschiedene Zonen einteilen. Diese Zonen sind in Abbildung 3.13 abgebildet. Um einen möglichst kalten Gasstrahl zu erhalten, werden die Gasteilchen aus der „Zone of Silence“ verwendet. Denn dort ist die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung schmal. Wird das mitbewegte Bezugssystem der Teilchen betrachtet, gibt es also nur geringe Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen den Teilchen und es kann von einem kalten Strahl gesprochen werden. Um die kinetische Energie der Teilchen noch weiter zu verkleinern und damit die Bewegungsunschärfe zu verringern, wird die Düse auf 80 Kelvin gekühlt. Ein kaltes Target ist wichtig, damit die geringen Impulsüberträge aus der Reaktion und nicht ausschließlich die thermische Verteilung, gemessen werden. Die Teilchen aus der „Zone of Silence“ gelangen durch zwei Skimmer, eine Art umgedrehter Trichter, in die Reaktionskammer, um das Eindringen von Restgas zu verhindern. Der erste Skimmer taucht in die „Zone of Silence“ ein und verbindet die erste Expansionskammer mit der zweiten. Der zweite Skimmer verbindet die zweite Expansionskammer mit der Targetkammer. Eine schematische Darstellung des Verlaufs des Gasstrahls ist in Abbildung 3.14 zu sehen. In der Targetkammer wird der Teilchenstrahl mit dem Projektilstrahl gekreuzt. Der Hauptteil des Gasstrahls durchquert das Reaktionsvolumen ungehindert und wird differenziell im sogenannten „Jet-Dump“ abgepumpt, um den Gaseintrag in die Targetkammer zu minimieren. Um das Verhältnis von Restgas- zu Targetgasdichte zu optimieren, wird in der Hauptkammer ein möglichst gutes Vakuum hergestellt.

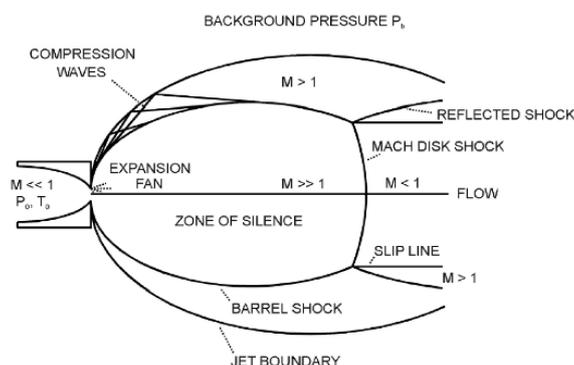


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung der Zonen des Überschallgasstrahls, wobei M der Machzahl entspricht. [Sch06]

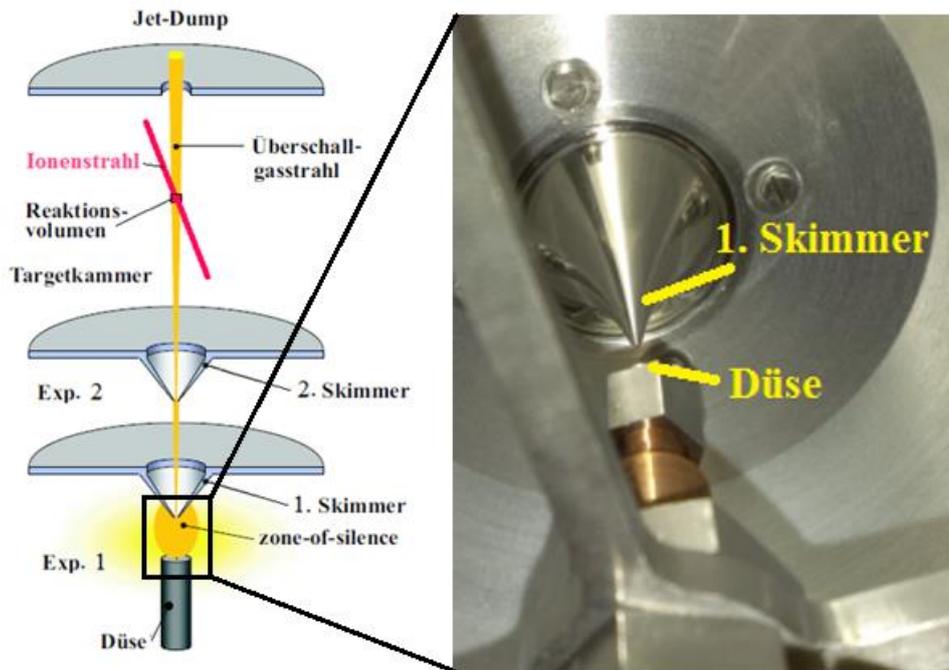


Abbildung 3.14: Links, schematische Darstellung des Überschallgasstrahls in allen Kammerbereichen und rechts ein Foto der Düse und des ersten Skimmers. Teilweise [Gat14]

3.3 Spektrometer

Das Spektrometer ermöglicht die Abbildung der drei Impulskomponenten der Reaktionsfragmente. Es besteht aus elektrisch verbundenen Kupferplatten, welche eine runde Ausparung mit 130 mm Innendurchmesser in der Mitte haben. Das Anlegen einer Spannung erzeugt ein elektrisches Feld, welches die Reaktionsfragmente durch die Öffnung der Platten hindurch auf die Detektoren beschleunigt. Die Auflösung wird durch die Größe der Reaktionszone limitiert. Die Auflösung wird schlechter, wenn die Reaktionszone groß ist, da zeitgleich entstandene Teilchen unterschiedlich lange Wege bis zu den Detektoren haben. Daher haben Teilchen, die an verschiedenen Orten der Reaktionszone entstehen, unterschiedlich lange Flugzeiten und verschlechtern dadurch die Zeitauflösung. Solche Effekte können durch die Wahl der elektrischen Felder und der Geometrie des Spektrometers verringert werden. Diese Größen wurden für das Spektrometer in Betracht auf die bestmögliche Orts- und Zeitfokussierung optimiert und getestet [Gas15]. So unterteilen sich die Ionen- und Elektronenseite des Spektrometers jeweils in Beschleunigungs- und Driftstrecke. In der Beschleunigungszone herrscht ein homogenes elektrisches Feld, welches die Reaktionsfragmente gleichmäßig beschleunigt. Die nachfolgende Driftstrecke ist feldfrei. Damit wird eine Zeitfokussierung erreicht. Entstehen zwei Teilchen mit gleichen Impulsen an verschiedenen Stellen der Reaktionszone, sind die zurückgelegten Strecken in der Beschleunigungszone unterschiedlich. Das Teilchen mit dem längeren Weg besitzt eine höhere Endgeschwindigkeit und kann in der Driftstrecke ein Teilchen, welches in geringerem Abstand zum Detektor entstanden ist, einholen. Damit ist die Flugzeit der Teilchen idealerweise unabhängig vom Entstehungsort. Das optimale Streckenverhältnis von Beschleunigungs- zu

Driftstrecke beträgt 1:2 und wird „Wiley-McLaren-Geometrie“ genannt [Wil55]. Die Bewegungsgleichungen für die Beschleunigungsstrecke s_b und Driftstrecke s_d lauten:

$$s_b = \frac{1}{2} a_b \cdot TOF_b^2 + v_i \cdot TOF_b \quad (3.3)$$

$$s_d = v_f \cdot TOF_d \quad (3.4)$$

Die Geschwindigkeit nach der Reaktion wird mit v_i und die Geschwindigkeit nach durchlaufen der Beschleunigungsstrecke wird mit v_f bezeichnet. TOF_b und TOF_d beschreiben die Flugzeiten in Beschleunigungs- und Driftstrecke. Die Beschleunigung, die ein geladenes Teilchen beim Durchlauf der Beschleunigungsstrecke erfährt, entspricht a_b . Die Gesamtflugzeit TOF ergibt sich aus der Summe der Flugzeiten:

$$TOF = TOF_b + TOF_d \quad (3.5)$$

$$TOF_b = -\frac{v_i}{a_b} \pm \sqrt{\frac{v_i^2}{a_b^2} + \frac{2s_b}{a_b}} \quad (3.6)$$

$$TOF_d = \frac{s_d}{v_f} \quad (3.7)$$

Auf der Ionenseite ist zusätzlich noch eine elektrostatische Linse zur Ortsfokussierung eingebaut. Sie fokussiert die Ionen senkrecht zur Flugzeitrichtung und verkleinert dadurch die Ortsabbildung. Infolge der Feldverzerrung durch die Linse, muss die Driftstrecke entsprechend angepasst werden [Ach99]. Um Feldeingriffe zu vermeiden, sind hinter der Linse Kupferplatten mit einem kleineren Innendurchmesser von 70 mm eingebaut.

Alle Kupferplatten sind durch 333 k Ω Widerstände miteinander verbunden. Die Beschleunigungsstrecke der Ionen beträgt 260 mm und die Driftstrecke 1410 mm (siehe Abbildung 3.16). Die elektrostatische Linse entsteht durch die Verwendung eines variablen Widerstandes (8 M Ω bis 10 M Ω) zwischen zwei Kupferplatten, welche einen Innendurchmesser von 45 mm haben. Für eine möglichst gute Auflösung wird die Spannung an der Spektrometerlinse optimiert. In Abbildung 3.15 ist die Breite einer sogenannten „Capture Linie“ (siehe Kapitel 4.2.1), die auf dem Ionendetektor abgebildet wird, in Abhängigkeit der eingestellten Linsenspannung aufgetragen. Diese Messung wurde bei einer Düsentemperatur von 58 Kelvin und einer Spektrometerspannung von 70 V an der Elektronenseite und -250 V an der Ionenseite durchgeführt. Es zeigt sich, dass die Linie bei 52 V Linsenspannung am schmalsten und damit die Auflösung am besten ist. Die Flugzeit der Ionen beträgt bei der Kalibrationsmessung circa 16000 ns und bei der Ionisationsmessung um die 17200 ns. Auf die Berechnung der Flugzeiten wird in Kapitel 4.1 eingegangen.

Die Beschleunigungsstrecke der Elektronen beträgt 200 mm und die Driftstrecke 400 mm. Es ergibt sich eine Elektronenflugzeit von circa 120 ns. Ein Gitter auf der Elektronenseite zwischen Beschleunigungs- und Driftstrecke vermindert das Ausbeulen des elektrischen Feldes. Auf

Elektron- und Ionenseite befindet sich jeweils ein Gitter zwischen Driftstrecke und Detektor, welches die Teilchen nachbeschleunigt und so höhere Nachweeffizienzen auf den Detektoren erreicht.

Die Elektronen sind um ein vielfaches leichter als die Ionen, bekommen allerdings einen vergleichbar großen Impuls wie die Ionen übertragen. Das elektrische Feld reicht daher nicht aus um die Elektronen auf den Detektor zu lenken. Daher wird ein magnetisches Feld verwendet, um die Elektronen auf eine Kreisbahn zu zwingen. Durch die Überlagerung mit dem beschleunigenden elektrischen Feld, nimmt die Trajektorie der Elektronen eine Schraubenform an. Zwei große und zwei kleinere Helmholtzspulen außerhalb der Kammer erzeugen hierfür ein Feld von 7,49 Gauß.

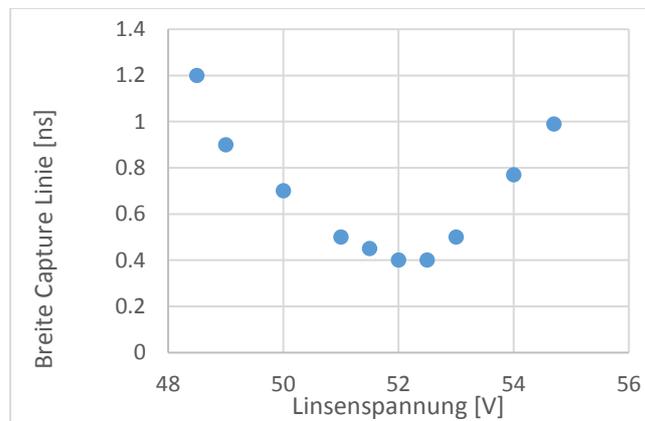


Abbildung 3.15: Die Breite einer „Capture Linie“ in Abhängigkeit der angelegten Linsenspannung bei einer Düsentemperatur von 58 Kelvin und einer Spannung am Spektrometer von 70 V an der Elektronenseite und - 250 V an der Ionenseite.

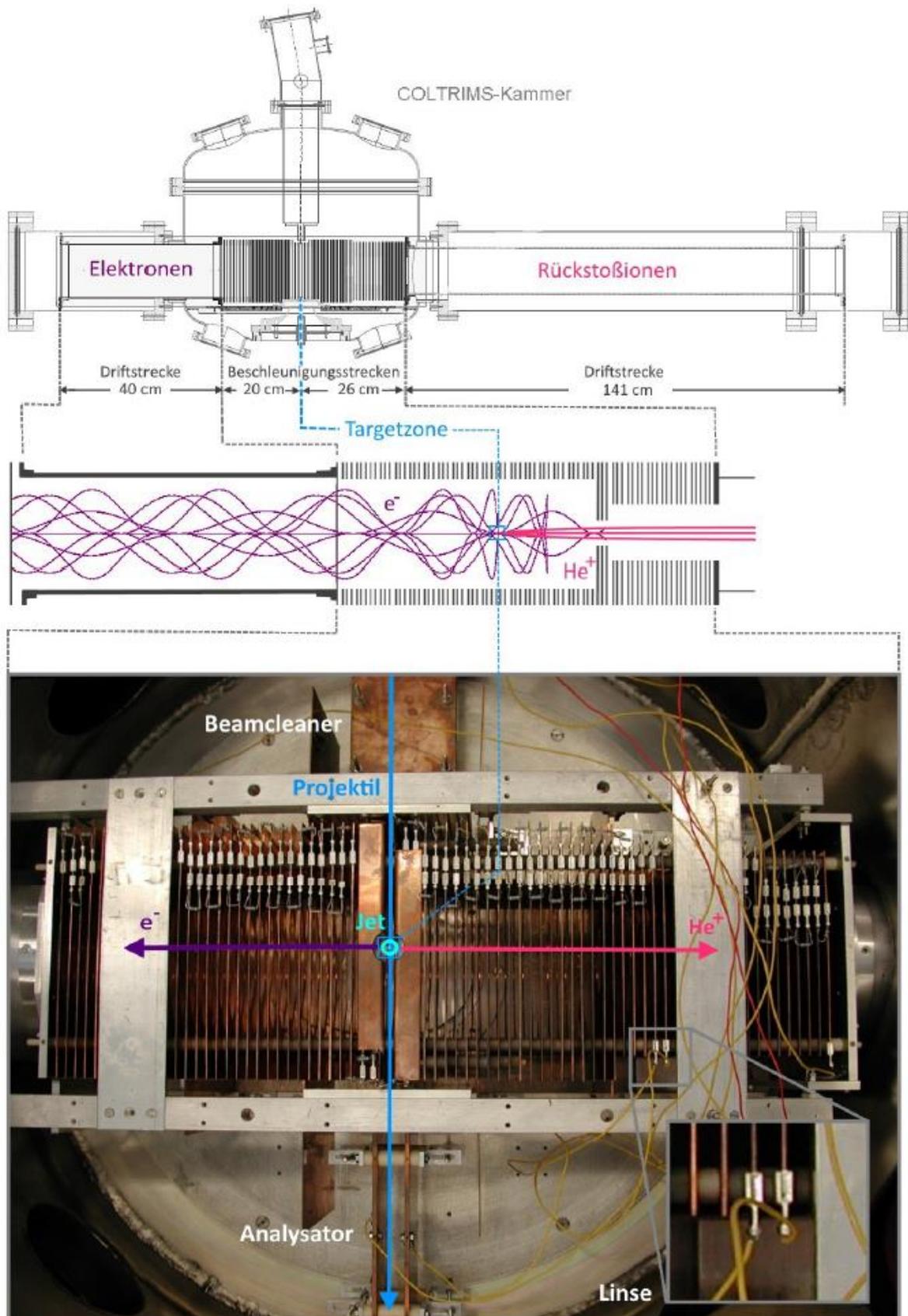


Abbildung 3.16: Oben Zeichnung der Kammer und mit Längenangaben des Spektrometers, unten Foto des verwendeten Spektrometers. [Gas15]

3.4 Detektoren

Der Detektor besteht zum einen aus den sogenannten MCPs (Mikro Chanel Plates), die als Verstärker dienen, und zum anderen aus der Verzögerungsdraht-Anode, die für die Ortsmessung benötigt wird. Die MCPs erzeugen aus einem einzelnen Teilchen ein messbares Signal und ermöglichen das Messen der Ankunftszeit des Teilchens auf dem Detektor. Die MCPs bestehen aus Millionen kleiner Bleiglasröhrchen. Trifft ein Teilchen auf die Kanalwand, wird ein Elektron ausgelöst und wegen einer anliegenden Spannungsdifferenz zwischen Vorder- und Rückseite des MCPs beschleunigt. Die MCP Röhrchen sind geneigt, um sicherzustellen, dass eintreffende Teilchen gegen die Kanalwände stoßen und das MCP nicht ungehindert durchqueren. Bei diesem Stoß werden Elektronen aus der Kanalwand gelöst, die wiederum selbst gegen die Kanalwände stoßen und weitere Elektronen auslösen (siehe Abb. 3.17). So entsteht eine Elektronenlawine mit einer Verstärkung von circa 10^4 Teilchen pro MCP. Es werden zwei MCPs hintereinander montiert, um eine größere Verstärkung zu erhalten. Die Neigung der Kanäle ist dabei zueinander verdreht, um Ionenrückkopplungen zu reduzieren. Das Messen der Ankunftszeit auf dem Detektor funktioniert über das Messen des Spannungsabfalls in den MCPs, der beim Herauslösen der Elektronen entsteht.

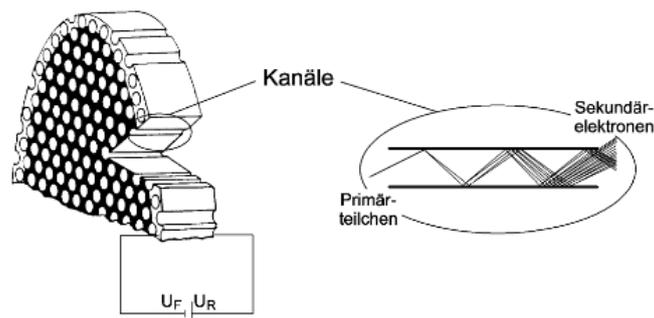


Abbildung 3.17: Schematischer Aufbau eines MCPs. Wobei U_F und U_R die Potenziale an der Vorder- und Rückseite des MCPs bezeichnen. [Ach99]

Die Anode besteht aus einem Edelstahlkörper, um den mehrere Drähte isoliert voneinander gewickelt sind. Die Elektronenwolke tritt aus dem MCP aus und wird auf die erste Drahtebene der Verzögerungsanode beschleunigt. Dort breitet sich die Ladung in beide Drahtrichtungen gleich schnell aus. An den beiden Drahtenden wird die Ankunftszeit des Stroms gemessen. Da die Drahtlänge konstant ist, kann aus der Differenz der Ankunftszeiten auf den Auftreffort des Teilchens zurückgeschlossen werden. Abbildung 3.18 veranschaulicht diesen Vorgang. Die Drahtebenen bestehen aus jeweils zwei parallelen Drähten (siehe Abb. 3.19), welche sich auf leicht unterschiedlichen Potentialen befinden. Damit ergeben sich ein Signal- und ein Referenzdraht. Dieser Aufbau der Leitung wird „Lecher-Leitung“ genannt [Mes06]. Um zwei Raumrichtungen messen zu können, werden mindestens zwei Drahtebenen, eine sogenannte „Quad-Anode“, benötigt. Dann sind die beiden Raumrichtungen unabhängig voneinander kalibrierbar. Mit einer dritten Drahtebene wird die Ortsauflösung verbessert und ein fester Zusammenhang zwischen den beiden Koordinaten hergestellt. Des Weiteren werden damit die

Bereiche, in denen gleichzeitig eintreffende Elektronenwolken gemessen werden können, vergrößert [Web03]. Dieser Aufbau wird „Hex-Anode“ genannt. Der verwendete Elektronendetektor besteht aus einem MCP mit 125 mm Durchmesser und einer Hex-Anode. Für den Ionendetektor wird ein MCP mit 45 mm Durchmesser und ebenfalls eine Hex-Anode verwendet, damit die y- und z-Richtung einen festen Zusammenhang haben und kalibriert werden können (siehe Kapitel 4.2.1). Der Projektildetektor setzt sich aus einem MCP mit einem Durchmesser von 45 mm und einer Quad-Anode zusammen. Die Spannungsversorgung erfolgt über eine Koppelbox, in der die Spannungen über hochohmige Widerstände von größer 10 k Ω angelegt werden. Die kleinen Signalpulse werden mit Hilfe von Widerstands-Kondensator-Glieder (R-C-Glieder) kapazitiv ausgekoppelt. Zwischen Vorder- und Rückseite der MCPs liegt eine Spannung von circa 2 kV an und zwischen der MCP Rückseite und den Anodendrähten besteht eine Spannungsdifferenz von etwa 200 V. Die Spannungsdifferenz zwischen Signal- und Referenzdraht beträgt circa 50 V. Die MCP-Halterung wird aufgrund der Nähe zu den hohen, angelegten Spannungen auf ein ähnlich hohes Potential gesetzt, um zeitabhängige Aufladungseffekte zu verhindern. Die Anoden-Halterung wird auf ein Potential gesetzt, dass um circa 200 V positiver als die MCP-Rückseite ist, um die, aus dem MCP austretende, Elektronenwolke auf die Drähte zu beschleunigen. Um hochfrequente Überlagerungen der Messsignale durch die angelegten Spannungen zu vermindern, werden mehrere R-C-Glieder an dem Elektronendetektor angebracht. So befinden sich zwischen der MCP-Halterung und der MCP Vorder- und Rückseite jeweils zwei R-C-Glieder mit einem Widerstand von 100 Ω und einer Kapazität von 4,7 nF und drei weitere R-C-Glieder mit 15 Ω und 4,7 nF zwischen der MCP-Halterung und Erdpotential.

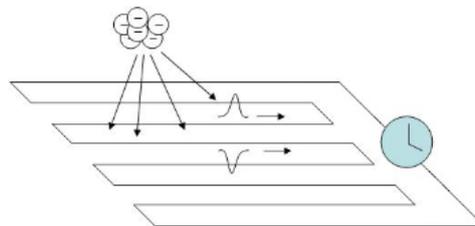


Abbildung 3.18: Darstellung des Messprinzips einer Delay-Line-Anode. [Tri11]

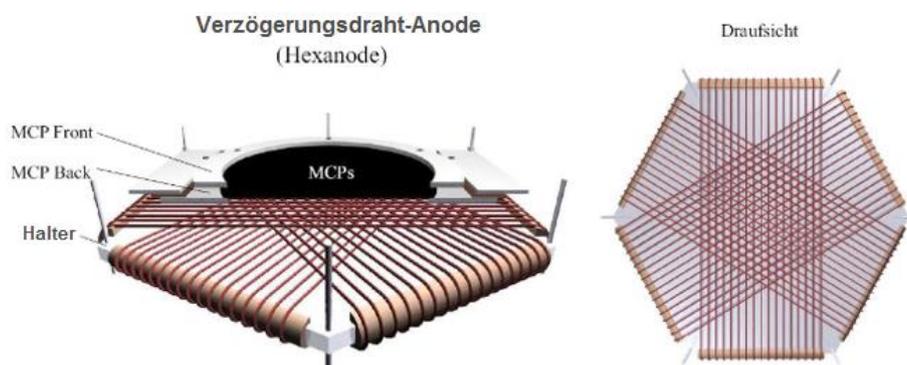


Abbildung 3.19: Schematischer Aufbau einer Verzögerungsdraht-Anode (Hex-Anode). [Gat14]

3.5 Datenauslese

Die elektronische Datenverarbeitung erfolgt in mehreren Teilschritten. Zunächst wird der, nur wenige mV hohe, Spannungspuls um etwa den Faktor 100 verstärkt und so verarbeitet, dass er von einem „Constant Fraction Discriminator“ (CFD) in ein digitales Signal umgewandelt werden kann. Das analoge Signal wird hierfür aufgeteilt und teilweise verzögert. Die Verzögerung wird erreicht, indem der Signalteil durch ein zusätzliches Kabel geleitet wird. Es entsprechen 20 cm Kabellänge einer Verzögerung von einer Nanosekunde. Der andere Signalteil wird gespiegelt und zu dem verzögerten Signal hinzuaddiert, um ein bipolares Signal zu erstellen und Rauschen zu vermindern (siehe Abbildung 3.20). Ein bipolares Signal hat den Vorteil, dass die Lage des Nulldurchgangs unabhängig von der Pulshöhe ist. Damit das Signal vom CFD verarbeitet wird, muss es einen Schwellwert erreichen (in Abbildung 3.21 grün dargestellt). Der Schwellwert darf nicht zu niedrig sein, weil er sonst auch vom Hintergrundrauschen überschritten wird. Ist der Schwellwert zu hoch eingestellt, werden nicht alle Signale erkannt und verarbeitet. Erreicht ein Signal den Schwellwert, wird am Nulldurchgang der Walk-Trigger ausgelöst (in Abbildung 3.21 blau dargestellt). Dieser kennzeichnet den Zeitpunkt der Erzeugung des digitalen Signals. Der Nulldurchgang und damit auch der Walk-Trigger des bipolaren Signals sind idealerweise unabhängig von der Pulshöhe. Daher ist der Zeitpunkt der Signalerstellung ebenfalls unabhängig von der Pulshöhe. Das Verhältnis der Pulshöhen ist ebenfalls einstellbar (in Abbildung 3.21 gelb dargestellt). Da ein steiles Signal, wie in Abbildung 3.22 zu sehen, weniger vom Rauschen beeinflusst wird, wird das Verhältnis der Maxima und die Verzögerung des ersten Signalteils entsprechend eingestellt. Abbildung 3.23 verdeutlicht, dass das erste Maximum halb so hoch wie das zweite Maximum sein muss, um ein möglichst steilen Nulldurchgang zu erreichen. Die Zeitinformationen werden von einem Time-to-digital-Converter digitalisiert und in einem Computer im List-Mode-Format, alle Ereignisse hintereinander, gespeichert (siehe Abbildung 3.24).

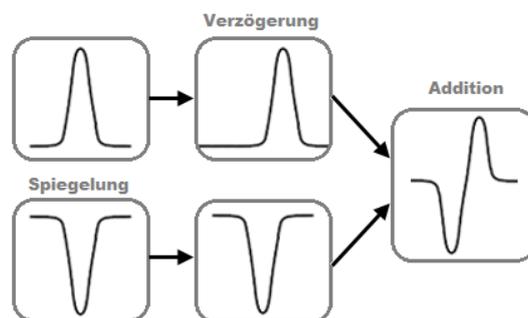


Abbildung 3.20: Schematische Darstellung der Erstellung eines bipolaren Signals durch spiegeln, verzögern und addieren

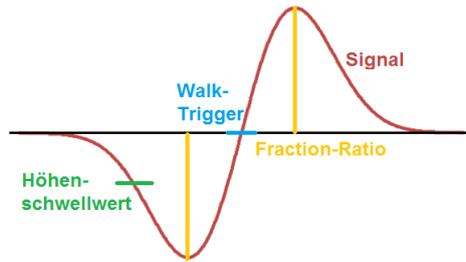


Abb. 3.21: Darstellung der relevanten Größen bei der Signalerzeugung. Das Signal, in rot dargestellt, wird erkannt, wenn es den Höhenschwellwert übersteigt. Bei Erreichen des Walktriggers wird der Zeitpunkt des eingehenden Signals definiert. Das Fraction-Ratio definiert das Verhältnis der Flächen zueinander. [Gat14]

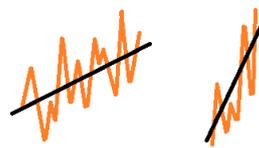


Abbildung 3.22: Schematische Darstellung des Rauschens (orange) bei unterschiedlich steilen Signalen (schwarz) [Gat14].

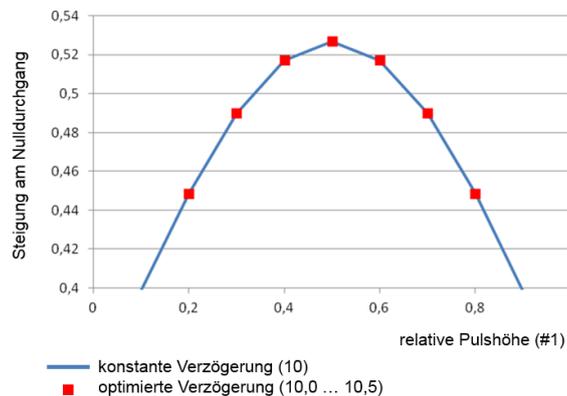


Abbildung 3.23: Die Steigung des Signals am Nulldurchgang in Abhängigkeit der relativen Pulshöhe der Extrema zueinander bei einer Verzögerung von 10 Einheiten. Das Maximum liegt bei einer relativen Pulshöhe von 0,5. [Sch14]

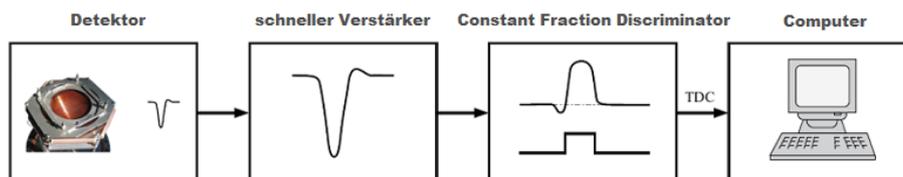


Abbildung 3.24: Die Verarbeitungsschritte des analogen Signals bis zum Erreichen des Computers. Nachdem das Signal vom Detektor kommt, wird es durch den Fast Amplifier verstärkt und von dem CFD in ein digitales Signal umgewandelt. [Gat14]

Um Flugzeiten berechnen zu können, wird eine Zeitreferenz benötigt. Für die Kalibrationsmessung wird auf die Projektile getriggert und ihre Auftreffzeit auf dem Detektor als Zeitreferenz verwendet. Bei der Ionisationsmessung wird ein gepulster Projektilstrahl verwendet. Die Pulselektronik gibt ein regelmäßiges Signal pro Periode der Sinusspannung an den Computer. Diese Zeitreferenz wird „Bunchmarker“ genannt. Bei diesen Messungen wird auf die Rückstoßionen getriggert und das Bunchmarkersignal als Zeitreferenz verwendet. Wobei nicht durchgängig alle Bunchmarkersignale aufgenommen werden, sondern nur welche, die nach einem gemessenen Elektron ankommen. Es wird die Auftreffzeit der Elektronen verwendet, weil diese zeitlich am nächsten zum Bunchmarkersignal liegt. Hierzu wird das Elektron-MCP Signal mit einem sogenannten Gate- und Delay-Generator verbreitert und der Bunchmarker in Koinzidenz zum Elektron aufgenommen.

4. Auswertung

In den nachfolgenden Kapiteln wird beschrieben, wie die aufgenommenen Daten verarbeitet wurden. Zunächst werden die Flugzeiten für alle Messungen in Kapitel 4.1 errechnet. Mit der Elektronentransfermessung wird die Kalibrierung der Ionenimpulse vorgenommen (siehe Kapitel 4.2.1). Die Berechnung der Elektronimpulse erfolgt aus der Betrachtung der Flugzeit-Orts-Diagramme in Kapitel 4.2.2. Nach der Überprüfung der Kalibration in den Kapitel 4.2.3 und 4.2.4 wird die experimentelle Auflösung in Kapitel 4.3 betrachtet.

4.1 Berechnung der Flugzeiten

Für die Kalibrationsmessung wurde die Elektronentransfermessung betrachtet:



Wobei der Index p für Projektil und der Index t für Target steht. Die Projektile haben eine Energie von 400 keV und durch den geringen Energieverlust in der Reaktion kann ihre Geschwindigkeit als konstant angenommen werden. Der Projektilstrahl wird hinter der Reaktionszone von dem Analysator abgelenkt, so dass die, durch die Reaktion neutral geladenen, Ejektile vom Primärstrahl getrennt und detektiert werden können.

Die Auftreffzeit der Projektile wird als Referenz für die Flugzeitberechnung verwendet, weil ihre Geschwindigkeit näherungsweise konstant ist. Es ergibt sich für die Ionenflugzeit TOF_r :

$$TOF_r = t_{mcp,p} - t_{mcp,r} + t_{offset} \quad (4.2)$$

Wobei $t_{mcp,p}$ für den Zeitpunkt der Projektildetektion und $t_{mcp,r}$ für den Zeitpunkt der Ionendetektion auf dem jeweiligen MCP steht. Der Zeitoffset, der durch die Flugzeit des Projektils von der Reaktionszone bis zum Projektildetektor und durch die Kabellängen entsteht, ist mit t_{offset} bezeichnet. Für die Ionisationsmessungen wird, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, der kontinuierliche Strahl des Beschleunigers gepulst. Der Zusammenhang zwischen der Auftreffzeit des Elektrons und des Bunchmarker Signals wird hergestellt, indem die Elektronenflugzeit dem zeitlich nächsten Bunchmarker zugeordnet wird:

$$TOF_e = \text{mod}((t_{mcp,e} - t_{BM}), \Delta t_{BM}) \quad (4.3)$$

Wobei: TOF_e – Elektronenflugzeit

$t_{mcp,e}$ – Zeitpunkt der Detektion des Elektrons

t_{BM} – Zeitpunkt des Bunchmarker Signals

Da in einer Periodendauer zwei Projektilpakete entstehen, gibt es zwei Elektronenflugzeiten, je nachdem auf welchen der beiden Durchgänge sie sich beziehen. Da es praktisch nicht möglich ist die Kollimatoröffnung exakt auf den Mittelpunkt der Pulserplatten, beziehungsweise den Projektilstrahl perfekt mittig zum Plattenpaar, auszurichten, entspricht die Zeitdifferenz zweier Projektilpakete nicht zwangsläufig auch einer Halbperiode. Dieser Umstand wird in Abbildung 4.1 verdeutlicht. Das führt dazu, dass zwei Flugzeiten entstehen, die in der Auswertung übereinander geschoben werden (siehe Abb. 4.2).

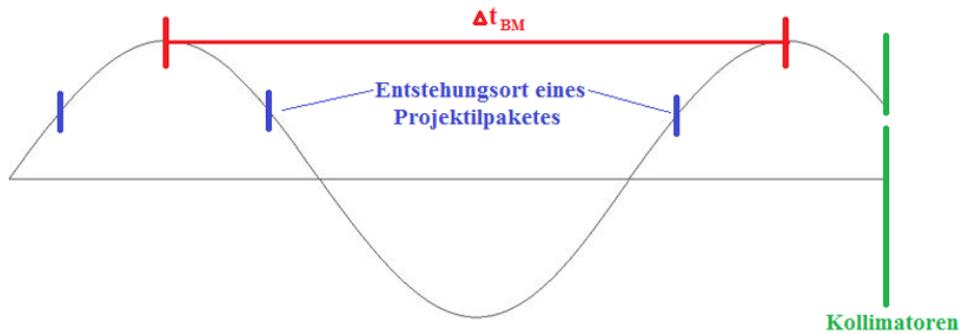


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Projektilstrahls nach Durchlauf der Pulserplatten (vergleiche Abb. 3.2). In rot ist die Zeitmarkierung dargestellt, die an den Computer gegeben wird und in blau der tatsächliche Entstehungsort bzw. –zeit des Projektilpaketes nach passieren der außermittigen Kollimatoren (grün).

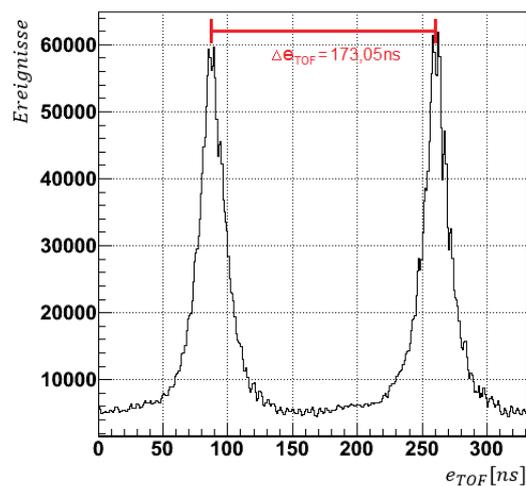


Abbildung 4.2: Die Rohdaten der Elektronenflugzeit der Ionisationsmessung mit 2 MeV mit ausgeschalteter Projektillinse.

Da die Elektronenflugzeit TOF_e klein im Vergleich zur Pulserperiode ist, kann die Ionenflugzeit TOF_r wie folgt berechnet werden:

$$TOF_r = t_{mcp,r} - t_{mcp,e} + TOF_e \quad (4.4)$$

Um die Impulse aus den Messungen mit verschiedenen Zeitreferenzen, einmal Projektil und einmal Pulser als Zeitreferenz, vergleichen zu können, müssen die Flugzeiten der Ionen in allen Messungen gleich groß sein. Hierfür wird die Ionenflugzeit aus der Messung mit Projektil-

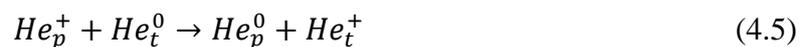
referenz um circa 1200 ns verschoben, was in etwa der Projektilflugzeit entspricht. Auch die Flugzeiten der anderen Messungen werden entsprechend verschoben. Alle Werte der Flugzeitverschiebung sind in Anhang A ersichtlich.

4.2 Impulsberechnung

Die Elektronentransfermessung wird, wie in Kapitel 4.2.1 ausführlich beschrieben, als Kalibrationsmessung für den z-Impuls der Ionen verwendet. Dank der Spektrometersymmetrie kann damit auch auf den y-Impuls der Ionen geschlossen werden. Die Symmetrie des elektrischen Feldes und der Abbildungseinheit führt dazu, dass die transversalen Impuls-komponenten der Ionen isotrop sind und daher vom y-Impuls auf den x-Impuls geschlossen werden kann. Aus dem ermittelten elektrischen Feld kann der x-Impuls der Elektronen berechnet werden. Es folgt wieder aus der Symmetrie der transversalen Impulse, der y-Impuls der Elektronen. Dank der Spektrometersymmetrie kann davon auf den z-Impuls der Elektronen geschlossen werden. Die Impulsmittelpunkte wurden für jede Messung auf den Ursprung geschoben. Die durchgeführte Kalibration wird in den Kapiteln 4.2.3 und 4.2.4 auf verschiedene Weisen überprüft.

4.2.1 Impulsberechnung der Ionen

Der Detektor bestimmt die Ortsinformation mittels der Laufzeit auf den Anodendrähten. Die Laufzeitsumme ist theoretisch unabhängig vom Auftreffort. In der Praxis ergeben sich allerdings ortsabhängige Laufzeitsummen, die korrigiert werden. Die Hex-Anode nimmt redundante Informationen auf, die es ermöglichen ein Ereignis zu rekonstruieren selbst wenn nicht alle Signale bei dem Computer angekommen sind. Auch sogenannte Multihits, wenn zwei Teilchen kurz hintereinander auf den Detektor treffen, lassen sich damit rekonstruieren. Um eine Zuordnung vom Auftreffort zur Impulsverteilung zu erhalten, muss eine Kalibration durchgeführt werden. Hierfür wird der Elektronentransfer bei der Reaktion von He^+ als Projektil mit 400 keV mit He als Target betrachtet:



Der Elektronentransfer findet zwischen diskreten Energieniveaus von Target und Projektil statt, wobei zusätzliche Anregungen der Elektronen möglich sind. In der Tabelle 4.1 sind die elektronischen Endzustände, welche die Messapparatur auflösen kann, Energiebilanz und der sich daraus ergebende Rückstoßionenlongitudinalimpuls $p_{z,r}$ ersichtlich. Für den Elektronentransfer vereinfacht sich die Gleichung 2.14 zu:

$$p_{z,r} = -\frac{Q}{v_p} - \frac{m_e v_p}{2} = m_r v_{z,r} \quad (4.6)$$

Mit: Q – Energiedifferenz der Bindungsenergien von Projektil und Target vor und nach der Reaktion

v_p – Geschwindigkeit des Projektils vor der Reaktion

m_e – Masse Elektron

Bei einer kinetischen Energie von 400 keV und der Masse von Helium von 7344 a.u., entspricht dies einer Geschwindigkeit von $v_p = 2$ a.u.. Da Q ausschließlich diskrete Werte annehmen kann, gilt dies folglich auch für $p_{z,r}$.

Endzustand	Q [a.u.]	$p_{z,r}$ [a.u.]	
$He_E^0[1s^2(S_{1/2})] + He_r^+[1s(^2S_0)]$	0,000	-1,000	Keine Anregung
$He_p^0[1s2s(^3S_1)] + He_r^+[1s(^2S_0)]$	-0,728	-0,635	
$He_p^0[1s2s(^3S_0)] + He_r^+[1s(^2S_0)]$	-0,757	-0,621	Anregung Ion: n=2
$He_p^0[1s2p(^3P)] + He_r^+[1s(^2S_0)]$	-0,770	-0,614	
$He_p^0[1s2p(^1P)] + He_r^+[1s(^2S_0)]$	-0,779	-0,610	
$He_p^0[1s3s(^3S_1)] + He_r^+[1s(^2S_0)]$	-0,835	-0,583	Anregung Ion: n=3
$He_p^0[1s3p(^3P)] + He_r^+[1s(^2S_0)]$	-0,845	-0,577	
$He_p^0[1s3p(^3D)] + He_r^+[1s(^2S_0)]$	-0,848	-0,576	
$He_p^0[1s3p(^1D)] + He_r^+[1s(^2S_0)]$	-0,848	-0,576	Anregung Ion: n=3
$He_p^0[1s3p(^1P)] + He_r^+[1s(^2S_0)]$	-0,848	-0,582	
$He_p^0[1s^2(S_{1/2})] + He_r^+[2p(^2P)]$	-1,500	-0,250	
$He_p^0[1s^2(S_{1/2})] + He_r^+[2s(^2S)]$	-1,500	-0,250	Anregung Projektil: n=3
$He_p^0[1s^2(S_{1/2})] + He_r^+[3p(^2P)]$	-1,778	-0,111	
$He_p^0[1s^2(S_{1/2})] + He_r^+[3s(^2S)]$	-1,778	-0,111	
$He_p^0[1s^2(S_{1/2})] + He_r^+[3d(^2D)]$	-1,778	-0,111	Anregung Projektil: n=3
$He_p^0[1s^2(S_{1/2})] + He_r^+[4p(^2P)]$	-1,875	-0,063	
$He_p^0[1s^2(S_{1/2})] + He_r^+[4f(^2F)]$	-1,875	-0,063	
$He_p^0[1s^2(S_{1/2})] + He_r^+[5p(^2P)]$	-1,920	-0,040	Anregung Projektil: n=4
$He_p^0[1s2s(^3S_1)] + He_r^+[2p(^2P)]$	-2,251	0,125	Ion: n=2 und Projektil: n=2

Tabelle 4.1: Sichtbare Anregungszustände nach der Einfangreaktion von $He_p^+ + He_r^0 \rightarrow He_p^0 + He_r^+$ bei einer Projektilenergie von 400 keV mit den zugehörigen Energiedifferenzen Q und Rückstoßionenlongitudinalimpuls $p_{z,r}$. Der Index p steht für Projektil und r für Rückstoßion. Farblich hervorgehoben sind verschiedene Kategorien elektronischer Endzustände: Gelb: Keine Anregung, Blau & Grün: Anregung des Targets, Rot & Grau & Hellblau: Anregung des Projektils, Rosa: Anregung des Targets und Projektils. Für die weitere Auswertung wird der Mittelwert von den gleichfarbigen Zeilen verwendet, weil die experimentelle Auflösung nicht ausreicht um diese Werte getrennt darzustellen.

Der Impulsübertrag auf das Rückstoßion bestimmt die Geschwindigkeit und damit auch die Flugzeit des Ions. Wegen der guten Flugzeitfokussierung sind auf dem Ionendetektor in Abbildung 4.3 die „Capture-Linien“ deutlich erkennbar. In Strahlrichtung z ist der Longitudinalimpuls und in y eine transversale Impulskomponente kodiert. Die diskreten Linien bilden die Grundlage für die Berechnung des Impulses aus dem gemessenen Ort. Aufgrund der fokussierenden Linse im Spektrometer (siehe Kapitel 3.3) gelten die Bewegungsgleichungen für homogene Felder, wie sie in den meisten Fällen verwendet werden, hier nicht. Die Spektrometerlinse, die der Verbesserung der Auflösung dient, führt laut Simulation zu einer Verkleinerung des Ortes von etwa 10 %.

Die y - z -Ortsebene des Ionendetektors muss in der Auswertung um 123.45° gedreht werden, damit die Linien senkrecht stehen. Ursache hierfür sind sowohl der nicht senkrechte Einbau des Detektors, als auch die Stärke des Magnetfeldes, welches auch die Ionentrajektorien beeinflusst, was in guter Näherung einer reinen Drehung entspricht.

Die Projektion der Linien auf die z -Achse zeigt die Verteilung, welche durch unterschiedliche Longitudinalimpulse entsteht (siehe Abb. 4.4). Es besteht ein linearer Zusammenhang zwischen Auftreffort und Impuls (siehe Abb. 4.5). Dieser ist in Tabelle 4.2 dargestellt, wobei von Anregungszuständen mit geringen Impulsdifferenzen der Mittelwert gebildet wurde. Die Impulsverteilung wird mit dem Linsenkorrekturfaktor von 0,901 multipliziert damit die Lage und der Abstand der Linien den theoretisch errechneten Abständen entsprechen. Da das Messsystem rotationssymmetrisch ist, gilt der Kalibrationsfaktor auch in y -Richtung. Die Kalibration in x -Richtung erfolgt mit der Anpassung des elektrischen Feldes, so dass die Impulsbreiten in x - und y -Richtung gleich sind, weil die transversalen Impulse rotationssymmetrisch sind (siehe Abbildung 4.6). Es ergibt sich ein E -Feld von 6,7 V/cm auf der Ionenseite. Die Capture-Linien in der x - z -Impulsebene waren zunächst ebenfalls nicht senkrecht, wie in Abbildung 4.7 zu sehen ist. Es wird die folgende Korrekturfunktion verwendet, um die Linien senkrecht zur z -Achse zu schieben:

$$p_{z,r,korr} = p_{z,r} - \frac{1}{160} p_{x,r} \quad (4.7)$$

Des Weiteren wurden die Impulsverteilungen in der x - und y -Koordinatenebene auf den Ursprung geschoben und in z -Richtung auf die passenden Werte für $p_{z,r}$.

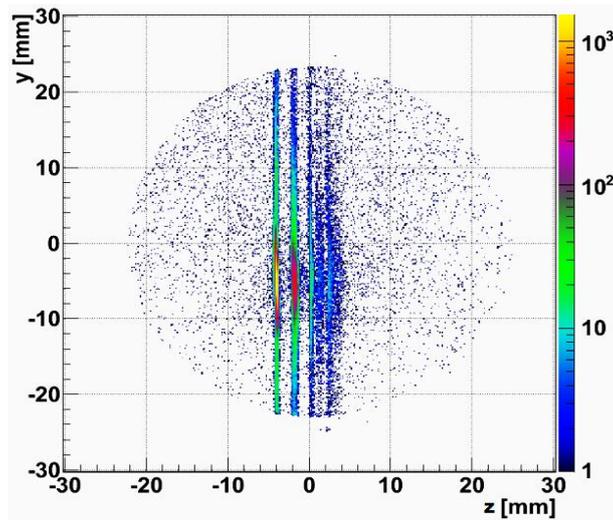


Abbildung 4.3: Das gedrehte Ortsbild des Ionendetektors bei der Elektronentransfer-Messung mit He^+ als Projektil mit einer Energie von 400 keV auf He als Target.

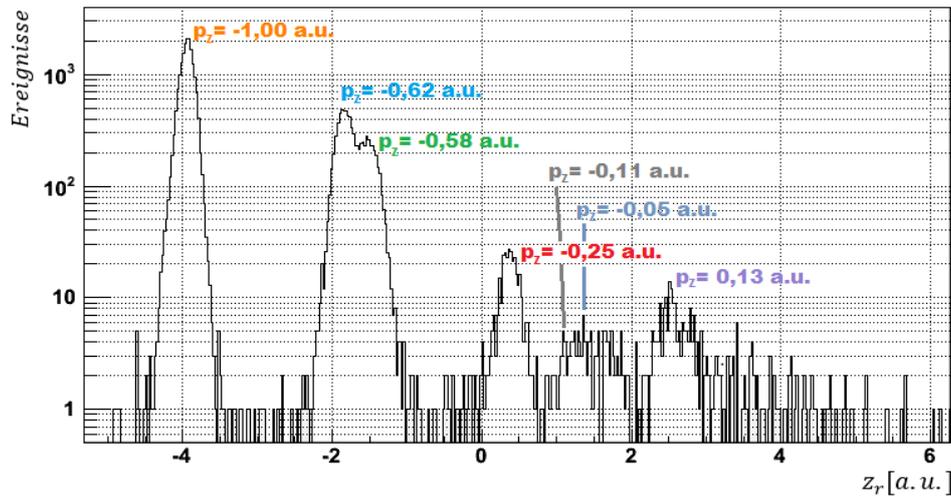


Abbildung 4.4: Projektion der Ereignisse auf die z-Achse mit einer Zuordnung der Peaks zu den Impulswerten. Mit logarithmierter y-Achse.

Anregungszustand	Q [a.u.]	p [a.u.]	z [mm]
He_E^0 und He_r^+ im Grundzustand	0,000	-1,000	-3,94
He_E^0 : n = 2	-0,759	-0,621	-1,85
He_E^0 : n = 3	-0,844	-0,578	-1,51
He_r^+ : n = 2	-1,492	-0,254	0,39
He_r^+ : n = 3	-1,778	-0,111	1,05
He_r^+ : n = 4 oder n = 5	-1,897	-0,051	1,35
He_E^0 : n = 2 He_r^+ : n = 2 oder n = 3	-2,251	0,125	2,42

Tabelle 4.2: Zuordnung der Anregungszustände zum Auftreffort in z-Richtung. Anregungen mit kleiner Energiedifferenz wurden zusammengefasst, da diese nur als ein Maxima erkennbar sind.

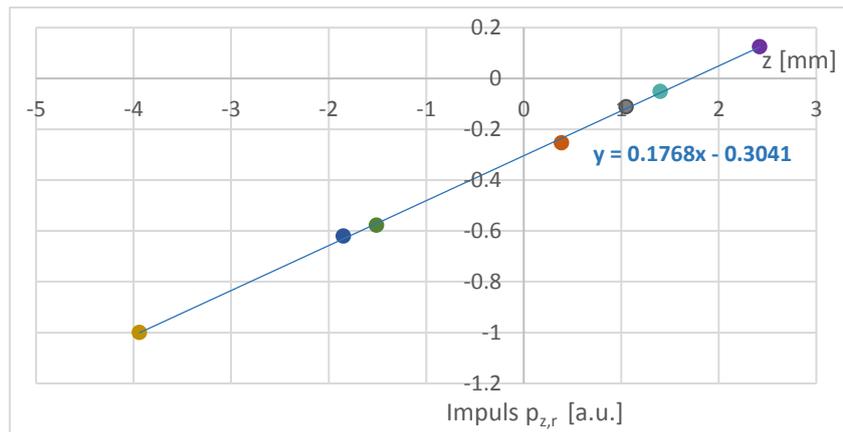


Abbildung 4.5: Zuordnung von Ort und Impuls mit einem linearen Fit gemessen bei der Elektronentransfer-Messung mit He^+ als Projektil mit einer Energie von 400 keV auf He als Target.

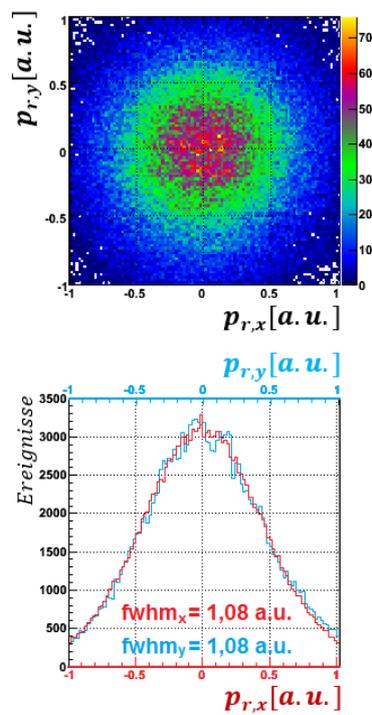


Abbildung 4.6: Der Impuls der Ionen in y- und x-Richtung und deren Projektionen und die Halbwertsbreiten der Kurven.

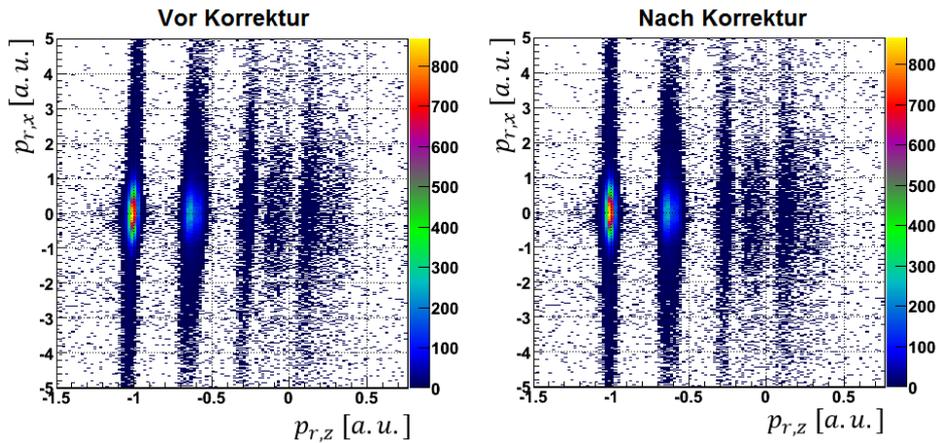


Abbildung 4.7: Die x-z-Impulsebene vor und nach der Korrektur mit Gleichung 4.7.

4.2.2 Impulsberechnung der Elektronen

Das überlagerte Magnetfeld zwingt die emittierten Elektronen auf eine Kreisbahn. Zusammen mit der Beschleunigung durch das elektrische Feld beschreiben die Elektronen eine Spiralbahn. Nach einer Periode befinden sich die Elektronen in der y-z-Ebene wieder auf der Höhe der Reaktionszone, im Flugzeit-Ortsdiagramm erscheint dies als ein Knotenpunkt (Abb. 4.8). Da das elektrische und magnetische Feld im Versuch nicht exakt parallel zueinander standen, sind die Knotenpunkte in den Rohdaten flugzeitabhängig und nicht auf Höhe des Ortsnullpunktes [Tit11]. Durch folgende Korrekturfunktion werden die Knotenpunkte, wie in Abbildung 4.9 zu sehen, auf den Ortsnullpunkt geschoben:

$$x_{e,korr} = x_e + m \cdot TOF_e + b \quad (4.8)$$

Wobei x_e die x-Koordinate des Elektrons vor und $x_{e,korr}$ die x-Koordinate des Elektrons nach der Korrektur bezeichnen. TOF_e entspricht der Elektronflugzeit und m und b sind die zu ermittelnden Korrekturparameter (siehe Anhang). Die Korrektur in y-Richtung wurde analog durchgeführt. Das Ortsbild der Elektronen wird nach der Korrektur um 240° gedreht.

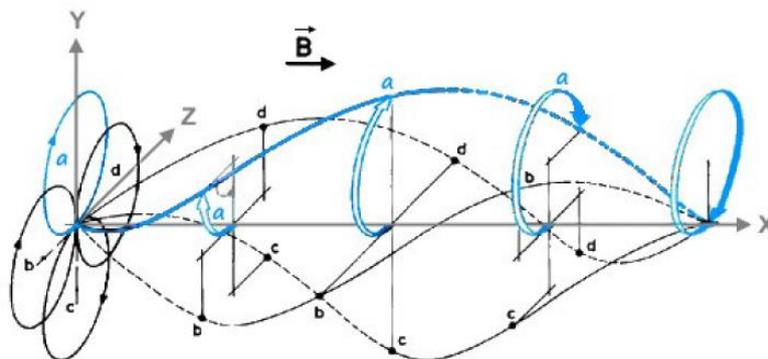


Abbildung 4.8: Darstellung verschiedener Flugbahnen in Ortskoordinaten von Elektronen im Magnetfeld mit unterschiedlichen Startrichtungen. [Gas15]

2 MeV mit ausgeschalteter Projektilline

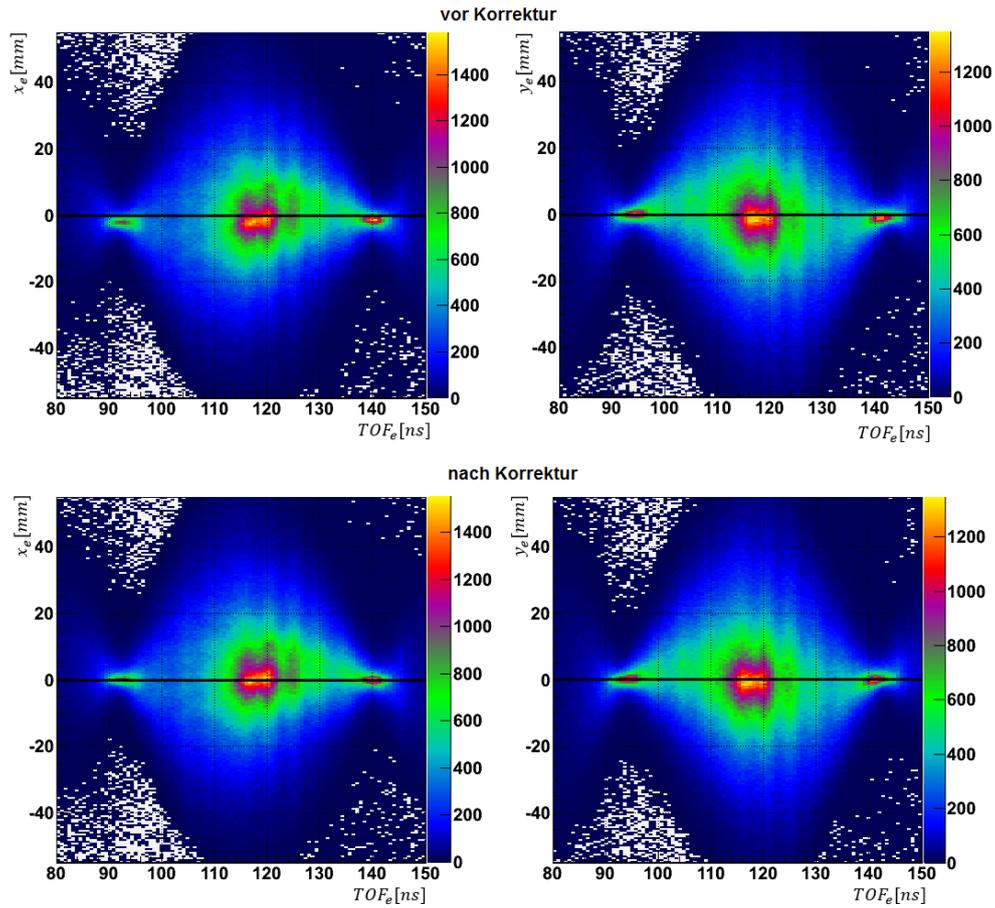


Abbildung 4.9: Der Auftreffort der Elektronen in Abhängigkeit der Elektronflugzeit vor und nach der Korrektur für die 2 MeV Messung mit ausgeschalteter Projektilline.

Die zeitliche Differenz zwischen zwei Knoten entspricht der Gyrationperiode, welche sich folgendermaßen berechnet:

$$T_G = \frac{2\pi m_e}{q_e B} \quad (4.9)$$

Wobei m_e und q_e der Masse und Ladung des Elektrons entsprechen und B das Magnetfeld bezeichnet. Nach Umstellen gilt für das Magnetfeld:

$$B = \frac{2\pi m_e}{q_e T_G} \quad (4.10)$$

Im CGS-System ergibt sich durch zusammenfassen der Konstanten:

$$B[Gs] = \frac{3,57 \cdot 10^{-7} [Gs]}{T_G [s]} \quad (4.11)$$

Der Mittelwert aus allen gemessenen Knotenabständen beträgt $47,30 \text{ ns}$. Damit errechnet sich ein magnetisches Feld von $7,55 \text{ Gs}$.

Der Gyrationradius r_G hängt mit dem Impuls der Elektronen wie folgt zusammen [Sch02]:

$$r_G = \frac{m_e v_{\perp}}{q_e B} = \frac{p_{\perp}}{q_e B} \quad (4.12)$$

Der Gyrationradius ist allerdings keine direkte Messgröße und wird daher aus den gemessenen Daten errechnet. Aus der Flugzeit lässt sich die Phase relativ zum Knoten und damit wie viel Grad das Elektron auf seiner Kreisbahn schon zurückgelegt hat (Winkel α), errechnen. Daraus kann wiederum auf die Kreisgröße, also den Gyrationradius, und dem Elektronenimpuls geschlossen werden. Da nicht nur der Betrag, sondern auch die y- und z-Richtung des Impulses von Interesse sind, wird eine Gleichung für beide Impulskomponenten mithilfe der Drehmatrix aufgestellt [Sch02]:

$$\vec{p} = \begin{pmatrix} p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right)} & -1 \\ 1 & \frac{1}{\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \end{pmatrix} \frac{qB}{2} \quad (4.13)$$

Wobei α dem Winkel in Abbildung 4.10 entspricht.

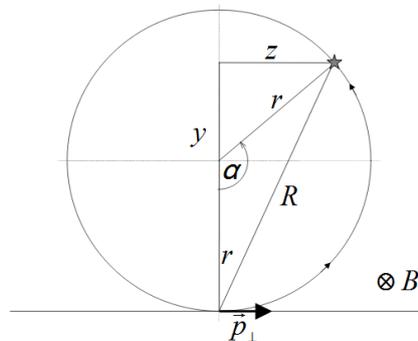


Abbildung 4.10: Die Projektion einer Gyrationkurve auf die y-z-Ebene mit den zugehörigen geometrischen Größen [Sch02]

Der Elektronenimpuls in Flugzeitrichtung wird durch die Betrachtung der Flugzeiten in der Beschleunigungs- und Driftstrecke ($TOF_{b,e}$ und $TOF_{d,e}$) erhalten. Es gilt mit Gleichung 3.3 und Einsetzen der Beschleunigung von Elektronen im elektrischen Feld:

$$\begin{aligned} TOF_e &= TOF_{b,e} + TOF_{d,e} \\ &= \frac{-p_{x,e} + \sqrt{p_{x,e}^2 + 2s_b q_e m_e |E|}}{q_e |E|} + \frac{m_e s_d}{-p_{x,e} + \sqrt{p_{x,e}^2 + 2s_b q_e m_e |E|}} \end{aligned} \quad (4.14)$$

Das Auflösen der Gleichung nach dem x-Elektronenimpuls $p_{x,e}$ ergibt eine kubische Gleichung, die wie in [Kre05] gelöst werden kann.

4.2.3 Überprüfung der Kalibration

Zur Kontrolle der bisher durchgeführten Auswertung (Anpassung durch Kalibrationsfaktoren, Nullpunkte und Detektordrehung) werden die Impulsbreiten von Ionen und Elektronen der Ionisationsmessung in x- und y-Richtung betrachtet. Aufgrund der bestehenden Rotations-symmetrie um die Strahlachse (z), müssen die Impulsverteilungen in x- und y-Richtung die gleiche Halbwertsbreite, zentriert um den Nullpunkt haben (siehe Abbildung 4.11 und 4.12). Es war eine Verkleinerung des elektrischen Feldes für die Ionen von bis zu 6% nötig, um eine isotrope Impulsverteilungen zu erhalten (siehe Anhang). In Abbildung 4.11 ist eine hochfrequente Überlagerung des Elektronensignals erkennbar. Diese stammt vermutlich von der Elektronik des Pulsers, da bei der Messung mit 500 keV Projektilenergie der Pulser mit nur 100 V betrieben wurde und dort keine hochfrequente Überlagerung des Elektronen-MCP-Signals vorhanden ist.

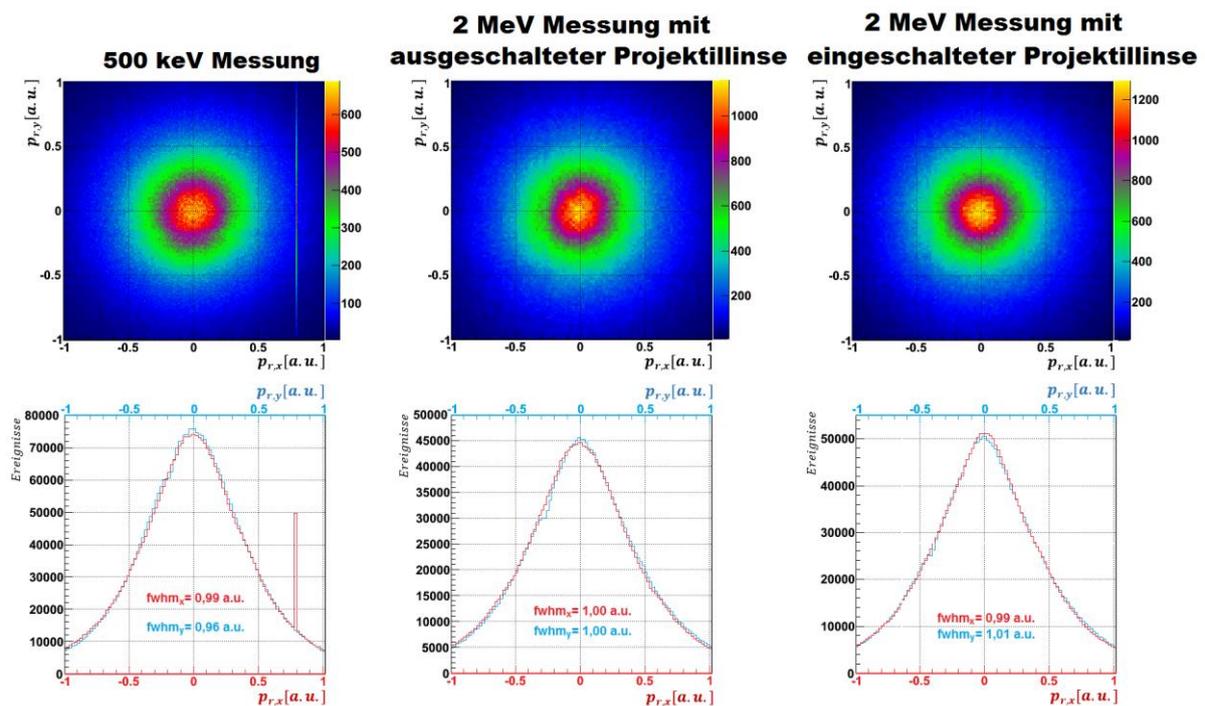


Abbildung 4.11: Ionenimpulsverteilungen in der x-y-Ebene der Einfachionisation von Helium 500 keV sowie 2 MeV mit ein- und ausgeschalteter Projektillinse nach Anpassung der elektrischen Felder und des Impuls-mittelpunktes.

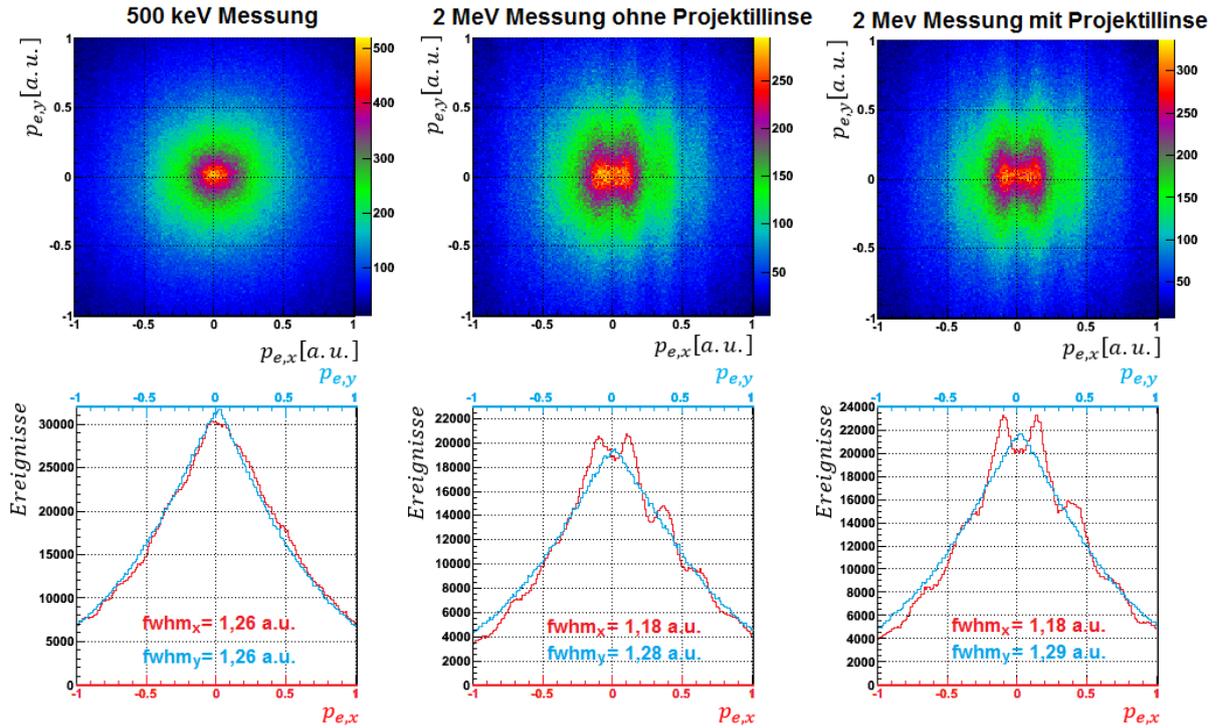


Abbildung 4.12: Elektronenimpulsverteilungen in der x-y-Ebene der Einfachionisation von Helium 500 keV sowie 2 MeV mit ein- und ausgeschalteter Projektillinse nach Anpassung der Impulsmittelpunkte.

Der Rückstoßionenlongitudinalimpuls im Falle von der Einfachionisation lässt sich aus Gleichung 2.14 ableiten und ergibt sich zu:

$$p_{z,r} = \frac{E_{K,e} - E_{B,e}}{v_P} - p_{z,e} \quad (4.15)$$

- Wobei: $E_{K,e}$ – kinetische Energie des Elektrons
 $E_{B,e}$ – Bindungsenergie des Elektrons, entspricht $-24,6 \text{ eV}$
 v_P – Projektilgeschwindigkeit, bei Protonen mit einer Energie von 2 MeV entspricht dies $8,9 \text{ a.u.}$
 $p_{z,e}$ – Longitudinalimpuls des Elektrons

Unter der Annahme, dass der transversale Impuls des Elektrons null beziehungsweise klein ist, bestimmt sich die kinetische Energie des Elektrons alleine aus dessen Longitudinalimpuls. Eingesetzt in Gleichung 4.15 und für 500 keV Projektilenergie ergibt sich:

$$p_{z,r} = 0,112 \cdot p_{z,e}^2 - p_{z,e} + 0,202 \text{ a.u.} \quad (4.16)$$

Für eine Projektilenergie von 2 MeV ergibt sich:

$$p_{z,r} = 0,056 \cdot p_{z,e}^2 - p_{z,e} + 0,102 \text{ a.u.} \quad (4.17)$$

Diese Gleichung beschreibt eine Parabel mit der die berechneten Longitudinalimpulse überprüft werden können. In Abbildung 4.13 ist erkennbar, dass bei den untersuchten Energien nur ein Parabelarm und nicht der Scheitelpunkt abgebildet wird.

Als Gegenprobe wird die Parabel nach der Energiebilanz Q umgestellt und die experimentellen Werte der Impulse eingesetzt. Dabei zeigt sich eine Abweichung vom Literaturwert $Q = -24,6$ eV von bis zu 5,2 % (siehe Abbildung 4.14). In Tabelle 4.3 wird deutlich, dass 2 % Abweichung, also eine Abweichung in den Kommastellen der relevanten Parameter, bis zu 3,4 % Abweichung des Q -Wertes verursachen können.

	Prozentuale Abweichung des Parameters	Absolut Wert der Abweichung des Parameters	Prozentuale Abweichung von Q	Absolut Wert der Abweichung von Q [eV]
E_r	2 %	0,13 [V/cm]	0,8 %	0,2
E_e	2 %	0,13 [V/cm]	0,4 %	0,1
z_e	2 %	0,10 [mm]	3,4 %	0,8
y_e	2 %	0,06 [mm]	1,4 %	0,3
$p_{z,e}$	2 %	0,0028 [a.u.]	2,8 %	0,67

Tabelle 4.3: Auflistung der relevanten Parameter und dem Einfluss einer 2 prozentigen Abweichung auf den, aus experimentellen Daten errechneten, Q -Wertes. E_r - elektrisches Feld auf der Ionenseite, E_e – elektrisches Feld auf der Elektronenseite, z_e –Nullpunktverschiebung der z -Koordinate der Elektronen, y_e - Nullpunktverschiebung der y -Koordinate der Elektronen, $p_{z,e}$ – Nullpunktverschiebung des z -Impuls der Elektronen

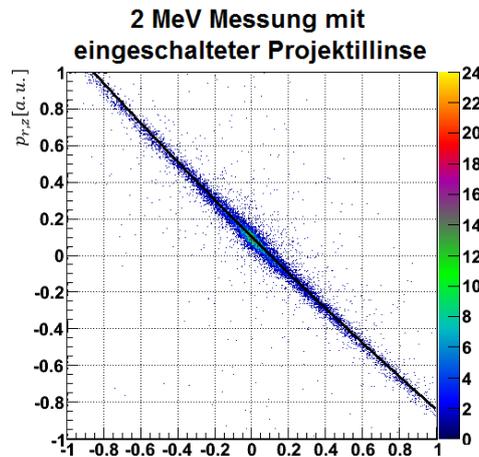
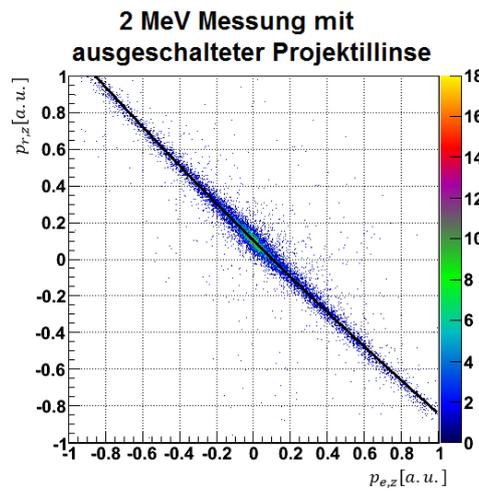
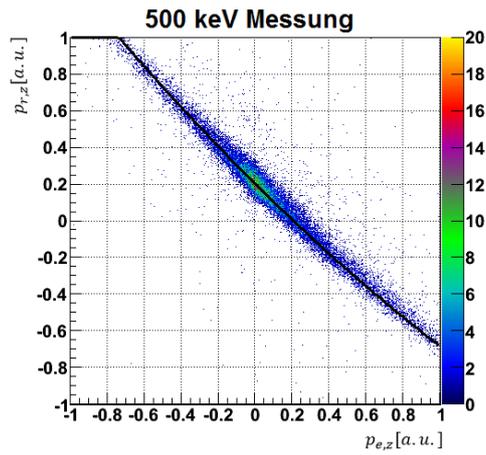


Abbildung 4.13: Der Ionenlongitudinalimpuls abhängig vom Elektronenlongitudinalimpuls für $\sqrt{p_{e,x}^2 + p_{e,y}^2} < 0,5 \text{ a. u.}$. In schwarz die aus Gleichung 4.16 bzw. 4.17 errechnete Parabel.

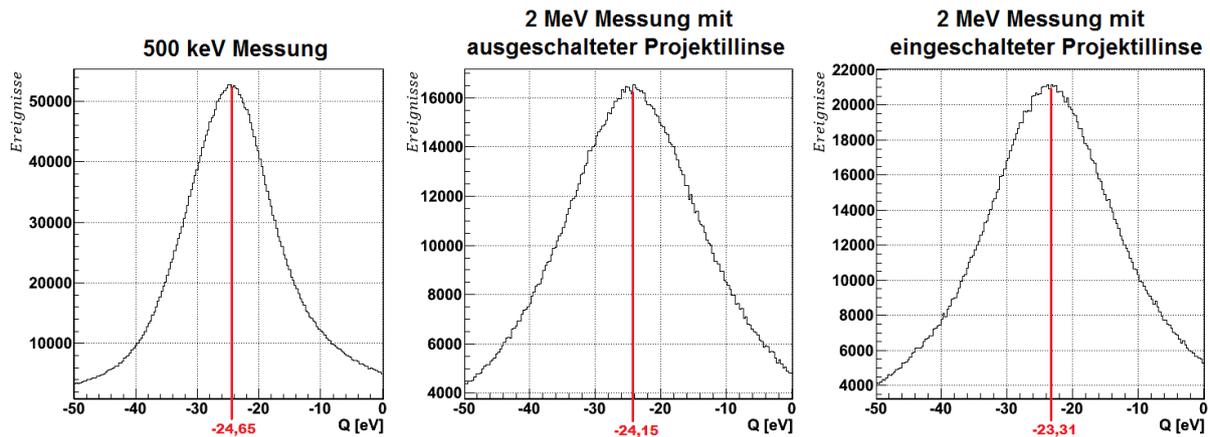


Abbildung 4.14: Die Energiebilanz des emittierten Elektrons nach der Reaktion aus den experimentellen Daten errechnet.

4.2.4 Vergleich der Winkelverteilung bei verschiedenen Elektronimpulsen

Unter der Annahme, dass die Winkelverteilungen isotrop sind, werden die Impulse transversal zur Projektilrichtung in vier Winkelbereiche unterteilt und miteinander verglichen (siehe Abbildung 4.15). Damit wird die Impulsberechnung in transversaler Ebene überprüft. Während sich bei den Ionen eine isotrope Verteilung zeigt, war bei den Elektronen zunächst eine deutliche Abweichung erkennbar. Anhand dessen wurden weitere Korrekturen der Parameter vorgenommen, da bereits kleine Abweichungen innerhalb der Fehlertoleranz signifikanten Einfluss auf die Winkelverteilungen nehmen. Insbesondere die mittige Position der Elektronenimpulse ist aufgrund der hochfrequenten Überlagerung nicht eindeutig bestimmbar. Es waren Verschiebungen in Ort, Zeit und Impuls der Elektronen im Rahmen der Ungenauigkeit notwendig, um eine winkelunabhängige Verteilung der Elektronen, wie in Abbildung 4.16 bis Abbildung 4.18 ersichtlich, zu erhalten. Im Anhang sind die schlussendlich verwendeten Parameter für die Impulsberechnung aufgelistet.

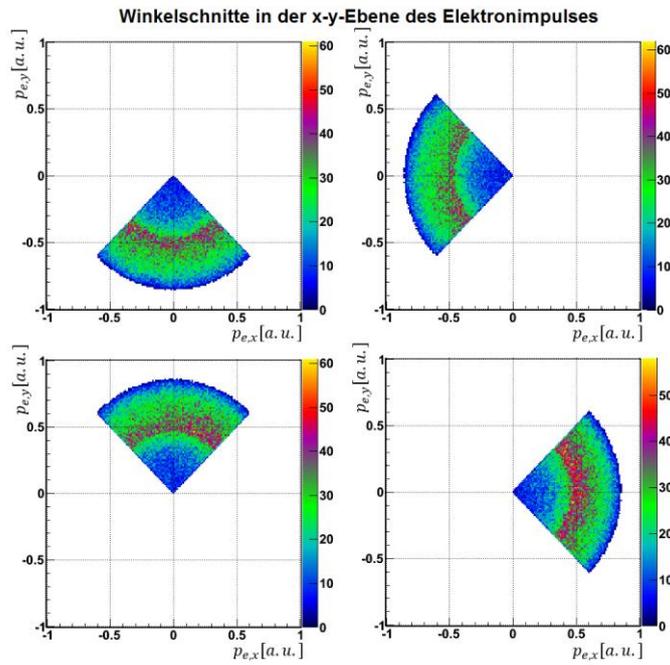


Abbildung 4.15: Winkelschnitte in der x-y-Impulsebene der Elektronen. Mit den Bedingungen: $0,7 \text{ a.u.} < pp_r$, $-64 < Q < 16$ und $3 < E_e < 10$.

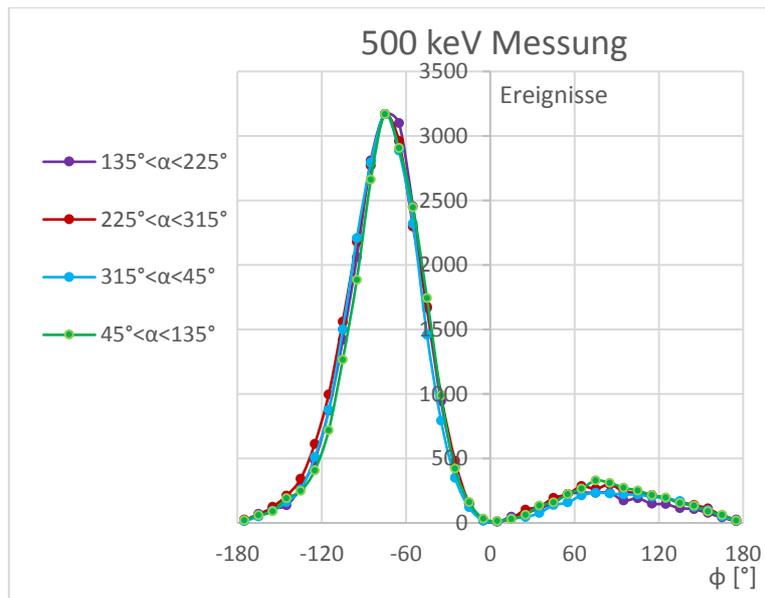


Abbildung 4.16: Elektronwinkelverteilung der 500 keV-Projektilenergie-Messungen für verschiedene Winkel in der Impulsverteilung der Elektronen.

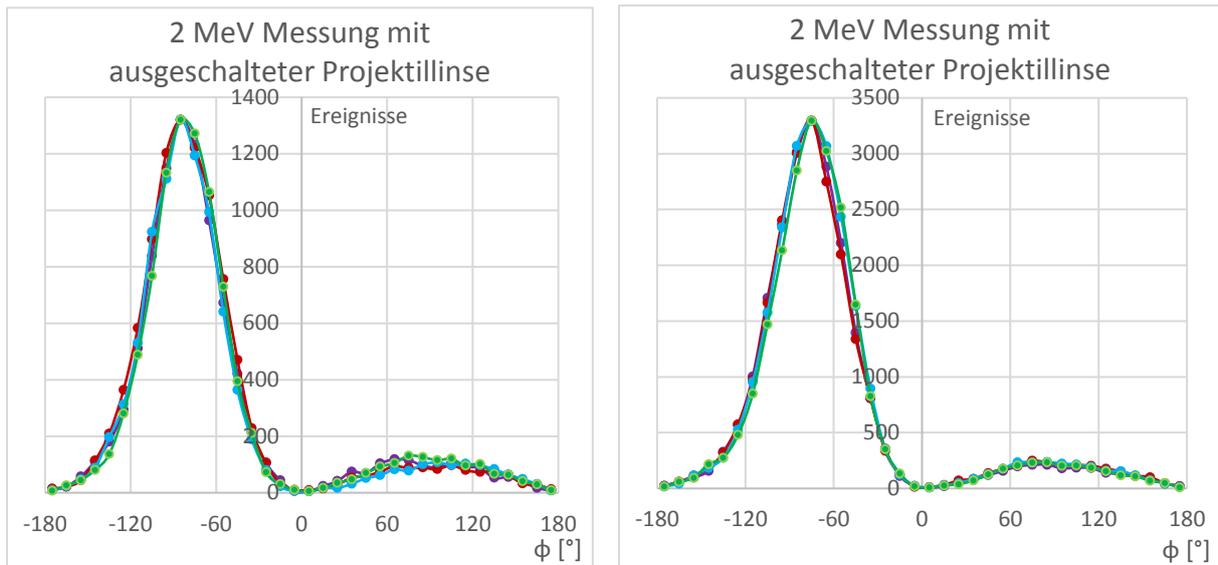


Abbildung 4.17 – 4.18: Elektronwinkelverteilung der beiden Messungen bei einer Projektilenergie von 2 MeV für verschiedene Winkel in der Impulsverteilung der Elektronen.

4.3 Fehlerbetrachtung

Die Betrachtung der Impulsauflösungsfehler wird im Folgenden für jede Raumrichtung in Anbetracht der relevanten Einflussgrößen ausgeführt. In Flugzeitrichtung gilt, unter Annahme der Gültigkeit der sogenannten linearen Näherung (siehe [Sch02]), dass der Impulsfehler in Flugzeitrichtung direkt proportional zum zeitlichen Fehler ist. Dieser setzt sich zusammen aus der Auflösung der Elektronik, sowie der exakten Kenntnis des Startzeitpunkts, welcher durch die zeitliche Breite des Projektilpakets bestimmt ist. Letzter dominiert mit etwa 1,5 ns (siehe Kapitel 3.1). Daraus ergibt sich ein Impulsfehler von etwa 0,08 a.u. für Ionen und Elektronen sofern deren Energie kleiner als 50 eV ist. Bei der Messung mit eingeschalteter Projektillinse vergrößert sich die Ausdehnung des Projektilstrahls in Flugzeitrichtung. Dieser Effekt ist allerdings wegen der flugzeitfokussierenden Geometrie des Spektrometers vernachlässigbar. Die Impulsunschärfe in y-Richtung hängt von den Jetparametern ab. So beeinflussen Düsentemperatur, Düsendurchmesser und Jetvordruck die anfängliche Impulsunschärfe. Die Düsentemperatur T_D betrug während des Experimentes um die 75 K. Der Düsendurchmesser beträgt 30 μm und der Jetvordruck 4,5 bar, diese Größen sind in dem Speedratio S enthalten. Das Speedratio lässt sich aus dem Graphen in Abbildung 4.19 bestimmen und beträgt circa 160. Es errechnet sich die Unschärfe in Jetrichtung wie folgt [Sch06]:

$$\Delta p_y = \frac{2\sqrt{5 \cdot \ln(2) \cdot m k_B T_D}}{S} = 0,031 \text{ a.u.} \quad (4.18)$$

Wobei m der Masse von Helium entspricht.

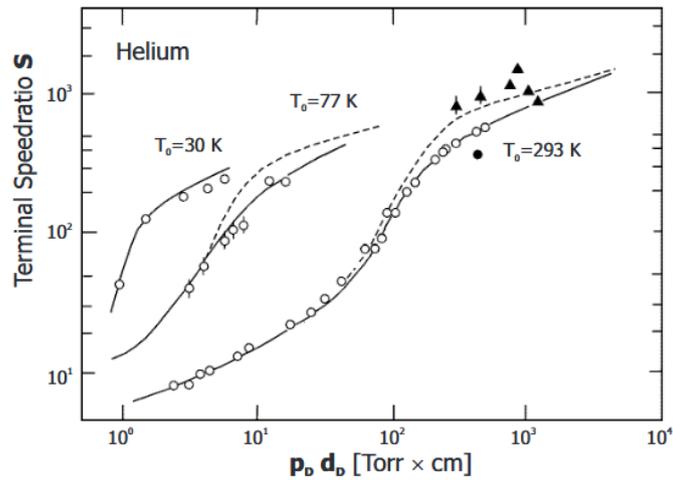


Abbildung 4.19: Das Verhalten des Speedratio von Helium in Abhängigkeit des Vordrucks und des Düsendurchmessers bei unterschiedlichen Temperaturen. [Bru89]

Die Auflösung der Ionen wird in allen Raumrichtungen durch die Temperatur und die Abbildungseinheit beeinflusst. Der Auflösungsfehler, der durch die Abbildungseinheit entsteht, ist aufgrund der Rotationssymmetrie in y - und z -Richtung gleich groß. Der Temperaturfehler wiederum ist in x - und z -Richtung, also transversal zur Jetrichtung, gleich groß und wird mit 0,085 a.u. abgeschätzt. Da die Geschwindigkeiten der Targetteilchen in der x - z -Ebene nicht statistisch, sondern ortsabhängig verteilt sind, kann mit der flugzeitfokussierenden Spektrometerlinse in z -Richtung eine bessere Auflösung als 0,085 a.u. erreicht werden [Kim08]. Es wird eine experimentelle Überprüfung der z -Ionenimpulsunschärfe mit der Elektronentransfer Messung durchgeführt. Die Betrachtung der Impulsbreite zeigt, dass in der z -Richtung eine Auflösung von 0,034 a.u. erreicht wird (siehe Abbildung 4.20). In x -Richtung ist keine experimentelle Überprüfung möglich, daher wird die Unschärfe mit maximal 0,085 a.u. angenommen.

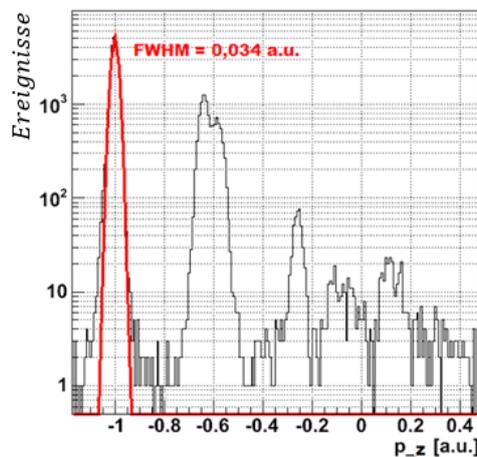


Abbildung 4.20: Impulsverteilung in z -Richtung auf dem Ionendetektor der 400 keV Kalibrationsmessung.

In y -Richtung gilt aufgrund des Jets ein anderer Temperaturfehler, der allerdings als vergleichbar klein angenommen wird. Der Temperaturfehler der Elektronen ist aufgrund der

geringen Masse klein genug, um vernachlässigt zu werden. Aus den Bewegungsgleichungen für die Elektronen folgt eine winkelabhängige Auflösung in Ortsrichtung. Für die Elektronen, die nach einem vollen Umlauf der Gyrationperiode auf dem Detektor ankommen, ergibt sich eine erheblich schlechtere Auflösung, weil die Ortsinformation verloren geht. Die Abhängigkeit des Elektronenenergiefehlers von der Elektronenenergie und dem Emissionswinkel, kann mit dem Programm „Mr.Simulizer!“ [Jah00] simuliert werden. In Abbildung 4.21 ist die Simulation der winkelabhängigen Unschärfe dargestellt.

Eine weitere Ungenauigkeit in den Messungen mit 2 MeV Projektilenergie ergibt sich durch die hochfrequente Überlagerung des Elektron-MCP-Signals, wie in der Abbildung 4.12 ersichtlich ist. Dieser Fehler wird mit circa 0,05 a.u. angenommen. Durch die Kalibration ergeben sich systematische Fehler.

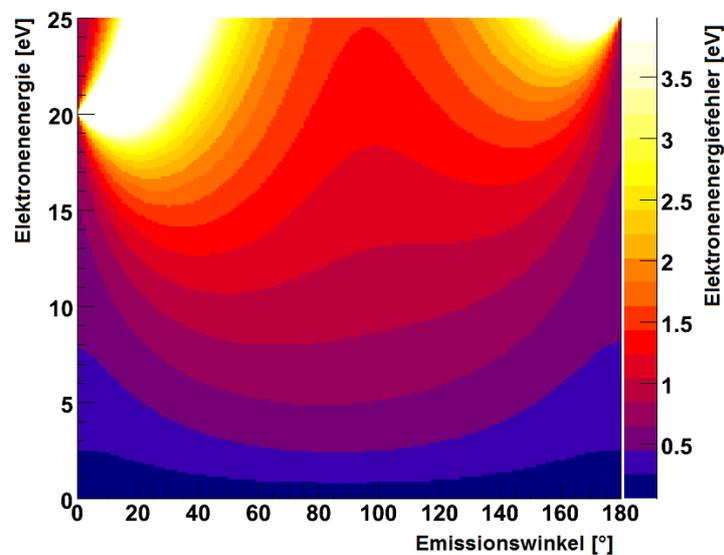


Abbildung 4.21: Simulation der Elektronenenergie in Abhängigkeit des Emissionswinkels, simuliert mit „Mr.Simulizer!“ [Jah00]. Folgenden Parameter für die Simulation der Messung mit ausgeschalteter Linse wurden verwendet: Targetgröße in der y-z-Ebene 1 mm², Ortsauflösung 0,3 mm, Zeitauflösung 400 ps, B-Feld 7,53 G, $s_b = 20$ cm und 6,7 V/cm, $s_d = 40,13$ cm und 0 V/cm, Strecke zwischen Gitter und Detektor: 1 cm mit 130 V/cm.

5. Ergebnisse

Im Folgenden werden die Messergebnisse bei verschiedenen Projektilenergien und Kohärenzen betrachtet und miteinander verglichen. In Kapitel 5.1 wird der Einfluss der Elektronenenergie, des Gesamtimpulsübertrages und der Projektilenergie auf die Elektronenwinkelverteilung diskutiert und graphisch dargestellt. Ein ausführlicher Vergleich der Messungen mit ein- und ausgeschalteter Projektillinse, also mit unterschiedlichen Kohärenzlängen, wird in Kapitel 5.2 durchgeführt. Die Betrachtung des Verhältnisses von einfachgeladenen Helium zu zweifach geladenem bei unterschiedlichen Kohärenzen wird in Kapitel 5.3 vorgenommen.

5.1 Zusammenhang zwischen dem Gesamtimpulsübertrag und der Elektronenenergie

Bei gleichem Gesamtimpulsübertrag \vec{q} können verschiedene Elektronenenergien E_e resultieren, abhängig von dem Impulsübertrag auf das Ion \vec{p}_r [Gas15]:

$$E_e = \frac{\vec{p}_e^2}{2 \cdot m_e} \quad (5.1)$$

$$\vec{q} = \vec{p}_e + \vec{p}_r \quad (5.2)$$

$$E_e = \frac{(\vec{q} - \vec{p}_r)^2}{2 \cdot m_e} \quad (5.3)$$

Wobei \vec{p}_e dem Impulsübertrag auf das Elektron entspricht. Die Verteilungen der Elektronenenergie in Abhängigkeit des Gesamtimpulses sind in Abbildung 5.1 für die 500 keV Projektilenergie und die 2 MeV Projektilenergie-Messung mit ausgeschalteter Projektillinse, also nicht modifizierter Kohärenzlänge, gezeigt. In der Abbildung 5.1 wird deutlich, dass vor allem niederenergetische Elektronen erzeugt werden.

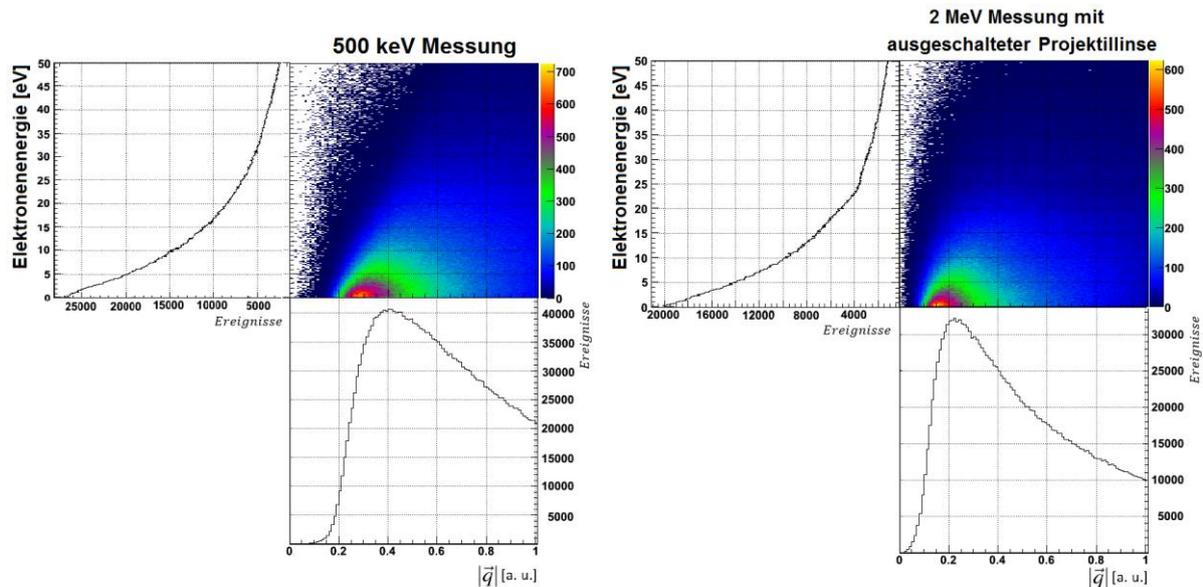


Abbildung 5.1: Elektronenenergie in Abhängigkeit des Gesamtimpulsübertrags der 500 keV Messung (links) und der 2 MeV Messung mit ausgeschalteter Projektillinse (rechts), mit den jeweiligen Projektion des Gesamtimpulses (unten), Projektion der Elektronenergien

5.2 Elektronwinkelverteilung

Die Elektronwinkelverteilung wird in einem θ - ϕ -Diagramm dargestellt. Für eine eindimensionale Betrachtung der Ergebnisse wird eine Projektion des Bereiches $-10^\circ < \phi < 10^\circ$ auf den Theta-Winkel durchgeführt. In den Elektronenemissionswinkelverteilungen sind die beiden Maxima erkennbar, die sogenannten Binary- und Recoilpeaks. Das Verhältnis und die Lage der Maxima zueinander hängen von verschiedenen Einflussgrößen ab, wie in Kapitel 2.1.1 ausführlich beschrieben ist.

In den Abbildungen 5.2 und 5.3 sind die Elektronenwinkelverteilungen bei verschiedenen Elektronenenergien abgebildet. Es ist ersichtlich, dass sich das Verhältnis der Maxima bei hohen Elektronenenergien vergrößert. Die Verschiebung der beiden Maxima hängt von dem Gesamtimpulsübertrag, wie in den Abbildungen 5.4 und 5.5 dargestellt, ab. Der Vergleich der 500 keV Messung mit der 2 MeV Messung in Abbildung 5.6 zeigt, dass der Binary Peak sich bei höheren Projektilenergien bei einem größeren ϕ -Winkel befindet. Dies ist der Fall, weil die Richtung des Gesamtimpulsübertrages von der Projektilenergie abhängt und langsamere Projektilen mehr Einfluss auf den Emissionswinkel der Elektronen nehmen als schnellere. Die Post-Collision-Interactions (PCI) nehmen zusätzlich einen Einfluss auf die Verteilung.

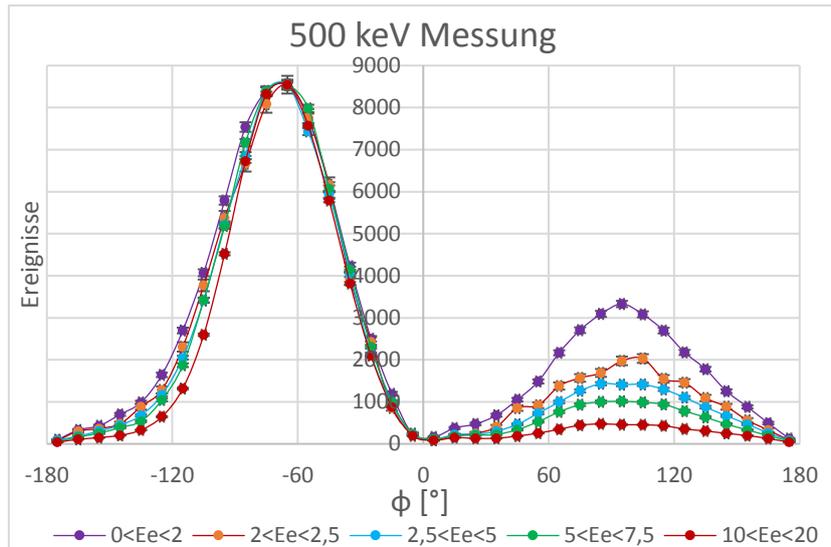


Abbildung 5.2: Elektronenwinkelverteilung der 500 keV Projektilenergie-Messung bei Gesamtenergieüberträgen von $0,3 < |q| < 2$ a.u. bei unterschiedlichen Elektronenergien E_e auf das Maximum normiert. Eine Veränderung des Verhältnisses von Recoil Peak zu Binary ist erkennbar.

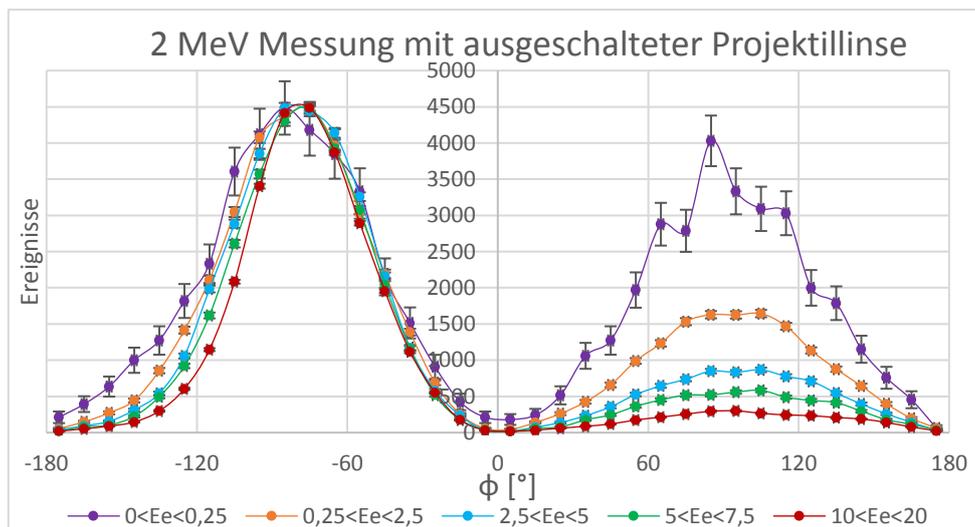


Abbildung 5.3: Elektronenwinkelverteilung der 2 MeV Projektilenergie-Messung mit ausgeschalteter Projektilinse bei Gesamtenergieüberträgen von $0,3 < |q| < 2$ a.u. bei unterschiedlichen Elektronenergien E_e auf das Maximum normiert. Eine Veränderung des Verhältnisses von Recoil Peak zu Binary ist erkennbar.

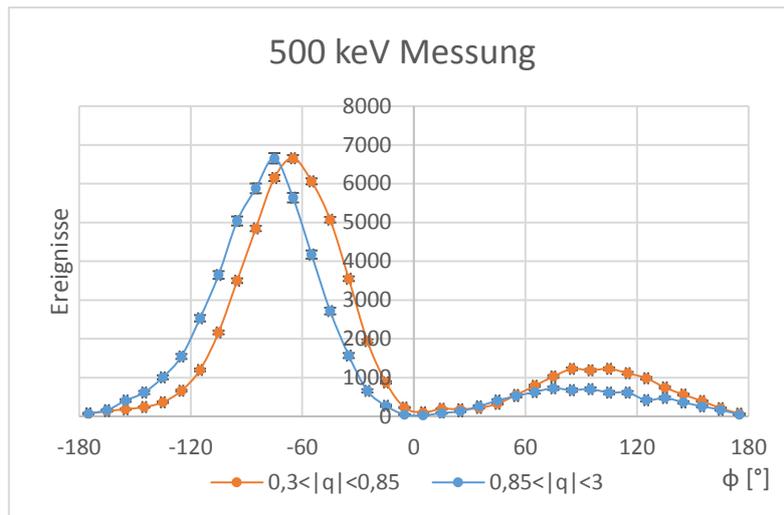


Abbildung 5.4: Elektronenwinkelverteilung der 500 keV Projektilenergie-Messung bei Elektronenergien von $2 < E_e < 7,5$ eV bei verschiedenen Gesamtimpulsüberträgen auf das Maximum normiert. Eine Veränderung des Verhältnisses und der Lage von Recoil Peak zu Binary ist erkennbar.

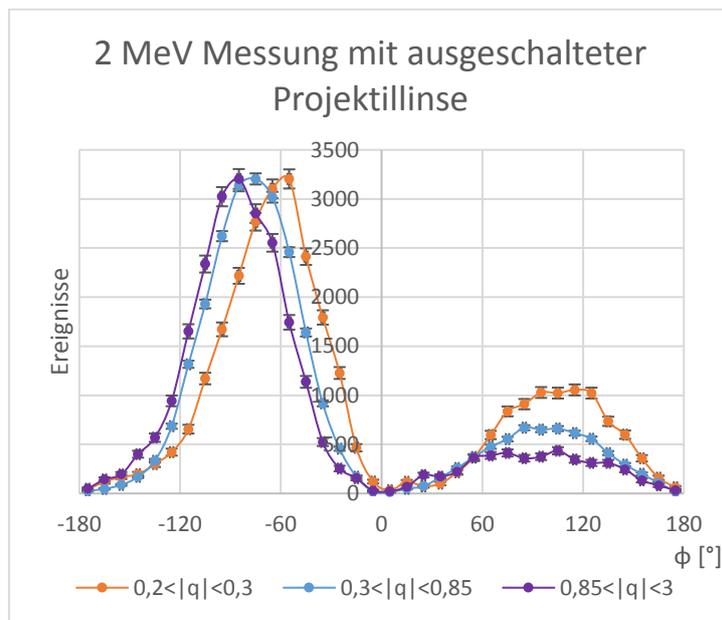


Abbildung 5.5: Elektronenwinkelverteilung der 2 MeV Projektilenergie-Messung mit ausgeschalteter Projektillinse bei Elektronenergien von $2,5 < E_e < 5$ eV bei verschiedenen Gesamtimpulsüberträgen auf das Maximum normiert. Eine Veränderung des Verhältnisses von Recoil Peak zu Binary ist erkennbar.

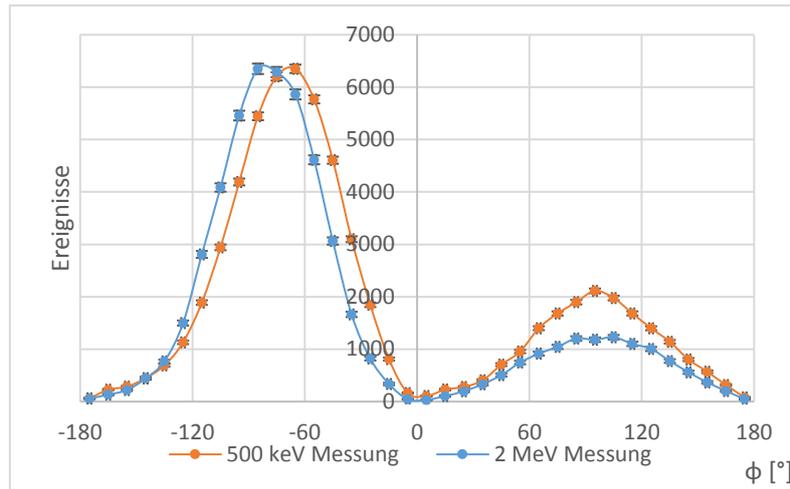


Abbildung 5.6: Elektronwinkelverteilung der 500 keV Projektilenergie-Messung und der 2 MeV Projektilenergie-Messung mit ausgeschalteter Projektillinse, bei $2,5 < E_e < 5$ eV und $0,3 < |q| < 2$ a.u.

5.2.1 Vergleich der Elektronwinkelverteilungen bei unterschiedlichen Projektilkohärenzen

Um herauszufinden, ob die Projektilkohärenz einen Einfluss auf den Ionisationsprozess nimmt, wie für die Erklärung des aufgefüllten Knotens der Messung von Schulz angenommen wird [Sch03], wurden in dem vorliegenden Experiment Elektronenwinkelverteilungen bei verschiedenen Projektilkohärenzen aufgenommen. Dafür wurde eine Quadrupollinse in den Projektillstrahlverlauf eingebaut, die die Kohärenz verändert. Die Messungen mit aus- und eingeschalteter Projektillinse werden miteinander verglichen.

Da nur ein Singulett der Projektillinse betrieben wurde, führt das zu unterschiedlich divergenten Strahlen in der x- und y-Richtung und damit auch zu verschiedenen Kohärenzen in den Raumrichtungen (siehe Kapitel 3.1.1). Es ergibt sich bei eingeschalteter Projektillinse eine Kohärenzlänge von 1,6 a.u. in x-Richtung und in y-Richtung 0,2 a.u.. Die Betrachtung der Messergebnisse bei ein- und ausgeschalteter Projektillinse zeigt, dass in beiden Fällen der Knotenpunkt in der Elektronenwinkelverteilung aufgelöst werden konnte (siehe Abbildung 5.7 und 5.8). Der direkte Vergleich in der eindimensionalen Darstellung in Abbildung 5.9 verdeutlicht, dass sich die Verhältnisse von Binary- zu Recoilpeak nicht unterscheiden. Um eine deutlichere Darstellung des Unterschiedes zu erhalten, wird die normierte Differenz der beiden Graphen errechnet:

$$E_{Diff} = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2} \quad (5.4)$$

Wobei E_1 und E_2 für die jeweilige Anzahl der Ereignisse stehen. Da die Projektilkohärenzen in x- und y-Richtung für die Messung mit eingeschalteter Projektillinse stark unterschiedlich sind, werden mehrere Winkelschnitte in der x-y-Projektillimpulsebene miteinander verglichen. Zunächst werden die Elektronenwinkelverteilungen von Projektillimpulsen entlang der x-Achse mit denen entlang der y-Achse verglichen. Abbildung 5.10 verdeutlicht die betrachteten

Winkelschnitte in der Projektilenebene, die miteinander verglichen werden. Diese Vorgehensweise wird für beide Messungen, also mit ein- und ausgeschalteter Projektillinse, durchgeführt (siehe Abbildung 5.11 und 5.12). Des Weiteren werden die beiden x- bzw. y-Richtungen der Projektilimpulse bei aus- und eingeschalteter Projektillinse miteinander verglichen (siehe Abbildung 5.13 - 5.16).

Neben dem Auffüllen des Knotenpunktes, wird auch eine Veränderung des Verhältnisses zwischen Binary- und Recoilpeak durch eine Änderung der Kohärenz vorhergesagt [Nav17]. Das Verhältnis ist weniger von der Auflösung und der exakten Lage der Impulsnullpunkte abhängig und bietet daher eine gute Überprüfungsmöglichkeit. Eine Auflistung der absoluten Ereigniszahlen in den beiden Maxima und deren Verhältnis zueinander für beide Messungen in x- und y-Richtungen ist in Tabelle 5.1 aufgeführt. Es ist ersichtlich, dass die Verhältnisse nur eine geringe Abweichung zueinander haben. Daher hat die veränderte Divergenz des Projektilstrahls zu keinem messbaren Unterschied in den Daten geführt.

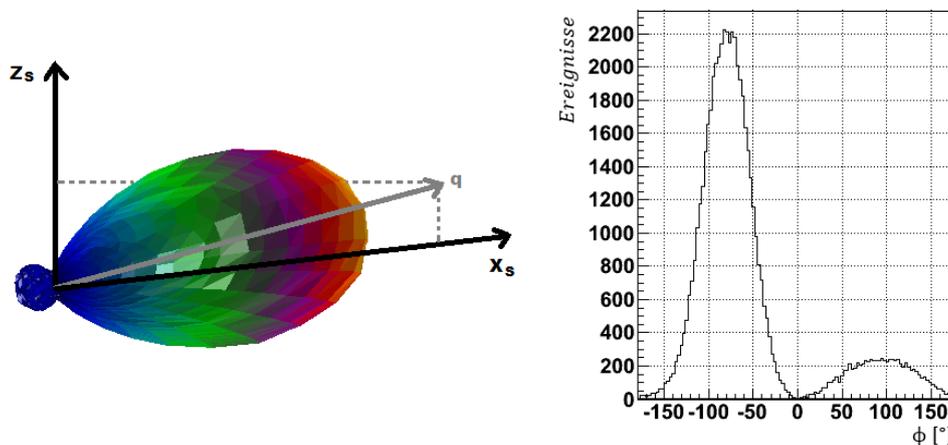


Abbildung 5.7: Elektronwinkelverteilung der 2 MeV Messung in 3D-Darstellung (links) für $3 \text{ eV} < E_c < 10 \text{ eV}$ und $-64 \text{ eV} < E_{B,e} < 16 \text{ eV}$. Ein Ausschnitt dieser Winkelverteilung von $-10^\circ < \Phi < 10^\circ$ in eindimensionaler Darstellung (rechts).

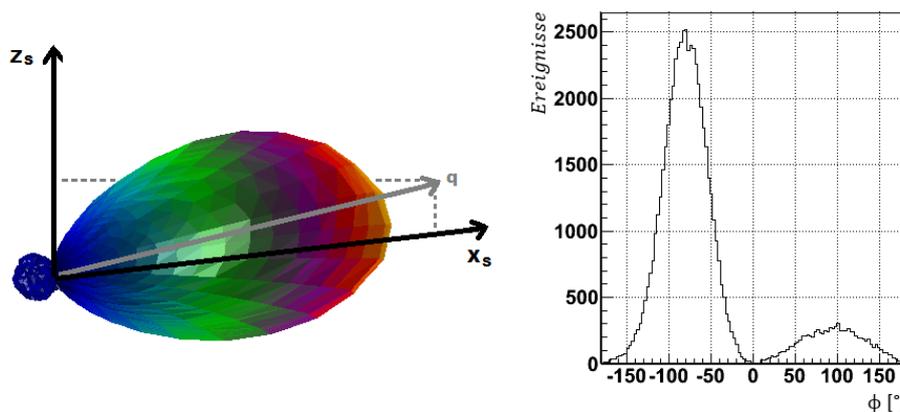


Abbildung 5.8: Elektronenenergie in Abhängigkeit des Gesamtimpulsübertrags der 2 MeV Messung mit ausgeschalteter Projektillinse (links), Projektion des Gesamtimpulses (mitte), Projektion der Elektronenergien (rechts)

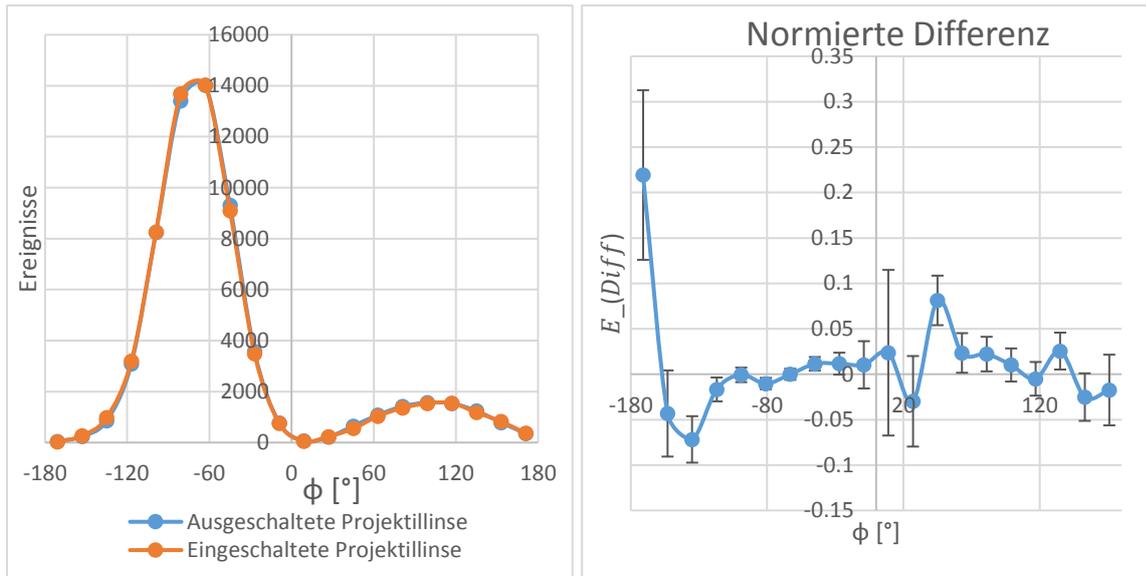


Abbildung 5.9: Elektronwinkelverteilung der 2 MeV Messung mit ein- und ausgeschalteter Projektlinse normiert auf das Integral.

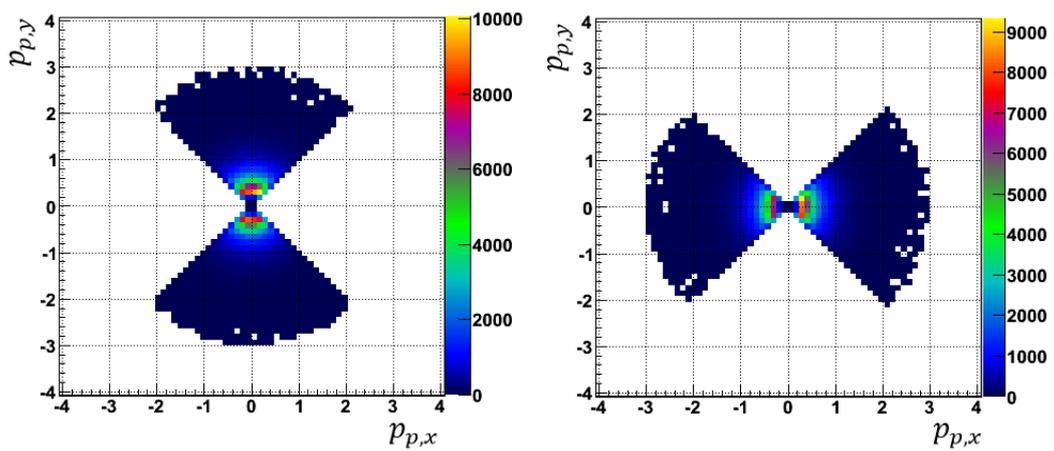


Abbildung 5.10: Winkelschnitte in der x - y -Projekttilimpulsebene für die Messung mit ausgeschalteter Projektlinse.

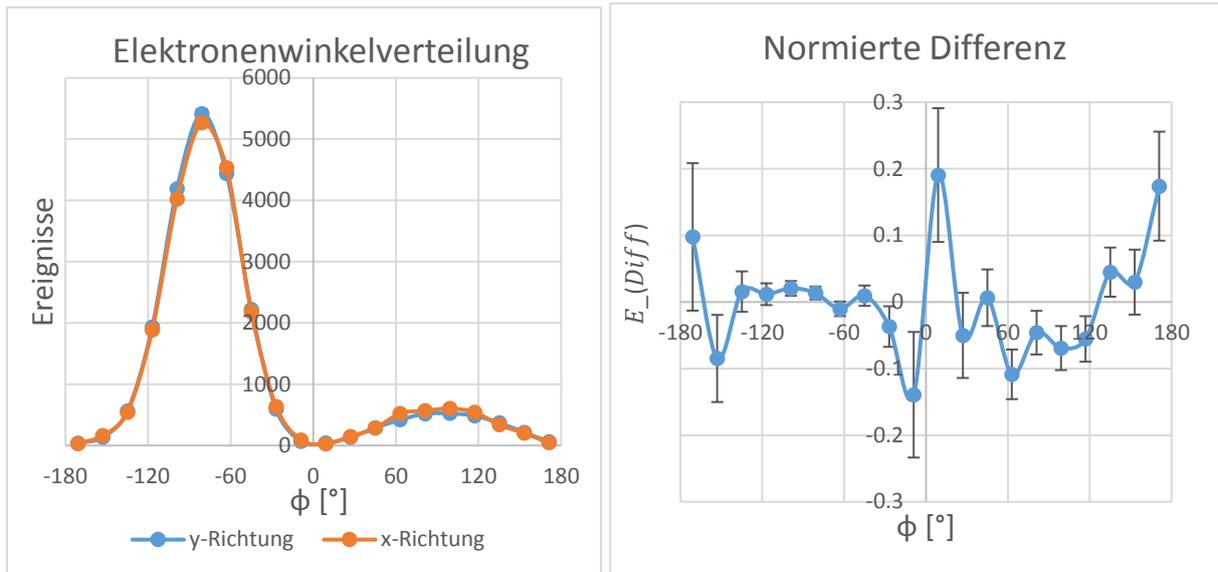


Abbildung 5.11: Für die Messung mit ausgeschalteter Projektilline die Elektronenwinkelverteilungen für die Winkelschnitte aus Abbildung 5.10 aufs Integral normiert (links) und die normierte Differenz von beiden Graphen (rechts) mit den Bedingungen: $3 < E_e < 10$ eV und $0,5 < |q| < 1$ a.u.

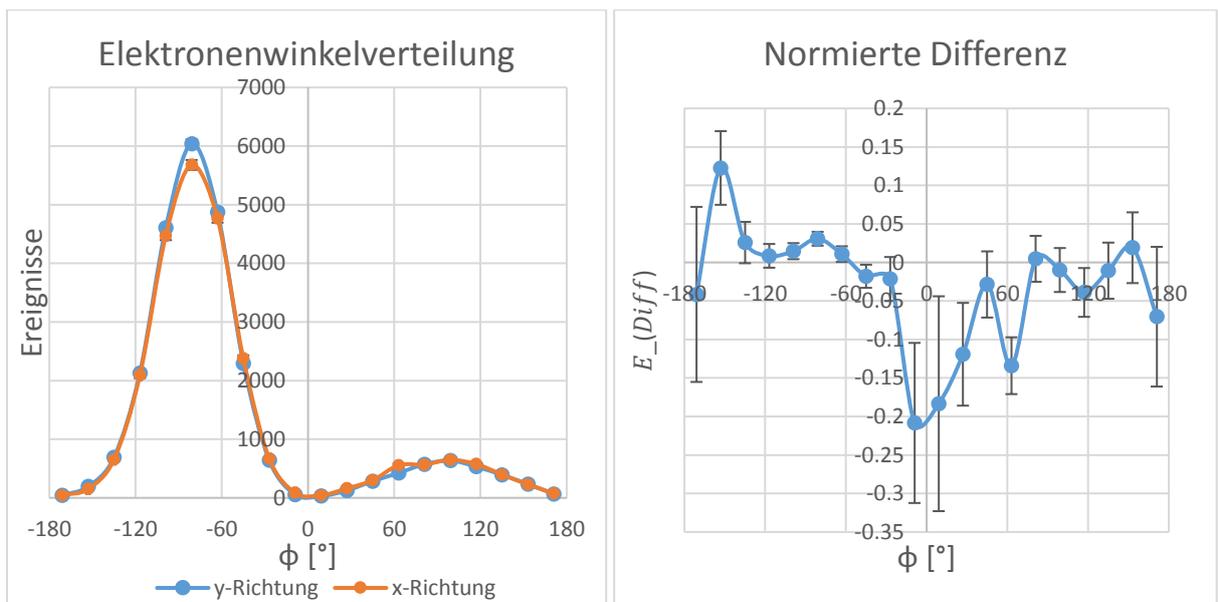


Abbildung 5.12: Für die Messung mit eingeschalteter Projektilline die Elektronenwinkelverteilungen von Winkelschnitten analog zu Abbildung 5.10 aufs Integral normiert (links) und die normierte Differenz von beiden Graphen (rechts) mit den Bedingungen: $3 < E_e < 10$ eV und $0,5 < |q| < 1$ a.u.

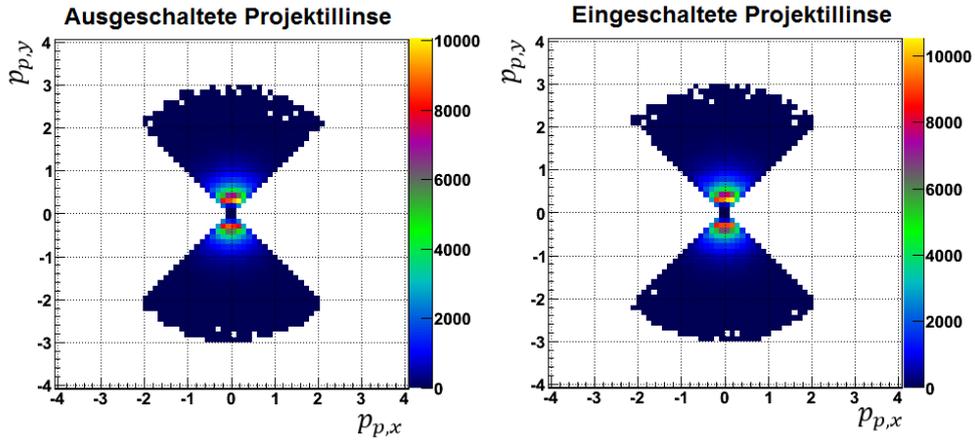


Abbildung 5.13: Winkelschnitte in der x-y-Projektillimpulsebene für die Messung mit ein- und ausgeschalteter Projektillinse.

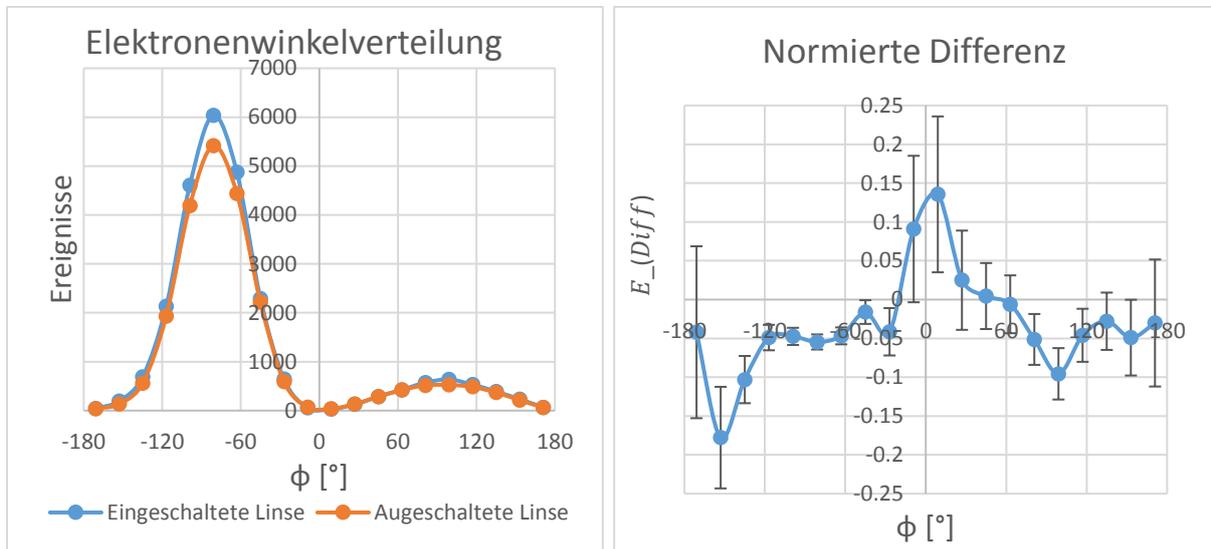


Abbildung 5.14: Die Elektronenwinkelverteilungen von den Winkelschnitten aus Abbildung 5.13 aufs Integral normiert (links) und die normierte Differenz von beiden Graphen (rechts) mit den Bedingungen: $3 < E_e < 10$ eV und $0,5 < |q| < 1$ a.u.

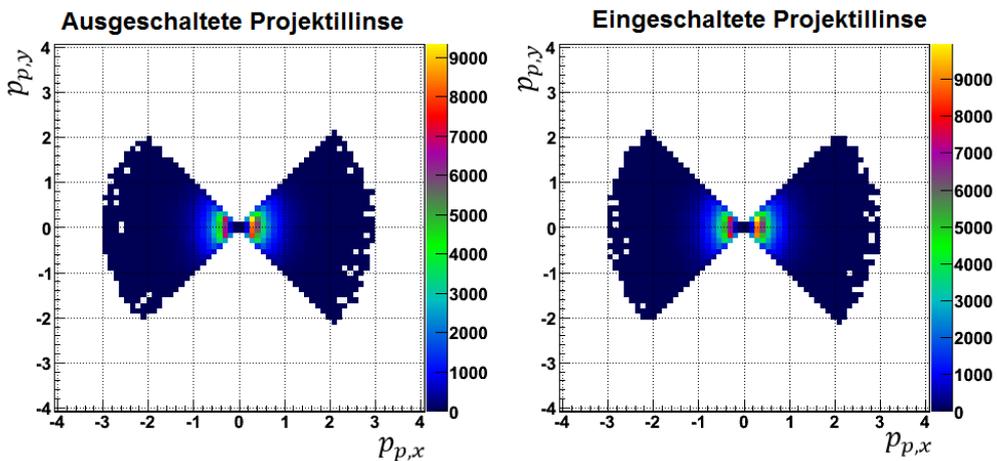


Abbildung 5.15: Winkelschnitte in der x-y-Projektillimpulsebene für die Messung mit ein- und ausgeschalteter Projektillinse.

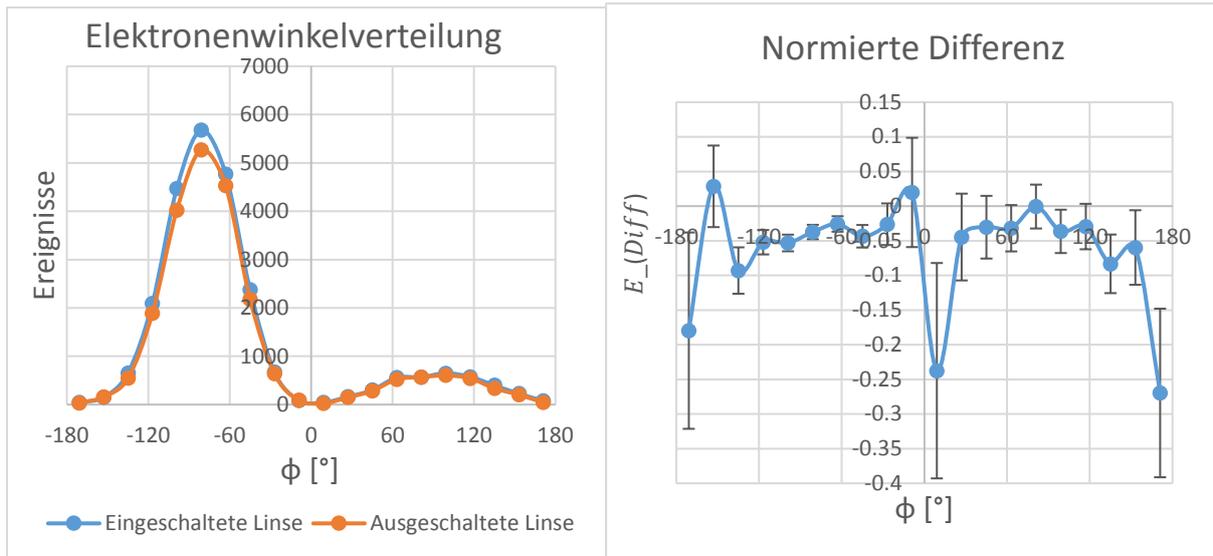


Abbildung 5.16: Die Elektronenwinkelverteilungen von den Winkelschnitten aus Abbildung 5.15 aufs Integral normiert (links) und die normierte Differenz von beiden Graphen (rechts) mit den Bedingungen: $3 < E_e < 10$ eV und $0,5 < |q| < 1$ a.u.

Richtung	Kohärenzlänge [a.u.]	Anzahl Ereignisse im 1.Maximum	Anzahl Ereignisse im 2.Maximum	Verhältnis der Maxima zueinander
x und y	1,2 und 1,2	964.207	154.208	16,0%
x	1,2	626.796	165.934	26,5%
y	1,2	620.085	133.430	21,5%
x und y	1,6 und 0,2	968.436	150.021	15,5%
x	1,6	641.293	164.420	25,6%
y	0,2	620.054	143.126	23,1%

Tabelle 5.1: Ereignisanzahl in beiden Maxima für die Messung mit aus- und eingeschalteter Projektillinse für die alle Winkel und für die Winkel in x- und y-Richtung

5.3 Verhältnis von He⁺ zu He⁺⁺

Die gemessenen Daten von Schneider et. al [Sch13] lassen vermuten, dass die Transferionisation stärker von Kohärenzeffekten beeinflusst wird als die Einfachionisation. Die Erklärung hierfür ist, dass die Transferionisation bei geringeren Abständen der Stoßteilchen abläuft als die Einfachionisation. Es kann daher vermutet werden, dass die Kohärenz ebenfalls das Verhältnis von der Einfach- zu der Zweifachionisation beeinflusst. Daher wird das Verhältnis von He⁺ zu He⁺⁺ anhand der Ereignisanzahl in den jeweiligen Flugzeitmaxima ermittelt. Wobei nur Ionenflugzeiten mit Impulsen von kleiner 2 a.u. betrachtet werden. In Tabelle 5.2 ist ersichtlich, dass die Projektillinse keinen Einfluss auf das Verhältnis zwischen He⁺ und He⁺⁺ Ereignissen nimmt.

Messung	Ereignisse He ⁺	Ereignisse He ⁺⁺	Prozentsatz
2 MeV ohne Linse	2,56·10 ⁶	5806	0,23%
2 MeV mit Linse	2,84·10 ⁶	6566	0,23%

Tabelle 5.2: Ereignisse von He⁺ und He⁺⁺ für die Messung mit einer Projektilenergie von 2 MeV ohne und mit Linse und der dazugehörige prozentuale Unterschied.

6. Zusammenfassung

Ziel der durchgeführten Messungen ist es, weitere experimentelle Daten für die Diskussion des Einflusses der Projektilkohärenz auf die Elektronwinkelverteilung von schnellen Ion-Atom-Stößen zu liefern. Die Messungen wurden in der Experimentierhalle der Goethe-Universität Frankfurt am Main mit einer COLTRIMS-Apparatur durchgeführt. Da der Auflösungsfehler einen zentralen Punkt darstellt, wurde eine bereits untersuchte und bewährte hochauflösende Abbildungseinheit verwendet [Gas15] und die Kalibration des Systems sehr sorgfältig vorgenommen. Hierfür wurde als Kalibrationsmessung der Elektroneneinfang bei Helium-Helium-Stößen mit 400 keV Projektilenergie analysiert und sich die Symmetrieeigenschaften des Abbildungssystems und der physikalischen Effekte zunutze gemacht. Bei den Ionisationsmessungen wurden Proton-Helium-Stöße bei einer Projektilenergie von 500 keV und 2 MeV betrachtet. Wobei bei der Messung mit 2 MeV Projektilenergie die Divergenz, und damit auch die Kohärenz, des Projektilstrahls durch ein- und ausschalten einer Projektillinse variiert wurde. Die gemessenen Daten wurden in das Streusystem transformiert und die aufgezeichneten Elektronenwinkelverteilungen aus den verschiedenen Messungen betrachtet und miteinander verglichen. Die „Post Collision Interactions“ wurden bei unterschiedlichen Elektronenenergien, Gesamtimpulsüberträgen und Projektilenergien untersucht. Der Vergleich der Elektronwinkelverteilungen bei einer Projektilenergie von 2 MeV mit ein- und ausgeschalteter Projektillinse zeigt weder einen aufgefüllten Knotenbereich, noch einen Unterschied in den beiden Maxima. Die veränderte Kohärenz nimmt also keinen Einfluss auf die gemessene Elektronenwinkelverteilung. Außerdem bleibt das Verhältnis von He^+ zu He^{++} ebenfalls unverändert. Es lässt sich daher vermuten, dass die gemessene Verbreiterung des Knotenpunktes in der C^{6+} Messung [Sch03] ein Auflösungsfehler war.

Für die weitere Untersuchung des Einflusses der Kohärenz ist es sinnvoll ein anderes Emittanzmessprinzip, welches auch bei niedrigen Strahlströmen die Messung der Emittanz zulässt, zu nutzen. Dafür eignet sich ein sogenanntes „Pepper Pot Emittance Meter“ (PEM), da auch bei Strömen in der Größenordnung von Nanoampere die Messung der x- und y-Emittanz in Echtzeit möglich ist [Kre13]. Des Weiteren können noch höhere Spannungen an die Projektillinse angelegt werden und die Divergenz dadurch noch stärker beeinflusst werden. Eine Wiederholung des C^{6+} -Experimentes mit dem hier verwendeten Impulsspektrometer bei unterschiedlichen Kohärenzen könnte die zweifelsfreie Bestätigung liefern, ob der aufgefüllte Knoten reproduziert werden kann oder nicht.

7. Anhang A

Parameterüberblick

Messung	Kalibration 400 keV	500 keV SC	500 keV SI	2 MeV	2 MeV mit Linse
Flugzeit Rec Verschiebung [ns]	1185.5	495.6	11.3	-5	0
Flugzeit Elec Verschiebung [ns]	---	---	0	-1	0
Ort x Rec Verschiebung [mm]	0	0	0	0	0
Ort y Rec Verschiebung [mm]	0	-5.17	-5.17	-5.17	-5.17
Zeit t Rec Verschiebung [ns]	0	0	0	0	0
Ort x Elec Verschiebung [mm]	---	---	3	5	5.89
Ort y Elec Verschiebung [mm]	---	---	2.65	2.98	3.1
Zeit t Elec Verschiebung [ns]	---	---	36.9	31.4	31.6
Rotation Rec [°]	-123.45	-123.5	-123.5	-123.5	-123.5
Rotation Elec [°]	---	---	240	240	240
Streckung Rec Impuls x,y	0.901	0.901	0.905	0.901	0.901
Streckung Elec Impuls x,y	---	---	1	1	1
Streckung Elec Impuls z	---	---	1.13	1	1
Impuls x Rec Verschiebung [a.u.]	-0.349671	1	-0.0325	0.21824	0.5
Impuls y Rec Verschiebung [a.u.]	1.015118	0.723	0.754	0.8423	0.43
Impuls z Rec Verschiebung [a.u.]	0	0.082	-0.0185	-0.0157	0.0148
Impuls x Elec Verschiebung [a.u.]	---	---	0.015	0.014	0.01
Impuls y Elec Verschiebung [a.u.]	---	---	-0.02	0	0
Impuls z Elec Verschiebung [a.u.]	---	---	0	0	0
E-Feld Rec [V/cm]	6.7	6.6	6.7	6.3	6.3
E-Feld Elec [V/cm]	---	---	6.7	6.7	6.7
B-Feld [ns]	---	---	47.04	47.34	47.34
x-Fisch Korrekturfaktor m	---	---	0.019	0.0195	0.019
x-Fisch Korrektursummand b	---	---	5.79	3.45	3.7
y-Fisch Korrekturfaktor m	---	---	0.023	0.02	0.0231
y-Fisch Korrektursummand b	---	---	-0.82	-1.1	-1
Spektrometerlänge Drift Elec [mm]	---	---	405	401.3	404

8. Quellen

- [Ach99] M. Achler, *Untersuchung von Symmetrieeffekten in der Photodoppelionisation von Helium mit zirkular polarisiertem Licht*, Dissertation, Goethe Universität Frankfurt am Main (1999)
- [Bru89] G. Brusdeylins, J.P. Toennies und R. Vollmer, XII. *Symposion on Molecular Beams*, Book of Abstracts, Perugia (1989)
- [Chu17] O. Chuluunbaatar, S.A. Zaytsev, A. A. Bulychev, K.A. Kouzakov, A. Galstyan, V. L. Shablov, Yu. V. Popov, H. Gassert, M. Waitz, H.-K. Kim, T. Bauer, A. Laucke, Ch. Müller, J. Voigtsberger, M. Weller, J. Rist, K. Pahl, M. Honig, M. Pitzer, S. Zeller, T. Jahnke, L. Ph. H. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner und M. S. Schöffler, *Fully differential cross sections for single ionizing 1-MeV p+He collisions at small momentum transfer*, Phys. Rev. A to be submitted (2017)
- [Cia06] M.F. Ciappina und W.R. Cravero, *Post-prior discrepancies in CDW-EIS calculations for ion impact ionization fully differential cross section*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 39, 1091 (2006)
- [Dür07] M. Dürr, *Analysis of experimental data for ion-impact single ionization of helium with Monte Carlo event generators based on quantum theory*, Phys. Rev. A 75, 062708, (2007)
- [Ego11] K. N. Egodapitiya, S. Sharma, A. Hasan, A.C. Laforge, D.H. Madison, R. Moshhammer, M. Schulz, *Manipulating atomic fragmentation processes by controlling the projectile coherence*, Physical Review Letters PRL 106, 153202 (2011)
- [Fio06] J. Fiol, *Critical comparison between theory and experiment for $C^{6+}+He$ fully differential ionization cross sections*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 39 L285–L290, (2006)
- [Fis03] D. Fischer, *Mehr-Teilchen-Dynamik in der Einfach- und Doppelionisation von Helium durch geladene Projektile*, Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2003)
- [Fis04] D. Fischer, M. Schulz, R. Moshhammer, J. Ullrich, *Comparative study of single and double ionization of helium by ion impact*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 37 1103-1111 (2004)
- [Gas15] H. Gassert, *Dreidimensionale Elektronenwinkelverteilungen in Proton-Helium-Stößen*, Masterarbeit, Goethe Universität Frankfurt am Main (2015)
- [Gas16] H. Gassert et al., *Agreement of Experiment and Theory on the Single Ionization of Helium by Fast Proton Impact*, Phys. Rev. Lett. 116, 073201 (2016)

- [Gat14] J. Gatzke, *Aufbau und Charakterisierung einer Neon-Wasser-Cluster Quelle*, Bachelorarbeit, Goethe Universität Frankfurt am Main (2014)
- [Jah00] T. Jahnke, „*Mr.Simulizer!*“ – *Numerisches Simulationsprogramm zur Berechnung der Elektronenenergieauflösung*, Goethe Universität Frankfurt am Main (2000)
- [Kim08] H.K. Kim, *Impulsspektroskopische Untersuchung des Elektroneneinfangs in Proton-Helium Stößen*, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt am Main (2008)
- [Kre05] K. Kreidi, *Photodoppelionisation von H₂ – eine Analogie zum Doppelspalt*, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt am Main (2005)
- [Kre13] H. R. Kremers, J.P.M. Beijers, S. Brandenburg, *A pepper-pot emittance meter for low-energy heavy-ion beams*, Review of Scientific Instruments 84, 025117, doi: 10.1063/1.4793375 (2013)
- [Mes06] D. Meschede, *Gerthsen Physik*, 23. Heidelberg: Springer, 2016, ISBN 3-540-25421-8
- [Mül15] J.C. Müller, *Emittanzmessung an der Frankfurter Elektron Zyklotron Resonanz Ionenquelle*, Masterarbeit, Goethe Universität Frankfurt am Main (2015)
- [Nav17] F. Navarrete, M.F. Ciappina, L. Sarkadi, R.O. Barrachina, *The role of the wave packet coherence on the ionization cross section of He by p⁺ and C⁶⁺ projectiles*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, Article in Press, (2017)
- [Pop84] Karl R. Popper, *Objektive Erkenntnis – Ein evolutionärer Entwurf*, Hoffmann und Campe Vlg GmbH (1984)
- [Sch00] L. Schmidt, *Effekte molekularer Symmetrien in der Elektronenemission bei langsamen He²⁺ - He - Stößen: Eine kinematisch vollständige experimentelle Untersuchung*, Dissertation, Goethe Universität Frankfurt am Main (2000)
- [Sch02] M. Schöffler, *Entwicklung und Aufbau eines Abbildungssystems zur Messung von Elektronen jenseits niedriger Energien*, Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt am Main (2002)
- [Sch03] M. Schulz, R. Moshhammer, D. Fischer, H. Kollmus, D.H. Madison, S. Jones, J. Ullrich, *Three-dimensional imaging of atomic four-body processes*, Nature 422 48-50 (2003)
- [Sch06] M. Schöffler, *Grundzustandskorrelationen und dynamische Prozesse untersucht in Ion-Helium-Stößen*, Dissertation, Goethe Universität Frankfurt am Main (2006)
- [Sch09] M. Schulz, *Role of elastic scattering in inelastic atomic fragmentation processes*, Phys. Scr. 80 068101 (2009)

- [Sch13] K. Schneider, M. Schulz, X. Wang, A. Kelkar, M. Grieser, C. Krantz, J. Ullrich, R. Moshhammer und D. Fischer, *Role of Projectile Coherence in Close Heavy Ion-Atom Collisions*, Physical Review Letters, PRL 110, 113201 (2013)
- [Sch14] M. Schöffler, *Abbildungsmethoden der modernen Atomphysik*, Vorlesung, Goethe-Universität Frankfurt am Main (2014)
- [Sim06] SIMION™ 8 © 2003-2007, D. Manura, *SIMION 8.0 User Manual*, Scientific Instrument Services, Inc.
- [Tit11] J. Titze, *Die Untersuchung der Ionisationsdynamik von Heliumdimeren in Stößen mit α -Teilchen*, Dissertation, Goethe Universität Frankfurt am Main (2011)
- [Tri11] F. Trinter, *Doppelter Auger-Zerfall in Kohlenmonoxid*, Masterarbeit, Goethe Universität Frankfurt am Main (2011)
- [Wan12] X. Wang, K. Schneider, A. LaForge, A. Kelkar, M. Grieser, R. Moshhammer, J. Ullrich, M. Schulz, D. Fischer, *Projectile coherence effects in single ionization of helium*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 45 211001 (2012)
- [Web99] T. Weber, *Impulstransfer in Proton-Heliumstößen untersucht mit hochauflösender Rückstoßionenimpulsspektroskopie*, Dissertation, Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2. Auflage (1999)
- [Web03] T. Weber, *Untersuchung der verschränkten Bewegung freier Elektronenpaare emittiert aus Ein- und Zweizentren Coulomb-Potentialen in Photoabsorptionsprozessen*, Dissertation, Goethe Universität Frankfurt am Main (2003)
- [Wil55] W.C. Wiley und I.H. McLaren, *Time-of-Flight Mass Spectrometer with Improved Resolution*, Rev. Sci. Instr. 26 Nr. 12 (1955)

Erklärung nach § 30 (12) Ordnung für den Bachelor- und Masterstudiengang

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

9. Danksagung

Herrn Professor Dörner möchte ich herzlich für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe und für die freundliche Beratung danken.

Ein großes Dankeschön gebührt meinem Betreuer Markus Schöffler, der mit viel Geduld und Leidenschaft für alle Nachfragen und Problemlösungen zur Verfügung stand. Auch wenn es manchmal so schien, als hätte sich das Universum gegen uns verschworen und am Tag der Messung der Strom ausfiel und tags drauf auch noch ein Wasserschaden entstanden war, konnte ich immer auf dich zählen. Die Fähigkeit sich von Rückschlägen nicht unterkriegen zu lassen und bei jedem Hindernis in Lösungen und nicht in Problemen zu denken, hat mich stark beeindruckt.

Ich danke sehr herzlich all den Helfern aus der Arbeitsgruppe die mir mit Rat und Tat zur Seite standen und bei Umbauten immer eine helfende Hand für mich frei hatten (ganz besonders Markus Weitz und Christoph Goihl).

Bedanken möchte ich mich auch bei der Beschleunigermannschaft für die Unterstützung und auch für sämtliche Ratschläge und Tipps.

Bei allen Helfern der Strahlzeit möchte ich mich für ihren Einsatz bedanken, dass sie sich spontan Zeit genommen haben und rund um die Uhr einen Blick auf die Messung hatten und dafür teilweise sogar die Nacht in der Uni verbrachten.

Ich bedanke mich bei allen meinen Freunden, denen ich immer von meinen Erfolgen und Misserfolgen erzählen konnte und die Anteil an meiner Forschung und Gefühlslage genommen haben. Besonders: Alexander Grein, André Michel, Areso Sherjan, Darja Trojanowskaja, Fabian Liebske, Maurizio Ritzer, Maximilian Hofmann, Rebecca Goebel, Sophie Buchhold, Maroin Mhadhbi, Jennifer Gatzke und Dean Smith.

Ich danke meiner Familie sehr dafür, dass sie mir das Studium ermöglicht hat und ich mich immer auf sie verlassen kann.