Design und Aufbau einer COLTRIMS Apperatur zur Untersuchung von Ion-Atomstöße

Diplomarbeit Friedrich Tilmann Heß

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

und

Leach Science Center for nuclear Physics Auburn University Auburn, AL, USA

November 2007

Für meine Eltern

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

- 1.1 Vorwort
- 1.2 Wege in eine Zukunft: Experimente in der Atomphysik

2. Wirkungsquerschnitte

- 2.1 Definition
- 2.2 Begriffliche Einteilung der Wirkungsquerschnitte
- 2.3 Relative Wirkungsquerschnitte

3. COLTRIMS (Cold Target Ion Momentum Spectroscopy)

4. Das Gastarget

- 4.1 Einführung
- 4.2 Funktionsweise des Jets

5. Das Spektrometer

- 5.1 Einleitung
- 5.2 Bewegung im homogenen elektrischen Feld des Spektrometers
- 5.3 Die parallele magnetische Feldüberlagerung
- 5.4 Bewegungen im magnetischen Feld

6. Detektorensystem

- 6.1 Multi-Channel-Plates
- 6.2 Laufzeitdioden

7. Teilchenbeschleuniger

- 7.1 Einführung
- 7.2 Ionenquellen

8. Kinematische Betrachtungen

- 8.1 Kinematische Betrachtungen in inelastischen Ion-Atom Stoßprozessen
- 8.2 Die Änderung des Projektilimpulses
- 8.3 Der Rückstoßlongitudinalimpuls
- 8.4 Der Elektroneneinfang
- 8.5 Die Targetionisation
- 8.6 Die Projektilionisation

9. Signalauswertung und Datenaufnahme

- 9.1 Signalauswertung
- 9.2 Datenaufnahme

10. Literaturverzeichnis

11. Anhang

11.1 Atomare Einheiten

12. Über die Ziele heutiger Experimente

13. Danksagung

1. Einleitung

1.1 Vorwort

Es war eine interessante Herausforderung eine COLTRIMS-Apparatur in Auburn zu installieren, zumal es das erste Mal gewesen ist, dass eine Anlage dieser Art dort für die Forschung dauerhaft zur Verfügung stehen soll.

Mit der Implementation solcher Anlagen ist ohne Zweifel ein großer Aufwand verbunden und die zur Verfügung stehende Zeit war kapp bemessen. Der Beschleuniger wurde entsprechend auf- und umgerüstet und wegen der Installation anderer Anlagen mussten für den Ortswechsel Umbauten vorgenommen werden. Dennoch gelang es den Aufbau vollständig abzuschließen. Für eine Testmessung allerdings wäre der zeitliche Rahmen gesprengt worden. Die folgende Arbeit beschreibt den Aufbau, Design und die Funktionsweise der COLTRIMS-Technik.

1.2 Wege in eine Zukunft: Experimente in der Atomphysik

Die Suche nach einer Erklärung für die Ursachen der mannigfaltigen Erscheinungsformen der uns umgebenden Materie begann schon vor sehr langer Zeit. In naturphilosoph. Denkansätzen der Vorsokratiker entwickelten sich zunächst im 5. Jahr. v. Chr. Theorien, die wegen ihres allumfassenden Erklärungsanspruches gegensätzlich in Bezug gesetzt wurden.

Es herrschte in der Antike Uneinigkeit darüber, ob es verschiedene Grundsubstanzen gäbe, die durch die Mischung die Vielfalt der Stoffe bildeten, oder, dass alle Stoffe, wie z. B. Erde, nur verschiedene Aspekte eines Urstoffes darstellen würden. Eine weitere Theorie, die in jener Zeit entstand, war die Korpuskulartheorie [42]. Ihre Vertreter Anaxagoras, Leukippos und Demokrit waren jene Vorsokratiker, die sich die Materie aus kleinsten unteilbaren Teilchen, den Atomen vorstellten. Atome, so die Annahme, waren voneinander nicht in der Beschaffenheit, sondern bloß der Gestalt (Geometrie) nach verschieden. Demnach können zusammengesetzte Körper nicht qualitativ, sondern nur quantitativ, d. h. der Gestalt, der Ordnung und Lage der Atome nach unterschiedlich sein.

Die Korpuskulartheorie wurde über sehr lange Zeit nicht angenommen. Die Theorie der Urmaterie löste sich allmählich auf. Es herrschte außerdem Uneinigkeit darüber, ob Wasser (Thales), Luft (Anaximenes) oder Feuer (Heraklit) der Urstoff der Materie sei. Die Verschiedenheiten des Urstoffs, mit denen man damals die Mannigfaltigkeit der Erscheinungswelt zu erklären versuchte, ordnen wir heute im wesentlichen den Aggregatzuständen der Elemente zu.

Unveränderliche Grundsubstanzen...

Erst Empedokles schrieb im 5. Jahrhundert v. Chr. den Stoffen, die er damals irrtümlich als Elemente einstufte, eine Eigenart zu, die dem Verständnis der heutigen Elemente aus dem Periodensystem näherkommen. Er nahm an, die vier "Elemente" (Feuer, Wasser, Erde, Luft) wären ewig existierende und unveränderliche Grundsubstanzen, die durch Mischung die Vielfalt der Stoffe bilden. Seine Vorstellung ging in die Geschichte als die Vier-Elemente-Lehre ein. Durch die Möglichkeit der experimentellen Verifizierung leitete Robert Boyle dann im 17. Jahrhundert eine Entwicklung ein, nur noch diejenigen Stoffe als Elemente anzuerkennen, die sich nicht in andere Stoffe zerlegen lassen.

1808 veröffentlichte Dalton das Buch "A New System Of Chemical Philosophy" in dem er seine Atomhypothese darlegte, dass es so viele unterschiedliche Atome wie Elemente gibt und, dass diese sich durch ihre Masse unterscheiden. Nach Dalton können Atome miteinander vereinigt (Synthese) oder vereinigte Atome voneinander getrennt (Analyse) werden. Durch seine Überlegungen konnte das Gesetz der konstanten Proportionen (Proust, 1794), sein Gesetz der multiplen Proportionen und das Gesetz der äquivalenten Proportionen (Richter, 1791) erklärt werden. Bereits 1805 schlug Dalton vor, das relative Atomgewicht auf das leichteste Element, den

Wasserstoff zu beziehen. (Die atomare Masseeinheit (a.u.) des Wasserstoffatoms $(1,66 \cdot 10^{-24} g)$ wurde früher auch als Dalton bezeichnet.)

Amadeo Avogadro veröffentlichte (1811) seine Hypothese, nach der bei Gasen die Reaktionspartner stets in besonders einfachen Volumenverhältnissen stehen. Bei der Bildung von Wasser reagiert beispielsweise stets ein Volumen Sauerstoff mit dem doppelten Volumen Wasserstoff. Er vermutete daher, dass ein gegebenes Volumen eines Gases (bei konstanter Temperatur und Druck) stets die gleiche Anzahl von Atomen aufweist.

Auflösende Zweifel...

Trotz dieser Erkenntnisse gab es immer noch Chemiker, die nicht an die Existenz der Atome glaubten. So versuchte zum Beispiel Sir BENJAMIN COLLINS BRODIE (1817-1880), Professor der Chemie an der Universität Oxford, zu beweisen, daß die Atome in der Chemie gar nicht notwendig sind. Er empörte sich über die Molekülmodelle aus Draht und Kugeln, die um diese Zeit in der organischen Chemie entstanden, und er sah in ihnen ein ,,durch und durch materialistisches Tischlerprodukt."

1887 hatte sich WILLHELM OSTWALD, als einer der ersten prominenten deutschen Chemiker, für den Antiatomismus ausgesprochen. Er war der Auffassung, alle wirklichen Phänomene ließen sich aus dem Wechselspiel der Energie und ohne Atome erklären. Erst in der Ausgabe seiner Allgemeinen Chemie hat er seine Theorie widerrufen, nachdem ihn J.J. Thomson und S.A. Arrhenius in seiner Überzeugung erschüttert hatten [43].

Enthüllungen einer inneren Struktur...

Die physikalischen Nachweismethoden enthoben nicht nur die letzten Zweifel an der Korpuskulartheorie der Materie, es bewahrheitete sich mehr und mehr, dass die Atome eine innere Struktur aufweisen müssen. Im Jahre 1871 entwickelte W. Weber das erste Atommodell mit Elektronen. Noch im selben Jahr wurde von Cromwell Fleetwood Varley die negative Ladung des Katodenstrahls nachgewiesen. Joseph Thomson ermittelte 1897 das Verhältnis von der Ladung zur Masse des Elektrons. Ein Jahr später entdeckte Ernest Rutherford die Alpha- und Beta-Strahlung, die er zehn Jahre später, zusammen mit Geiger, als Heliumkerne identifizierte. 1904 nach der Entdeckung der Elektronen, entwickelte Thomson das so genannte "Rosinenkuchenmodell", wonach die sehr kleinen Elektronen im Inneren der Atome eingebettet seien. 1909 bestimmte Robert Andrews Millikan die Elementarladung. Rutherford konnte aus seinen Streuversuchen von Alphateilchen an einer Goldfolie schließen, dass die Atome aus einem winzigen positivgeladenen Kern $10^{-14} m$ bestehen, der nahezu die gesamte Masse 99% enthält.

Die Krise der Atomphysik...

Damit geriet die Atomvorstellung in eine tiefe Krise. Es war unmöglich, ein statisches Modell des Atoms beizubehalten, das nach Thomson noch von einer gleichmäßigen Masseverteilung ausging.

Um sich jedoch die Stabilität eines solchen Atoms nach der klassischen Physik überhaupt vorzustellen zu können, müssten die leichten Elektronen auf Bahnen um den schweren Atomkern kreisen, ähnlich einem kleinen Planetensystem, lediglich die Gravitationskraft des Planetensystems wäre durch die elektrostatische Anziehung im Atom zu ersetzen.

Ein solches Modell ist weder in der Lage, die Symmetrie, noch das Spektrum eines Atoms zu erklären, und es war Rutherford zudem sofort klar, dass erstmals ein Widerspruch zur klassischen Physik bestehen muss. Ein Elektron auf einer Kreisbahn ist eine beschleunigte Ladung und muss daher nach den Maxwellschen Gleichungen elektromagnetische Energie abstrahlen. Durch diesen beständigen Energieverlust müsste das Elektron in letzter Konsequenz nach wenigen Nanosekunden in den Kern stürzen.

Der Ausweg...

Ein Ausweg aus diesem Dilemma konnte nur noch eine weitreichende Theorie leisten, die Quantenmechanik, die die klassische Physik als Grenzfall enthält. Die Entstehung weiterer Atommodelle steht im direkten Einklang mit den Fortschritten dieser Theorie, mit deren Entwicklung wir uns aus diesem Grunde näher auseinandersetzen. Die Quantenmechanik bahnte sich bereits seit der Antike an, als man die Natur des Lichtes untersuchte. Auch hier leistete die Korpuskulartheorie Demokrits einen außerordentlichen Beitrag. Demnach breitete sich Licht vom Gegenstand gradlinig in Form eines Strahls von "Lichtatomen" aus.

Die Welle-Teilchen Kontroverse...

Die Frage, ob das Licht aus einem Teilchenstrahl oder einer Art Wellenbewegung bestand, war seit dem ausgehenden 17. Jahrhundert Gegenstand heftiger Kontroversen [47]. Neben Demokrit war Isaac Newton ein Vertreter der Teilchentheorie des Lichtes. Newton versuchte die Gesetze der Reflexion und der Brechung mit ihr in Einklang zu bringen.

Allerdings mußte er bei der Herleitung des Reflexionsgesetzes annehmen, dass sich das Licht in Wasser oder in Glas schneller als in Luft ausbreitet; dies stellte sich später als falsch heraus.

Die Hauptbefürworter der Wellentheorie des Lichts waren Christian Huygens und Robert Hooke. Huygens konnte mit der von ihm erarbeiteten Theorie der Wellenausbreitung die Reflexion und die Brechung erklären. Dabei nahm er an, dass sich das Licht in transparenten Medien wie Wasser oder Glas deutlich langsamer als in Luft ausbreitet. Newton erkannte zwar, dass die Wellentheorie die Farben erklärt, die an dünnen Schichten entstehen. Dennoch verwarf Newton diese Theorie, wegen der offenkundig gradlinigen Ausbreitung des Lichts. Beugungseffekte, also die Ablenkung des Lichtstrahls an einem Hindernis, waren seinerzeit noch nicht beobachtet worden. Newtons großes Ansehen führte dazu, dass seine Ablehnung der Wellentheorie des Lichtes von vielen Wissenschaftlern übernommen und auch von den nachfolgenden Wissenschaftlergenerationen nicht in Frage gestellt wurde.

Selbst als die Beugung des Lichtes nachgewiesen war, versuchte man, sie als Streuung von Lichtteilchen an den Kanten der Hindernisse zu erklären.

Newtons Teilchentheorie des Lichts wurde über 100 Jahre lang akzeptiert. Doch im Jahre 1801 erhielt die Wellentheorie neuen Auftrieb, und zwar durch die Arbeiten von Thomas Young. Er war einer der ersten, die die Interferenz als Wellenphänomen beschrieben, das bei Lichtwellen wie auch bei akustischen Wellen auftritt. Youngs Beobachtungen von Lichtinterferenzen waren ein eindeutiger Hinweis auf die Wellennatur des Lichts. Jedoch konnte sich Young mehr als ein Jahrzehnt lang mit seiner Ansicht nicht durchzusetzen. Den vielleicht größten Beitrag zur allgemeinen Akzeptanz der Wellentheorie des Lichts lieferte der französische Physiker Augustin Fresnel (1788-1827), der umfassende Experimente zur Interferenz und zur Beugung durchführte. Zudem erarbeitete er die mathematische Formulierung der Wellentheorie. Er zeigte, dass die beobachtete gradlinige Lichtausbreitung auf den sehr kurzen Wellenlängen des sichbaren Lichts beruht. Im Jahre 1850 wies Jean Foucoult experimentell nach, daß die Lichtgeschwindigkeit in Wasser kleiner ist als in Luft.

Newton war damit widerlegt, was seine Erklärung der Reflexion und der Brechung aber zur generellen Dies führte Teilchen betraf. Ablehung der durch Korpuskulartheorie des Lichtes. Die Wellentheorie erfuhr eine erhebliche Erweiterung, als im Jahre 1860 James Clerk Maxwell seine Theorie des Elektromagnetismus veröffentlichte. Sie sagte die Existenz elektromagnetischer Wellen voraus, deren Ausbreitungsgeschwindigkeit im Vakuum $3 \cdot 10^8$ m/s betragen, also gleich der Lichtgeschwindigkeit sein sollte. Maxwells Theorie wurde von Heinrich Herz im Jahre 1887 durch Versuche bestätigt. Die Maxwellschen Gleichungen wurden auch von Kirchhoff und anderen verwendet, um die Interferenz und die Beugung von Licht und anderen elektromagnetischen Wellen zu erklären. Damit erhielten die empirischen Methoden von Hygens eine weitere theoretische Fundierung.

Eine Konstante...

Die Entdeckung einer ungewöhnlichen Konstante sollte eine Veränderung in den bisherigen Denkstrukturen der Physik einläuten. Diese Konstante trägt den Namen nach ihrem Entdecker Max Planck. Er gewann sie mit Anpassung an die experimentellen Daten Heinrich Rubens, im Jahre 1899, bei der Herleitung seines Gesetzes,

$$I(f,T) \approx f^{3} / (\exp(h \cdot f / (k_{B} \cdot T)) - 1)$$
 (1.2.1)

dass die schwarze Wärmestrahlung für alle Wellenlängen erstmals richtig wiedergab. Planck entwickelte schließlich ein kühnes Modell, das dem Verständnis seiner empirisch so erfolgreichen Formel näher rückte. Am 14. Dezember 1900 in der deutschen Physikalischen Gesellschaft brachte er es zum Ausdruck:

"In einem von spiegelnden Wänden umschlossenen diathermanen Medium mit der Lichtgeschwindigkeit c befinden sich in gehörigem Abständen voneinander eine große Anzahl von linearen monochromatisch schwingenden Resonatoren, und zwar N mit der Schwingungszahl f, N° mit der Schwingungszahl f° ...Das System enthalte eine gegebene Menge Energie, ...die teils in dem Medium als fortschreitende Strahlung und teils in den Resonatoren als Schwingung derselben auftritt...Wenn E als unbeschränkt teilbare Größe angesehen wird, ist die Verteilung auf unendlich viele Arten möglich. Wir betrachten aber- und dies ist der wesentlichste Punkt der ganzen Berechnung - E als zusammengesetzt aus einer ganz bestimmten Anzahl endlicher gleicher Teile und bedienen uns dazu der Naturkonstanten h. Diese Konstante mit einer gemeinsamen Schwingungszahl f der Resonatoren multipliziert, ergibt das Energieelement $\varepsilon_n = n \cdot \hbar \omega \dots$ "

Planck war sich der Konsequenz seines Erklärungsmodells zutiefst bewust. Es ging mit der Konsequenz einher, die zumindestens eine Abkehr der klassischen Physik als Kontinuumsphysik heraufbeschwören musste. Planck bereitete dieser Umstand sicherlich großes persönliches Unbehagen, zudem er einige Male öffentlich Stellung bezog. In den Analen der Physik schreib er dazu [52]:

"In einer kürzlich veröffentlichen Arbeit über irreversible Strahlungsvorgänge habe ich einen Ausdruck für die Entropie der strahlenden Wärme aufgestellt, welcher allen Anforderungen, die einerseits von der Thermodynamik, andererseits von der elektromagnetischen Lichttheorie an die Eigenschaften dieser Größe gestellt werden, genügegeleistet."

Auch im Jahre 1913 in seinem Antrag, Albert Einstein in die Preußische Akademie der Wissenschaften aufzunehmen, hob er dessen Leistungen hervor, drückte sich gegenüber der Lichtquantenhypothese, aber auch sehr diplomatisch aus:

"...Dass Einstein in seinen Spekulationen gelegentlich auch einmal über das Ziel hinausgeschossen sein mag, wie zum Beispiel in seiner Lichtquantenhypothese, wird man ihm nicht allzusehr anrechnen dürfen. Denn ohne einmal ein Risiko zu wagen, lässt sich auch in der exaktesten Wissenschaft keine wirkliche Neuerung einführen..."

(Im Jahre 1912, also vor diesem Antrag, entdeckte Max von Laue zusammen mit Friedrich und Knipping die Beugung von Röntgenstrahlen an Kristallen. Damit waren sowohl der Wellencharakter der Röntgenstrahlung als auch die Gitterstruktur der Kristalle nachgewiesen. Für seine Arbeit erhielt von Laue 1914 den Nobelpreis für Physik)

Einstein hatte 1905 die Plancksche Beziehung $E = \hbar \omega$, die in dessen Modell der diskreten Energieaufnahme eines Resonators entsprach, bei der Erklärung des äußeren photoelektrischen Effekts herangezogen, allerdings mit dem entscheidenden Unterschied, diese Eigenschaft nicht einem Resonator, sondern der elektromagnetischen Welle selbst zuzuschreiben. Albert Einstein war vorsichtig und sprach dabei lediglich von einem "heuristischen Gesichtspunkt."

Schon 1887 hatte Heinrich Herz beim Photoeffekt beobachtet, dass keine Abhängigkeit von Intensität, wohl aber von der Frequenz feststellbar war:

$$E_{kin} + W_{Bin} = h \cdot f \tag{1.2.2}$$

Das "Herausschlagen" der Elektronen aus der Metalloberfläche war daher einem klassischen Stoßprozess viel ähnlicher als der Energieübertragung bei einem Wellenvorgang, der ja durch die Intensität (Amplitude) bestimmt sein sollte.

(Dies sollte nicht die letzte Vorlage bleiben, die Planck durch sein Modell auf den Weg gebracht hatte. Die semiklassischen Atommodelle wurden auf der Grundlage von Plancks Hypothesen gebildet. Mit Hilfe des Franck-Herz-Versuches von James Franck und Gustav Ludwig Herz konnte 1913 zum ersten Mal durch ein quantenphysikalisches Experiment nachgewiesen werden. dass die Energieaufnahme von Atomen nur in festen Portionen (Quanten) erfolgen kann. Für diesen Versuch wurde ihnen 1925 der Nobelpreis verliehen. Die Natur hielt aber auch Analogien für Plancks gedankliche Leistungen bereit, wie sich später Die Energieaufnahme aller zweiatomiger Molekühle herausstellte. verläuft beispielsweise diskontinuerlich und kann bei entsprechender Orientierung des Moleküls mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Reaktionsmikroskop sehr präzise vermessen werden. (Für den guantenmechanischen Oszillator hält auch die Theorie einen analytischen Lösungsweg bereit.)

Wider aller Erwartungen, gewann die Korpuskulartheorie Demokrits durch den Mann neues Ansehen, der durch die Relativitätstheorie schon längst Weltruhm erlangt hatte. Bestätigt wurde Einstein auch 1922 durch Arthur Holly Compton, der die Streuung von Röntgenstrahlen an Graphit und anderen leichten Elementen untersuchte, d. h. an Elementen, bei denen die Elektronen sehr locker gebunden sind. Das Ergebnis der Versuche (Intensität und Frequenz des gestreuten Lichtes sind abhängig vom Streuwinkel) widersprach den Erwartungen (Intensität und Frequenz sind für jeden Streuwinkel konstant) und konnte mit den klassischen Ansätzen nicht erklärt werden.

Der Anbeginn der Quantenmechanik, der zunächst noch zwischen der Korpuskularund Wellentheorie des Lichtes schwankte, blieb für die Atomphysik nicht ohne Folgen.

Semiklassische Atommodelle...

Es folgten zunächst zwei semiklassische Modelle, das Bohrische (1913) und das Bohr-Sommerfeldsche Atommodell (1915/1916), die die Elektronen weiterhin als klassische Teilchen behandeln, die sich aus den Bewegungsgleichungen der klassischen Mechanik ergeben. Wie das Bohrische Atommodell kann auch das Bohr-Sommerfeldsche Modell durch die Vorstellung eines Planetensystems veranschaulicht werden, wobei das Erste, der älteren Kopernikanischen und das Nachfolgemodell der Vorstellung nach Kepler entspricht. Die bestehenden Nachteile, die Erklärung der Stabilität, das Ergebnis des Drehimpulses, als auch die Berücksichtigung der Kugelsymmetrie im Grundzustand des Wasserstoffatoms, konnten auf dem Wege der semiklassischen Beschreibung nicht gelöst werden.

Materiewellen...

Nachdem Einstein der Wellentheorie des Lichtes das Konzept der Photonen als Teilchen gegenübergestellt hatte, ging L. de Broglie (1924) in umgekehrter Weise vor [50]. Er entwickelte in seiner Arbeit "Recherches sur la theorie des Quanta" für die Elementarbausteine der Materie (Ruhemasse $m_0 = 0$), wie Elektronen und Protonen, von denen man bis dahin überzeugt war, dass sie Teilcheneigenschaften besäßen, in kühner Weise eine Wellentheorie: Zwischen der Frequenz und der Wellenlänge dieser Materiewellen soll derselbe Zusammenhang mit den Teilchengrößen Energie und Impuls bestehen, wie sie Einstein für die Lichtquanten postulierte

$$f = \frac{E}{h}$$
 und $\lambda = \frac{h}{p}$. (1.2.15)

Beugung und Interferenz dieser Materiewellen sind daher an den mit diesem Abstand periodisch angeordneten Atomkernen eines Kristalls zu erwarten. In der Tat gelang Davisson und Germer (1927) der Nachweis von Interferenzerscheinungen bei Reflexion von Elektronen an Nickelkristallen. Später wurden solche Interferenzen auch mit Protonen, Neutronen, α -Strahlen usw. nachgewiesen.

Die angeführten experimentellen Befunde über die Natur des Lichtes und der Materie zeigen eine Dualität der Erscheinungen im Mikrokosmos: Bei manchen Versuchen ergibt sich ein Verhalten, wie es Teilchen zeigen, in anderen wiederum ein solches, wie es einer Welle (oder allgemeiner einem Feld) zukommt. Die zugehörigen Theorien sind, durch die Namen ihrer Entdecker charakterisiert, zusammengestellt:

	Teilchen	Welle
Materie	Demokrit/Newton	De Broglie/Schrödinger
Licht	Demokrit/Einstein	Maxwell

Das Teilchenmodell ist ebensowenig wie das Wellenbild für sich allein imstande, alle physikalischen Phänomene zu beschreiben.

Die Heisenbergische Unschärferelation...

Werner Heisenberg formulierte 1927 die nach ihm benannte Unschärferelation, die besagt, dass bestimmte Observabeln wie etwa gleiche Orts- und

Impulskomponenten nicht kummutieren. Als Vorbild dazu dienten ihm die Gedanken Albert Einsteins [48].

Albert Einstein hatte im Jahr 1905 mit der speziellen Relativitätstheorie das physikalische Denken auf eine neue Grundlage gestellt: Weil, so postulierte er, Gleichzeitigkeit von Ereignissen in relativ zueinander bewegten Bezugsystemen grundsätzlich nicht feststellbar ist, darf es in der Physik (im physikalischen Modell) keine absolute Zeit geben. Damit war ein Gedanke formuliert, der die Physik des 20. Jahrhunderts prägen sollte: Wenn gezeigt werden kann, dass eine Größe grundsätzlich nicht messbar ist, dann ist sie aus der physikalischen Konstruktion zu eliminieren!

Werner Heisenberg übertrug diese Forderung auf die Frage nach der Existenz Bohrscher Bahnen im Atom. Wenn im Bohrschen Atommodell Elektronen auf Kreisbahnen um den Kern fliegen, dann müssen diese Kreisbahnen wenigstens grundsätzlich (z.B durch ein Gedankenexperiment) beobachtbar sein. Jede Beobachtung erfordert aber ein Medium, das Objekt und Beobachtung verbindet; Licht erscheint dazu am geeignetsten. Lassen wir Werner Heisenberg seine Überlegungen, die schließlich zur Unschärferelation geführt haben, in seinen eigenen Worten schildern:

"Die Weglänge und Frequenz des auf das Elektron fallenden Lichtes sei λ bzw. v. Die Genauigkeit der Ortsmessung in der x-Richtung beträgt dann nach den Gesetzen der Optik ´

$$\Delta x \approx \frac{\lambda}{\sin \varepsilon} \,. \tag{1.2.16}$$

Zur Ortsmessung muss mindestens ein Lichtquant am Elektron gestreut werden und durch das Mikroskop ins Auge des Beobachters glangen; durch dieses eine Lichtquant erhält das Elektron einen Comptonrückstoß der Größenordnung hv/c. Der Rückstoß ist nicht genau bekannt, da die Richtung des Lichtquants innerhalb des Strahlbündels (vom Öffnungswinkel ε) unbekannt ist. Also gilt für die Unsicherheit des Rückstoßes in der x-Richtung

$$\Delta p_x = \sin \varepsilon \frac{hv}{c} \tag{1.2.17}$$

und es folgt für die Kenntnis der Elektronenbewegung nach dem Experiment

$$\Delta p_x \cdot \Delta x \approx h \tag{1.2.18}$$

Gegen diese Herleitung lassen sich zunächst noch Einwände erheben: Die Unbestimmtheit des Rückstoßes hat ja darin seinen Grund, dass es unbekannt ist, welchen Weg innerhalb des Strahlenbündels das Lichtquant zurücklegt. Man könnte also versuchen, diesen Weg dadurch festzulegen, dass man das ganze Mikroskop beweglich anordnet und den Rückstoß misst, den das Mikroskop vom Lichtquant erhält. Dies wird jedoch nichts zur Umgehung der Unbestimmtheitsrelationen helfen;...[49]"

Wir wissen heute, das die grundsätzlich kleinste erreichbare Unbestimmtheit gegeben ist durch die Relation

$$\Delta p_l \cdot \Delta x_k \ge \frac{\hbar}{2} \cdot \delta_{lk} \tag{1.2.19}$$

Dies sind die Heisenbergschen Unschärferelationen bezüglich des Ortes und des Impulses. *l* und *k* stehen hier für die 3 Raumrichtungen, die entsprechend mit dem Kroneckersymbol δ_{lk} in Beziehung stehen.

Für größenordnungsmäßige Betrachtungen spielt der Faktor $\frac{1}{2}$ auf der rechten Seite keine Rolle; er bestimmt das minimale Unbestimmtheitsprodukt, wenn die Unschärfen Δp und Δx nach der üblichen Regel der Wahrscheinlichkeitsrechnung als "Wurzel aus dem quadratischen Mittelwert" definiert werden.

Werner Heisenberg meinte dazu:

"Die Welt der aus der täglichen Erfahrung stammenden Begriffe ist zum ersten Mal verlassen worden in der Einsteinischen Relativitätstheorie. Dort stellte sich heraus, dass man die gewöhnlichen Begriffe nur anwenden kann auf Vorgänge, in denen die Geschwindigkeit der Lichtfortpflanzung als praktisch unendlich angesehen werden kann. ... Wie aus dem Gesagten hervorgeht, zwingen die Erfahrungen aus der Welt der Atome zu einem noch viel weitergehenden Verzicht auf bisher gewohnte Begriffe. In der Tat beruht unsere gewöhnliche Naturbeschreibung und insbesondere der Gedanke einer strengen Gesetzmäßigkeit in den Vorgängen der Natur in der Annahme, dass es möglich sei, Phänomene zu beobachten, ohne sie merklich zu beeinflussen."

Nach $l = \hbar \cdot n$ gilt für den Grundzustand des Wasserstoffatoms $(n = 1) p \cdot r = \hbar$.

Daher liegen die Unschärfen von Ort und Impuls bestenfalls in der gleichen Größenordung, wie die Werte selbst, Ort und Impuls sind daher völlig unbestimmbar und von einer Bahn des Elektrons im Atom kann nicht sinnvoll gesprochen werden. Im Atom darf daher nach dem eingangs beschriebenen Prinzip einem Elektron keine Bahn zugeordnet werden.

Wir wollen noch einmal vergegenwärtigen, wie wir zur Unschärferelation gelangt sind: Durch Zusammenwirkung der Wellenvorstellung und der Einsteinschen Beziehungen (1.2.15) erhielten wir eine Aussage über die nicht gleichzeitige, beliebig scharfe Meßbarkeit der der Teilchenvorstellung entstammenen Begriffe. Die Unschärferelationen sind also ein Ausdruck für die wechselseitige Einschränkung des Teilchen- und Wellenbildes. Widersprüche zwischen beiden Bildern kommen nicht zustande, wenn man sich im Rahmen der Unschärferelation bewegt. Das Wirkungsquantum ist ein Maß für diese gegenseitige Einschränkung.

Die Schrödingergleichung...

Auf der Basis der Unschärferelation (1.2.19) und der De Broglie-Beziehung (1.2.15), mit der zunächst nur freie Materiewellen erfasst wurden, stellte 1926 E. Schrödinger, eine Differentialgleichung für die raum-zeitliche Verteilung eines

(nichtrelativistischen) Materiefeldes (Feld ist allgemeiner als Welle) unter dem Einfluß eines Potentials auf [50]. Sucht man mittels dieser Schrödinger-Feldgleichung z. B. die Dichte der Elektronenwolke in einem Wasserstoffatom, so erlauben die Randbedingungen nur bestimmte Frequenzen und damit nach Gleichung (1.2.15) nur bestimmte Energien. Die sich ergebenden Werte stimmten mit denen der Bohrischen Theorie überein.

Die Schrödinger-Theorie war imstande, die erwähnten Schwierigkeiten in der semiklassischen Behandlung der Drehimpulse zu klären. Bald nach dem Aufstellen der nichtrelativistischen Schrödingerschen Feldgleichung wurde von Schrödinger, Klein, Gordon u. a. (1926) eine Materiefeldgleichung gefunden, die auch der Forderung nach relativistischer Invarianz entsprach. Diese Gleichung wurde jedoch dem mittlerweile gefunden Elektronenspin (Goudsmit und Uhlenbeck, 1925) nicht gerecht. Es ist das Verdienst P. A. M. Diracs (1928), dass auch diese Lücke geschlossen wurde. Die Dirac-Gleichung beschreibt ein relativistisches Materiefeld mit Spin ½.

Der Erfolg der Quantentheorie beruht darauf, dass sie das Problem der Dualität bewältigt. Die Unschärferelationen zeigen, dass dazu eine andere mathematische Beschreibung der physikalischen Größen (Observablen) als in der klassischen Physik nötig ist. Auch die Bohr-Sommerfeldsche Theorie gibt einen Hinweis auf eine Revision der klassischen Behandlungsweise, da in ihr ein System nicht mehr jeden Phasenpunkt (x,p) einnehmen kann. Auch der Begriff der Bahn einer Bewegung, das Ziel jeder klassischen-mechanischen Untersuchung, muß seinen Sinn verlieren, wenn man Ort und Impuls nicht mehr gleichzeitig angeben kann. Heisenberg hat 1925, also schon vor Entdeckung der Unschärferelation in seiner Matrizenmechanik den ersten Schritt zu einer solchen mathematischen Revision der theoretischen Physik getan. Er ging davon aus, eine Theorie zu entwickeln, in der unmittelbar die beobachtbaren Frequenzen der emittierten Strahlung vorkommen, die sich in Form einer Matrix

$$f_{nm} = \frac{1}{h} (E_n - E_m)$$
(1.2.20)

schreiben lassen. Dies führte dazu, dass auch der Ort des strahlenden, atomaren Dipols durch eine Matrix $x_{nm}(t)$ und nicht durch eine Zahl x(t) (wie in der klassischen Mechanik) darzustellen ist. Durch Ausdehnung dieses Konzeptes auf alle übrigen physikalischen Größen entstand die Matrizenmechanik, in der Heisenberg zwischen den Matrizen solche Relationen wählte, die im Rahmen der Matrizenrechnung, einen möglichst engen Zusammenhang mit den entsprechenden Relationen der klassischen Mechanik haben.

Der weitere Ausbau der Quantentheorie erfolgte in den zwanziger Jahren in einer rasch aufeinander folgenden Reihe von Arbeiten von Bohr, Heisenberg, Born,

Jordan, Dirac, von Neumann u. a. In ihnen wurde einerseits die statistische Interpretation der Quantentheorie (Max Born, Nobelpreis 1954) und andererseits eine Formulierung erarbeitet, in der von den Matrizen auf Operatoren in einem unitären Raum übergegangen wurde. Alle Versuche, in klassischen Feldtheorien auch dem Teilchencharakter der Materie gerecht zu werden, sind also gescheitert. Die Idee Schrödingers, die etwa in einer Wilson-Kammer sich äußernde räumliche Lokalisierung eines Elektrons durch eine besondes große Stärke des Materiefeldes in einem Raum-Zeit-Punkt zu erfassen, läßt sich nicht realisieren.

Mit Hilfe der Schrödingergleichung wurde es möglich, das Wasserstoffatom analytisch zu berechnen, ohne dabei die Gesetze der Elektrodynamik verletzen zu müssen. Für das nächst kompliziertere Drei-Körper-Problem, wie z. B. ein neutrales Wasserstoffatom, welches durch ein Testteilchen (Elektron, Ion, Atom, Photon) verändert wird, muss, ähnlich wie in der klassiscnen Mechanik, eine numerische Lösung angegeben werden. Erst 1999 ist es möglich geworden die exakte Wellenfunktion für die Einfachionisation von Wasserstoff durch ein Elektron anzugeben, mit denen man die Energie und Winkelverteilung der zwei Elektronen im Kontinuum erhalten kann [44]. Die Berechnung aller anderen dynamischen Vielkörperprobleme, die man nicht wie die Summe von Ein- oder Zweiteilchen-Probleme behandeln kann, stellen nach wie vor eine große Herausforderung dar. Wirkungsquerschnitte (siehe Kapitel 2) stellen für Streuexperimente daher seither jene Verbindung dar, die zwischen Theorie und Experiment gefunden werden muss.

2. Wirkungsquerschnitte

2.1 Definition

Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass zwischen einem einfallenden Teilchen und einem anderen Teilchen eine bestimmte Wechselwirkung stattfindet.

Reaktion- bzw. Absorbtionswirkungsquerschnitte stellen eine bestimmte Wirkfläche des Targetatoms dar. Wenn diese getroffen ist, reagiert das Targetatom "spezifisch" darauf. Dabei kann das Targetatom z. B. ionisieren, oder es findet z. B. ein Auger-Effekt statt. Für jede dieser "speziellen" Reaktionen, in der physikalischen Terminologie auch als Reaktionskanäle bezeichnet, nimmt der Wirkungsquerschnitt eine bestimmte Größe an.

2.2 Begriffliche Einteilung der Wirkungsquerschnitte

Differentieller Wirkungsquerschnitt, $\partial \sigma / \partial \Omega$, Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion, bei der das auslaufende Teilchen im Raumwinkelelement $\partial \Omega = \sin \theta \ \partial \theta \ \partial \phi$ beobachtet werden kann.

Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt, $\partial^2 \sigma / (\partial \Omega \partial E)$, Wirkungquerschnitt für eine Reaktion, bei der das auslaufende Teilchen im Raumwinkelelement $\partial \Omega$ und im Energieintervall ∂E beobachtet wird.

Es gibt noch viele andere Kriterien, mit denen ein Wirkungsquerschnitt weiter differenziert werden kann, indem nicht nur das auslaufende Teilchen, sondern das ganze System betrachtet wird.

Totaler Wirkungsquerschnitt, σ_{tot} , das Integral des differentiellen Wirkungsquerschnitts über den gesamten Raumwinkel,

$$\sigma_{ges}(E_{\Pr ojektil}) = \int \left(\frac{d\sigma(E_e, \theta, \phi)E_{\Pr o}}{d\Omega dE_e}\right) \cdot d\Omega dE_e$$
(2.2.1)

Absoluter Wirkungsquerschnitt, Summe der totalen Wirkungsquerschnitte, $\sigma_{\alpha, \beta}$ über alle offenen Reaktionskanäle α ,

$$\sigma_{ges} = \sum_{\alpha'} \sigma_{\alpha \alpha'}$$
(2.2.2)

2.3 Relative Wirkungsquerschnitte

Relative Wirkungsquerschnitte werden experimentell bestimmt. Bei relativen Wirkungsquerschnitten wird die Flächendichte (siehe Formel (2.3.1)) nicht berücksichtigt. Die Bezeichnung relativ in Bezug auf den Wirkungsquerschnitt stellt die Notwendigkeit heraus, daß ein Vergleich mit anderen Reaktionskanälen nur dann möglich ist, wenn im Experiment die Targetdichte als auch die Anzahl der Projektile, siehe Formel (2.3.1), bei der Ermittlung eines jeden Reaktionskanals im Mittel konstant bleiben (konstanter Gaseinlaß in das Tagetvolumen).

$$\frac{Ereignisse}{[sec]} = \frac{A_n}{[cm]^2} \cdot \frac{\Pr \ ojektile}{[sec]} \cdot \sigma[cm]^2$$
(2.3.1)

Dabei entspricht
$$\frac{Ereignisse}{\sec}$$
 der Reaktionsrate R_R , $\frac{A_n}{cm^2}$ der Flächendichte $D(A_n)$

steht für die Anzahl der Atome) und
$$\frac{\Pr{ojektile}}{\sec}$$
 der Projektilrate.

Die so bestimmten Reaktionskanäle können dann, wie der Name besagt, relativ zueinander betrachtet werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt eines bestimmten Reaktionskanals hingegen bleibt immer konstant, auch wenn die Targetdichte und Projektilanzahl variiert, wie aus Formel (2.3.1) zu entnehmen ist.

3. COLTRIMS (COLD TARGET ION MOMENTUM SPEKTROSKOPIE)

Die experimentelle Untersuchung der Reaktionsdynamik von Ion-Atom oder Photon-Atom Stößen, insbesondere die Bestimmung von Übergangswahrscheinlichkeiten quantenmechanischer Zustände in Form von Wirkungsquerschnitten, stellt eine technische Herausforderung vergangenen aroße dar. In experimentellen atomphysikalischen Untersuchungen blieben viele Observablen im Verborgenen. Dies war zum einen darin begründet, dass mit jeder zusätzlich zu messenden Observablen eine Reduktion des Raumwinkels verbunden war, wodurch die Koinzidenzrate gemindert wurde. Die meisten Spektroskopietechniken hatten daher nur Nachweiseffizienzen von höchstens einigen Prozent (Elektronen- oder Gammaspektroskopie), oder ihr Einsatz war auf einen kleinen Anwendungsbereich beschränkt (Projektilstreumessung) [45].

Mit der Realisierung tief gekühlter Gasjets im Bereich einiger μK eröffnete sich für einige Atom- und Molekülsorten eine völlig neue experimentelle Untersuchungsmethode. Diese in der Fachliteratur mit **C**old **T**aget Ion **M**omentum **S**pectroscopy (COLTRIMS) bekannte Technik [11], bildet ein Reaktionsmikroskop das ohne Blenden auskommt und erstmals eine vollständig kinematische Beschreibung aller an der Reaktion beteiligten Teilchen ermöglicht.

Der gekühlte gut lokalisierte Überschallgasjet wird mit dem Projektilstrahl gekreuzt und die in diesem Reaktionsvolumen entstehenden lonen und Elektronen werden durch das homogene elektrische Feld des Spektrometers auf die jeweiligen ortsauflösenden Detektoren gelenkt (siehe Abb. 1).

Die wesentlich leichteren und somit schnelleren Elektronen treffen meist nur mit einem zusätzlichen magnetischen Feld, das dem elektrischen Feld überlagert ist, auf den Detektor. Die schweren lonen werden von dem Magnetfeld in der Regel so gut wie nicht beeinflusst. Es ist möglich, den vollständigen Impulsraum der am Reaktionsprozess beteiligten Teilchen zu vermessen, wodurch eine maximale Koinzidenzrate erreicht wird. Mit dem Wissen über den Auftreffort und der Flugzeit, sowie der Strärke des magnetischen und elektrischen Feldes erhält man die jeweiligen Trajektorien der entstandenen Fragmente, wodurch sich ihre Impulsvektoren zum Zeitpunkt der Ionisation rekonstruieren lassen.



Abb. 1 aus [19] zeigt den Aufbau einer COLTRIMS Apperatur.

Die Orientierung der molekularen und atomaren Reaktionen im Raum wird durch ein orthogonales rechtshändiges Inertialsystem wiedergegeben, dabei ist der positive Bereich der x-Achse in Richtung des Rückstoßionendetektors, der negative Bereich der x-Achse zum Elektronendetektor, die Richtung des Hyperschalljets ist in die y-Achse gelegt, und die Projektilstrahlrichtung verläuft entlang der z-Achse. Der Spektrometer verläuft also rotations- symmetrisch entlang der x-Achse. Diese Achse wird auch als Flugzeitrichtung bezeichnet. Die transversale Richtung hat ihren Ursprung in der Spektrometerachse und verläuft in der von y und z aufgespannten Ebene.

Im Folgenden sollen nun die Funktionsweisen der Hauptkomponenten von COLTRIMS dargestellt werden, die im wesentlichen aus dem Überschallgasjet, dem Spektrometer und dem Detektorsystem bestehen.

4. Das Gastarget

4.1 Einführung

Bei der Untersuchung von Atomen oder Molekülen ist es wichtig, dass diese nicht in einem angeregten Zustand sind. Es würde zu einer Verfälschung unserer Meßergebnisse führen.

Bei einem Impulsübertrag des Projektils von etwa 1 a.u. auf das Targetatom, entsprechend einer Elektronenenergie von 13,6 eV, ergibt sich eine zu messende Rückstoßenergie von nur 1,86 meV an das etwa 7300 mal schwerere Heliumion.

Um eine sinnvolle Impulsauflösung zu erhalten, muß das Target gut lokalisiert sein und die überlagerten thermischen Bewegungen der Atome im Target müssen vernachlässigbar gegenüber dem übertragenden Impuls durch das Projektil sein. Dies ist bei Zimmertemperatur bei weitem nicht gewährleistet, da die Brown'sche Molekularbewegung des Targetgases nach der Maxwell-Verteilung

$$E = \frac{3}{2} k_{B} T$$
 (4.1.1)

(T ist die Temperatur, k_B steht für die Bolzmannkonstante mit 1,38066 $\cdot 10^{-23} J/K$) eine mittlere kinetische Energie von 39 meV besitzt. Da für bestimmte Reaktionskanäle Impulsüberträge von 0.2 bis 20 a.u. nachgewiesen werden müssen, (entsprechen Energien zwischen 0.1meV und 1eV,) folgt daraus, dass die Targettemperatur weit unterhalb eines Kelvin zu kühlen ist [25].

4.2 Funktionsweise des Jets

Es ist also notwendig, die thermische Energie der Atome im Target ganz erheblich herabzusetzen. Eine bewährte Möglichkeit, dieses zu erreichen, ist die Verwendung eines Überschallgasjets [40]. Dabei tritt das Gas bei konstanter Wärmemenge und konstantem Volumen (adiabatisch, isochor) durch eine möglichst kleine Düse ($30 \mu m$ Druchmesser), in die Expansionskammer, auch Quellkammer genannt, ein.



Abb.1: Elemente zur Erzeugung eines Überschalljets, entnommen aus [37]

Voraussetzung hierfür ist allerdings, dass ein erheblicher Druckunterschied zwischen Vordruck p_f (fount state) in der Düse 1-10 bar und Umgebungsdruck in der Expansionskammer p_e (expansion state) 10^{-1} bis 10^{-4} vorhanden ist. Eine effektive Kühlung kommt nun dadurch zustande, dass nahezu die gesamte thermische Energie in gerichtete Bewegungsenergie umgewandelt wird. Dabei geraten die sich ungeordnet bewegenden Gasatome zu einem Jet mit einer sehr scharfen longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung. Dieser Bereich, in dem sich die Atome dann quasi wechselwirkungsfrei bewegen, wird "zone of silence" genannt.



Abb.2a: Schematische Abbildung einer Überschallexpansion. Abb.2b ist eine Fotografie eines Überschalljets (N_2 mit 1% NO) der mit einem ArF-excimer Laser zum Leuchten angeregt wurde. Entnommen aus [24].

Unter der Annahme idealisierter Bedingungen $p_e = 0$ würde die gesamte Enthalpie des Gases, also die thermische (innere) Energie und die gespeicherte Volumenarbeit, in eine gerichtete Bewegung umgewandelt. Ein solcher idealisierter Jet wird auch als freier Jet bezeichnet. Die freie Weglänge ist dann wegen $p_e = 0$ unendlich, es finden also keine Stöße der Atome untereinander statt und die interne Gastemperatur würde nach der Expansion verschwinden [2].

An dem Expansionsbereich der "zone of silence" an dem die Schockwelle ansetzt, wird mittels eines sogenannten Skimmers, einem scharfkantigen Hohlkegel, der sehr spitz zur Öffung ($d_s = 300 \mu m$) ausläuft, dann der extrem kalte Atom-bzw Molekülstrahl abgestochen. Der Atomstrahl gelangt in die Targetkammer und kreuzt innerhalb des Spektrometers den Projektilstrahl. Anschließend gelangt der Atomstrahl durch ein kleines Röhrchen in eine separat abgepumpte Kammer (Jetdump), wo der Strahl abgepumpt wird. Die Gasatome bewegen sich mit der Geschwindigkeit

$$v_{final} = \sqrt{\frac{5k_B T_0}{m}}$$
(4.2.1)

(T_0 ist die Temperatur vor der Expansion, m ist die Masse der Gasatome, k_B steht wieder für die Bolzmannkonstante). Bei der Verwendung von Helium bei Raumtemperatur $T_0 = 300K$ haben die Gasatome in Raumrichtung einen Impuls von 5,9*a.u.* was einer Translationsenergie von 65meV entspricht. (Die Schockwelle expandiert also mit einer Geschwindigkeit von etwa 1760 m/s mit Überschall.) Die Ausdehnung*l* der "zone of silence" ist eine weitere Größe, die der Beschreibung des Jets dient. Sie ist abhängig vom Durchmesser der Düse d_D , vom Vordruck p_0 und vom Umgebungsdruck in der Expansionskammer p_e :

$$l = \frac{2}{3} d \sqrt{\frac{p_0}{p_e}}$$
(4.2.2)

Da die Endtemperatur T_{final} des Jets nicht leicht berechenbar ist, wird sie oft als Funktion des Speedratios ausgedrückt, deren gemessene Kurven für verschiedene Temperaturen zur Verfügung stehen (siehe Abb.3) :

$$T_{final} = \frac{5}{2} \frac{T_0}{S^2}$$
 mit $S = \frac{v_{final}}{\sqrt{2k_B \frac{T_{final}}{m}}}$ (4.2.3)

Anschaulich gibt das Speedratio das Verhältnis der Breite der mittleren Strahlgeschwindigkeit zur longitudinalen Geschwindigkeit v_{final} des Strahls wieder.

Das Speedratio ist abhängig vom Durchmesser der Düse d_D und vom Vordruck p_0 :



Abb.3: Gemessene Speedratiokurven für einen Helium-Überschalljet [40].

Wenn ein noch kälteres Target für das Experimentieren notwendig ist, wird eine Vorkühlung unternommen. Dazu wird es in ein kleines Gasreservoir, das mit einem Stempel eines Heliumkryostaten [41] verbunden ist, unter geringem Vordruck eingelassen. Dort verweilt es lange genug, um die Endtemperatur des Kryostaten von 14 K anzunehmen. Anschließend kann das Gas in bereits beschriebener Weise durch die Düse expandieren [19]. Eine zusätzliche Kühlung bewirkt einHerabsetzung

der Longitudinalgeschwindigkeit des Überschallstrahls. Die Temperatur T_0 vor der Expansion steht nach Formel (2) in direktem Zusammenhang zu v_{final} .

Die Targetatome haben einen um $\sqrt{T_0^{warm}/T_0^{kalt}}$

niedrigeren Impuls in Jetrichtung [2]. Die Impulsunschärfe des Atomstrahls, senkrecht zur Richtung des Atomstrahls kann anhand der geometrischen Divergenz und der Geschwindigkeit v_{final} bestimmt werden. Die geometrische Divergenz ist gegeben durch den Durchmesser d_D der Düse und den Skimmer d_S sowie deren Abstand l. Die Impulsverteilung der Heliumatome ist dann gegeben durch [2]:

$$\Delta \vec{p}_{Jet} = m \cdot v_{final} \begin{pmatrix} (d_D + d_S)/l \\ (2\sqrt{\ln 2})/S \\ (d_D + d_S/l) \end{pmatrix}$$
(4.2.4)

Bisher wurde ein einstufiges Jetsystem beschrieben. Es soll noch erwähnt werden, dass es zwei oder mehrstufiges Jetsysteme gibt, bei denen weitere Blenden vor den eigenlichen Reaktionsbereich vorgeschaltet werden. Dies hat den Vorteil, eine weitere Kollimation des Atomstrahls zu bewirken. Durch die kleinen Durchmesser der Skimmer wird weiterhin sichergestellt, daß der Fluß an warmen Helium aufgrund des niedrigen Leitwertes so klein ist, daß dort das Vakuum nicht beeinträchtigt wird [25].



Abb.4: Darstellung einer zweistufigen Düse Skimmer Kolimation [20].

Zum Schluss bleibt noch zu bemerken, dass in unserer Gruppe noch weitere tiefgekühlte Jetsysteme entwickelt worden sind, wie der metastabile He^* , in dem in der Düse eine Mikrostrukturelektrode zum Einsatz kommt, wodurch ein Plasma brennt. Details sind aus [36,22] zu entnehmen.

5. Das Spektrometer

5.1 Einleitung

Das Spektrometer wird in der Regel für jedes Experiment neu konzipiert, um die jeweiligen Anforderungen der einzelnen Experimente bezüglich Energie-, bzw. Impulsauflösung und Detektion aller Elektronen und Ionen im vollen Raumwinkel bis zu einer gewissen Energie optimal zu erfüllen [20].

Die Geometrie des Spektrometers und das am Targetort vorhandene elektrische Feld bestimmen die maximale Energie der im vollen Raumwinkel gemessenen Elektronen und die Impulsauflösung der geladenen Teilchen.

Das Spektrometer besteht im wesentlichen aus parallel angeordneten Kupferplatten, die so beschaffen sind, dass bei der Aneinanderreihung in der Mitte ein zylindrischer Raum ausgespart bleibt, wobei im Reaktionsvolumen, also der Überlappbereich zwischen Projektil und Überschallgasjet, eine Kupferplatte ausgespart ist. Zwischen Platten besteht eine Potentialdifferenz. den einzelnen so dass die Reaktionsprodukte, Elektronen und Ionen, in einem homogenen elektrischen Feld getrennt und jeweils auf die gegenüberliegenden Elektron- bzw Projektildetektoren hin beschleunigt werden können. Mit dem Wissen über den Auftreffort und der Flugzeit, sowie der Stärke des Feldes erhält man die jeweiligen Trajektorien der entstandenen Fragmente, wodurch sich ihre Impulsvektoren zum Zeitpunkt der Ionisation rekonstruieren lassen.

Störende Feldverzerrungen werden vermieden, indem der Abstand der Platten im Verhältnis zu deren Abmessungen klein gehalten ist.



Abb. 5 zeigt eine Fotografie des verwendeten Spektrometers.

Der Typ dieses Spektrometers geht auf das Jahr 1955 zurück, als W. C. Wiley und I. H. McLaren von der Bendix Aviation Corporation TOFMS Resultate mit improvisierter Massenauflösung der Öffentlichkeit präsentierten. Mehr als 30 Jahre mussten vergehen, um diese Bereicherung kommerziell erwerben zu können.

5.2 Bewegung im homogenen elektrischen Feld des Spektrometers

Elektrische Felder üben auf geladene Teilchen eine Coulombkraft $\overrightarrow{F_c}$ aus,

$$\vec{F}_{C} = q \cdot \vec{E} = m \cdot \vec{a}$$
(5.2.1)

dabei ist q die Ladung, E das elektrische Feld, m die Masse und a die Beschleunigung.

Die geladenen Teilchen erfahren im elektrischen Feld eine gleichförmige Beschleunigung und da das Feld parallel zur Spektrometerachse verläuft gilt vereinfacht $\vec{a}_x = a$.



Abb. 6: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Spektrometers mit zeitfokussiernder Geometrie, entnommen aus [24]. Die z-Koordinate steht senkrecht auf dem Blatt.

Für die Beschleunigungsstrecke erhält man folgende Gleichung,

$$x_a = \frac{1}{2}at_a^2 + v_x^i t_a$$
 (5.2.2)

dabei ist x_a die Länge der Beschleunigung im elektrischen Feld, t_a die Zeit bis zur Erreichung der Driftstrecke und v_x^i (i = initial) die Anfangsgeschwindigkeit. Auflösung nach der Zeit ergibt

$$t_a = -\frac{v_x^i}{a} \pm \sqrt{\frac{v_x^{i^2} + 2x_a a}{a^2}}$$
(5.2.3)

Das Teilchen hat beim Eintritt in die Driftstrecke schon die Geschwindigkeit,

$$v_a = v_x^i + at_a \tag{5.2.4}$$

$$v_{a} = v_{x}^{i} + a \left(-\frac{v_{x}^{i}}{a} + \sqrt{\frac{v_{x}^{i^{2}} + 2x_{a}a}{a^{2}}} \right)$$
(5.2.5)

$$v_a = \sqrt{v_x^{i^2} + 2x_a a} , \qquad (5.2.6)$$

die sich aus der Anfangsgeschwindigkeit v_x^i und der Geschwindigkeit at_a nach Passieren der Beschleunigungsstrecke x_a zusammensetzt. Die Zeit t_d , in der das Teilchen in der Strecke *d* driftet, ist gegeben durch:

$$t_d = \frac{d}{v_a} \tag{5.2.7}$$

Die Gesamtflugzeit t_{ges} setzt sich nun zusammen aus aus der Zeit der Beschleunigung im elektrischen Feld t_a und der Zeit des Driftens im feldfreien Bereich t_a . Es gilt

$$t_{ges} = t_a + t_d$$
 . (5.2.8)

Einsetzen von 5.2.8 ergibt,

$$t_{ges} = -\frac{v_x^i}{a} \pm \sqrt{\frac{v_x^{i^2} + 2x_a a}{a^2}} + \frac{d}{\sqrt{v_x^{i^2} + 2x_a a}}$$
(5.2.9)

wobei nur der positive Ausdruck der Wurzel zu sinnvollen physikalischen Ergebnissen führt. Nach Umformung erhält man

$$t_{ges} = -\frac{v_x^i}{a} + \sqrt{\frac{d}{a}} \cdot \left(\sqrt{\frac{v_x^{i^2} + 2x_a a}{ad}} + \frac{\sqrt{ad}}{\sqrt{v_x^{i^2} + 2x_a a}}\right).$$
 (5.2.10)

Mit Einführung der Substitution

$$g = \sqrt{\frac{v_x^{i^2} + 2x_a a}{ad}}$$
(5.2.11)

kann die Gleichung (5.2.1) auch in übersichtlicher Form geschrieben werden:

$$t_{ges} = -\frac{v_x^i}{a} + \sqrt{\frac{d}{a}(g + g^{-1})}$$
(5.2.12)

Die Idee der Tagetausdehnung wurde bereits in Kapitel 5.1 angesprochen. Teilchen die im Target weiter links in Richung Detektor starten, nehmen in der Beschleunigungsstrecke x_a bis zum Erreichen der Driftstrecke mehr Energie auf und sind entsprechend schneller als Teilchen, die weiter rechts starten. Die Zeitfokusebene liegt an dem Punkt, an dem die schnelleren Ionen die langsameren exakt eingeholt haben. Die Frage, die es in erster Näherung zu beantworten gilt, ist, in welchem Verhältnis die Längen der Driftstrecke *d* zur Absaugstrecke x_a stehen muß, damit die Flugzeit aller Teilchen unabhängig vom Startort ist.

Zur Berechnung der Driftstrecke wird noch die Näherung kleiner Geschwindigkeiten v_x^i gegenüber der im elektrischen Feld aufgenommenen Energie notwendig:

$$\frac{d}{dv_{x}^{i}}_{\lim v \to 0} \left(\sqrt{\frac{d}{a}} \cdot \left(\sqrt{\frac{v_{x}^{i^{2}} + 2x_{a}a}{ad}} + \frac{\sqrt{ad}}{\sqrt{v_{x}^{i^{2}} + 2x_{a}a}} \right) \right) = 0$$
(5.2.13)

$$\frac{d}{dv_{x}^{i}}_{\lim v \to 0} = \sqrt{\frac{d}{a}} \left(\frac{\frac{2v_{x}^{i}}{ad}}{\sqrt{\frac{v_{x}^{i^{2}} + 2x_{a}a}{ad}}} - \frac{\frac{2v_{x}^{i}}{ad}}{(\sqrt{\frac{v_{x}^{i^{2}} + 2x_{a}a}{ad}})^{3}} \right) = 0$$
 (5.2.14)

Wir betrachten zunächst den inneren Teil der großen Klammer. Multipliziert mit dem Kehrwert des Zählers und der Voraussetzung $v_x^i \neq 0$ ergibt folgende Vereinfachung,

$$\frac{1}{\left(\frac{v_x^i + 2x_a a}{ad}\right)^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{\left(\frac{v_x^{i^2} + 2x_a a}{ad}\right)^{\frac{3}{2}}} = 0$$
(5.2.15)

oder mit der Substition für g:

$$\frac{1}{g} - \frac{1}{g^3} = 0 \tag{5.2.16}$$

Woraus folgt, dass g = 1 sein muss. Eingesetzt in Gleichung 5.2.11, ergibt sich:

$$g = 1 = \sqrt{\frac{v_x^{i^2} + 2x_a a}{ad}}$$
(5.2.17)

Quadriert ergibt dieser Ausdruck in Näherung für kleine Geschwindigkeiten V_x^t :

$$1 = \frac{2x_a a}{ad} = \frac{2x_a}{d} \Longrightarrow d = 2x_a$$
(5.2.18)

Die Antwort auf die Frage, in welchem Verhältnis die Längen der Driftstrecke *d* zur Absaugstrecke x_a stehen muß, damit die Flugzeit aller Teilchen unabhängig vom Startort ist, also $d = 2x_a$.

Ausgehend von Gleichung (5.2.12) und ebenfalls mit der Näherung kleiner Geschwindigkeiten und der doppelt so langen Driftstrecke gilt unter Einbeziehung von Gleichung (5.2.17):

$$t_{ges} = -\frac{v_x^i}{a} + 2\sqrt{\frac{d}{a}}$$
(5.2.19)

Unsere Berechnungen gelten für ein homogenes elektrisches Feld und im Limes kleiner Geschwindigkeiten im Vergleich zu der im Feld aufgenommenen Energie, also

$$v_x^{i^2} \ll 2x_a a$$
 bzw. $E^i \ll \vec{E}qx_a$ (5.2.20)

(E^i steht für die kinetische Energie des Teilchens unmittelbar nach der Reaktion)

Für den Fall, dass diese Bedingung nicht erfüllt wird, muss später die Berechung der Impulse aus der Flugzeit nach Gleichung (5.2.10) durchgeführt werden. Da es sich hierbei um eine kubische Gleichung handelt, die sehr schwierig zu lösen ist und zudem die Datenauswertung erheblich verlangsamt, geht man einen anderen Weg.

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

Da in transversaler Richtung keine Kräfte auf die Teilchen wirken, lassen sich die Impulse in dieser Richtung leicht berechnen. Es gilt:

$$v_y^{i^2} = \frac{y}{t_{ges}}$$
 bzw. $v_z^{i^2} = \frac{z}{t_{ges}}$, (5.2.21)

dabei sind y und z jeweils die Orte auf dem Detektor gegenüber dem Nullpunkt. Für die Geschwindigkeit in alle drei Raumrichtungen gilt zusammenfassend:

$$\begin{pmatrix} v_x^i \\ v_y^i \\ v_z^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\sqrt{ad} - at_{ges} \\ y/\\ t_{ges} \\ z/\\ t_{ges} \end{pmatrix}$$
(5.2.22)

Für die Impulse mit Gleichung (5.2.1) entsprechend umgeformt gilt:

$$\begin{pmatrix} p_x^i \\ p_y^i \\ p_z^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\sqrt{\vec{E}}qdm - \vec{E}qt_{ges} \\ m \cdot \frac{y}{t_{ges}} \\ m \cdot \frac{z}{t_{ges}} \end{pmatrix}$$
(5.2.23)

Der Impuls wird in der Regel nicht aus den absoluten Messwerten bestimmt. Meistens nutzt man die sich durch das Experiment ergebenden Symmetrien aus, wie bei Ionen die Symmetrie um die Strahlachse, so dass die Flugzeitverteilung symmetrisch um die Flugzeit zum Impuls 0 liegt. Der Impuls berechnet sich aus dem Abstand zum Schwerpunkt der Verteilung. Es gilt für den Impuls in Flugzeitrichtung:

$$\Delta p_x = \vec{E}q \cdot \Delta t \tag{5.2.24}$$

mit

$$\Delta t = t_{p_x=0} - t_{ges}$$
 (5.2.25)

wobei $t_{p_x=0}$ die Flugzeit zum Impuls 0 ist. Gleichung (5.2.24) in Größen der atomaren Einheiten ergibt sie zu:

$$\Delta p_x[a.u.] = \frac{\overrightarrow{E} \cdot q \cdot \Delta t}{124,38} \left[\frac{V}{cm} \cdot a.u. \cdot ns \right]$$
(5.2.26)

5.3 Die parallele magnetische Feldüberlagerung

Aufgrund ihrer hohen Masse haben lonen bei typischen Impulsüberträgen in einem lon-Atom-Stoß eine Energie (einige eV), die gegenüber der Energieaufnahme im Spektrometer vernachlässigt werden kann. Die sehr viel leichteren Elektronen haben im Vergleich zu den lonen eine wesentlich höhere Energie und somit Geschwindigkeit bei vergleichbarem Impuls. Schon bei niedrigen Impulsen (1.a.u.) haben die Elektronen eine so hohe kinetische Energie, dass sie bei akzeptabler Auflösung nur noch mit einem geringen Raumwinkel auf den Detektor projiziert werden, was zu erheblich längeren Messzeiten führt. Die Trajektorie eines Teilchens im elektrischen Feld ist zwar unabhängig von der Masse, jedoch nicht von der Geschwindigkeit; Elektronen besitzten eine wesentlich höhere elektrische Steifigkeit als Ionen. Man kann dieses Problem bedingt beheben, indem man die Trajektorien der Elektronen in einem zusätzlichen Magnetfeld beeinflusst. Dazu wird dem elektrischen Absaugfeld parallel ein zusätzliches Magnetfeld überlagert.

5.4 Bewegungen im magnetischen Feld

Bewegt sich ein elektrisch geladenes Teilchen in einem magnetischen Feld \vec{B} so wirkt auf dieses Teilchen die Lorenzkraft:

$$\vec{F}_{L} = \vec{qv} \times \vec{B} \tag{5.4.1}$$

Da bei paralleler Bewegung eines geladenen Teilchens zu den magnetischen Feldlinien das Kreuzprodukt $\vec{v} \times \vec{B}$ verschwindet, beeinflusst das Magnetfeld nur die senkrechten Komponenten. Wir brauchen daher nur die transversalen Komponenten (z,y) zu berücksichtigen, da (x) in Flugzeitrichtung parallel zu den Magnetfeldlinien vollständig entkoppelt. Elektrische Teilchen, die transversal zum Magnetfeld starten, beschreiben auf dem Weg zum Detektor eine Kreisbahn mit dem Radius r_{Gyr} , die aufgrund der Beschleunigung durch das elektrische Feld zu einer Schraubenbahn wird.

Die Zentripetalkraft ist gegeben durch:

$$\overrightarrow{F_Z} = \frac{mv^2}{r}$$
(5.4.2)

Gleichsetzen von Lorenzkraft und Zentripetalkraft ergibt:

$$\frac{mv_{\perp}^{2}}{r_{Gyr}} = qv_{\perp}B$$
(5.4.3)

Für den Gyrations-bzw.Zyklotronradius r_{Gyr} sowie die Umlaufdauer, die Gyrationsperiode T_{Gyr} gilt somit:

$$r_{Gyr} = \frac{mv_{\perp}}{qB} = \frac{p_{\perp}}{qB} = \frac{m\omega \times r_{Gyr}}{qB} = \frac{m2\pi fr_{Gyr}}{qB}$$
(5.4.4)

$$T_{Gyr} = \frac{2\pi m}{qB} \tag{5.4.5}$$

Nach Gleichung (5.4.4) ist zu sehen, dass r_{Gyr} linear mit der Masse verknüpft ist. Bei lonen sind die Gyrationsradien so groß, dass deren Ablenkung im Magnetfeld normalerweise zu vernachlässigen ist. Würden die lonen eine vergleichbare Geschwindigkeit haben wie die Elektronen, müßte das Magnetfeld um einige Größenordnungen (Tesla) größer sein, als bei Elektronen, um sie auf den Detektor projizieren zu können. Der Impuls und die Gyrationsperiode für Elektronen kann angegeben werden mit:

$$T_{Gyr}[ns] = 357, 2\frac{1}{B[G]},$$
 (5.4.6)

$$p_{\perp}[a.u.] = \frac{B[G] \cdot r_{Gyr}[mm]}{124.4}$$
(5.4.7)

Es ist aus Gleichungen (5.4.5) zu entnehmen, dass die Gyrationsperiode der geladenen Teilchen nur vom Magnetfeld abhängt, während Geschwindigkeit bzw. Impuls nur in den Radius eingeht. Das geladene Teilchen kehrt nach einer

abgeschlossenen Gyration zu seinem ursprünglichen Startpunkt zurück. Die Flugzeit TOF ist dementsprechend ein ganzzahliges Vielfaches der Gyrationsperiode

$$TOF = n \cdot T_{Gyr} \tag{5.4.8}$$

projiziert auf die yz-Ebene. Es folgen einige trigonometrische Betrachtungen, aus denen wir die Impulse in y und z Richtung berechnen.

$$R^2 = z^2 + y^2 \tag{5.4.9}$$

$$\left|\sin(\frac{\alpha}{2})\right| = \frac{R/2}{r_{Gyr}}$$
(5.4.10)

Der Betrag resultiert aus dem Verlauf der Sinusfunktion, die für $\alpha > 180^{\circ}$ negative Werte annimmt. Nach Gleichung (5.4.8) gilt für α

$$\alpha = \operatorname{mod}\left(360 \frac{TOF}{T_{Gyr}}, 360\right); \tag{5.4.11}$$

Löst man Gleichung (5.4.10) nach r auf und ersetzt $\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)$ durch $T_{Gyr} = \frac{2\pi m}{qB}$ dann erhält man:

$$r_{Gyr} = \frac{R}{2\left|\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right|} = \frac{R}{2\left|\left(\pm\sqrt{\frac{1-\cos(\alpha)}{2}}\right)\right|} = \frac{R}{2\sqrt{\frac{1-\cos(\alpha)}{2}}} = \frac{R}{\sqrt{2-2\cos(\alpha)}}$$
(5.4.12)

Ersetzt man $R \operatorname{mit} \sqrt{z^2 + y^2}$ ergibt sich:

$$r_{Gyr} = \frac{\sqrt{z^2 + y^2}}{\sqrt{2 - 2\cos(\alpha)}}$$
(5.4.13)

Wir lösen die Gleichung (5.4.4) nach dem Impuls auf und ersetzen in dieser r_{Gyr} durch die vorherige:

$$|p_{\perp}| = r_{Gyr}Bq = Bq\sqrt{\frac{z^2 + y^2}{2 - 2\cos(\alpha)}}$$
 (5.4.14)

Wir erhalten so nur den Betrag des Impulses, die genaue Richtung erhalten wir durch Multiplikation mit dem Betrag des Impulses $|p_{\perp}|$ und dem Einheitsvektor \vec{e} , der durch eine Drehmatrix definiert ist.

Der Einheitsvektor \vec{e} ist gegeben durch:

$$\vec{e} = \begin{pmatrix} e_z \\ e_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) & -\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) & \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{z^2 + y^2}} \begin{pmatrix} z \\ y \end{pmatrix}$$
(5.4.15)

Für die Richtung des Impulses folgt dann:

$$\vec{p} = \vec{e}|p| = \begin{pmatrix} p_z \\ p_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) & -\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) & \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z \\ y \end{pmatrix} \frac{qB}{\sqrt{2 - 2\cos(\alpha)}}$$
(5.4.16)

6. Detektorsystem

6.1 Multi-Channel-Plate

Damit die Detektoren die Impulse der Fragmente Elektronen und Ionen registrieren können, müssen diese in Spannungspulse umgewandelt werden, die groß genug sind, dass sie auch als Signale erkannt werden können.

Das wird realisiert von den Innenwänden hohler Glasröhrchen, die alle an den Außenwänden miteinander verbunden sind zu einer im Englischen so genannten Multi-Channel-Plate (MCP).

Jeder Kanal arbeitet unabhängig als Verstärker, wenn ein ankommendes Teilchen in den Kanal eintritt, schlägt es aus der Innenwand ein Elektron heraus.



Abb.7 zeigt die Funktionsweise eines Kanals [53.]

Eine Potentialdifferenz, die die Elektronen beschleunigt, ist angelegt zwischen Anfang und Ende eines jeden Kanals.

Das erste aus der Wand befreite Elektron trifft nun wieder auf diese und schlägt dabei weitere Elektronen heraus. Diese Elektronen werden nun wiederum beschleunigt, bis sie in die Wand einschlagen und produzieren dabei immer mehr Elektronen. Dieser kaskardenartige Prozess produziert letztendlich eine Lawine von tausenden Elektronen, die aus der Rückseite austreten.



Abb.8 zeigt die schematische Darstellung eines einzelnen Kanals der MCP und den Mechanismus der sekundären Elektronenvervielfachung. Entnommen aus [53]

Im Produktionsprozess strebt man eine geringere Austrittsarbeit der Elektronen an. Wenn die Glasröhrchen einen mit Wasserstoff gefüllten Ofen passieren, kommt es zu Versetzungen im Materialgefüge des Festkörpers. Durch diesen Prozess erhalten die Glasröhrchen eine halbleitende Oberflächenschicht mit dem beabsichtigten Widerstand für das Beschleunigungspotential, das die Sekundärelektronen maximiert. [Quelle: Philips Photonics]

6.2 Laufzeit Anoden

Um die aus der Rückseite heraustretende Elektronenlawine auch als Ortsinformation zu erhalten, verwenden wir in unserer Gruppe hauptsächlich Laufzeitanoden.

Eine zweidimensionale ortsauflösende Anode besteht im Prinzip aus einer quadratischen Trägerplatte, um die übereinander senkrecht zueinander und zwei Kupferdrahtpaare gewickelt ist. Jeweils ein Paar stellt eine Raumdimension dar,

beide Paare sind gegeneinander und gegen die Trägerplatte elektrisch isoliert. Ein Draht eines Paares bildet jeweils einen Signaldraht. An diesem ist ein leicht positives Potential gegenüber dem benachbarten Draht, dem Referenzdraht angelegt. Es herrscht etwa eine Spannungsdifferenz von 50V, was dazu führt, dass die Elektronenlawine die Signaldrähte bevorzugt. Auf diese Weise ist es nicht nur möglich, den unerwünschten Untergrund durch Differenzbildung der Drähte eines Paares zu eliminieren, beide Paare bilden zudem auf diese Weise dispersionsarme Hochfrequenzleitungen, sogenannte Lecherleitungen.



Abb.9 zeigt die Funktionsweise eines MCP-Detektors, entnommen aus [19]. Die zweite Drahtebene, die senkrecht zur abgebildeten Drahtebene ebenfalls über die Trägerplatte gewickelt sein müsste, um die zweite Raumdimension zu erhalten, ist wegen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet.

Trifft die Elektronenlawine nun auf einen der beiden Signaldrähte, wird dort ein Spannungsimpuls erzeugt, der sich in beide Richtungen mit gleicher Geschwindigkeit ausbreitet. Die Differenz beider Pulslaufzeiten, gegenüber einem Referenzsignal z.B das MCP-Signal, ist proportional zum Nachweisort der jeweiligen Raumdimensionen. Die Ortsauflösung ist sehr genau und nicht durch den Abstand der Drähte bestimmt. Durch die Aufweitung der Elektronenwolke zwischen MCP und Anode entstehen in jeder Drahtebene mehrere aufeinanderfolgende Signale und man bildet den Schwerpunkt des Summensignals. Die minimale Zeitdifferenz zwischen zwei nachzuweisenden Ereignissen hängt von der Zeitdifferenz der Pulse, also dem Auftreffort und von der Pulslänge ab [19].



Abb.10 zeigt einen vollständigen MCP Detektor [26]

Die aufwendig verarbeiteten Materialien, meistens Edelstahl als Träger, das Isolatormaterial besteht aus Keramik, haben nicht nur gute Vakuumeigenschaften. Die Materialien verhindern durch geringe Ausdehnungskoeffizienten ein durch spannungsverursachtes Reißen der Kupferdrähte, bedingt durch den termischen Austreibprozess der Oberflächenverunreinigungen der Wände vor Beginn des Experimentes.

7. Teilchenbeschleuniger

7.1 Einführung

Der Beschleuniger, den wir für unsere Experimente benutzt haben, ist ein Tandem Beschleuniger, genauer Tandem Van De Graaff Generator vom Typ 6SDH-2 der Firma National Electrostatics. Er besteht aus zwei hintereinanderliegenden elektrostatischen Beschleunigungsstrecken umgekehrter Polarität [51], deren Mittelpunkt, das "Terminal" von einem Van De Graaff Generator auf positiver Hochspannung gehalten wird. Auf einer Seite werden negativ geladene Ionen eingeschossen, die im Terminal in einem so genannten "Stripper" einige ihrer Elektronen abstreifen und dann auf der anderen Seite als positive Ionen weiter beschleunigt werden. Das Beschleunigungsrohr (je 2 Röhren nieder- und hochenergieseitig) besteht aus 400 tellerförmigen Elektroden, die mit Ringen aus isolierendem Material, hier Glas, zusammengeklebt sind. In ihm durchlaufen die Ionen im Hochvakuum die Potentialdifferenz zwischen der Hochspannungselektrode und dem geerdeten Target. Die Elektroden sind nicht flach, sondern haben (wechselnde) Neigungswinkel gegen die z-Achse ("inclined field" bzw. "spirally inclined field"), um Sekundärelektronen nach kurzen Beschleunigungswegen aus dem Strahl zu lenken (Röntgenstrahlung!), während der lonenstrahl eine oszillierende (schraubenförmige) Bahn durchläuft. Die gesamte tragende Struktur, die das Rohr, das Band und dessen Abstandsstäbe und die Widerstandskette zur Spannungsteilung enthält, ist ebenfalls aus leitenden Ebenen und Glasbausteinen geklebt und wird durch eine mechanische Vorspannung freitragend gehalten. Die Widerstandskette teilt die Spannung am Terminal gleichmäßig (konstantes elektrisches Feld in axialer Richtung). In radialer Richtung (zum Tank) ist das Feld das eines geladenen Zylinderkondensators und nimmt nach aussen ab. Zur Vermeidung von Spitzen (hohe Feldstärke!) ist jede Ebene mit polierten Potentialringen zum Tank hin abgeschlossen.



Abb.11 zeigt den geöffneten Beschleuniger, mit freundlicher Genemigung von Herrn Max Cichon (LSC).

7.2 Ionenquellen

Die beiden Ionenquellen (siehe Abb. Unten) eine für Helium (rf exchange ion source) und die andere (SNICS II source of negative ions by cesium sputtering) für schwere

lonen, wie Stickstoff und Phosphor waren mit Energien von 100keV bis 8MeV verfügbar.



Abb.11 zeigt den verwendeten Beschleuniger mit den Ionenquellen, mit freundlicher Genemigung von Herrn Max Cichon (LSC).

8. Kinematische Betrachtungen

8.1 Kinematische Betrachtungen in inelastischen Ion-Atom Stoßprozessen

Im Folgenden wird die Stoßkinematik in inelastischen Ion-Atom Stoßprozessen beschrieben [45]. Relativistische Betrachtungen werden der Übersichtlichkeit halber nicht in die Gleichungen eingebunden. Die Abweichung der klassischen Mechanik zu den Berechnungen der speziellen Relativitätstheorie kann durch den Faktor f der Gleichung

$$f = \sqrt{1 - \frac{v_P^{i^2}}{c^2}}$$
(8.1.1)

ermittelt werden [24]. Viele Stoßexperimente werden mit Projektilgeschwindigkeiten von deutlich unter 10% der Lichtgeschwindigkeit (ca. 60 a.u entspricht 90 MeV/u) durchgeführt, bei denen relativistische Effekte in der Regel vernachlässigt werden können. Für eine relativistische Beschreibung der kinematischen Betrachtungen sei auf die Arbeit [46] verwiesen.

Wesentlich für die kinematischen Betrachtung im Endzustand in Ion- Atom Stoßprozessen ist, dass unabhängig von der Reaktionsdynamik und der Wechselwirkungsprozesse, die die Reaktion verursachen, jede Reaktion dem Impuls-

 $p^i = p^f$

$$p_{R}^{i} + p_{P}^{i} = p_{R}^{f} + p_{P}^{f} + \sum_{j=1}^{N} p_{ej}^{f}$$
(8.1.2)

und Energiesatz

 $E^i = E^f$

$$\sum_{j=1}^{N} \varepsilon_{j}^{i} + E_{R}^{i} + E_{P}^{j} = E_{R}^{f} + E_{P}^{f} + \sum_{j=1}^{N} (E_{ej}^{f} + \varepsilon_{j}^{f})$$
(8.1.3)

genügen muß.

(p_R und p_P sind die Impulsvektoren von Rückstoß- und Projektilion, E_R und E_P ihre kinetischen Energien. p_{ei} , E_{ei} sind Kontinuumsimpulse, beziehungsweise –energie

und ε_j die Bindungsenergie des j-ten Elektrons. Die Hochstellungen *i*, *f* stehen für den Eingangs- und Ausgangszustand, *N* ist die Gesamtzahl aller Target- und Projektilelektronen, gebunden oder frei.)

Aus der Schwierigkeit der Translationsspektroskopie winzige Impulsüberträge (10^{-4} bis 10^{-9}) schneller Projektile (MeV-Bereich) zu vermessen, ist man in der Rückstoßionenimpulsspektroskopie dazu übergegangen im Laborsystem ruhende Teilchen zu vermessen, mit denen man aufgrund des Impuls- und Energiesatzes wiederum Rückschlüsse auf das Projektil ziehen kann, womit erstmals eine vollständige kinematische Beschreibung aller am Stoßprozess beteiligter Teilchen möglich wird. Mit der Rückstoßionenspektroskopie konnte das Auflösungsvermögen $\Delta p / p = 10^{-10}$ im Vergleich zu Translationspektroskopie $\Delta p / p = 10^{-5}$ um 5 Größenordnungen gesteigert werden [24].

Der Eingangszustand ist normalerweise durch zwei Teilchen, das ionisierte Projektil und das Target gegeben [45]. In der Impuls und Energiebilanz lassen sich die inelasitschen Reaktionsprozesse in Ionisation Anregung und Transfer der gebunden Elektronen von Target und Projektil einteilen. Demnach kommen 5 Reaktionsmechanismen in Betrachtung:

1. Ionisation von n_T Targetelektronen

2. Ionisation von n_p Projektilelektronen

3. Transfer von n_c Elektronen vom Target ins Projektil

4. Anregung von n_T^* Targetelektronen

5. Anregung von n_p^* Projektilelektronen

Bei dem Reaktionsmechanismen der Anregung findet keine Ladungsänderung der beteiligten Teilchen statt.

Die Bindungsenergiedifferenzen lassen sich zu einem Wert, dem Q-Wert zusammenfassen, er verkörpert die gesamte Inelastizität des Stoßes.

$$Q = \sum_{j=1}^{N} \left(\varepsilon_j^f - \varepsilon_j^i \right)$$
(8.1.4)

Die internen Freiheitsgrade, zum Beispiel die Impulsverteilung der gebundenen Elektronen relativ zum Kern und die Spins, können nicht berücksichtigt werden. Die Anzahl der Freiheitsgrade setzt sich aus

6 im Eingangskanal (8.1.5)

und
$$6+3(n_T+n_P)$$
 im Ausgangskanal. (8.1.6)

zusammen.

Erste Voraussetzung für die Energie- und Impulsbilanz ist die Kenntnis der Eingangszustände. Die Masseangaben M_R

 M_{P} für das Target- und das Projektilatom, beziehungsweise –ion, beinhalten die Kernmasse und die Masse der im aktuellen Zustand gebundenen Elektronen . Für eine Kollision, die durch die Kreuzung eines Ionenstrahls der kinetischen Energie E_{P}^{i} und eines Atomstrahls der Geschwindigkeit v_{Jet} herbeigeführt wird, gilt im Laborsystem:

$$p_{R}^{i} = \begin{pmatrix} 0 \\ M_{R}^{i} v_{Jet} \\ 0 \end{pmatrix}$$
 (Initialisierung des Targets) (8.1.7)

$$p_{P}^{i} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \sqrt{2M_{P}^{i}E_{P}^{i}} \end{pmatrix}$$
 (Initialisierung des Projektils) (8.1.8)

Für Schwerionenstöße ist die kinetische Energie des Targetatoms im Laborsystem, verglichen mit der des Projektilions, praktisch immer vernachlässigbar klein, das heißt

$$E_{R}^{i} \approx 0$$
 für $\frac{M_{R}^{i}}{2} v_{Jet}^{2} << E_{P}^{i}$. (8.1.9)

Betrachtet man weiterhin nur Stöße, bei denen der Energieübertrag vom Projektil auf das Target minimal gegen die Gesamtenerie des Systems ist, so gilt außerdem

$$E_R^f \approx 0 \tag{8.1.10}$$

8.2 Die Änderung des Projektilimpulses

Betrachtet man kleine Projektilstreuwinkel \mathcal{G} , also

$$p_{xP}^{f} p_{yP}^{f} \ll p_{zP}^{f},$$
 (8.2.1)

so beinhaltet die Longitudinalkomponente des Projektilimpulses im Ausgangs-, wie auch im Eingangskanal, die gesamte kinetische Energie im Laborsystem, da die

Transversalimpulse in quadratischer Ordnung vernachlässigt werden können

$$E_{P}^{f} = \frac{1}{2M_{P}^{f}} \left(p_{xP}^{f^{2}} + p_{yP}^{f^{2}} + p_{zP}^{f^{2}} \right)$$
(8.2.2)

$$\approx \frac{p_{zP}^{f^{2}}}{2M_{P}^{f}} \tag{8.2.3}$$

$$p_{zP}^{f} = \sqrt{2M_{P}^{f}E_{P}^{f}}$$
(8.2.4)

Unter Verwendung von 8.1.9 und 8.1.10 sowie dem Energieerhaltungssatz folgt

$$p_{zP}^{f} = \sqrt{2M_{P}^{f} \left(E_{P}^{i} - Q - \sum_{j=1}^{n_{T} + n_{P}} E_{ej}^{f} \right)}$$
(8.2.5)

Die Projektilmasse im Ausgangskanal ist gegenüber dem Eingangskanal um die ionisierten Elektronen verringert, dafür um die aus dem Target eingefangenen vergrößert, in atomaren Einheiten $(m_e = 1)$ ist

$$M_{P}^{f} = M_{P}^{i} + n_{C} - n_{P}.$$
(8.2.6)

Damit folgt aus 11.2.5

$$p_{zP}^{f} = \sqrt{2M_{P}^{i}E_{P}^{i}\left(1 + \frac{n_{C} - n_{P}}{M_{P}^{i}}\right)\left(1 - \frac{Q + \sum_{j=1}^{n_{T} + n_{P}}E_{ej}^{f}}{E_{P}^{i}}\right)}$$
(8.2.7)

Entwickelt man die Wurzel nach $(n_c - n_p)/M_p^i$ und $(Q + \sum_{j=1}^{n_r+n_p} E_{ej}^f)/E_p^i$, so erhält man unter Vernachlässigung aller Glieder der entwickelten Größen ab quadratischer Ordnung:

$$p_{zP}^{f} = p_{zP}^{i} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{n_{C} - n_{P}}{M_{P}^{i}} + \frac{Q + \sum_{j=1}^{n_{T} + n_{P}} E_{ej}^{f}}{E_{P}^{i}} \right) + 1 \right] \qquad \qquad \text{für } \frac{1}{M_{P}}, \frac{\Delta E_{P}}{E_{P}^{i}} << 1.$$
(8.2.8)

Unter Verwendung der Projektilgeschwindigkeit v_P

$$v_{P} = \frac{p_{zP}^{i}}{M_{P}^{i}}$$
(8.2.9)

gilt für die Projektilimpulsänderung

$$\Delta p_{zP} = p_{zP}^{f} - p_{zP}^{i}$$
 (8.2.10)

und somit

$$\Delta p_{zP} = \frac{n_C - n_P}{2} v_P - \frac{1}{v_P} \left(Q + \sum_{j=1}^{n_T + n_P} E_{ej}^f \right)$$
(8.2.11)

8.3 Der Rückstoßionenlongitudinalimpuls

Aus der Initialisierung von Target (8.1.7) und Projektil (8.1.8), sowie dem Impulserhaltungssatz (8.1.2), gilt

$$p_{zR}^{f} = p_{zP}^{i} - p_{zP}^{f} - \sum_{j=1}^{n_{T}+n_{P}} p_{zej}^{f} .$$
(8.3.1)

Unter Verwendung von (8.2.11) folgt

$$p_{zR}^{f} = \frac{n_{P} - n_{C}}{2} v_{P} + \frac{Q}{v_{P}} + \sum_{j=1}^{n_{T} + n_{P}} \left(\frac{E_{ej}^{f}}{v_{P}} - p_{zej}^{f} \right).$$
(8.3.2)

In dieser Gleichung sind alle Kontinuumsimpulse und –energien sowohl der Target-, als auch der Projektilelektronen im Loborsystem dargestellt. Für die ionisierten Projektilelektronen ist aber eine Beschreibung im Projektilsystem wesentlich sinnvoller, da sie im Eingangszustand an eben dieses gebunden waren. Im übrigen rechtfertigt sich diese Transformation durch die Einfachheit der resultierenden Gleichung. Separiert man aus (8.3.2) die Summenanteile der aus dem Projektil ionisierten Elektronen, ihr Impuls wird im folgenden als ς_j definiert, so erhält man für

$$j = 1...n_{P}$$

$$\varsigma_{j} = \frac{E_{ej}^{f \sum Lab}}{v_{P}} - p_{zej}^{f \sum Lab}$$
(8.3.3)

$$=\frac{p_{zej}^{f\sum_{lab}}}{2v_{P}}-p_{zej}^{f\sum_{lab}}$$
(8.3.4)

 \sum_{Lab} steht für die Beschreibung im Labor- und \sum_{P} im Projektilsystem. Mit der Transformation $p_{ze}^{f\sum_{Lab}} = v_{P} + p_{ze}^{f\sum_{P}}$ vom Labor- ins Projektilsystem erhält man

$$\varsigma_{j} = \frac{\left(v_{P} + p_{zej}^{f\sum P}\right)^{2}}{2v_{P}} - v_{P} - p_{zej}^{f\sum P}$$
(8.3.5)

$$=\frac{E_{ej}^{f\sum_{P}}}{v_{P}}-\frac{v_{P}}{2}$$
(8.3.6)

Summiert man über alle ionisierten Projektilelektronen n_P , so erhält man

$$\sum_{j=1}^{n_p} \zeta_j = -n_p \frac{v_p}{2} + \sum_{j=1}^{n_p} \frac{E_{ej}^{f \sum p}}{v_p}.$$
(8.3.7)

Setzt man dies wieder in (8.3.2) ein, so erhält man die Longitudinalkomponente des Rückstoßions

$$p_{zR}^{f} = \left(\frac{Q}{v_{P}}\right) \left(-n_{C} \frac{v_{P}}{2}\right) + \sum_{j=1}^{n_{T}} \left(\frac{E_{ej}^{f}}{v_{P}} - p_{zej}^{f}\right)^{\sum Lab} + \sum_{j=1}^{n} \left(\frac{E_{ej}^{f}}{v_{P}}\right)^{\sum P}$$
(8.3.8)

Der erste Term von Gleichung (8.3.8) steht dabei für den Q-Wert, der zweite für den Massentransfer, der dritte für die Targetionisation und der vierte für die Projektilionisation.

Diese Gleichung zeigt unter anderem, dass unter den genannten Bedingungen (kleiner Impulsübertrag) bei einem rein elastischen Stoß zwischen Projektil und Target kein Longitudinalimpuls übertragen werden kann. Bei einem inelastischen Stoß hingegen beinhaltet die Rückstoßionenlongitudinalkomponente die gesamte Energiebilanz der Reaktion. Betrachtet man die einzelnen Reaktionsanteile für einfache Spezialfälle, so wird daran die Fülle an Informationen deutlich, die in dieser Gleichung steckt. Dies soll in den folgenden Paragraphen geschehen.

8.4 Der Elektroneneinfang

Bei reinem Elektroneneinfang reduziert sich Gleichung (8.3.8) zu

$$p_{zR}^{f} = \frac{Q}{v_{p}} - n_{C} \frac{v_{p}}{2}$$
(8.4.1)

Die longitudinale Impulskomponente ist in diesem Fall kein kontinuierlicher Freiheitsgrad der Reaktion mehr, sondern eine nur durch die Energiebilanz der gebundenen Elektronen festgelegte Größe. Man kann sie verwenden, um den Q-Wert einer Reaktion zu bestimmen, womit man in der Lage ist, Energieniveaus gebundener Zustände zu vermessen. Wie später noch gezeigt werden wird, ist die Auflösung dieser neuen Technik mit den besten konventionellen Präzisionsmessmethoden konkurrenzfähig. Man erhält

$$Q = v_P p_{zR}^f + n_C \frac{v_P^2}{2}$$
(8.4.2)

8.5 Die Targetionisation

Bei der reinen Targetionisation reduziert sich (8.3.8) zu

$$p_{zR}^{f} = \frac{Q}{v_{P}} + \sum_{j=1}^{n_{T}} \left(\frac{E_{ej}^{f}}{v_{P}} - p_{zej}^{f} \right)^{\sum_{lab}} = -\frac{\Delta E_{P}}{v_{P}} - \sum_{j=1}^{n_{T}} p_{zej}^{f\sum_{lab}} .$$
(8.5.1)

In diesem Fall kann allein mit p_{zR} eine qualitative Bestimmung der Emmisionsrichtung

der Elektronen, insbesondere bei Vielfachionisation, vorgenommen werden. Unter der Bedingung

$$\frac{Q + \sum_{j=1}^{n_T} E_{ej}}{v_P p_{zR}^f} << 1,$$

das bedeutet hochenergetische Projektile, kompensiert der Longitudinalimpuls des Rückstoßions den der Elektronen, es gilt

$$p_{zR}^{f} = \frac{Q}{v_{P}} + \sum_{j=1}^{n_{T}} \left(\frac{E_{ej}^{f}}{v_{P}} - p_{zej}^{f} \right)^{\sum Lab}$$
(8.5.2)

Zur Beantwortung detaillierter Fragestellungen für langsame Projektile sind noch mehr Meßgrößen nötig, eine genauere Beschreibung findet sich in Kapitel 5.

8.6 Die Projektilionisation

Für die Projektilionisation gilt nach (8.3.8)

$$p_{zR}^{f} = \frac{Q}{v_{p}} + \sum_{j=1}^{n_{T}} \left(\frac{E_{ej}^{f}}{v_{p}}\right)^{\sum p}.$$
(8.6.1)

In diesem Spezialfall erhält man allein durch die Kenntnis von p_{zR} eine eindeutige Information über den totalen Energieverlust des Projektils. Ist der Q-Wert der Reaktion bekannt, läßt sich direkt die Summenenergie der ionisierten Elektronen im Projektilsystem berechnen, damit die Rückstoßionenimpulsspektroskopie auch eine Alternative zur Elektronenspektroskopie (siehe [DM94]).

Das sind nur einige Beispiele für die Meßmöglichkeiten, die diese eine Impulskomponente in sich birgt. Sie ist sicher die Observable mit dem größten Informationsgehalt über die Reaktionskinematik eines Ion-Atom-Stoßes. Mit bisherigen Techniken war sie jedoch der Messung nicht zugänglich.

9. Signalauswertung und Datenaufnahme

9.1 Signalauswertung

Von den Detektoren werden jeweils fünf analoge Signale ausgelesen, dazu gehören das MCP-Signal, das als Zeitsignal verwendet wird und die vier Anodensignale, (der zwei Signal- und der zwei Referenzdrähte), wovon nur zwei (x,y) benötigt werden. Die Signale, genauer die Spannungspulse, müssen für die Datenaufnahme im

Rechner modifiziert werden, damit sie von diesem richtig erkannt und entsprechend weiterverarbeitet werden kann.

Die Signale an den Detektoren werden dazu zunächst mit RC-Gliedern kapazitiv von der anliegenden Hochspannung ausgekoppelt und mittels (FA) verstärkt, so dass sie mit einem CFD (Constant Fraktion Discriminator) in genormte NIM-Signale umgewandelt werden können. Die Höhe der analogen Spannungspulse ist jetzt genormt und wird in einem Time to Digital Converter (TDC) in digitale Signale umgewandelt. Die Zeitauflösung der Lecroy TDC beträgt 0,5 ns pro Kanal.

9.2 Datenaufnahme

Damit die Datenmenge nicht durch unermessliche Untergrundereignisse ansteigt, ist es notwendig, nur die wenigen Signale aufzuzeichnen, für die das Experiment auch ausgelegt worden ist. Dies ist im Prinzip dadurch möglich, dass durch die Kenntnis der Abmessungen des experimentellen Aufbaus und der Feldeinwirkungen schon Voraussagen über die Flugzeiten der Reaktionsprodukte getroffen werden können, falls eine Reaktion eingetreten ist. So können bestimmte Bedingungen an eine Datenaufzeichung gesetzt werden.

Zum Beispiel kann bei der Reaktion $p + He \rightarrow e + He^{0} + He^{2+}$ berechnet werden, dass zuerst das ionisierte Elektron detektiert wird. Das ausgelöste MCP-Signal des Elektronendetektors dient dann als Startsignal zur Datenaufnahme. Die Daten werden allerdings nur zwischengespeichert, wenn nach einer bestimmten Verzögerung, abhängig von der Geschwindigkeit des Projektils, ein umgeladenes Projektil im Projektildetektor nachgewiesen wird. Die Datenaufnahme wird gestoppt, wenn nach einer weiteren Verzögerung das Rückstoßion He^{2+} zu erwarten ist. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von der Verschaltung einer Koinzidenz, die Art und Weise der hier beschriebenen Datenaufnahme wird auch als Common-Stopp Mode bezeichnet . Zusätzlich zu der Zeitversetzung (Delay) der Signale der Detektoren ist es trotzdem erforderlich, ein bestimmtes Zeitfenster (Gate) der zu erwartenden Signale zu öffnen. Dies ist notwendig, da durch die möglichen Anfangsimpulse und Auftrefforte an den entsprechenden Detektoren eine Variation der zu erwarteten Flugzeit der einzelnen Reaktionsprodukte zu berücksichtigen ist. Verzögerung (Delay) und Zeitfenster (Gate) werden mit einem Gate- und Delaygenerator (GD) vorgenommen. Nach der Zwischenspeicherung im TDC werden die Daten zur Verarbeitung (Konvertierung) im Computer erneut zwischengespeichert und schließlich auf der Festplatte abgelegt. Der Datentransfer zwischen TDC und Computer wird durch ein Triggermodul (MPSAS-Box) geleistet. Als Datenerfassungssoftware dient das Programm Cobolt (Computer based onlineoffline listmode datenanalyzer). Mit Hilfe dieses Programms können ein oder zweidimensionale Spektren mit einer variablen Anzahl von Kanälen erzeugt werden. Für den Einsatz des Programms werden verschiedene Analyse-Dateien angelegt, in denen die Parameter und Bedingungen sowie die unterschiedlichen Spektren festgelegt werden. Das Programm speichert dann die gewonnenen Daten auf der Festplatte, wie bereits angesprochen, in sogenannte List-Mode Files ab. Die Daten stehen so nicht nur als Spektrum zur Verfügung, sondern das Experiment lässt sich wieder abrufen. Dies hat den großen Vorteil, denn man kann auch im Nachhinein für die Datenauswertung Bedingungen setzen. So kann z. B. bei einer Ortsmessung mit einer Delay-Line-Anode nur solche Ereignisse für ein Ortsspektrum zugelassen werden, deren Ortszeitsumme einen bestimmten Wert geben [19].



In der Abb.13 ist die Schaltskizze zur Datenaufnahme einer Projektil-Elektron-Rückstoßionen-Koinzidenz zu sehen [23]

10. Literaturverzeichnis

[1] M. Achler et al., IKF-Jahresbericht, (1995)

[2] M. Achler Doktorarbeit, J.W. Goethe Universität Frankfurt (1999)

[3] A. Landers et al., "Photoelectron diffraction mapping; Molecules illuminated from within, "Phys. Rev. Lett. 87, 013002 (2001)

[4] I. Ali et al., "Multi-Hit Detector System for Complete Momentum Balance in Spectroscopy in Molecular Fragmentation Processes", Nul. Intr. Meth., Phys. Res. B149 (1999) 490

[5] Z. Amitay, A. Baer, M. Dahan, J. Levin, Z. Vager, D. Zajfman, L. Knoll, M. Lange, D. Schwalm, R. Wester, A. Wolf, I. F. Schneider, A. Suzor-Weiner: Phys. Rev. A 60, 3769 (1999)

[6] H. Ashkenas, F. S. Sherman, "The Structure and Utilization of Supersonic Free Jets in Wind Tunnels" in Rarefield Gas Dynamics, Vol. II, ed. J. H. de Leeuw, Academic Press, New York 1966, S. 84

[7] C.F. Barnett. Atomic Data for Fusion. Collisions of H, He and Li Atoms and Ions with Atoms and Molecules. ORNL-6086 (First Volume), (1990)

[8] H. J. Bartsch; Taschenbuch mathematischer Formeln, Fachbuchverlag Leipzig, (1997)

[9] Bergmann, L., Schaefer, C., 1987. Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 2 – Elektrizität und Magnetismus. De Gruyter

[10] Mitteilung von Max Cichon 2004. Max Cichon war mehr als 20 Jahre bei der Firma National Electrostatics beschäftigt.

[11] R. Dörner et al./ Physics Reports 330 (2000) 95-192 Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: A Momentum Microscope To View Atomic Collision Dynamics

[12] W. Greiner, Classical Electrodynamics, 1998 Springer-Verlag New York, Inc.

[13] G. Kersting, Vorlesungsskript: Zufallsvariablen und Wahrscheinlichkeiten (Johann Wolfgang von Goethe Universität) Frankfurt 2003

[BrayStel92] I Bray and A. T. Stelbovics, Phys. Rev. A 46, 66995 (1992)

[14] Journal of Mass Spectrometry, Volume 37, Issue 11, Pages 1158 – 1162 Published Online: 6 Nov 2002, Copyright © 2002 John Wiley & Sons, Ltd.

[15]Maria C. Prieto, Viatcheslav V. Kovtoun, R. J. Cotter *

Department of Pharmacology and Molecular Sciences, The Johns Hopkins University School of Medicine,

Baltimore, MD 21205, USA

Miniaturized linear time-of-flight mass spectrometer with pulsed extraction, Journal of Mass Spectrometry, Volume 37, Issue 11, Pages 1158 - 1162, Copyright © 2002 John Wiley & Sons, Ltd.

[16] M.S. Pinzola, D.C. Griffin, and C Bottcher, in Atomic Processes in Electron-ion and Ion-ion collisions, Vol. 145 of Nato Advanced study Institute, Series B: Physics, edited by F. Brouillard (Plenum, New York, 1986), p. 75.

[17] J. Colgan, S. D. Loch, M. S. Pinzola, C. P. Balance, and D. C. Griffin, Phys. Rev. A 68, 032712 (2003)

[18] M.S. Pinzola and F Robicheaux, Phys. Rev. A 54, 2142 (1996)

[PinzolaRobicheaus00] M. S. Pinzola and F Robicheaux, and D. C. Griffin, Phys. Rev. A. 67, 032713 (2003)

[19] Alexandra Knapp, Heliumdoppelionisation durch Elektronenstoß- Aufbau einer (e,3e) Apparatur Diplomarbeit (2000)

[20] Alexandra Knapp, Photodoppelionisation von Helium-dynamik von Zweielektronenprozessen bei Absorption von linear und zirkular polarisierten Photonen Disseration (2005)

[21] Manuel Käsz, Study of Expansion of Solid Helium-4 into Vacuum Disseration (2006)

[22] Ralf Nörenberg, Aufbau und Test einer Coltrims Apparatur zur Untersuchung der Ionisation von metastabilem Helium Diplomarbeit (2007)

[23] Markus Schöffler, Entwicklung und Aufbau eines Abbildungssystems zur Messung von Elektronen jenseits niedriger Energien Diplomarbeit (2002)

[24] Markus Schöffler, Grundzustandskorrelationen und dynamische Prozesse untersucht in Ion-Helium-Stößen, Dissertation (2006)

[25] Lothar Schmidt. Effekte molekularer Symmetrien in der Elektronenemission bei langsamen He2+ -He-Stösssen: Eine kinematisch vollständige experimentelle Untersuchung, Doktorarbeit, J. W. Goethe Universität Frankfurt, (2000)

[26] Homepage der Firma Roentdek, (2004) http://www.roentdek.de

[27] H. Schmidt-Böcking et al., "Experimental investigation of the asymptotic momentum wave function of the He ground state, Konferenzbeitrag ICPEAC Satellite, Rolla, (2001)

[28] Sven Schössler. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main, (2002)

[29] P. Schagen. Image Tubes with Channel Electron Multiplication, in Advances in Imaging Pick-up and Display, Vol.1, Seiten 1-69.

New York Academic Press, New York, 1974.

[30] Schröter, Lautenschläger, Bibrack, Teschner, Taschenbuch der Chemie, 18 Auflage, Verlag Harri Deutsch (2001)

[31] Lutz Spillman. Diplomarbeit, Universität Frankfurt/Main, (2001)

[32] H. Stöcker, Taschenbuch der Physik, 3. Auflage, Verlag Harry Deutsch, (1998)

[33] T. Weber, Diplomarbeit- 2. Ausgabe, Johann Wolfgang von Goethe Universität Frankfurt am Main, (1997)

[34] T. Weber, Dissertation, Johann Wolfgang von Goethe Universität Frankfurt am Main, (2003)

[35] W.C.Wiley, I.H.McLaren, Time of Flight Mass Spectrometer with Improved Resolution, Rec. Sci. Instr., 26(12), 1150, (1955)

Email: R. J. Cotter (Rcotter@jhmi.edu) *Correspondence to R. J. Cotter, Department of Pharmacology and Molecular Sciences, The Johns Hopkins University School of Medicine, Baltimore, MD 21205, USA.

[36] Till Jahnke, Entwicklung und Aufbau eines Gastargets aus metastabilen, spinpolarisierten He* Diplomarbeit 2002

[37] Till Jahnke, "Interatomic Coulomic Decay" Experimentelle Untersuchung eines neuartigen interatomaren Abregungsmechanismus Disseration 2005

[38] D.R.Miller, "Free Jet Sources" in Atomic and Molecular Beam Methods, ed. G. Scoles, Oxford University Press, Oxford/New York

[39] D. R. Miller, Atomic and Molecular Beam Methods, Oxford University Press, New York, 14, (1988)

[40] Kapitel 2.3.1 von R. Moshammer aus dem Buches von J. Ulrisch, V:P: Shevelko der Englischen Ausgabe "Many-Particel Dynamics in Atomic and Molecular Fragmentation" Springer 2003 an.

[41] Leybold AG Vakuumtechnik, Bonn, Kaltköpfe für Kryorefrigatoren, 1992

[42] Enzyklopädie Brockhaus, Wiesbaden Stichwort :Materie

[43] Von 1789 bis zum Rutherforschen Atommodell http:// home. Germany.net/101-92989/atom/arbeiten/gruppe1/arbeit42.htm

[44] Wikipedia, freie Enzyklopädie

[44] T.N.Recigno, M. Baertschy, W.A. Isaacs, C.W. McCurdy "Collisions Breakup in a Quantum System of Tree Charged Particles", Science, New Series, Vol. 286, No. 5449. (Dec.24, 1999), pp. 2474-2479.

[45] Volker Mergel "Dynamik von Elektronentransferreaktionen…untersucht mit hochauflösender Rückstoßionenimpulsspektroskopie" Diplomarbeit 1994

[46] Volker Mergel "Dynamische Elektronenkorrelationen in Helium, Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main 1996

[47] Paul A. Tipler "Physics for Scientists and Engineers, Third Edition, Extended Version" 1991 by Worth Publishers, Inc. S.1023

[48] Herbert Pietschmann "Quantenmechanik verstehen" Springer 2003 S. 25

[49] Werner Heisenberg "Physikalische Prinzipien der Quantentheorie" Hirzel, Leipzig (1930) 2.Auflage (1941) S.16

[50] Eugen Fick "Einführung in die Grundlagen der Quantentheorie" Aula-Verlag Wiesbaden S. 25, 27-31

[51] http://www.ikp.uni-koeln.de/3T/ tandem-prinzip1.html

[52] M. Planck: Ann.d.Phys. 1 (1900) 719

[53] Quelle: Philips Photonics

11. Anhang

11.1 Atomare Einheiten

Konstanten

Elektronenmasse	$9,1095 \cdot 10^{-31}$ kg = 1a.u. = e
Elementarladung	$1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ As} = 1a.u. = m_e$
Bohr Radius	$5.2918 \cdot 10^{-11} \text{ m} = 1a.\text{u.} = \text{r}_{\text{B}}$
"Umlaufgeschwindigkeit"	$2.1877 \cdot 10^6 \mathrm{m/s} = 1a.u. = v_e$
Vakuumlichtgeschwindigkeit	$2.9979 \cdot 10^8 \mathrm{m/s} = 137 \mathrm{a.u.}$
Planck Konstante	$h = 2\pi \qquad \qquad \hbar = \frac{h}{2\pi} = 1$
Feinstruktur Konstante	$\alpha = 1/137$ a.u. $\alpha c = 1$ a.u.
Induktions- Konstante	$\mu_0 = 6.6918 \cdot 10^{-4} a.u.$
Influenz Konstante	$\varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi}$
Protonen Masse	$m_p = 1836.1528a.u.$
Compton Wellenlänge	$\lambda_{c} = 0.04585a.u.$

Umrechnung zwischen SI Einheiten und atomaren Einheiten

Impuls	$1 \text{kgms}^{-1} = 5.0179 \cdot 10^{23} \text{ a.u.}$
	$1a.u. = m_e(\alpha c) = 1,9929 \cdot 10^{-24} \text{ kgms}^{-1}$

Ladung	$1C = 1As = 6,2415 \cdot 10^{18} a.u.$ $1a.u. = e = 1.6022 \cdot 10^{-19} C$
Masse	$1kg = 1.0978 \cdot 10^{30} a.u.$ $1a.u. = m_e = 9,1094 \cdot 10^{-31} kg$
Drehimpuls	$1Js = 1kgm^{2}s^{-1} = 9,4825 \cdot 10^{33} a.u.$ $1a.u. = \frac{h}{2\pi} = 1,0546 \cdot 10^{-34} Js$
Geschwindigkeit	$1ms^{-1} = 4.5710 \cdot 10^{-7} a.u.$ $1a.u. = (\alpha c) = 2,1877 \cdot 10^{6} ms^{-1}$
Zeit	$1s = 4,1341 \cdot 10^{16} a.u.$ $1a.u. = \frac{h}{2\pi} m_e^{-1} (\alpha c)^{-2} = 2,4189 \cdot 10^{-17} s$
Länge	$1m = 1.8897 \cdot 10^{10} a.u.$ $1a.u. = \frac{h}{2\pi} m_e^{-1} (\alpha c)^{-1} = 5.2918 \cdot 10^{-11} m$
Kraft	$1N = 1kgms^{-2} = 1.2138 \cdot 10^{7} a.u.$ $1a.u. = m_{2}^{2} (\alpha c)^{3} (\frac{h}{2\pi})^{-1} = 8,2387 \cdot 10^{-8} N$
Potential	$1V = 1JC = 1kgA^{-1}m^2s^{-3} = 0,0367a.u.$ $1a.u. = m_e(\alpha c)^2 e^{-1} = 27.211V$
Magnetisches Feld	$1T = 1Vsm^{-2} = 1kgA = 4.2544 \cdot 10^{-6} a.u.$ $1a.u. = (m_e \alpha c)^2 (e\frac{h}{2\pi})^{-1} = 2.3505 \cdot 10^5 T$

Energie

$$1J = 1Nm = 1kgm^{2}s^{-2} = 2,2937 \cdot 10^{17} a.u.$$

1a.u. = m_e(\alpha c)² = 4,3598 \cdot 10^{-18} J = 27,211eV

12. Über die Ziele heutiger Experimente...

Die in der atomaren Welt ablaufenden Reaktionen stellen die Grundlage aller chemischen und biologischen Prozesse dar und beeinflussen unseren makroskopischen Alltag nachhaltig. Das Experiment bietet dabei die Möglichkeit, eine tiefere und detailreichere Erkenntnis der atomaren Systeme zu gewinnen, denn viele Fragestellungen fundamentaler Wechselwirkungsprozesse sind nach wie vor nicht beantwortet.

Es bietet sich dann auch ein Weg, diese Erkenntnisse auf andere Gebiete zu übertragen z. B. die Erforschung geeignerter Katalysatoren mit dem Ziel in Zukunft Energie effizienter speichern zu können.

Wie Molekühe nach dem Urknall überhaupt entstehen konnten, ist eine nicht einfach zu beantwortende Fragestellung, die die Forschung bis heute beschäftigt.

Seitdem die meisten astrophysikalischen Beobachtungen auf den ausgesendeten Spektren entfernter Objekte basieren, ermöglicht ein akkurates Wissen von den atomaren Prozessen bezüglich des ausgesendeten Lichtes eine Diagnose der physikalischen Parameter, wie Temperatur, Dichte und chemische Komposition der Objekte.

In ähnlicher Weise zu astrophysikalischen Messungen benötigt man zur Interpretation der Tokamakspektren ein detailiertes Wissen der atomaren Prozesse bezüglich des Plasmas. Fusionsexperimente, die auf magnetischem Einschluss basieren, wie Tokamaks und Spheromaks, verwenden ein magnetisches Feld, um das durch das Plasma bedingte Erodieren der Wand des Plasmakontainers zu stoppen. In diesen Experimenten werden große Energiemengen benötigt, um die Reaktion der Fusion in Gang zu bringen. Dieser Energietransport in das Plasma wird durch verschiede Heiztechniken, u.a. Induktionsheizung, Hochfrequenzheizung und Neutralteilcheninjektion ermöglicht. Die nukleare Reaktion entsteht im Zentrum des Plasmas, dabei muss das Reaktionprodukt, die so genannte Heliumasche, aus dem Plasma abgeführt werden. In Tokamaks wird dies durch Divitoren geleistet, welche sich normalerweise auf dem Boden des Plasmagefässes befinden. Dort, wo die Plasmadichte relativ hoch bis $zu1 \cdot 10^{14} cm^3$ und die Temperatur relativ niedrig 1-10eV ist, entsteht eine Vielfalt spektraler Emissionen. Die meisten stammen von Atomen, aber auch molekulare Spektren wie CD wurden nachgewiesen. Um eine konrollierte Abführung der Verunreinigungen aus dem Plasma zu erreichen und zu gewährleisten, dass das Plasma nicht zu heiß ist, wenn es auf die Erste Wand trifft, ist es wichtig, Diagnosen über die Diviterregionen erstellen zu können.

Danksagung

Mein größter Dank gilt meinem Prof. Herrn Dr. Reinhard Dörner, der mir trotz seiner vielfältigen Verpflichtungen stets mit Rat und Tat zur Seite stand. Ohne ihn wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Sehr verbunden fühle ich mich Herrn Professor Dr. Horst Schmidt-Böcking, der mir durch seinen ansteckenden physikalischen Enthusiasmus den Mut und die Freude gab, meinen Weg weiter zu gehen.

Herrn Dr. Lothar Schmidt danke ich besonders für den fachlichen Beistand, der mir in vorbildlicher Weise zeigen konnte, wie viel Freude es machen kann, sich wissenschaftlich zu engagieren.

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Dr. Markus Schöffler, der mir die COLTRIMS-Technik näher gebracht hat, für eine exzellente und kameradschaftliche Betreuung vor meinem USA Aufenthalt.

Besonderers bedanken möchte ich mich an dieser Stelle auch bei meiner Gruppe, die mit zahlreichen Hilfestellungen die Gestaltung dieser Arbeit ermöglichte.

Danksagung (USA)

Bei Prof. Dr. Allen Landers möchte ich mich bedanken für die Anregung zu dieser von ihm gestellten Aufgabe und seine beratende Unterstützung während meines einjährigen Aufenthaltes in den USA.

Ebenso möchte ich mich bedanken bei meinen Freunden Herrn Dr. Stuart Loch und Herrn Dr. Ludlow für die kameradschaftliche Hilfe und Unterstützung, sowie Herrn Prof. Pinzola für seine Gastfreundschaft und seine anregenden Hinweise.

Herrn Max Cichon gilt mein besonderer Dank wegen seines technischen und menschlichen Verständnisses.

Meine besondere Dankbarkeit gilt Dr. Mike Prior für die aufgeschlossene Gastfreundschaft und die hilfreiche Integration in die Forschungsgruppe während meines kurzen Aufenhaltes in Berkeley.