Untersuchungen zur Stoßdynamik von schweren, hochgeladenen Ionen am Jettarget des ESR Speicherrings - Die Entwicklung eines H_2-Cluster-Targets -

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

von
Andreas Krämer
aus Flörsheim am Main

Frankfurt am Main 2000
(DF1)

vom Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität
als Dissertation angenommen.

Dekan:	Prof. Dr. R. Stock
Gutachter:	Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking
	Dr. habil. Th. Stöhlker
Datum der	Disputation: 18.04.2000

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Beschleunigeranlage der GSI bietet weltweit einzigartige Möglichkeiten zur Untersuchung der Struktur und Stoßdynamik von schweren, hochgeladenen Ionen. Besonders durch die Inbetriebnahme des Experimentierspeicherrings ESR im Jahr 1990, in dem hochgeladene, gekühlte Ionenstrahlen mit großer Luminosität gespeichert werden können, ergeben sich neue Perspektiven in der Grundlagenforschung von Kern- und Atomphysik. Als Beispiele für erfolgreiche Experimente, die seitdem auf diesen Gebieten durchgeführt wurden, sei der Nachweis des gebundenen β-Zerfalls [Jun92], die präzise Bestimmung der Masse von stabilen und radioaktiven Kernen [Rad97], die Bestimmung der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung des $1s$-Zustands in schweren Ein-Elektronensystemen [Kla94] und die Vermessung der $1s$-Lambverschiebung in wasserstoff-ähnlichem Uran am Gasjet [Stö93] und am Elektronenkühler [Bey95] erwähnt. Bemerkenswert bei diesen Experimenten ist, daß sich trotz der relativ niedrigen Intensität von etwa 10^7 gespeicherten Ionen im Ring solch gute Ergebnisse erzielen ließen. Was man hierbei nicht vergessen darf ist, daß um diese Intensität zu erreichen, teilweise über eine Dauer von mehr als einer halben Stunde akkumuliert, d.h. Ionen aus dem SIS in den ESR eingeschossen, werden mußte. Dank des Elektronenkühlers im SIS, der seit knapp zwei Jahren im Einsatz ist, konnte die Emittanz der Ionenstrahlen verringert werden und der Ionenstrom um einen Faktor 10 gesteigert werden. Dadurch können mehr Ionen pro Einschuß in den ESR transferiert werden. Für einen Au^{78+}-Strahl konnten so bis zu $2 \cdot 10^8$ Ionen im Ring gespeichert werden. Seit 1995 ist es auch möglich, die hochgeladenen, schnellen Ionen im ESR wieder auf niedrige Geschwindigkeiten abzubremsen. Diese Technik wurde in den letzten Jahren immer weiter verbessert, wodurch zuletzt bei einem Experiment mit Pb^{82+}-Ionen 25 MeV/u erreicht werden konnten (siehe Kapitel 9). In Machinentests konnte aber Krypton auch schon auf 11,5 MeV/u abgebremst werden. Prinzipiell sollte es in den nächsten Jahren möglich sein, Ionen bis auf 3 MeV/u abzubremsen. Dadurch wird ein vollkommen neuer exotischer Bereich für die atomphysikalischen Experimente zugänglich. Hier befindet man sich nämlich weit unterhalb der Schwelle, die notwendig ist, um schwere Elemente vollständig zu ionisieren.

Um z.B. nacktes Uran zu produzieren, ist beim Durchgang durch die Stripperfolie mindestens eine kinetische Energie von 250 MeV/u notwendig. Einer besonderen Bedeutung kommt bei vielen Experimenten am ESR dem internen Gasjet-Target zu. In der Wechselwirkungskammer können die hochgeladenen, gespeicherten Ionen mit einem Überschallgasstrahl gekreuzt werden. Hierbei kann es zu Projektilanregung bzw. -ionisation und zum Elektroneneinfang aus dem Target in das Projektil kommen. Mit Hilfe der Spektroskopie der Röntgenstrahlung, die bei dem Zerfall der angeregten Projektilzustände entsteht, können gezielte Aussagen zur Stoßdynamik und Struktur der Ionen gewonnen werden. Der Vorteil des Gastargets gegenüber einem Festkörpertarget besteht darin, daß hier Experimente unter Einzelstoßbedingungen durchgeführt werden können. Als Targetgase stehen im Jet Stickstoff, Argon, Krypton, Xenon und Methan mit Dichten von bis zu einigen 10^{13} Teilchen/cm^2 zur Verfügung. Für die leichten Targetgase, wie Wasserstoff und Helium werden nur Dichten von einigen 10^{10} Teilchen/cm^2 erreicht, die für Experimente nicht ausreichen. Deshalb wurde von mir eine Kühlung konstruiert, mit der Wasserstoff-Cluster erzeugt werden können, wodurch sich die Targetdichte bis auf $1 \cdot 10^{13}$ Teilchen pro cm^2 steigern läßt. Dieses neue Target eröffnet besonders im Zusammenhang mit den abgebremsten Ionenstrahlen vollkommen neue Möglichkeiten und macht Experimente in diesem Energiebereich erst möglich, da die Lebensdauern der Ionen im Speicherring für schwere Targetgase und niedrige Ionengeschwindigkeiten schnell in den Bereich von unter einer Sekunde gelangen. Aber auch für kernphysikalische Experimente stellt das Wasserstofftarget als Protonentarget eine neue Herausforderung dar.

Die Arbeit gliedert sich im einzelnen wie folgt: Im zweiten Kapitel wird die Beschleunigeranlage der GSI kurz vorgestellt. Ausführlich wird hierbei der Speicherring ESR mit seinen wichtigsten Komponenten besprochen. Die Beschleuniger und der Speicherring stellen die technische Grundlage für alle hier besprochenen Experimente dar. Ein wichtiger Bestandteil des ESR ist der Elektronenkühler. Auf einer Strecke von ca. 2 m wird dem Ionenstrahl ein sehr kalter, d.h. energie- und impulsscharfer Elektronenstrahl überlagert. In Stößen zwischen den heißen Ionen und den kalten Elektronen werden Impulse auf diese übertragen und somit der Ionenstrahl von $\Delta p/p \approx 10^{-3}$ auf $\Delta p/p \approx 10^{-5}$ gekühlt. Dadurch ist es erst möglich die sehr hohe Luminosität, die erforderlich für Experimente mit niedrigem Wirkungsquerschnitt ist, zu erreichen. Außerdem wird noch das Gasjet-Target kurz vorgestellt. In der Targetkammer wird der umlaufende Ionenstrahl senkrecht mit einem atomaren oder molekularem Überschallgasjet gekreuzt. Der Jet wird durch Expansion von unterschiedlichen Targetgasen durch eine Lavaldüse produziert. Es wird der technische Aufbau des Jets gezeigt und ein Überblick über die Gase und die im Jet erreichbaren Targetdichten gegeben. Im Anschluß daran werden noch die spektrokopischen Möglichkeiten an der Targetkammer diskutiert und ihr Aufbau gezeigt. Der ESR ist bislang neben dem CRYRING in Stockholm [Sch98], der einzige Speicherring für Schwerionen mit einem internen Gastarget weltweit. Der Gasjet im CRYRING befindet sich aber noch in der Erprobungsphase, wobei im Mai 1999 ein erstes Experiment durchgeführt wurde [Sch99]. Ein weiteres internes Gastargets gibt es noch bei COSY in Jülich, wobei es sich hier um einen Protonenspeicherring handelt. Außerdem ist das Target auch nur für die Verwendung von Wasserstoff und Helium konzipiert worden, wobei auch H_2-Cluster erzeugt werden können. Dabei werden Dichten von bis zu $1 \cdot 10^{14}$Atomen/cm^2 bei einem Umgebungsdruck von $1 \cdot 10^{-7}$mbar erreicht [Dom97]. Außerdem besitzt der CELSIUS-Ring in Uppsala (Schweden) noch ein internes Gastarget. Hier können aber nur Ionen bis zu Argon und einem Ladungs-zu-Masse-Verhältnis von 0,5 beschleunigt werden. Das Target liefert Gasjets von Wasserstoff bis Xenon. Dort können sowohl Wasserstoff- als auch Helium-Cluster produziert werden [Her98]. Für Wasserstoff ist es hier sogar möglich, Pellet-Targets (gefrorene Wasserstoff-Kügelchen) herzustellen [Eks96] Dadurch werden Targetdichten von bis zu $5 \cdot 10^{16}$Atomen/cm^2 erreicht, allerdings bei einem Vakuum in der Wechselwirkungskammer von $5 \cdot 10^{-6}$mbar. Bis vor ein paar Jahren gab es auch noch ein Wasserstoff Cluster-Targets am CERN-LEAR, doch ist dieses mittlerweile außer Betrieb. Am CERN-SPS gibt es ebenfalls noch solch ein Target, mit dem eine maximale Targetdicke von $4 \cdot 10^{14}$Atomen/cm^2 erreicht werden kann [Dic87].

Nachdem der Gasjet als zentrales Werkzeug zur Röntgenspektroskopie vorgestellt wurde, soll nun auch auf die theoretische Beschreibung der Erzeugung von Gasstrahlen mit Hilfe von Düsen eingegangen werden. Hierbei wird besonderes Augenmerk auf die Laval-Düse gelegt, da diese beim Gasjet-Target des ESR verwendet wird. Außerdem wird in dem Kapitel noch die Möglichkeit erörtert die Jetdichte mit Hilfe eines Clusterstrahls zu erhöhen. Es zeigt sich, daß sich für Wasserstoff mit recht geringem Aufwand so die Targetdichte um zwei Größenordnungen steigern läßt. Die theoretischen Voraussetzungen hierzu werden diskutiert.

Im Anschluß daran wird im nächsten Kapitel ausführlich die technische Realisierung des Gasjets und Messungen zur Targetdichte dargelegt. Hierbei wird auch die Abhängigkeit der Targetdichte vom Abstand zwischen Düse und erstem Skimmer erörtert und experimentelle Ergebnisse hierzu gezeigt. Ein weiterer Abschnitt dieses Kapitels widmet sich der Kühlung des Gastargets. Bei der adiabatischen Expansion eines Gases kommt es zu Abkühlung des Gases. Gelangt man hierbei in einen Bereich unterhalb der Dampfdruckkurve, kann es zum Einsetzen von Kondensation und so zur Clusterbildung kommen. Diese Cluster kann man nun ebenfalls als Target benutzen. Hierbei muß jedoch berücksichtigt werden, daß es beim Verdampfen der Cluster im Stoß mit den hochgeladenen Ionen, nicht zu einem zu starken Gasanfall in der Wechselwirkungskammer kommt. Die Bindungsenergie der Moleküle zu Clustern kann bei der Röntgenspektroskopie vernachlässigt werden, da sie um einige Größenordnung kleiner als die Auflösung der verwendeten Germaniumdetektoren ist. Bei der Verwendung der Recoilspektroskopie allerdings, ist man sensitiv auf diese Bindungsenergie und sollte deshalb Cluster möglichst vermeiden. Im Rahmen dieses Kapitels werden erste Tests mit einem gekühlten Wasserstofftarget beschrieben. Hierbei kann gezeigt werden, daß eine Clusterung eintritt und so die Targetdichte um zwei Größenordnungen steigt.

Nachdem die theoretischen und apparativen Grundlagen zur Erzeugung von Gasjets erläutert wurden, sollen im fünften Kapitel dieser Arbeit die fundamentalen Wechselwirkungen von hochgeladenen Ionen mit Atomen und Elektronen diskutiert werden. Die wesentlichen Prozesse sind die Projektilanregung/-ionisation und die Elektroneneinfangsprozesse, deren genaue Kenntnis eine wesentliche Voraussetzung für spektroskopische Untersuchungen an hochgeladenen Ionen ist. Diese Prozesse sind die Populationsmechanismen für die angeregten Niveaus, deren Zerfall untersucht werden soll. Es werden deshalb der radiative Elektroneneinfang RR und REC (Radiative Recombination und Radiative Electron Capture), der nicht-strahlende Elektroneneinfang (NRC, Non Radiative Electron Capture) und der resonante Elektroneneinfang (RTE, Resonant Tranfer Excitation) untersucht.

Im Rahmen des sechsten Kapitels wird die Röntgenemissionscharakteristik der hochgeladenen Ionen diskutiert. Es wird gezeigt für welche Röntgenübergänge wir uns hauptsächlich interessieren und was für Energiebereiche die entscheidende Rolle spielen. Wesentlichen Einfluß hierbei hat der Dopplereffekt. Er sorgt auf Grund der hohen Strahlgeschwindigkeiten zum einen für eine Energieverschiebung und zum anderen zu einer unerwünschten Verbreiterung der beobachteten Übergänge und muß nachträglich bei der Auswertung der Spektren korrigiert werden. Da diese Verbreiterung bei niedrigeren Geschwindigkeiten deutlich kleiner ist, bietet die Möglichkeit des ESR Speicherrings, die hochgeladenen Ionen abzubremsen, eine einmalige Chance für hochpräzise spektroskopische Experimente.

Im siebten Kapitel wird die Lebensdauer der Ionen im Speicherring diskutiert. Sie stellt nämlich für alle Experimente einen limitierenden Faktor dar. Denn neben den gewünschten Reaktionen, wie die Umladung im Gasjet-Target, kommt es noch zu weiteren unvermeidlichen Strahlverlusten, die möglichst klein gehalten werden sollen. Im Einzelnen sind das die Umladung der Projektilionen durch Stöße mit Restgasatomen und der Elektroneneinfang im Elektronenkühler. Ihr Einfluß in Abhängigkeit des Elektronenstroms im Kühler, des Restvakuums im Ring, der Strahlgeschwindigkeit und der Targetdichte wird erläutert.

Nachdem nun alle physikalischen Voraussetzungen für Experimente am ESR diskutiert wurden, kann im achten Kapitel eine erste Untersuchung zur Projektilanregung von wasserstoff-ähnlichen schweren Ionen erläutert werden. Der experimentelle Aufbau und die Durchführung des Experiments werden beschrieben. Bei der Darstellung der Ergebnisse wird besonderes Augenmerk auf die destruktive Interferenz des magnetischen und elektrischen Anteils des Liénard-Wiechert Potentials gelegt. Dieser Effekt konnte erstmals in einem Experiment am Fragmentseparator FRS von Stöhlker et al. [Stö98, Stö98a] nachgewiesen werden, hier allerdings mit Hilfe eines Festkörpertargets und mit nur geringer Statistik. Am ESR ist es nun erstmals gelungen diesen Effekt mit guter Statistik an einem Gastarget nachzuweisen. Des weiteren werden in diesem Zusammenhang auch noch theoretische Vorhersagen und Rechnungen zu dieser Problematik erläutert.

Im neunten Kapitel wird dann ein erstes Experiment mit dem gekühlten H_2-Cluster-Target und abgebremsten Ionen am ESR vorgestellt. Hierbei wird ausführlich auf die Durchführung des Experiments eingegangen. Während des Experiments konnten erstmals Spektren mit einem Wasserstofftarget am ESR gemessen werden. Diese werden im Vergleich mit den Spektren für Stickstoff diskutiert. Ein weiterer Punkt hierbei ist, daß es erstmals gelungen ist, einen hochgeladenen Schwerionenstrahl (Pb^{82+}) bis auf 25 MeV/u abzubremsen und in einem Experiment zu nutzen. Im Rahmen der Auswertung wurde die REC-Winkelverteilung untersucht. Obwohl die Messung keine vollständige Winkelverteilung darstellt, da nur zwei Beobachtungswinkel zur Verfügung standen, konnten dennoch die theoretischen Vorhersagen bestätigt werden. Des weiteren wurde zum einen die Anisotropie und zum anderen der Einfluß des Comptonprofils des Targets untersucht. Hierbei wurde versucht mit Hilfe der Linienform und Breite der REC- bzw. Lyman-α Linien Aussagen darüber zu treffen, ob sich bei der theoretischen Beschreibung der Linien ein Unterschied zwischen der Verwendung von Comptonprofilen von molekularem oder atomarem Wasserstoff machen läßt.

Zum Schluß wird im zehnten Kapitel noch eine Zusammenfassung der in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse und ein Ausblick gegeben. Hierbei werden einmal ausführlich die technische Weiterentwicklung des Gasjets und zum anderen zukünftige Experimente mit dem H_2-Cluster-Target und abgebremsten Ionen diskutiert.

Kapitel 2

Der Experimentierspeicherring ESR

Im folgenden soll die Beschleunigeranlage SIS-ESR kurz erläutert werden, wobei insbesondere der ESR mit seinen Experimentiereinrichtungen dargestellt wird. Hierbei wird besonders das interne Gasjet-Target betrachtet.

Die Beschleunigeranlage der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI besteht aus verschiedenen Ionenquellen, dem Linearbeschleuniger UNILAC, dem Schwerionensynchrotron SIS und dem Speicherring ESR. Ein schematischer Überblick der Anlage ist in Abb. 2.1 gezeigt. Die niedrig geladenen Ionen aus den verschiedenen Quellen werden beschleunigt und mit Hilfe eines Strippers weiter ionisiert. Danach werden sie im nächsten Abschnitt des UNILACs weiter beschleunigt. Die maximale Energie für Experimente hinter dem UNILAC beträgt 11,5 MeV/u. Für das Beispiel von Uran beträgt der maximale Ladungszustand am Ausgang des UNILACs 27+. Er kann nun jedoch durch Folien unterschiedlicher Dicke beliebig bis maximal 72+ erhöht werden. Durch Strahlteilung kann gleichzeitig ein Experiment an einem Niederenergie-Experimentierplatz bedient und das Schwerionensynchrotron SIS gefüllt werden. Da mehrere Ionenquellen zur Verfügung stehen, können gleichzeitig zwei verschiedene Ionensorten unterschiedlichen Ladungszustands beschleunigt werden. Das Schwerionensynchrotron hat einen Umfang von 218 m. Dort können die Ionen auf eine maximale Energie von 2 GeV/u (Neon) beschleunigt werden. Auf Grund der magnetischen Steifigkeit der Magnete im SIS von 18 Tm erreicht man für Uran maximal 1 GeV/u. Diese Ionen stehen jetzt direkt für Experimente zur Verfügung, wobei sie nach der Extraktion aus dem SIS nochmals gestrippt werden können, wodurch sich nacktes Uran erzeugen läßt. Zur Erzeugung von nackten Ionen müssen diese auf Energien beschleunigt werden, die mindestens der Bindungsenergie der zu ionisierenden, gebundenen Ionen entspricht. Für Uran sind dies etwa 250-300 MeV/u. Neben der direkten Verwendung der Ionen für Experimente, können sie aber auch in den Experimentierspeicherring ESR injiziert und gespeichert werden.

Der ESR bietet einzigartige Möglichkeiten zur Spektroskopie an schweren hochgeladenen Ionen. Hier können alle Ionen, einschließlich nacktem Uran, gespeichert werden. Die Energie läßt sich zwischen 10 und 560 MeV/u (für Ne-Ionen

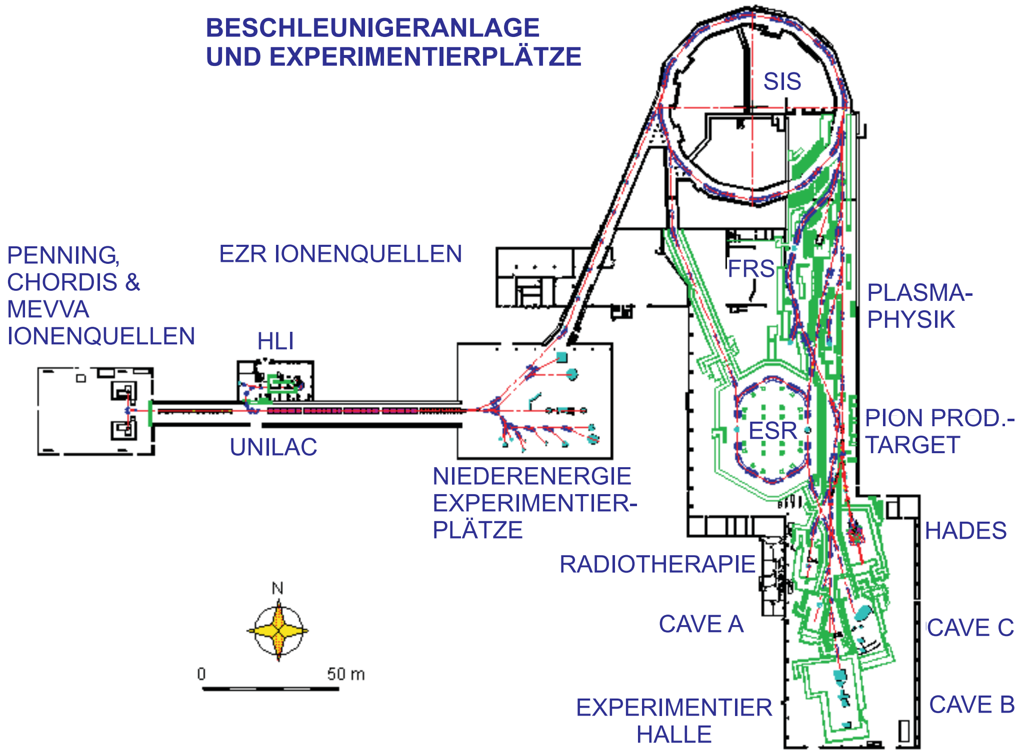

Abbildung 2.1. Bild der GSI-Beschleunigeranlagen.

830 MeV/u) variieren. Die Maximalenergie ist durch die magnetische Steifigkeit der Dipolmagnete von 10 Tm begrenzt. Eine schematische Abbildung des ESR mit seinen wesentlichen Bauteilen ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Der ESR hat einen Umfang von 108 m. Der Ring ist eigentlich ein längliches Sechseck, daß aus sechs 60°-Dipolmagneten und sechs Quadrupol-Triplets, bzw. -Dublets als strahlführende Elemente besteht. Des weiteren stehen zur Beschleunigung bzw. zum Abbremsen noch zwei Hochfrequenzkavitäten zur Verfügung. In den geraden Sektionen befindet sich auf der einen Seite der Elektronenkühler und auf der anderen Seite der Überschallgasjet. Auf diese beiden wichtigen Einbauten wird in den nächsten Abschnitten näher eingegangen.

Im ESR können die hochgeladenen, schnellen Ionen wieder auf niedrigere Geschwindigkeiten abgebremst werden [Stö95a, Mok95, Stö96, Stö97b]. Zudem bietet diese Technik einzigartige Möglichkeiten, die Wechselwirkung höchstgeladener Ionen mit Materie unter extrem exotischen Bedingungen zu untersuchen, d.h. weit unterhalb der Energie, die zur Erzeugung der hohen Ladungszustände erforderlich ist. Des weiteren wird durch das Abbremsen der systematische Fehler, der durch den Dopplereffekt verursacht wird, verringert [Mok84]. Ausführlich wird dies in Kapitel 6.1 diskutiert. Die nackten Ionen werden mit einer hohen Energie aus dem

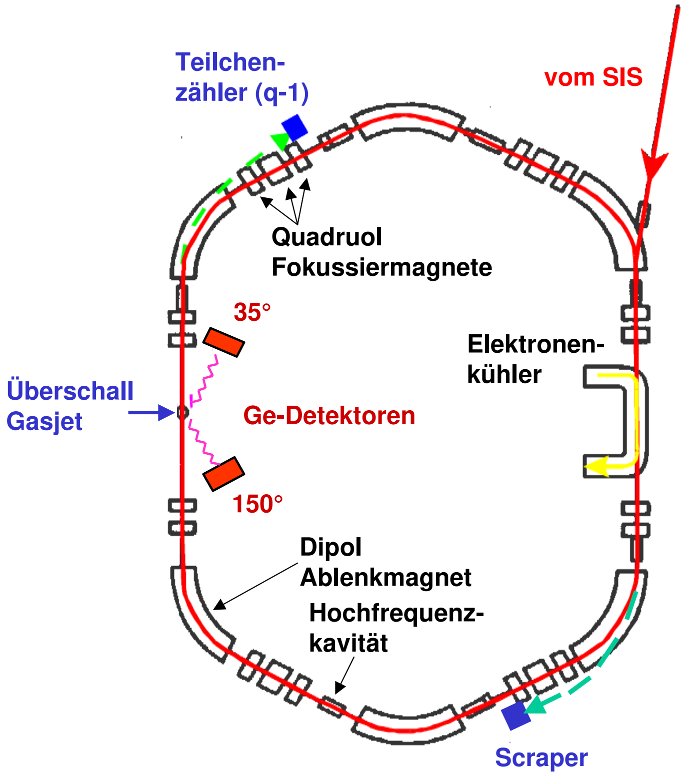

Abbildung 2.2. Der Experimentierspeicherring ESR der GSI mit den unterschiedlichen Strahlführungsmagneten und Detektoren.

SIS in den ESR eingeschossen und dort gespeichert. Sie werden gekühlt, d.h. ihre Energie- und Impulsunschärfe verringert, und anschließend zu zwei Bunchen (Paketen) komprimiert. Mit Hilfe der HF-Kavitäten werden die Bunche dann abgebremst. Simultan hierzu werden die Magnete der Strahlführung auf die geänderten Bedingungen angepaßt. Auf diese Art und Weise konnten Pb^{82+}-Ionen bis auf eine Energie von 25 MeV/u (siehe Kapitel 9) abgebremst werden. Die Effizienz hierbei betrug während des Experiments etwa 80%.

2.1 Der Elektronenkühler

Das Prinzip der Elektronenkühlung geht auf eine Idee von Budker [Bud67] aus dem Jahre 1966 zurück und konnte erstmals zum Kühlen von Protonen am NAP-

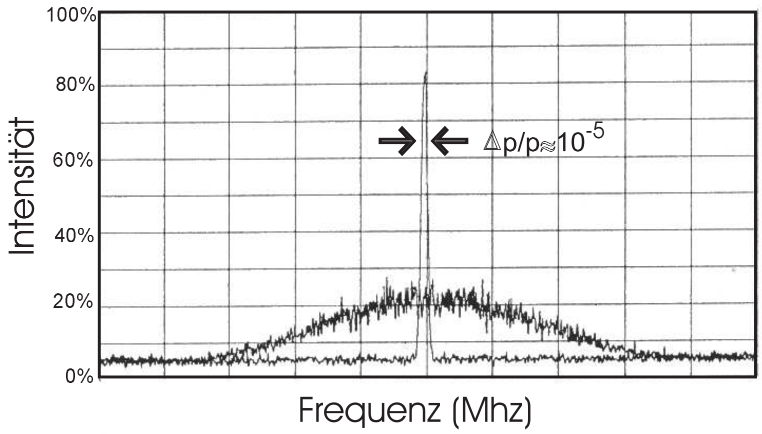

Abbildung 2.3. Schottky-Spektren eines gekühlten und eines ungekühlten Ionenstrahls. Hierbei handelt es sich um einen Strahl nackter Uranionen mit einer kinetischen Energie von 294 MeV/u [Eick91].

M Ring in Novosibirsk erfolgreich angewendet werden [Pot90].

Die longitudinale und transversale Emittanz der Ionen läßt sich als Temperatur interpretieren. Deshalb wird im Elektronenkühler dem umlaufenden Ionenstrahl ein monoenergetischer Elektronenstrahl mit genau der gleichen Geschwindigkeit der Ionen überlagert. Der Elektronenstrahl besitzt eine niedrige Eigentemperatur, so daß es durch Stöße zwischen den heißen Ionen und den kalten Elektronen zu einem Energieübertrag der Ionen auf die Elektronen kommt. Somit wird der Ionenstrahl gekühlt. Hierbei wird erreicht, daß die Ionen in longitudinaler Richtung ($T_{\|} < 0.1$ meV) alle den gleichen Geschwindigkeitsvektor haben. Die Temperatur in transversaler Richtung $T_{\perp}$ ist durch die Kathodentemperatur des Elektronenkühlers von etwa 1300 K (≈ 0.1 eV) bestimmt. Dabei läßt sich die Impulsbreite der Ionen von $\Delta p/p \approx 10^{-3}$ auf weniger $\Delta p/p \approx 10^{-5}$ [Win97, Ste97] verringern. Dieser Effekt ist in Abbildung 2.3 mit Hilfe der Schottky-Analyse für einen 294 MeV/u U^{92+} Ionenstrahl dargestellt [Eick91]. Des weiteren wirkt der Elektronenkühler dem Aufheizen des Strahls durch Intra-Beam-Scattering und durch Stöße mit Restgasatomen entgegen.

Die Schottky-Analyse [Pot90, Bos93a, Ste97a] nutzt statistische Stromschwankungen aus, die durch die einzelnen Ionen im Strahl hervorgerufen werden. Das Schottky-Rauschen wird mit kapazitiven Strahlsonden, den sogenannten Schottky-Pickups, aufgenommen. Hierbei ist die Signalstärke proportional zur Intensität des Strahls. Das Frequenzspektrum zeigt bei jeder Harmonischen der Umlauffrequenz f_0 eine Linie, deren Breite proportional zur Impulsbreite des Strahls

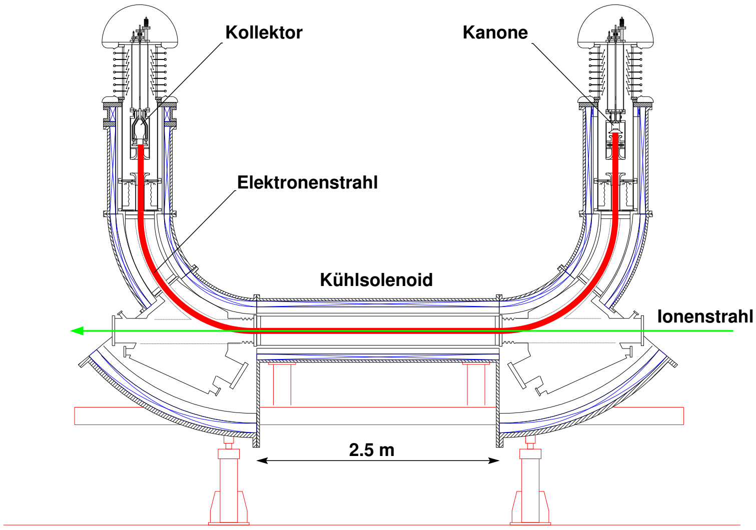

Abbildung 2.4. Schematische Darstellung des ESR Elektronenkühlers.

ist:

$$\frac{\Delta f_0}{f_0} = \left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_t^2}\right) \cdot \frac{\Delta p}{p}, \tag{2.1}$$

mit $\Delta f_0/f_0$ der relativen Frequenzänderung und $\Delta p/p$ der relativen Impulsänderung.

In Abbildung 2.4 ist nun eine schematische Darstellung des Elektronenkühlers des ESR gezeigt. Der Elektronenstrahl wird auf einer Länge von 2,5 m durch ein 0,1 T starkes Magnetfeld parallel zum Ionenstrahl geführt. Der Kühler kann mit einer Spannung von 10 bis 200 kV und einem Strom von 5 bis 500 mA betrieben werden. Der Durchmesser des Elektronenstrahls beträgt 50 mm. Die Elektronenkühlung führt zu einem Ionenstrahldurchmesser von wenigen Millimetern [Bos89, Bos93]. Dieser ist aber abhängig von der Anzahl der gespeicherten Ionen.

2.2 Das ESR Gasjet-Target

Für den ESR Speicherring wurde von Gruber et al. [Gru89, Gru96] ein internes Gasjet-Target konstruiert, welches seit Jahren in atom- und kernphysikalischen Experimenten mit großem Erfolg genutzt wird. Solch ein Target muß eine Reihe von Voraussetzungen erfüllen. Die kritischsten Punkte hierbei sind: Das Ultrahochvakuum (UHV, $\approx 10^{-10}$ mbar) in der Wechselwirkungskammer darf nicht zu stark beeinflußt, die geometrische Akzeptanz des Rings darf nicht beeinträchtigt werden und es sollen sich möglichst hohe Dichten für ganz unterschiedliche Gase erzielen lassen. Momentan lassen sich Dichten zwischen $2 \cdot 10^{12}$ cm^{-3} für

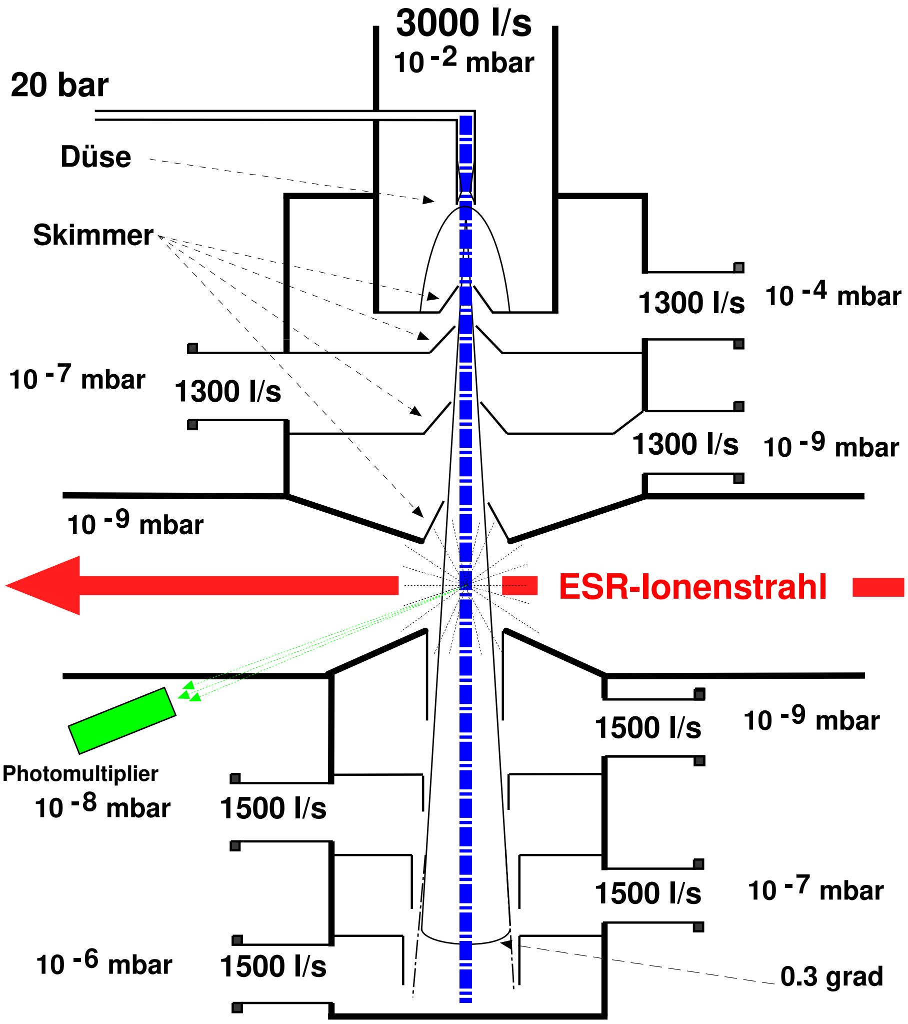

Abbildung 2.5. Schematische Abbildung des internen Gasjet-Targets im Speicherring ESR. Neben der Angabe der typischen Drücke in den einzelnen Stufen ist auch noch die effektive Saugleistung angegeben [Rei97].

leichte Gase und $5 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} für schwere Gase mit einem Targetdurchmesser von etwa 5 mm in einer UHV Umgebung von $5 \cdot 10^{-9} - 1 \cdot 10^{-8}$ mbar erzielen. Für teure Edelgase steht des weiteren eine Recyclinganlage zur Verfügung, mit der das verwendete Gas nach Durchgang durch die Wechselwirkungskammer hinter den Pumpen des Jetsumpfs aufgefangen, gereinigt und anschließend wieder komprimiert wird. In Abbildung 2.5 ist eine schematische Zeichnung des ESR Gasjet-Targets gezeigt [Rei97]. Um eine möglichst hohe Targetdichte zu erzielen, läßt sich der Abstand zwischen Düse und 1. Skimmer verändern. Ausführlich wird in Kapitel 4 der Aufbau, die technische Realisierung des Gasjets sowie die Definition des Abstands zwischen Düse und 1. Skimmer diskutiert.

Tabelle 2.1. Erreichbare Targetdichten und -dicken am internen Gasjet-Target des ESR.

Gasart	**Abstand** Düse - 1. Skimmer	**Targetdichte** (Teilchen/cm^3)	**Targetdicke** (Atome/cm^2)
Ar	60 mm	$3,0 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{13}$
N$_2$	60 mm	$5,0 \cdot 10^{11}$	$5,0 \cdot 10^{11}$
He	60 mm	$3,5 \cdot 10^{10}$	$1,8 \cdot 10^{10}$
H$_2$ T=(300K)	60 mm	$1,5 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^{10}$
H$_2$ T=(80K)	60 mm	$7,0 \cdot 10^{12}$	$7,0 \cdot 10^{12}$
Ar	30 mm	$7,0 \cdot 10^{13}$	$3,5 \cdot 10^{13}$
N$_2$	30 mm	$7,0 \cdot 10^{12}$	$7,0 \cdot 10^{12}$
He	30 mm	$5,0 \cdot 10^{10}$	$3,5 \cdot 10^{10}$
H$_2$ T=(300K)	30 mm	$3,0 \cdot 10^{10}$	$3,0 \cdot 10^{10}$
H$_2$ T=(80K)	30 mm	$1,0 \cdot 10^{13}$	$1,0 \cdot 10^{13}$

In Tabelle 2.1 sind für zwei verschiedene Abstände die erreichbaren Targetdichten dargestellt. Eine ausführliche Beschreibung, wie die Targetdichte bestimmt wird, ist in Kapitel 4.2 zu finden.

Durch die Verwendung eines Gastargets wird die Durchführung vieler Experimente erst möglich gemacht. Das Gastarget hat typische Dichten von 10^{12}-10^{13}Teilchen/cm^2, während bei einem Festkörpertarget die Dichte bei 10^{23}Teilchen pro cm^3 liegt. Dies entspricht 10^{17-18}Teilchen/cm^2 und ist somit über sechs Größenordnungen höher, als beim Gastarget. Durch die große Dichte der Festkörper liegen bei der Kollision der hochgeladenen Ionen mit den Targets keine Einzelstoßbedingungen mehr vor. Dies führt dazu, daß es zu einer unkontrollierbaren Besetzung der einzelnen Niveaus kommt. Dies soll anhand einer einfachen Abschätzung kurz erläutert werden. Der Zerfallsquerschnitt $\sigma_{Zerfall}$ ist:

$$\sigma_{Zerfall} \approx [\rho \cdot \beta \cdot \gamma \cdot c]^{-1} \cdot \lambda, \tag{2.2}$$

mit ρ der Targetdichte, β und γ den relativistischen Faktoren, c der Lichtgeschwindigkeit und λ der Übergangsrate. Wenn wir von einer Stoßgeschwindigkeit von 100 MeV/u und einem Kohlenstofftarget ausgehen, dann ergibt sich für $\sigma_{Zerfall} \approx \lambda \cdot 6 \cdot 10^{-34}$cm^2. Betrachtet man nun noch einen Yrast-Übergang in H-ähnlichem Uran ($n = 7, l = 6, j = 11/2 \rightarrow n = 6, l = 5, j = 9/2$), der eine Übergangsrate von $5 \cdot 10^{13}$s^{-1} hat, dann ergibt sich für $\sigma_{Zerfall} \approx 3 \cdot 10^{-20}$cm^2. Dies muß man nun mit dem Ionisationsquerschnitt vergleichen. Dieser ist ungefähr

$$\sigma_{Ion} \approx \sigma_K \cdot (E_K/E_B)^2, \tag{2.3}$$

mit σ_K dem Ionisationswirkungsquerschnitt für die K-Schale (bei Uran etwa 100 barn) und der Bindungsenergie der K-Schale E_K bzw. der anderen Zustände

E_B. Die Bindungsenergie ist proportional zu $1/n^2$. Damit ergibt sich für den Ionisationsquerschnitt $\sigma_{Ion} \approx n^4 \cdot 10^{-22}\mathrm{cm}^2$. Für den Vergleich des Zerfalls- mit dem Ionisationsquerschnitts ergibt sich dann:

$$\frac{\sigma_{Ion}}{\sigma_{Zerfall}} \approx \frac{n^4 \cdot 10^{-22}}{3 \cdot 10^{-20}}. \tag{2.4}$$

Wie man nun sehr leicht sieht wird das Verhältnis zwischen beiden schon bei der Ionisation von Zuständen mit $n = 4$ fast eins. Dies hat zur Folge, daß Untersuchungen zur Anregung nicht mehr möglich sind. Ein weiterer wesentlicher Nachteil der Festkörpertargets ist, daß es bei den Stößen zu sehr vielen sekundären Prozessen, wie sekundärer Bremsstrahlung kommt, die einen sehr großen Untergrund zum Spektrum beitragen.

Die niedrigere Zählrate, die man nun durch das verhältnismäßig dünne Gastarget (im Vergleich zum Festkörper) erhält, wird im Speicherring durch die hohe Umlauffrequenz der Ionen wieder weg gemacht. Die Umlauffrequenz beträgt etwa 1 MHz, wodurch man mit der Zählrate in die gleiche Größenordnung wie beim Festkörper kommt. Hier jedoch unter Einzelstoßbedingungen.

2.2.1 Die Targetkammer

Zur Beobachtung, der bei der Wechselwirkung zwischen den schnellen hochgeladenen Ionen und den Gasatomen bzw. Molekülen des Jets entstehenden Röntgenstrahlung (vergleiche Kapitel 5), sind rund um die Wechselwirkungszone Beobachtungsfenster in der Targetkammer angebracht. Eine schematische Darstellung der Kammer ist in Abb. 2.6 gezeigt.

Die Flansche sind mit 50μm dicken Edelstahl- bzw. 100μm dicken Berylliumfenstern ausgestattet, die die Detektoren vom Vakuum trennen. Die Be-Fenster besitzen eine Transmission von 100% bei einer Röntgenenergie, die größer als 5 keV ist. Bei den Edelstahlfenstern beträgt die Transmission etwa 90% bei 50 keV. In Vorwärtsrichtung ist eine verfahrbare Detektortasche montiert, die es ermöglicht, einen segmentierten Germaniumdetektor bis auf etwa 1cm an den Ionenstrahl heranzufahren. Dies entspricht dann einem Beobachtungswinkel von $4,6°$.

Zur weiteren Diagnose ist außerdem in Strahlrichtung hinter dem nächsten Dipolmagnet ein Szintillator bzw. ein ortsauflösender Vieldrahtzähler eingebaut, der es ermöglicht, die im Gasjet umgeladenen Ionen nachzuweisen. Er besitzt eine Effizienz von nahezu 100%, was für die Koinzidenzmessungen von entscheidender Bedeutung ist.

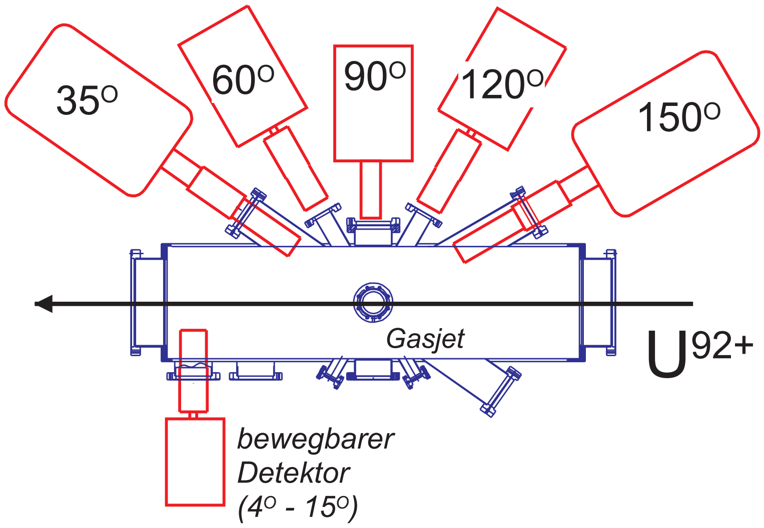

Abbildung 2.6. Schematische Darstellung der ESR Targetkammer [Stö99a]. Momentan, hier nicht eingezeichnet, ist das Recoilspektrometer unter 90° auf der Außenseite der Kammer eingebaut [Kol99]. Außerdem wurde während des Experiments (siehe Kapitel 9) mit abgebremsten, nackten Bleiionen der Flansch unter 90° innen von einem Kristallspektrometer benutzt.

Kapitel 3

Grundlagen der Gasdynamik

Im Rahmen meiner Arbeit sollte die Targetdichte des Gasjets für leichte Gase, insbesondere für Wasserstoff erhöht werden, da die bislang erreichbare Dichte ($\approx 10^{10}\mathrm{cm}^{-3}$) zur Durchführung von Experimenten nicht ausreichend war. Hierbei wurde auf die Kühlung des Gases vor der Expansion zurückgegriffen, was dann auch zur Clusterbildung führt. Die Cluster wurden dabei als willkommener Effekt hingenommen, waren aber nicht das Ziel der Untersuchungen. Dennoch soll in diesem Kapitel neben der Theorie der Gasdynamik auch kurz auf die theoretischen Voraussetzungen der Clusterbildung eingegangen werden.

Bei der adiabatischen Expansion eines Gases durch eine Laval-Düse[1] kommt es zu einer Abkühlung des Gases. Als Laval-Düse bezeichnet man Düsen, die erst enger werden und dann wieder auseinandergehen (vergleiche Abb. 3.1). Die Abkühlung des Gases kann durch den Joule-Thomson-Effekt für reale Gase unterstützt werden. Unter gewissen Voraussetzungen kann es dann bei der Expansion zur Kondensation des Arbeitsgases und dadurch zu Tröpfchenbildung kommen. Hierbei entstehen durch die Van-der-Waals Kräfte zusammengehaltene Cluster aus einigen wenigen bis hin zu 10^6 Teilchen.

3.1 Theorie

Zur Beschreibung von Gasströmungen durch eine Düse werden gewisse Vereinfachungen angenommen. Das Gas wird als ideales Gas betrachtet und wechselwirkt nicht mit den Wänden der Düse. Dies bedeutet, daß alle Prozesse adiabatisch ablaufen. Unter der Annahme, daß die Düse nur einen kleinen Öffnungswinkel besitzt, läßt sich die Beschreibung der Vorgänge auf eine Dimension reduzieren. Die Strömungsrichtung des Gases sei die z-Achse und die Düse sei rotationssymmetrisch zu dieser. Es muß die Zustandsgleichung idealer Gase gelten:

$$pV = nRT, \tag{3.1}$$

[1] benannt nach dem schwedischen Ingenieur Carl Gustav Patrik de Laval (1845-1913)

mit p dem Druck, V dem Volumen, n der Teilchenzahl, R der Gaskonstanten und T der Temperatur. Da es sich um eine adiabatische Expansion handeln soll, gilt die Poisson-Gleichung:

$$\left(\frac{p}{p_0}\right) = \left(\frac{V_0}{V}\right)^{\kappa} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\kappa}. \tag{3.2}$$

Der Adiabatenexponent κ ist mit den Wärmekapazitäten bei konstantem Druck C_p und bei konstantem Volumen C_V und mit der Anzahl der Freiheitsgrade f des Atoms/Moleküls über folgende Beziehung verknüpft:

$$\kappa = \frac{C_p}{C_V} = \frac{f+2}{f}. \tag{3.3}$$

Die Zahl der Freiheitsgrade f ist unterschiedlich für verschiedene Gase und variiert mit der Temperatur.

Die Gesamtenergie eines Mol Gases U ist als Summe der inneren Energie U_0, der Kompressionsenergie p_0V_0 und der kinetischen Energie $\frac{1}{2}M_{Mol}v_0^2$ gegeben. Da Energieerhaltung gilt, ergibt sich für das System vor (linke Seite der Gleichung, bezeichnet mit Index 0) und nach der Expansion (rechte Seite der Gleichung, bezeichnet mit dem Index 1) folgende Beziehung:

$$U_0 + p_0V_0 + \frac{1}{2}M_{Mol}v_0^2 = U_1 + p_1V_1 + \frac{1}{2}M_{Mol}v_1^2. \tag{3.4}$$

Mit der Annahme, daß die Strömungsgeschwindigkeit v_0 vor der Expansion Null ist und der Druck im Rezipienten gegenüber dem Einlaßdruck vernachlässigt werden kann, vereinfacht sich Formel 3.4 zu:

$$U_0 + p_0V_0 = U_1 + \frac{1}{2}M_{Mol}v_1^2. \tag{3.5}$$

Anhand dieser Formel sieht man direkt, daß ein Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit nur durch eine Abnahme der inneren Energie zu erreichen ist. Die maximale Geschwindigkeit tritt auf, wenn die gesamte innere Energie in Geschwindigkeit umgewandelt wurde.

Für die Bernoullische Gleichung muß dann gelten

$$\frac{v^2}{2} + \int\limits_{p_0}^{p} \frac{dp}{\rho} = 0, \tag{3.6}$$

da die Dichte ρ vom Druck p abhängt. Wenn man stationäre Zustände voraussetzt, dann vereinfacht sich die Kontinuitätsgleichung zu:

$$\int\limits_F \rho v dF = m/t. \tag{3.7}$$

Die durch die Querschnittsfläche F_0 in die Düse eintretende Gasmenge pro Zeit t, wird durch den Quotienten m/t wiedergegeben. Wenn man nun Reibungsverluste vernachlässigt, dann läßt sich die Gleichung integrieren:

$$\rho v F = m/t. \tag{3.8}$$

Mit Hilfe der Poisson-Gleichung (3.2) ergibt sich aus der Bernoullischen Gleichung (3.6):

$$v(z)^2 = \frac{2\kappa}{\kappa-1}\frac{p_0}{\rho_0}\left[1-\left(\frac{p(z)}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right]. \tag{3.9}$$

Für $p = 0$ ergibt sich daraus die maximale Flußgeschwindigkeit:

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2}{M}(U_0 + p_0 V_0)} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1}\frac{kT_0}{m}}. \tag{3.10}$$

Unter Berücksichtigung der Schallgeschwindigkeit, die folgendermaßen definiert ist:

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S} = \sqrt{\kappa\frac{p}{\rho}} = \sqrt{\kappa\frac{RT}{M_{Mol}}}, \tag{3.11}$$

ergibt sich für die maximale Geschwindigkeit:

$$v_{max} = c_0\sqrt{\frac{2}{\kappa-1}}. \tag{3.12}$$

Um verschiedene Systeme besser miteinander vergleichen zu können, führt man noch die Machzahl M ein. Sie ist als Quotient der Flußgeschwindigkeit v und der lokalen Schallgeschwindigkeit definiert:

$$M(z) = \frac{v(z)}{c(z)} = \sqrt{\left(\frac{2}{\kappa-1}\left[\left(\frac{p(z)}{p_0}\right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} - 1\right]\right)}. \tag{3.13}$$

Ist $M > 1$ so handelt es sich um einen Überschallstrahl, ist $M < 1$ dann hat man es mit einem sogenannten effusiven Strahl zu tun. Setzt man nun die Definition der Machzahl in die Poisson-Gleichung (3.2) ein, ergeben sich folgende Gleichungen:

$$\frac{T}{T_0} = \left(1-\frac{\kappa-1}{2}M^2\right)^{-1} \tag{3.14}$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(1-\frac{\kappa-1}{2}M^2\right)^{1/(1-\kappa)} \tag{3.15}$$

$$\frac{p}{p_0} = \left(1-\frac{\kappa-1}{2}M^2\right)^{\kappa/(1-\kappa)} \tag{3.16}$$

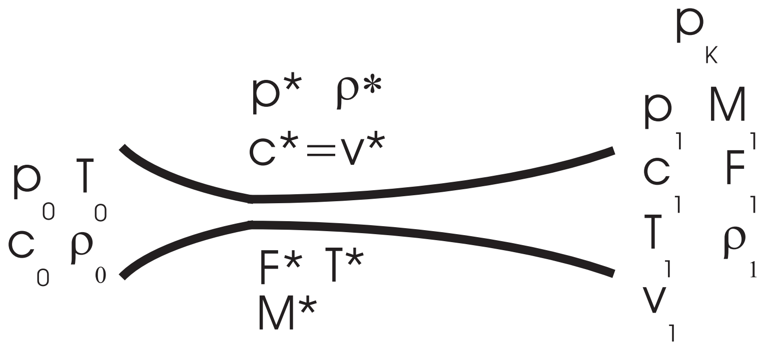

Abbildung 3.1. Die Lavaldüse

Mit Hilfe dieser Gleichungen lassen sich die Werte von p, ρ und T für jeden Punkt des Strahls berechnen, wenn die örtliche Machzahl M bekannt ist.

Wird an der engsten Stelle der Düse $d^\star$ gerade die Schallgeschwindigkeit erreicht ($M = 1$), dann werden die auftretenden Zustände als kritische Größen bezeichnet und mit einem Stern $\star$ markiert. Somit ergeben sich am engsten Querschnitt der Düse Strömungsgrößen, die nicht mehr von der Düsengeometrie, sondern nur noch von den Anfangsbedingungen abhängen:

$$\begin{aligned} T^\star &= \frac{2}{\kappa+1} \cdot T_0 & \qquad p^\star &= \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \cdot p_0 \\ v^\star &= \sqrt{\frac{2}{\kappa+1}} \cdot c_0 & \qquad \rho^\star &= \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \cdot \rho_0 \end{aligned} \tag{3.17}$$

Anhand dieser Gleichungen sieht man, daß in diesem Fall auch der Gasdurchsatz Q nur noch eine Funktion der Bedingungen vor der Expansion (p_0, ρ_0) und der kleinsten Düsenquerschnittsfläche $F^\star$ ist

$$Q = \rho^\star \cdot v^\star \cdot F^\star, \tag{3.18}$$

und nicht vom Druck am Düsenausgang abhängt. Da sich Druckänderungen nur mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten können, können Variationen des Druckes am Düsenausgang auf den Düseneingang keinen Einfluß haben, da an der Stelle des engsten Querschnitts schon Schallgeschwindigkeit herrscht.

3.2 Strömung durch eine Lavaldüse

Mit den in Kapitel 3.1 gewonnenen Erkenntnissen läßt sich die Strömung durch eine Lavaldüse beschreiben. Wenn die Düse einen kleinen Konvergenzwinkel besitzt, dann kann man die Strömung als Funktion von nur einer Koordinate beschreiben. Der Geschwindigkeitsvektor sei an jedem beliebigen Querschnitt parallel zur Düsenachse (z-Achse). Die Geschwindigkeit, der Druck, die Temperatur und die Dichte sollen an diesem Querschnitt konstant sein. Die mit 0 indizierten Variablen, stellen die Größen vor der Expansion, und die mit 1 indizierten, die Zustandsvariablen nach der Expansion direkt am Düsenausgang dar. Die mit einem Stern $\star$ gekennzeichneten Größen sind die kritischen Größen (vergleiche Kap. 3.1). Da das Volumen der Vakuumkammer, in die das Gas durch die Düse strömt, nicht beliebig groß ist, spielt der Druck in der Kammer p_K eine Rolle. Mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung

$$\rho \cdot v \cdot F = const. \tag{3.19}$$

und der Bewegungsgleichung

$$d\left(\frac{1}{2}v^2\right)/dz = -\frac{1}{\rho}dp/dz \tag{3.20}$$

läßt sich eine Beziehung zwischen der Änderung der Geschwindigkeit und der Querschnittsfläche herstellen. Hierfür schreibt man die Bewegungsgleichung um

$$v\,dv = -dp/\rho = -dp/d\rho\,d\rho/\rho = -c^2 d\rho/\rho \tag{3.21}$$

und leitet die Kontinuitätsgleichung logarithmisch ab

$$d\rho/\rho = -dv/v - dF/F \tag{3.22}$$

Faßt man nun beide Gleichungen zusammen und berücksichtigt die Definition der Machzahl $M = v/c$, ergibt sich damit die Hugoniot-Gleichung:

$$(M^2 - 1)dv/v = dF/F. \tag{3.23}$$

Um die Geschwindigkeit zu steigern, muß im Unterschallbereich der Stromquerschnitt abnehmen, während er im Überschallbereich zunimmt. Geht man von einer kleinen Druckdifferenz $p_0 - p_K$ über der Düse aus, so wird die Strömungsgeschwindigkeit niedrig sein und der Druck langsam bis zum engsten Querschnitt fallen. Anschließend steigt der Druck wieder bis p_K. Wird die Druckdifferenz über die Düse größer, erniedrigt man also den Druck in der Kammer p_K, dann wird die Strömungsgeschwindigkeit höher, der Druck im engsten Querschnitt nimmt ab und der Massenfluß zu. Wenn nun im engsten Querschnitt Schallgeschwindigkeit erreicht wird, dann bleibt die Durchflußmenge konstant, auch wenn der Druck p_K weiter gesenkt wird. Der Grund hierfür ist, daß sich die Druckänderungen nicht mit Überschallgeschwindigkeit ausbreiten können. Die gasdynamischen Zustandsvariablen ändern sich dann nur im divergenten Teil der Düse in Abhängigkeit von p_K im Druckbereich von $p^\star \geq p_K \geq p_1$. Ist $p_K \leq p_1$, dann ist die größte Düsenaustrittsgeschwindigkeit v_1 eine Funktion der Düsenflächenverhältnissen. Der Lavaldruck im Düsenmund p_1 ist ebenfalls von dem Flächenverhältnis abhängig:

$$\frac{F^\star}{F_1} = \frac{\rho_1 v_1}{\rho^\star v^\star} = \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}\left(1-\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)}. \tag{3.24}$$

Für die dazugehörende Geschwindigkeit ergibt sich dann:

$$M_1^\star = \frac{v_1}{c^\star} = \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}\left(1-\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)}. \tag{3.25}$$

Die Machzahl am Düsenaustritt läßt sich zu

$$M_1 = \frac{v_1}{c_1} = \sqrt{\frac{\frac{2}{\kappa-1}\left(1-\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)}{\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}} \tag{3.26}$$

bestimmen. Dazu gehört folgende Temperatur:

$$T_1 = T_0 \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \tag{3.27}$$

Wenn p_K größer als der durch das Flächenverhältnis bestimmte Druck in der Düsenmündung p_1, aber kleiner als der kritische Druck $p^\star$ ist, dann kann das Gas nicht mehr reversibel durch die Düse strömen und der Druck in der Kammer kann nicht mehr stetig erreicht werden. Deshalb kommt es hier zur Ausbildung von sogenannten Verdichtungsstößen. Diese wiederum bilden Stoßfronten, in denen es zu sprunghaften Veränderung der Strömungsvariablen kommt.

3.3 Überschallfreistrahl

Beim Ausströmen des Gases aus der Düse kommt es zur Wechselwirkung mit dem Restgas in der Kammer. Da sich der Strahl aber erstmal ohne feste räumliche Begrenzung ausbreiten kann, spricht man von einem Freistrahl. In Abbildung 3.2 ist schematisch die Expansion durch eine Lavaldüse mit dem Freistrahl gezeigt. Der Gasstrahl tritt mit Überschallgeschwindigkeit aus der Düse aus, wobei der Kammerdruck niedriger als der Druck am Düsenausgang ist. Damit erfolgt der Übergang von kontinuierlicher zu molekularer Strömung noch in dieser Kammer. Die Anpassung an die niedrigen Druckverhältnisse geschieht durch Nachexpansion an den Düsenrändern. Dies hat Verdünnungswellen zur Folge, die den Freistrahl unter fächerförmiger Aufweitung durchlaufen (3a). Diese Verdünnungswellen werden am gegenüberliegenden Strahlrand, dort wo der lokale Druck des Jets

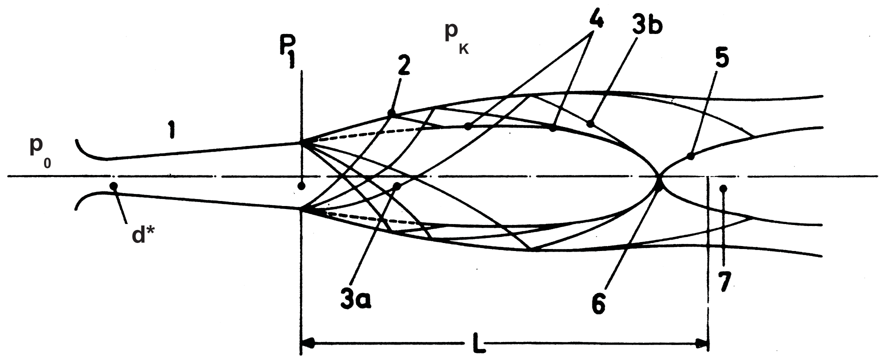

Abbildung 3.2. Schematische Darstellung des Freistrahl hinter der Lavaldüse (1) mit Freistrahlgrenze (2), Verdünnungswellen (3a), Vedichtungswellen (3b), Verdichtungsfront (4), reflektiertem Stoß(5) und Machscher Scheibe (6). L ist der Abstand vom Düsenmund zur Verdichtungszone (7) (aus: [Tie76]).

gleich dem Umgebungsdruck ist (Freistrahlgrenze (2)), als Verdichtungswellen (3b) wieder in Richtung Strahlachse reflektiert. Die Kompressionswellen vereinigen sich zu einer Schock- oder Verdichtungsfront (4). Diese anisotropen Bereiche sind durch starke Temperatur-, Dichte-, Druck- und Geschwindigkeitsgradienten gekennzeichnet. Der innere Teil des Strahls allerdings ist isotrop und die Verhältnisse sind hier unabhängig vom Kammerdruck, deshalb wird dieser Bereich auch "Zone of Silence" genannt. Die Verdichtungsfront verengt sich schließlich wieder zu einem Verdichtungsknoten (Machsche Scheibe)(6). Der Abstand x_M zwischen Düsenaustritt und der Machschen Scheibe ist nur vom Einlaßdruck p_0, dem Kammerdruck p_K und dem engsten Durchmesser der Düse $d^\star$ bestimmt [Mil88]:

$$x_M = 0,67 \cdot d^\star \cdot \sqrt{\frac{p_0}{p_K}}. \tag{3.28}$$

Direkt hinter der Scheibe herrscht wieder Unterschallströmung im Freistrahl. Allerdings kann es je nach Druckverhältnissen durch Nachexpansion erneut zu Überschallströmung kommen, wodurch sich die Strukturen wiederholen können.

Der Druck in der Kammer beeinflußt aber nicht nur die Ausbildung der Freistrahlgrenzen, sondern hat auch direkten Einfluß auf den Strahl. Bei niedrigen Drücken werden die mittlere freien Weglängen Λ so groß, daß die Restgasmoleküle bis in den Kern des Jets eindringen können. Auf diese Weise kommt es durch Streuung an den Targetgasatomen bzw. -molekülen zu einer Verdünnung des Jets [Cam84]. Hierbei spielen sowohl die Restgasdichte ρ_K, als auch die Strahldichte ρ eine Rolle. Die Restgasdichte in der ersten Stufe ist proportional dem Kammerdruck. Es gilt:

$$\rho_K \propto p_K = \frac{Q}{S} \propto \frac{\rho}{S}. \tag{3.29}$$

Somit läßt sich nur durch eine Erhöhung der Saugleistung S die Restgasdichte ρ_K senken, wenn die Strahldichte als gegeben angesehen wird. Es gibt allerdings noch eine weitere Möglichkeit, die Aufstreuung des Jets zu verringern. Hierzu schneidet man mit Hilfe eines Skimmers den inneren, ungestörten Teil des Strahls raus und läßt ihn in einer weiteren Stufe, in der ein geringerer Druck herrscht, weiter expandieren. Der Abstand des Skimmers zur Düse muß für jedes verwendete Gas unterschiedlich gewählt werden, da die Saugleistung der Pumpen für jedes Gas verschieden ist (vergleiche Formel 3.29). Bei der Einstellung des Abstands spielt aber auch die Knotenstruktur des Strahls eine entscheidende Rolle. Positioniert man den 1. Skimmer genau in der Machschen Scheibe, so kommt es zu Verwirbelungen und einer "Verstopfung" des Skimmers.

Bei der weiteren Expansion des Gases geht der Strahl, der bis jetzt mit Hilfe der Kontinuumstheorie beschrieben wurde in einen Molekularstrahl über. Grund hierfür sind die geringere Anzahl an Stößen der Moleküle untereinander. Je nach Einlaßbedingungen kann dies schon in einem Abstand von wenigen Düsendurchmessern geschehen. Die mittlere freie Weglänge Λ ist nach Ref. [Die62] eine Funktion der Temperatur:

$$\Lambda = \frac{\Lambda_\infty}{1 + T_\nu / T}. \tag{3.30}$$

Hierbei ist Λ_∞ die mittlere freie Weglänge bei $T = \infty$, und T_ν die Sutherlandsche Konstante. Beide Werte sind gasspezifisch und können z.B. in [Die62] nachgeschlagen werden. Wegen der geringen Anzahl an Stößen innerhalb des Molekularstrahls entwickeln sich einige Strömungsgrößen nicht mehr isotrop. Da die Temperatur des Gasstrahls aber für die Auflösung bei röntgenspektroskopischen Experimenten keine Rolle spielt, kann auf eine genaue Untersuchung hier verzichtet werden. Die Temperatur des Gasjets ist allerdings für die Rückstoßionenimpulsspektroskopie [Ull97] von entscheidender Bedeutung.

Die Dichte des Freistrahls bleibt mit dem Abstand z von der Düse nicht konstant, sondern nimmt mit

$$\rho \propto \frac{1}{z^2} \tag{3.31}$$

ab. Dies gilt sowohl für die kontinuierliche, wie auch für die molekulare Strömung [Hag81].

3.3.1 Reale Gase

Bei den bisherigen Überlegungen zur Gasdynamik, wurde immer von idealen Gasen ausgegangen. Im Experiment haben wir es aber mit realen Gasen zu tun. Diese haben sowohl ein Eigenvolumen als auch eine Wechselwirkung untereinander. Um dies zu berücksichtigen wird die ideale Gasgleichung 3.1 mit diesen beiden Parametern modifiziert, woraus dann die "van der Waals-Gleichung" wird:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = N \cdot R \cdot T. \tag{3.32}$$

Hierbei stellt b das sogenannte Kovolumen dar, welches die endliche Ausdehnung der Gasteilchen berücksichtigt, und a den Binnendruck, der die Wechselwirkung, also die Anziehungskraft der Teilchen zueinander, beschreibt. Dies führt dazu, daß es bei adiabatischen Prozessen auch zu Temperaturänderungen kommt. Dieser Effekt wird als Joule-Thomson-Effekt bezeichnet. Die Temperaturänderung kann sowohl eine Erwärmung, als auch eine Abkühlung sein. Dies hängt davon ab, ob man sich bei der Expansion oberhalb oder unterhalb der Inversionstemperatur T_i befindet [Stöc98]:

$$T_i = \frac{2a}{Rb} = 6,75 \cdot T_k, \tag{3.33}$$

mit a der Binnendruckkonstanten, b dem Eigen- bzw. Kovolumen und R der universellen Gaskonstante. T_k ist die kritische Temperatur. Oberhalb von T_i kommt es zu einer Erwärmung und unterhalb von T_i zu einer Abkühlung des Gases, während der Expansion. Bei Wasserstoff beträgt die kritische Temperatur 33 K [Stöc98] und nach Formel 3.33 die Inversionstemperatur etwa 220 K. Da später im Experiment zur Clusterbildung das Wasserstoffgas vor der Expansion mit Hilfe von flüssigem Stickstoff auf etwa 77 K vorgekühlt wird, führt der Joule-Thomson-Effekt zu einer weiteren Abkühlung des Gases und begünstigt dadurch die Clusterbildung.

3.4 Die Bildung von Clustern

Die Idee Clusterstrahlen als Targets zu benutzen, geht auf Versuche von E.W. Becker aus dem Jahre 1956 [Bec56] zurück.

Bei der adiabatischen Expansion nähert sich die Isentrope[2] der Dampfdruckkurve des Gases (vergleiche hierzu Abb. 3.3). Wenn sie erreicht wird, befindet sich das Gas in Sättigung. Dieser Teil der Kurve kann durch die Formeln 3.1 und 3.2 beschrieben werden. Danach setzt die Übersättigung ein und wenn die Dichte und der Druck groß genug sind, d.h. wenn die Zahl der Stöße zwischen den Gasatomen bzw. -molekülen groß genug ist, kann es innerhalb des Gasstrahls zur Kondensation von einzelnen Molekülen zu kleinen Tröpfchen, den sogenannten Clustern [Bec56] kommen. Diese bestehen aus einigen wenigen bis hin zu 10^6 Teilchen [Obe79]. Allerdings liegen die typischen Werte bei einigen Tausend Teilchen pro Cluster [Hag72]. Die Kondensation setzt entweder in der Düse oder anschließend im Freistrahl ein. Dabei kann durch Veränderung der Einlaßbedingungen die Clusterbildung gefördert werden. So begünstigen tiefe Temperaturen und hoher Einlaßdruck diesen Prozeß [Hag81, Hag72]. Außerdem hat die Form der Düse einen entscheidenden Einfluß auf die Kondensation. So lassen sich mit Laval-Düsen besonders effektiv Cluster produzieren [Obe79]. Die Größe der Cluster wächst bei konstantem Einlaßdruck und konstanter Temperatur mit

[2]Isentroper Prozeß: Prozeß bei dem die Entropie konstant bleibt.

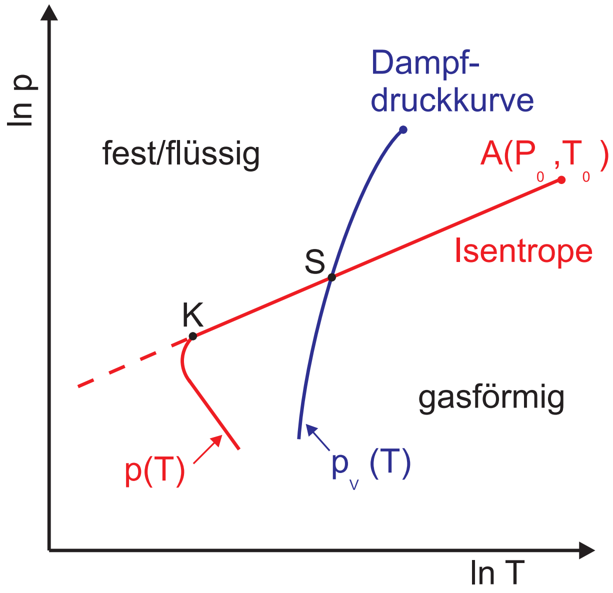

Abbildung 3.3. Expansions- $p(T)$ und Dampfdruck $p_v(T)$ des expandierenden Gases aus dem Zustand $A(p_0, T_0)$. Am Punkt S wird die Sättigung erreicht. Anschließend kommt es zur Übersättigung und bei Punkt K setzt die Kondensation ein [Hag92].

zunehmendem Düsendurchmesser [Hag72]. In Abbildung 3.4 ist der Kondensationsprozeß schematisch dargestellt. Anhand der Abbildung sieht man die für den Jetbetrieb wesentlichen Punkte:

- Es findet Clusterbildung statt.
- In der Strahlmitte kommt es zu einer Erhöhung der Dichte.
- Cluster können über lange Strecken im UHV ohne Störungen vom Restgas geradeaus fliegen.

Die größten Dichten lassen sich erzeugen, wenn vor der Expansion schon ein übersättigtes Gas vorliegt [Kho99]. Zur Clusterbildung eignen sich Gase mit einer hohen Siedetemperatur und großem Adiabatenexponent. Jedoch existiert bis jetzt keine Theorie, die die Clusterbildung vollständig beschreibt.

Allerdings konnte Hagena [Hag87] ein Skalierungsgesetz entwickeln, welches die mittlere Clustergröße $< n >$ in Abhängigkeit der thermodynamischen Größen p_0, T_0 und d beschreibt.

Entlang des Strahls ergeben sich mit Hilfe des reduzierten Abstands $\delta = z/d$ für monoatomare Gase ($\kappa = 5/3$) für die Teilchendichte und die Temperatur ($\delta > 4$):

$$\frac{\rho(\delta)}{\rho_0} = \frac{0,15}{\delta^2} \quad \text{und} \quad \frac{T(\delta)}{T_0} = \frac{0,282}{\delta^{4/3}}. \tag{3.34}$$

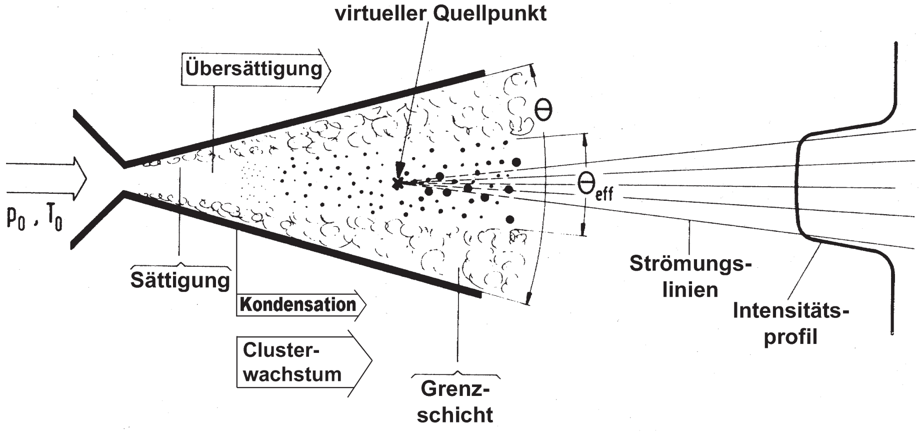

Abbildung 3.4. Schematische Darstellung einer Laval-Düse und den bei der Expansion auftretenden Prozessen, sowie den sich daraus ergebenden Strömungslinien (aus [Obe79]).

Damit hängt die Teilchendichte und Temperatur im Strahl nur noch vom reduzierten Abstand ab. Der Übergang vom Kontinuumstrahl in den stoßfreien Molekülstrahl erfolgt bei der Endtemperatur T_∞ und läßt sich mit Hilfe des Skalierungsparameters Ψ für bimolekulare Stöße festlegen:

$$\Psi = \rho_0 \cdot d \cdot T_0^{-1,25}. \tag{3.35}$$

Dies bedeutet, daß Strömungen mit dem gleichen Ψ die gleiche Endtemperatur T_∞ und den gleichen Kondensationsgrad erreichen. Der Zusammenhang zwischen Ψ und T_∞ hängt von der Art der Stoßprozesse ab. Betrachtet man die stoßenden Atome als "harte Kugeln", dann gilt die Beziehung:

$$T_\infty = K \cdot \Psi^{-1,25}, \tag{3.36}$$

wobei die Konstante K gasspezifisch ist.

Um nun das Skalierungsgesetz auf den Clusterbildungsprozeß zu übertragen, muß man außer den Stößen zur Bildung zwischen den Atomen und den Clustern auch noch die unimolekularen Prozesse, wie z.B. Abdampfung einzelner Atome, berücksichtigen. Deshalb führt Hagena einen neuen Skalierungsparameter Γ ein:

$$\Gamma = \rho_0 \cdot d^q \cdot T_0^{0,25q-1,5} \qquad \text{mit} \quad 0,5 < q \leq 1. \tag{3.37}$$

Hierbei ist q ein Parameter, der experimentell bestimmt werden muß. Hagena gibt hierfür $q = 0,85$ an [Hag92]. Für $q = 1$ erhält man wieder das Skalierungsgesetz für bimolekulare Stöße. Um das Skalierungsgesetz auf verschiedene Gase mit gleichem κ anwenden zu können, werden von Hagena und Obert [Hag72] in ihrer

Theorie der korrespondierenden Jets, reduzierte Variable eingeführt:

$$\rho_0^* = \rho_0 \cdot r_{ch}^3 \tag{3.38}$$
$$T_0^* = T_0/T_{ch} \tag{3.39}$$
$$d^* = d/r_{ch} \tag{3.40}$$
$$p^* = p/p_{ch}. \tag{3.41}$$

Die charakteristischen Größen (gekennzeichnet mit dem Index ch) sind folgendermaßen definiert:

$$r_{ch} = (m/\rho_s)^{1/3} \tag{3.42}$$
$$T_{ch} = \Delta h_0^0/k \tag{3.43}$$
$$p_{ch} = k \cdot T_c h/r_{ch}^3, \tag{3.44}$$

mit der atomaren Masse m, ρ_s der Dichte des Festkörpers und Δh_0^0 der Sublimationsenthalpie pro Atom bei 0 K. r_{ch} und T_{ch} sind Vielfache der Konstanten ϵ und σ des inneratomaren Lennard-Jones-Potentials.

Für die reduzierten Kondensationsparameter Ψ^* und Γ^* ergeben sich dann mit den charakteristischen Größen:

$$\Psi^* = \Psi/\Psi_{ch} = \Psi \cdot r_{ch}^2 \cdot T_{ch}^{1,25}, \tag{3.45}$$
$$\Gamma^* = \Gamma/\Gamma_{ch} = \Gamma \cdot r_{ch}^{3-q} \cdot T_{ch}^{(1,5-0,25q)}. \tag{3.46}$$

Werte für die charakteristischen Größen können aus [Hag87] entnommen werden.

Hagena [Hag87] teilt die Clusterbildung nun in drei Bereiche ein:

	Γ^*	< 200	keine Clusterbildung
$200 <$	Γ^*	< 1000	Übergangsbereich zur Clusterbildung mit Bildung von Clustern mit $n = 100$ Teilchen
$1000 <$	Γ^*		große Cluster mit $n > 100$

Für die mittlere Clustermasse $< n >$ ergibt sich dann folgender nichtlinearer Zusammenhang:

$$< n >= c \cdot (\Gamma^*)^\alpha \tag{3.47}$$

Die Parameter $c > 0$ und $\alpha > 0$ sind experimentell zu bestimmende Werte und können für Argon aus [Sch96] entnommen werden.

Trompeten- bzw. Laval-Düsen eignen sich besonders für die Erzeugung von Clusterstrahlen. Die Intensität auf der Achse eines Überschallgasjets aus einer Öffnung mit dem Durchmesser d, in dem keine Cluster vorliegen, beträgt:

$$I_0 = f(\kappa)\rho_0 d^2 \sqrt{\frac{2kT_0}{m}} \qquad [\text{Atome bzw. Moleküle } /\text{s} \cdot \text{sr}] \tag{3.48}$$

$f(\kappa)$ ist eine leicht mit κ variierende Funktion, die allerdings ungefähr eins ist. In der Formel werden allerdings die Abschwächung durch Streuung im Restgas

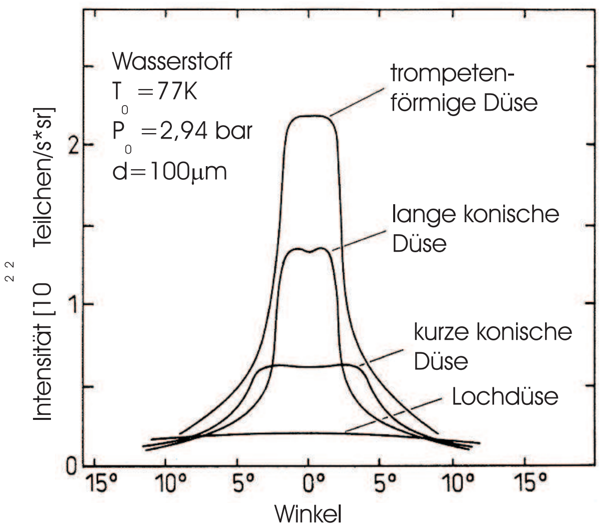

Abbildung 3.5. Vergleich der Winkelverteilungen eines Wasserstoff-Clusterstrahls für verschiedene Düsenformen: Lochdüse, kurze und lange konische Düse und Trompetendüse, nach [Obe79].

und Interferenzen, die durch einen Skimmer auftreten können, vernachlässigt. Die Winkelverteilung des Gasstrahls, der in einer Lochdüse erzeugt wurde, ist relativ breit. Verwendet man nun eine konisch auslaufende Düse, dann kommt es zu einer Richtungsbündelung des Gases. Sie hat zur Folge, daß die Zahl der Stöße während der Expansion zunimmt, wodurch die Kühlung verstärkt wird [Sch92]. Außerdem tritt eine starke Vorwärtsfokussierung des Clusterstrahls auf, wobei der Öffnungswinkel des Strahls kleiner, als der des Konus selbst ist, was vermutlich an Grenzschichteffekten liegt [Obe79]. In Abbildung 3.5 ist nun ein Vergleich der Öffnungswinkel für die verschiedenen Düsen gezeigt.

3.4.1 Untersuchungen an Gasgemischen

Becker et al. [Bec56] untersuchten auch die Beimischung von Trägergasen zur Erhöhung der Clusterausbeute. Verwendet man ein Gas, welches bei den gegebenen Bedingungen während der Expansion nicht kondensiert, dann kann es die Kondensationswärme des anderen Gases aufnehmen, wodurch dieses leichter kondensiert. Bei der Verwendung eines H_2/He-Gemisches (25% Wasserstoff, 75% Helium) läßt sich die Intensität eines Wasserstoff-Clusterstrahls um etwas mehr als einen Faktor zwei steigern [Bec62]. Die Steigerung ist hierbei abhängig vom Anteil des beigemischten Gases und wird bei höherem Anteil des nicht kondensierenden Gases größer. Dies ist besonders beeindruckend, wenn man in Betracht zieht, daß durch die Beimischung des Heliums zum Wasserstoff der Durchsatz des H_2 durch die Düse auf Grund der Erhöhung des mittleren Molekulargewichts herabgesetzt wird. Für Stickstoff-Cluster mit Wasserstoff als Trägergas ist der Effekt sogar noch deutlicher, denn hier wird der Durchsatz des kondensierenden Gases durch das zusätzliche Gas vergrößert, weil das mittlere Molekulargewicht verringert wird. Bei einer Beimischung von 400% Wasserstoff wurden Steigerungen von einem Faktor von dreißig beobachtet [Bec62]. Becker et al. konnten in ihren Versuchen auch zeigen, daß es zu einer sehr guten Trennung des Gemisches kommt, so daß bei einem Gemisch von 25% H_2 und 75% He im kondensierten Wasserstoffstrahl nur eine Beimischung von etwa 1,6% Helium vorhanden ist. Bei geringerem Gehalt an beigemischtem Gas ist die Verunreinigung auch geringer. Ähnliche Verhältnisse ergaben sich auch bei der Untersuchung der Stickstoff/Wasserstoff-Gemische [Bec62].

Für die Steigerung der Targetdichte eines Heliumstrahls eignet sich diese Methode allerdings nicht, da bei den tiefen Temperaturen bei denen sich Heliumcluster ausbilden, alle anderen Gase ebenfalls kondensieren.

Kapitel 4

Das H_2-Cluster-Target

Um durch Clusterung eine höhere Targetdichte für molekularen Wasserstoff zu erzielen, wurde im Rahmen meiner Arbeit eine Kühlung für den Gasjet konstruiert. Allerdings mußte hierbei die vorgegebene Geometrie des Aufbaus am ESR und die vorhandene Düse berücksichtigt werden. Somit kam nur eine Kühlung in Frage, die vom Platzbedarf in den vorhandenen Aufbau paßt. Außerdem dürfen die notwendigen Einbauten den Betrieb des Jets mit anderen Gasen nicht beeinträchtigen. Aus diesem Grund konnte auch nicht mit anderen Düsenformen experimentiert werden. Somit blieb als einzige Variationsmöglichkeit neben dem Einlaßdruck der Abstand zwischen Düse und 1. Skimmer. Und natürlich die Kühlung selbst. Aus geometrischen Gründen, konnte auch keine Kryopumpe verwendet werden. Erste Versuche hierzu wurden von Reich et al. [Rei97] durchgeführt, die auf der Verwendung von flüssigem Stickstoff beruhten.

Bei Überschallexpansion eines Gases durch eine Düse kommt es zu einer Abkühlung des Gases. Gelingt es durch adiabatische Expansion unterhalb der Dampfdruckkurve des Gases zu kommen, stellt sich Kondensation des Arbeitsgases ein. Die Agglomerate werden durch die van der Waals-Kräfte zusammen gehalten. Die Größe der Cluster variiert hierbei zwischen einigen wenigen bis zu 10^6 Einzelatomen oder Molekülen pro Cluster [Obe79]. Dadurch lassen sich höhere Targetdichten erzeugen. Die Einzelheiten hierzu sind im vorherigen Kapitel 3.4 beschrieben worden.

Ein Problem bei der Verwendung von Clustern besteht darin, daß die Cluster nicht sehr stabil sind und schon bei einem Verdichtungsstoß fragmentieren können [Bie62] und sogar bei dem Versuch sie mit Elektronen zu ionisieren auseinander brechen [Buc85]. Dadurch kann es durch die Wechselwirkung mit den hochgeladenen Ionen im Speicherring zur Clusterverdampfung kommen und somit zu einem Anstieg des Drucks in der Wechselwirkungskammer. Für das H_2-Cluster-Target am CERN-SPS berichtet Kubischta [Kub87] von einem Druckanstieg durch Clusterverdampfung beim Beschuß mit 450 GeV Protonen um $\Delta p = 4,8 \cdot 10^{-7}$ mbar. Verantwortlich für die Verdampfung ist die Energiedeposition E_{dep} im Target, die proportional zur Bremskraft $dE/dx \cdot 1/\rho$ und der

Luminosität L ist [Gru96]:

$$E_{dep} \propto L \cdot \frac{dE}{dx}\frac{1}{\rho}. \tag{4.1}$$

Für die Bremskraft gilt folgende Formel [Gru96]:

$$\frac{dE}{dx}\frac{1}{\rho} \propto \frac{Z^2}{E}, \tag{4.2}$$

mit E der Gesamtenergie und Z der Kernladung. Gruber [Gru96] gibt für den konkreten Fall im ESR mit einer Luminosität von $L = 10^{27}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ und einer Saugleistung von ca. 3000 l/s ein Druckanstieg von $\Delta p = 2 \cdot 10^{-8}$mbar an, wenn man die Skalierung aus Formel 4.2 anwendet und einen 2 GeV/u U^{92+}-Ionenstrahl voraussetzt. Da die Lebensdauern der Ionen im ESR vom Restgas abhängen (Einzelheiten hierzu siehe Kapitel 7), muß vor jedem Experiment geprüft werden, ob solch ein Druckanstieg toleriert werden kann. Bei den von mir durchgeführten Experimenten (siehe Kapitel 9) konnte solch ein Anstieg allerdings nicht beobachtet werden, obwohl der Druck in der Wechselwirkungskammer durch das Anschalten des Jets sowieso schon auf $p = 3 \cdot 10^{-9}$mbar anstieg. Dann ließ sich aber kein Unterschied mehr feststellen, ob mit oder ohne Ionenstrahl gemessen wurde.

Für die röntgenspektroskopischen Experimente stellen die Cluster im Target keine Beeinträchtigung dar, weil das Gas als Elektronentarget benutzt wird und die Bindungsenergie der Elektronen durch Clusterung nur auf dem Niveau von wenigen meV beeinflußt wird. Bei der Rückstoßionenimpulsspektroskopie [Ull97] jedoch sind Cluster unerwünscht, da deren Größe im Jet nicht konstant ist und es so zu undefinierten Stoßbedingungen kommt. Bei schweren Gasen, z.B. Argon, kommt es schon bei genügend hohem Einlaßdruck bei Zimmertemperatur zu Clusterbildung. Für leichte Gase jedoch, wie z.B. Wasserstoff, funktioniert dies nicht ohne eine Abkühlung des Gases vor der Expansion. Wasserstoff als Targetgas ist jedoch wünschenswert, weil hierbei das Comptonprofil, sprich die Impulsverteilung der Elektronen, schmaler als bei schweren Gasen ist. Damit und mit der Möglichkeit die hochgeladenen Ionen im ESR abzubremsen, läßt sich die Auflösung bei röntgenspektroskopischen Untersuchungen verbessern. Denn zum einen bestimmt die Breite des Comptonprofils die gemessene Linienbreite und zum anderen kommt es noch zu einer Verbreiterung auf Grund des Dopplereffekts. Ein weiterer Vorteil von Wasserstoff ist, daß die Lebensdauer der gespeicherten Ionen, die durch die Umladeraten bestimmt werden, von dem verwendeten Targetgas abhängig sind. Die Einzelheiten der Umladungsprozesse werden in Kapitel 5 diskutiert.

4.1 Technische Realisierung des Targets

Um die UHV Anforderungen zu erfüllen, besteht das Gasjet-Target aus dem Einlaßteil (E) und aus dem Jetsumpf (S). Beide Teile sind durch Skimmer bzw. Blenden in je vier differentielle Pumpstufen (E1 bis E4 und S1 bis S4) unterteilt. Eine schematische Zeichnung des ESR Gasjet Targets wurde schon in Kapitel 2.2 gezeigt (Abbildung 2.5). Die erste Stufe mit Lavaldüse und 1. Skimmer (E1) wird mit einem System von Wälzkolbenpumpen, mit Pumpleistungen von 12000 m^3/h, 2000 m^3/h, 500 m^3/h, 200 m^3/h und 40 m^3/h gepumpt. Der maximale Gasbalast in dieser Stufe ist 300 mbar l/s für alle verwendeten Gase. Die anderen drei Stufen auf der Einlaßseite und die vier Stufen im Jetsumpf werden mit einem differentiellen Pumpsystem von Turbopumpen (4*1600 l/s, 3*1500 l/s, 1*180 l/s, 1*240 l/s) gepumpt. Der Einlaß- und der Sumpfteil des Jets sind mit zwei Ventilen zur Wechselwirkungskammer des ESR getrennt. Die Abgasseite der Pumpen kann direkt mit dem Recyclingsystem verbunden werden, um teure Gase wieder aufzubereiten. Eine schematische Zeichnung des Pumpenkonzepts ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Die Wechselwirkungsstrecke in der Wechselwirkungskammer beträgt etwa 5 mm, bei einer freien Weglänge in der Kammer von 70 mm. Aufgrund der benötigten Pumpleistungen ist es notwendig, daß der Abstand zwischen Düse und Wechselwirkungsort ungefähr 500 mm beträgt. Bei einem Targetdurchmesser von 5 mm beträgt die geometrische Akzeptanz der Skimmer etwa 1 mrad. Um eine ideale Dichte für die verschiedenen Arbeitsgase einstellen zu können, läßt sich der Abstand zwischen Düse und 1. Skimmer verändern. Der maximale Abstand beträgt hierbei 120 mm. Diese Änderung ließ sich während der Erprobungsphase der Kühlung allerdings nur bewerkstelligen, in dem der Jet belüftet, teilweise auseinander gebaut und dann manuell der Abstand geändert wurde. Mittlerweile ist aber eine Verfahrmimik mit Schrittmotorsteuerung konstruiert worden, die ein Verändern des Abstands von außen erlaubt, ohne den Jet zu belüften. In Abbildung 4.2 ist das Kernstück des Jets (1. Skimmer, Düse, Verfahrmimik und Dewar zur Kühlung) dargestellt.

Die momentan im ESR Gasjet verwendete Laval-Düse hat einen kleinsten Durchmesser von etwa 100 μm. Ein Foto der Düse ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Der Düsenaustritt hat eine Durchmesser von 20 mm. Die gesamte Länge der Düse beträgt 38,5 mm. Der Einlaßdruck kann zwischen 100 mbar und 20 bar variiert werden. Als Targetgase stehen H_2, N_2, Ar, Kr, Xe und CH_4 zur Verfügung.

Zum Optimierung des Überlapps zwischen Ionenstrahl und Gasjet, läßt sich die Wechselwirkungszone mit einem Photomultiplier (vergl. Abb. 2.5) beobachten, wobei der ESR-Strahl solange verschoben wird bis die Zählrate im Multiplier maximal wird. Eine zweite Möglichkeit der Optimierung des Targetüberlapps mit dem Ionenstrahl besteht darin, sich auf die Umladerate der Ionen im Target zu konzentrieren. Ist der Überlapp am Besten, so weist man auch die höchste Umladerate nach. Hierfür befindet sich in Strahlrichtung hinter dem nächsten Dipolmagneten auf der Außenseite des Rings ein Teilchenzähler. Hierbei kommen entweder Plastikszintillatoren oder Gasdetektoren zum Einsatz (vergleiche Kapitel 2).

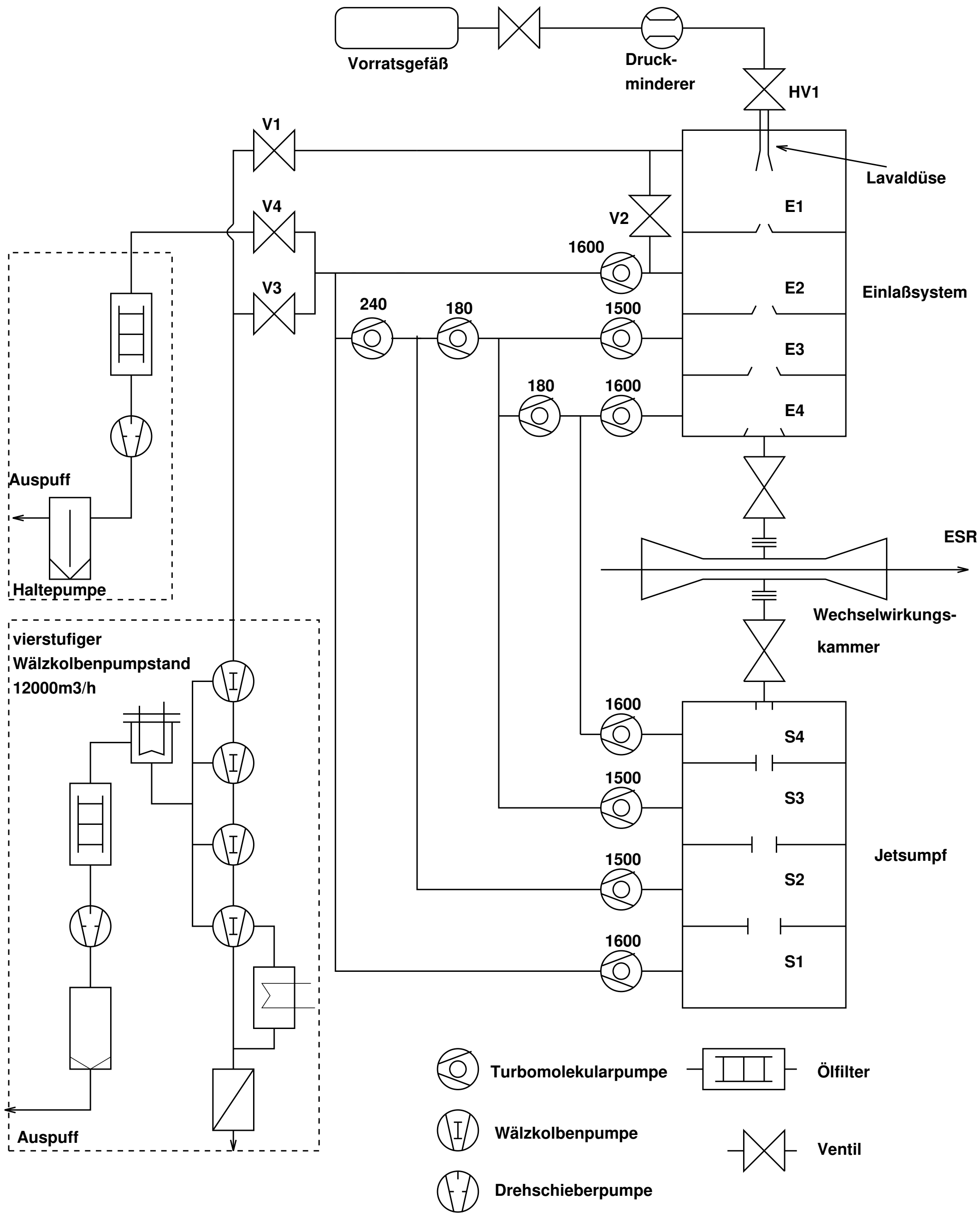

Abbildung 4.1. Schematische Skizze des Gasjets mit den verwendeten Pumpen.

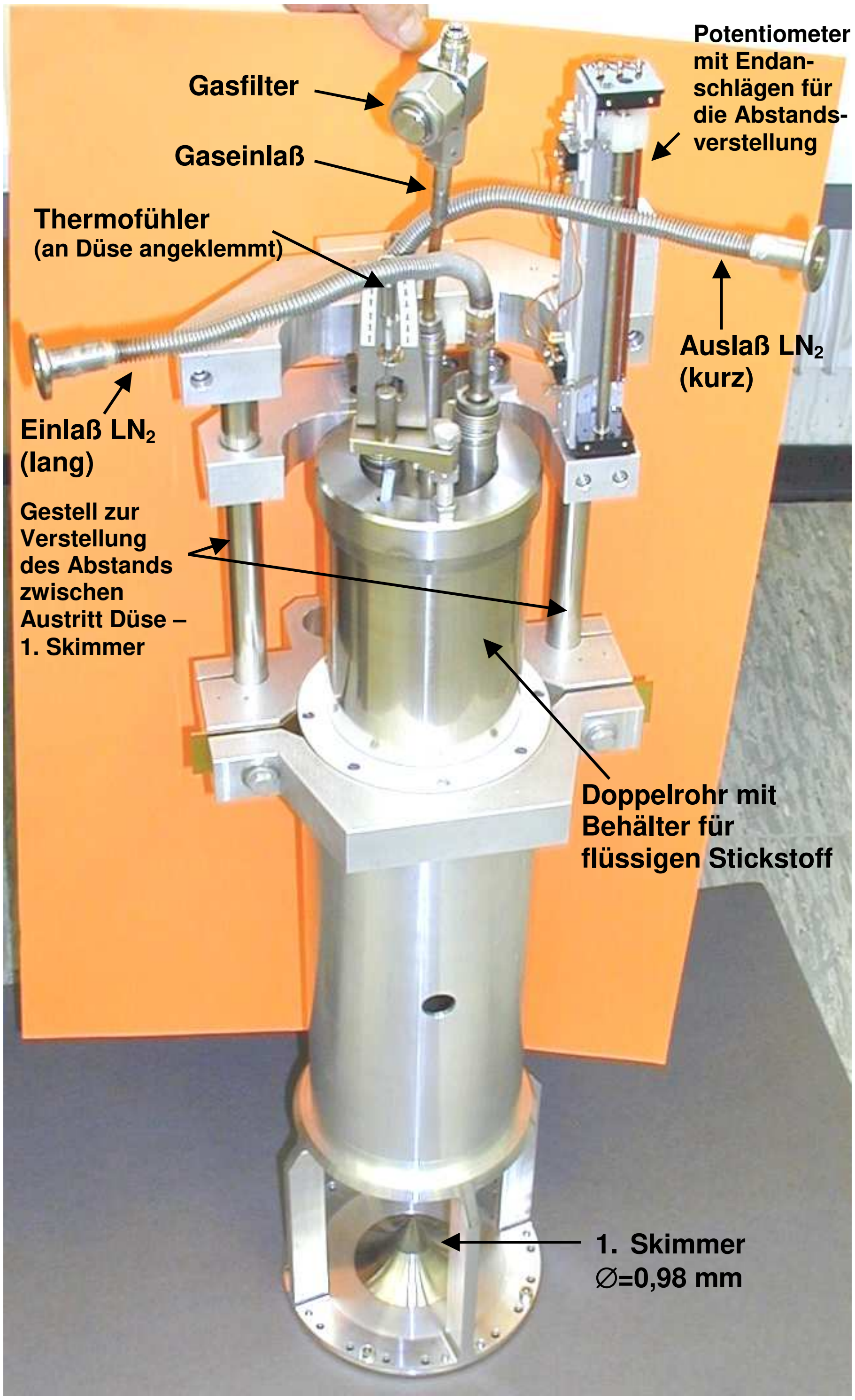

Abbildung 4.2. Foto der inneren Teil des ESR Gasjet-Targets. Die Düse sitzt am unteren Teil des Dewars, der sich in dem äußeren Rohr befindet, und ist auf diesem Foto nicht zu sehen.

Abbildung 4.3. Foto der im Gasjet verwendeten Düse. Der engste Durchmesser der Düse beträgt 100 μm. Der Düsenmund hat einen Durchmesser von 20 mm und die Länge der Düse beträgt 38,5 mm.

4.2 Messungen der Targetdichte

Die Targetdichte läßt sich mit Hilfe folgender Formel berechnen:

$$\rho_{Gas} = \frac{pS}{kT}\frac{1}{V_{Gas}\pi r^2} \tag{4.3}$$

wobei p der Druckanstieg im Sumpf (abgelesen) $\sum_{Sumpf} p$, S das Saugvermögen der Turbopumpen (1300 l/s für N_2, H_2), $k = 13,8 \cdot 10^{-23}$ mbar l/s die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur, r der Radius der Düse (r=0,05 mm) und V_{Gas} (siehe Formel 3.10) die Maximalgeschwindigkeit des Gases nach Expansion durch die Düse ist. Rechnet man nun alle konstanten Faktoren zusammen, kann man die obige Formel z.B. für Stickstoff zusammenfassen zu:

$$\rho = 2,02 \cdot 10^{18} \cdot \Delta p \qquad \text{Teilchen/cm}^3 \tag{4.4}$$

Für andere Gase muß der konstante Zahlenfaktor noch mit den Korrekturfaktoren für die Vakuummeßgeräte, welche meistens für Stickstoff geeicht sind, und für die andere Expansionsgeschwindigkeit korrigiert werden. Für die Bestimmung von Δp gibt es zwei Möglichkeiten. Bei Durchlaß des Gasjets durch die Wechselwirkungskammer summiert man einmal die Drücke in den vier Stufen des Jetsumpfs ohne Jet und dann mit Jet. Die Differenz der beiden ergibt dann Δp. Bei den schweren Gasen kann man den Untergrund ($\approx 10^{-10} mbar$) vernachlässigen, da der Druck mit Gas um drei Größenordnungen höher ist. Bei dem Betrieb mit Wasserstoff allerdings ist es wichtig, dies zu berücksichtigen, da die Turbopumpen der Einlaß- und der Sumpfseite über ihre Auspuffleitung miteinander verbunden sind. Somit kommt es auf Grund des geringen Kompressionsverhältnisses der Pumpen für Wasserstoff zu einem Zurückfliessen von Wasserstoff aus dem Einlaßteil in den Sumpf. Damit wird dort bei Vernachlässigung dieses Untergrunds eine höhere Targetdichte vorgetäuscht. Die Nichtberücksichtigung des Untergrunds liefert etwa 10% zu hohe Werte für die Targetdichte. Die andere Möglichkeit die Targetdichte zu bestimmen ist, sich bei geschlossenem Ventil zur Wechselwirkungskammer den Druck in der letzten Stufe des Einlaßteils (E4) zu

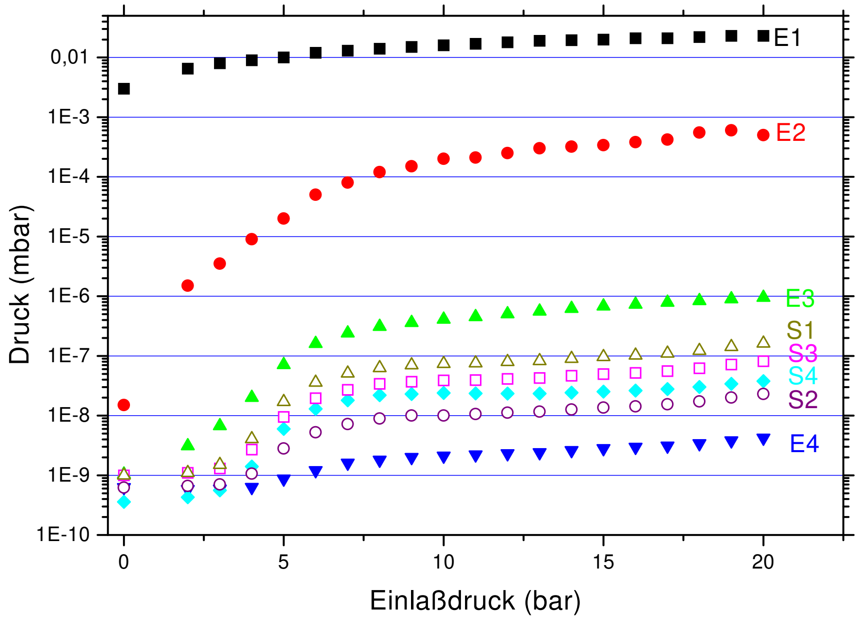

Abbildung 4.4. Druckverlauf in den einzelnen Stufen des Gasjets (E1-E4, S1-S4) in Abhängigkeit des Einlaßdrucks für Stickstoff als Arbeitsgas. Der Abstand zwischen Düse und 1. Skimmer betrug hier 60 mm. Die Ventile zur Wechselwirkungskammer waren offen.

betrachten. Hierbei wird davon ausgegangen, daß die Blende zwischen Stufe E4 und Wechselwirkungskammer keinen Einfluß auf die Strahlqualität hat und somit alles Gas, was in E4 ankommt, auch in die Wechselwirkungskammer gelangt. Dies ist allerdings nur bedingt richtig, da es in E4 beim Öffnen des Ventils zur Wechselwirkungskammer noch zu Verlusten kommt. Die Messungen haben ergeben, daß ungefähr 1-5%, je nach Druck, in E4 zurückbleiben. Beide Methoden haben ihre Vor- und Nachteile. Bei der Berechnung der Dichte aus dem Druckanstieg im Jetsumpf vernachlässigt man, daß es auch zu gewissen Verlusten innerhalb der Wechselwirkungskammer kommt. Dies hat zur Folge, daß die so berechneten Targetdichten etwas kleiner als die tatsächlichen sind. Bei der anderen Methode läßt sich nicht exakt feststellen, inwieweit der Jet auch gerichtet ist und nicht etwa als diffuser Strahl in die Wechselwirkungskammer geht. Der Vorteil dieser Methode ist jedoch, daß man Tests am Gasjet durchführen kann, ohne Einfluß auf das UHV im ESR zunehmen.

In Abbildung 4.4 ist der Druckverlauf in den einzelnen Stufen des Jets in Abhängigkeit des Einlaßdrucks gezeigt. Diese Kurven wurden mit Stickstoff als Arbeitsgas gemessen. Man erkennt sehr gut, daß die Drücke mit steigendem Einlaßdruck monoton anwachsen. Mit Hilfe dieses Druckverlaufs ergeben sich aus der Summe der Drücke im Sumpf (vergleiche Formel 4.4), der in Abbildung 4.5 dargestellte Verlauf der Targetdichten. Die Qualität des Jets hängt aber nicht

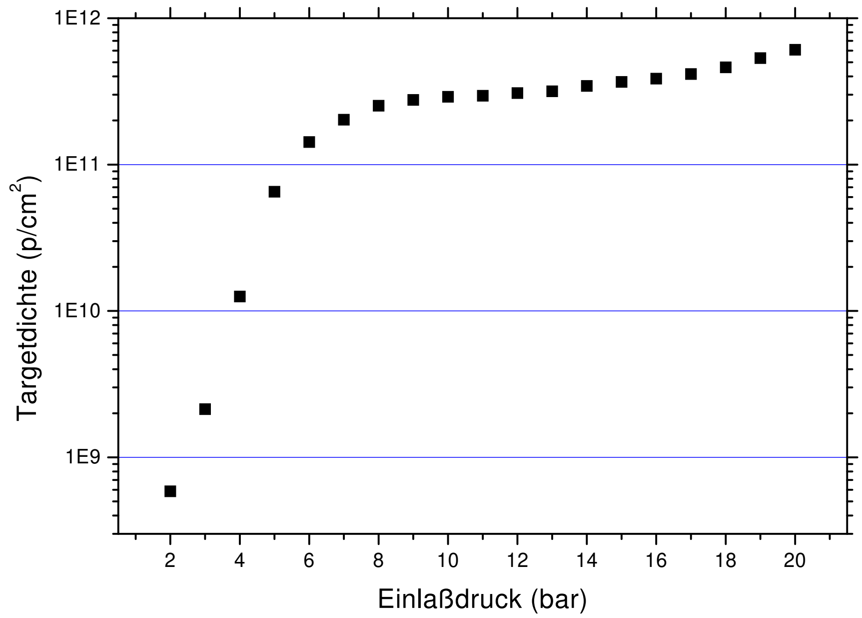

Abbildung 4.5. Verlauf der Targetdichte für Stickstoff in Abhängigkeit des Einlaßdrucks.

nur vom Einlaßdruck ab. So erhöht sich der Gasanfall bei leichten Gasen zwar mit ansteigendem Einlaßdruck in den Stufen E1-E3, aber in E4 gelangt weniger (vergleiche Abbildung 4.6). Dies ist ein sicheres Indiz dafür, daß es sich nicht mehr um einen gut gerichteten Jet, sondern um einen diffusen Strahl handelt. Dies geschieht immer dann, wenn der Druck in der Kammer E2 größer $1 \cdot 10^{-4}$ mbar wird. Dies ist für die Expansion bei Zimmertemperatur sowohl bei einem Abstand von 30 mm als auch von 60 mm zwischen Düse und 1. Skimmer beobachtet worden. Eine Ausnahme hierzu bildet der geclusterte Wasserstoffstrahl bei 30 mm Abstand. Hier tritt dieser Effekt erst auf, wenn der Druck in E3 auf über $1 \cdot 10^{-3}$ mbar steigt. Dies liegt daran, daß der Clusterjet stabiler ist und sich nicht so leicht durch Stöße mit dem Restgas zerstören läßt.

4.2.1 Dichte in Abhängigkeit des Abstands

Wenn im Rahmen der Diskussion vom Abstand die Rede ist, bezieht sich dies immer auf den Abstand zwischen Düsenaustritt und Eintritt erster Skimmer (vergleiche hierfür Abbildung 4.7).

Nach dem Einbau der Verfahrmimik zur Veränderung des Abstands zwischen der Düse und dem 1.Skimmer, wurden für Stickstoff, Argon, Helium und Wasserstoff (ungekühlt) Druckprofile in Abhängigkeit des Abstands aufgenommen. Hierbei wurde allerdings kein Gas durch die Wechselwirkungskammer gelassen. Bei der Messung konzentrierte ich mich demzufolge auf die Stufen E3 und E4.

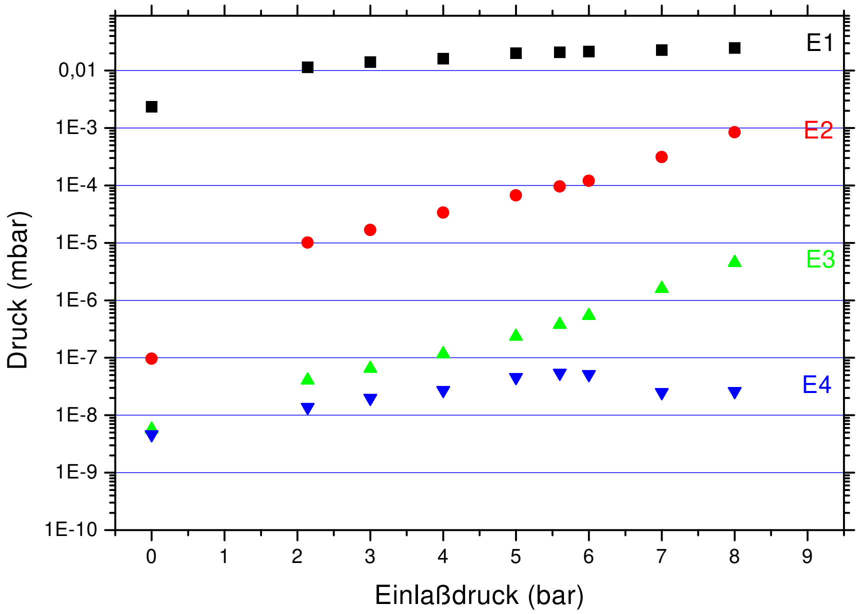

Abbildung 4.6. Druckverlauf in den Stufen E1, E3 und E4 des Jets beim Einlaß von Wasserstoff bei verschiedenen Drücken.

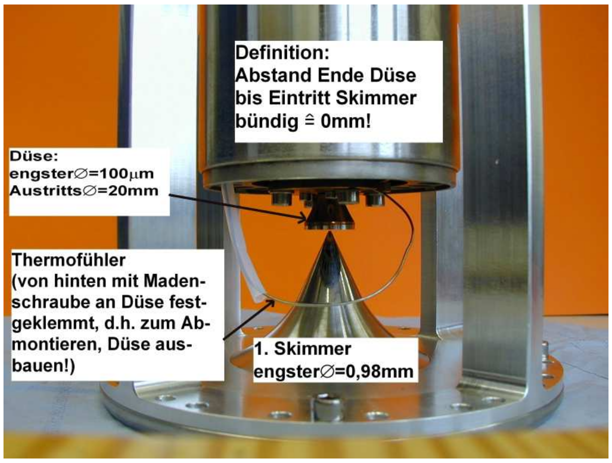

Abbildung 4.7. Definition des kleinsten Abstands zwischen Düsenaustritt und 1. Skimmer.

Der Druck in E1 ist nur abhängig vom Einlaßdruck und nicht vom Abstand, denn hier fallen 99% des Gases an. Der Druck in E2 ließ sich wegen Problemen mit der Meßröhre nicht aufzeichnen. Zunächst wurde geprüft, ob sich Unterschiede beim Einstellen des Abstands ergeben, wenn man von oben bzw. von unten an die vorgegebene Position heranfährt. Hierzu wurde der Verlauf des Drucks in E3 und in E4 bei konstantem Einlaßdruck zweimal aufgenommen. Dabei wurde der Abstand von Minimal nach Maximal verändert und anschließend in umgekehrter Richtung (vom maximalen zum minimalem Abstand). Im Rahmen der Meßgenauigkeit zeigte sich eine perfekte Übereinstimmung der beiden Kurven. Somit kann festgestellt werden, daß die Verfahrmimik keine mechanische Hysterese auf-

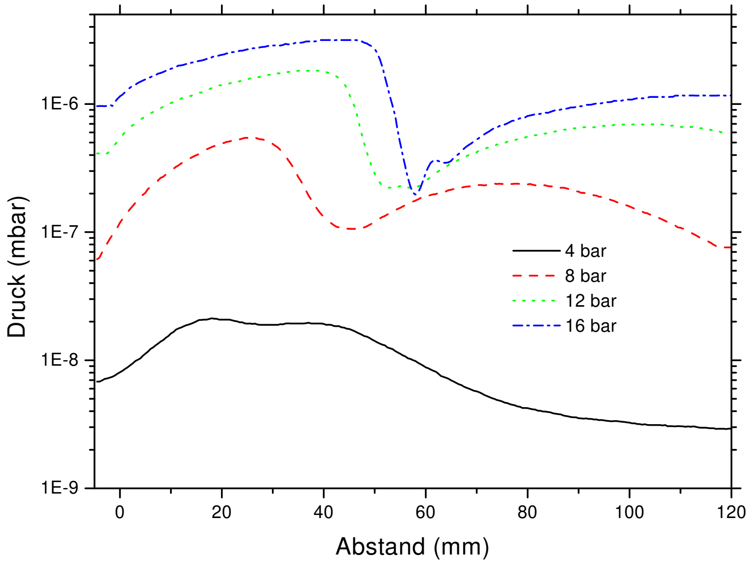

Abbildung 4.8. Druck in der Jetkammer E4 in Abhängigkeit des Abstands zwischen Austritt Düse und 1. Skimmer für vier verschiedene Einlaßdrücke. Als Targetgas wurde Stickstoff verwendet.

weist.

In Abbildung 4.8 ist der Druck in E4 in Abhängigkeit des Abstands für vier verschiedene Einlaßdrücke gezeigt. Negativer Abstand bedeutet, daß hier die Spitze des Skimmers schon innerhalb der Düse war, d.h. im trompetenförmigen Teil. Als Targetgas wurde Stickstoff mit Einlaßdrücken von 4, 8, 12 und 16 bar verwendet. Anhand der Abbildung sieht man, daß es zwei Maxima innerhalb des Abstandsbereichs gibt. Während sie bei 4 bar Einlaßdruck noch nicht deutlich zu Tage treten, sind sie bei den höheren Einlaßdrücken deutlich zu erkennen. Die Position der Maxima verschiebt sich bei höherem Einlaßdruck zu größeren Abständen hin. Bei 12 und 16 bar ist das zweite Maximum nur schlecht zu erkennen, weil es sehr breit wird und außerdem knapp am mechanisch begrenzten größten Abstand liegt. Neben der Lage der Maxima und des Minimums verändert sich auch die Druckdifferenz der beiden in Abhängigkeit des Einlaßdrucks. Bei hohem Einlaßdruck ist der Unterschied stärker. Während dies bei einem Einlaßdruck von 8 bar ein Faktor von 5 ausmacht, ist es bei 16 bar schon ein Faktor von 16. In der Kammer E3 sieht im man im Gegensatz zur Kammer E4 keine zwei Maxima. In Abbildung 4.9 ist der Druck in den Kammern E3 und E4 für die verschiedenen Einlaßdrücke im direkten Vergleich miteinander gezeigt. Bei 4 bar Einlaßdruck fällt der Druck in E3 zu größeren Abständen hin ab. Bei höheren Einlaßdrücken weist er ein lokales Maximum auf, welches sich ebenfalls bei höheren Einlaßdrücken zu größeren Abständen verschiebt. Das Maximum in E3 liegt immer im Minimum des Drucks in Kammer E4, d.h. wenn E3 maximal ist,

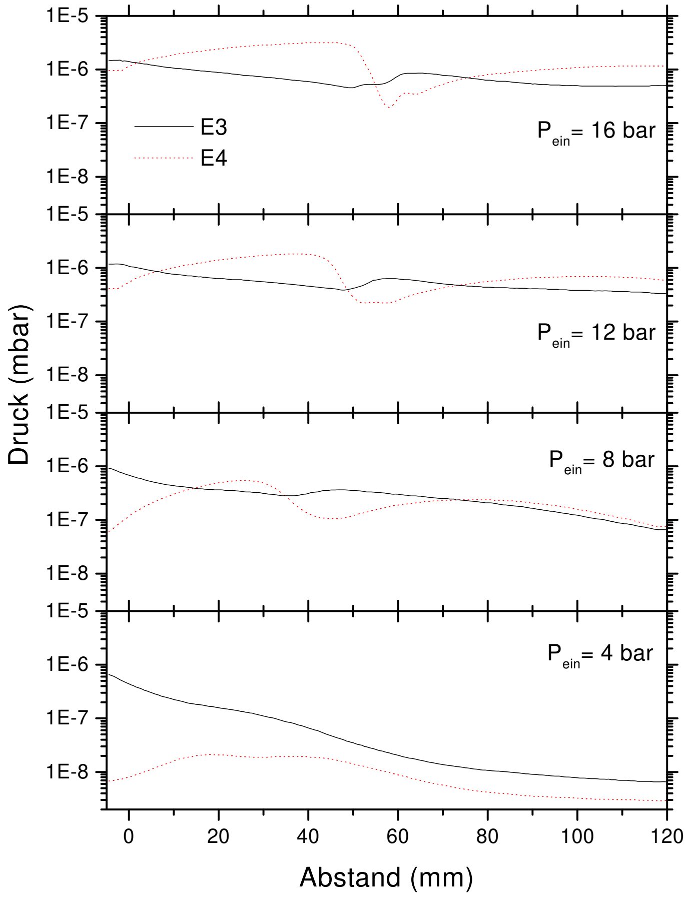

Abbildung 4.9. Druck in den Kammern E3 und E4 in Abhängigkeit des Abstands für verschiedene Einlaßdrücke mit Stickstoff als Arbeitsgas.

dann ist E4 minimal. Umgekehrt gilt diese Beziehung aber nicht. Die Drücke in beiden Kammern bewegen sich über den kompletten Abstand innerhalb von zwei Größenordnungen. Hierbei kann bei hohen Einlaßdrücken der Druck in Kammer E4 größer werden, als der in E3. Dies ist ein eindeutiges Indiz für einen gut gerichteten Strahl.

Bei der Verwendung von Helium gibt es bei einem Einlaßdruck von 6 bar und einem Abstand von 10 mm ein Maximum. Dies stellt den optimalen Arbeitspunkt dar, denn bei der Veränderung des Abstands und des Einlaßdrucks läßt sich keine Kombination der beiden Parameter finden, die zu einem besseren Ergebnis führt. Allerdings ist hier die Dichte des Jets immer noch nur etwa $1 \cdot 10^{11}$ He/cm^3, womit sich kein Experiment durchführen läßt. Auch für Wasserstoff, der vor der Expansion nicht gekühlt wird, ergibt sich solch ein optimaler Arbeitspunkt. Er liegt bei etwa 3 bar Einlaßdruck und einem Abstand zwischen Düse und erstem Skimmer von 5 mm. Die Dichte erreicht aber auch hier nur einen Wert von knapp $4 \cdot 10^{10}$ H_2/cm^3. Sie ist somit als Target für ein Experiment auch nicht geeignet.

Für gekühlten Wasserstoff wurden allerdings nur zwei unterschiedliche Abstände gemessen, da ein kontinuierliches Durchfahren des kompletten Abstands-bereich nicht möglich war. Der flüssige Stickstoff wird mit Hilfe von flexiblen Metallschläuchen in den Vorratsbehälter vor der Düse geleitet (siehe Kapitel 4.3 bzw. Abb. 4.2). Da sich sich die Schläuche aber bei einer Abstandsänderung mit bewegen, besteht die Gefahr, daß sie auf Grund der niedrigen Temperatur (77 K) nicht elastisch genug sind und eventuell platzen. Um dieses Risiko zu vermeiden, wurde der Abstand immer nur im ungekühlten Zustand verändert.

4.3 Die Kühlung des ESR Gasjet-Targets

Zur Kühlung der leichten Gase vor der Expansion wurde im ESR Gasjet direkt vor die Düse ein Vorratsbehälter für flüssigen Stickstoff eingebaut. Er hat einen Durchmesser von 62 mm und eine Höhe von 325 mm und ist vakuumdicht. Der Auslaß des Behälters wird nach oben auf das Dach des ESR geführt und kann dort mit einer Pumpe verbunden werden, die dafür sorgt, daß verdampfender Stickstoff nach außen abgeführt wird. Auf der Einlaßseite gibt es noch einen zweiten Stickstoffdewar außerhalb des Vakuums, der den inneren mit Hilfe der Schwerkraft füllt. Dieser wiederum wird von einem großen Vorratsbehälter über ein Ventil entweder von Hand oder während des Experiments über eine Fernsteuerung gefüllt. Da der Auspuff direkt neben dem Gaseinlaß verläuft, hat er direkten thermischen Kontakt zu diesem, so daß auch die Zuleitung zu einem gewissen Maße mitgekühlt wird. Bei der Kühlung handelt es sich um ein offenes System, d.h. es kann sich durch verdampfenden Stickstoff kein Überdruck in dem System bilden. Die Düse sitzt in direktem thermischen Kontakt zu dem Behälter in E1. Das Gas wird mit einer Kupferleitung durch den flüssigen Stickstoff geleitet. Kühlt man nun das Gas vor der Expansion, so kommt es bei der adiabatischen Expansion dazu, daß die Temperatur des Gases unterhalb der der Dampfdruckkurve fällt und dies führt zur Clusterung (siehe Kapitel 3.4, Abb. 3.3). Obwohl dieser Effekt nur im Inneren des Gasstrahls auftritt, führt er zu einer Steigerung der Targetdichte um einen Faktor 100-1000. Für den Test der Kühlung existiert ein Teststand [Rei97], der etwa den Gegebenheiten am ESR entspricht. Dort existiert als Diagnosemöglichkeit ein Staurohr, welches auf einer Lineardurchführung in der Expansionskammer (E1) oder hinter dem 1. Skimmer (E2) angebracht ist. Damit läßt sich 3-dimensional das Strahlprofil vermessen. In Abbildung 4.10 ist nun ein Bild gezeigt, welches den Effekt der Kühlung verdeutlicht. Der ungekühlte Gasstrahl weist in transversaler Richtung ein breites gaußförmiges Profil auf. Kühlt man das Gas und die Düse aber vor der Expansion kommt es zu einer Überhöhung der Dichte in der Mitte des Strahls. Die Gasmenge nimmt aber nur um etwa 35% zu. Um dies zu verdeutlichen, ist in Abbildung 4.11 der Druckverlauf in den Stufen E1, E3 und E4 des Jets in Abhängigkeit der Zeit gezeigt. Hierbei wurde bei t=0 die Kühlung angeschaltet, also mit dem Füllen des Dewars mit flüssigem Stickstoff begonnen. Wie man deutlich sieht, steigt der Druck (und damit die anfallende Gasmenge) nach ein paar Minuten an. In den einzelnen

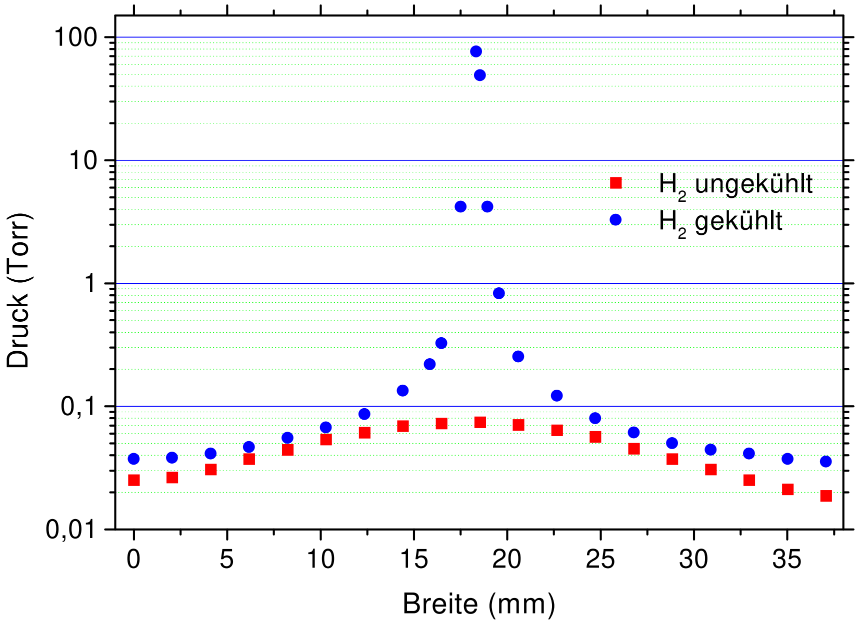

Abbildung 4.10. Einfluß der Kühlung auf das Profil des Gasjets. Die Quadrate (■) stellen den ungekühlten (293 K) und die Kreise (•) den gekühlten (77 K) Strahl dar. Anhand der Abbildung läßt sich sehr gut erkennen, daß es zu einer deutlichen Steigerung der Gasdichte in der Mitte des Jets kommt.

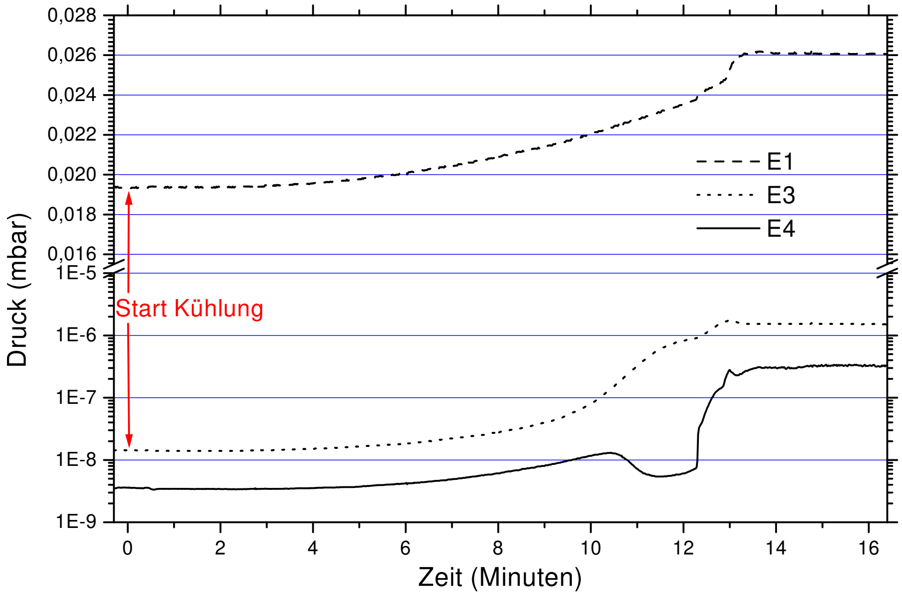

Abbildung 4.11. Druckverlauf in den Stufen E1, E3 und E4 des Jets, beim Einlaß (Druck≈3 bar) von Wasserstoff gegen die Zeit. Die Ventile zur Wechselwirkungskammer waren geschlossen.

Stufen wird nach etwa 14 Minuten wieder ein Gleichgewicht erreicht. Die Gasmenge in E1 ist in dieser Zeit um etwa 35% gestiegen, während der Druck in den Stufen E3 und E4 um zwei Größenordnungen wächst. Dies läßt sich nur dadurch erklären, daß sich ab einer gewissen Temperatur Cluster im Strahl bilden. Mit Hilfe des 1. Skimmer (Durchmesser ≈ 1 mm) schält man nur den innersten und kältesten Teil des Strahl heraus. Dort haben sich auch zuerst Cluster gebildet (siehe Kap. 3.4).

Allerdings konnten diese Kurven nicht in einen Zusammenhang mit der Temperatur der Düse gebracht werden, da kein Thermofühler an der Düse vorhanden war. Im Zuge des Einbaus der neuen Mimik für die Abstandsänderung wurde mittlerweile ein Thermofühler direkt an der Düse angebracht.

Um den Einfluß der Clusterbildung auf die Form des Gasstrahls in der Wechselwirkungskammer zu untersuchen, wurde das Profil des Jets mit Hilfe eines Ionenstrahls gescannt. Hierbei wurden U^{92+}-Ionen mit einer kinetischen Energie von 286 MeV/u im ESR gespeichert und anschließend die Bahn des Ionenstrahls parallel zur Sollbahn verlagert und somit über den Gasjet hinweg verschoben. Bei den einzelnen Schritten wurde die Umladerate im Teilchendetektor gemessen und mit der Jetdichte, die während der Messung leicht schwankte, normiert. Der Photomultiplier ließ sich hierfür nicht verwenden, da er eine hohe Dunkelzählrate aufwies und Wasserstoff bei Anregung nur wenig Licht im sichtbaren Bereich emittiert. So konnte keine deutliche Steigerung der Zählrate registriert werden. Das Ergebnis dieses Versuchs ist in Abbildung 4.12 gezeigt. Im Vergleich zum Profil des Clusterjets ist eine Messung des Profils eines Stickstoff-Gasjets von Reich et al. [Rei97] gezeigt. Beide weisen ein vergleichbares Intensitätsprofil mit einer Breite von 5 bis 6 mm auf. Zur Aufnahme des Profils des Gasstrahls wurde die Zählrate mit dem Photomultiplier gemessen. Die absolute Höhe der Kurven ist aufeinander angepaßt und gibt keine Auskunft über die absolute Jetdichte. Das Profil eines Wasserstoff-Clusterjets wurde auch schon am COSY-Ring am KFA in Jülich vermessen [Dom97, Kho99]. Hierbei zeigte sich, daß während ein Gasjet ein gaußförmiges Profil besitzt, der Clusterjet ein rechteckiges aufweist. Diese Aussage läßt sich aber mit der am ESR gemessenen Kurve, auf Grund der großen Fehler, weder bestätigen noch widerlegen.

Es wurden ebenfalls Versuche durchgeführt, mit Hilfe der Kühlung die Targetdichte für Helium zu erhöhen. Es zeigte sich allerdings, daß die Temperatur von flüssigem Stickstoff nicht ausreicht, um eine Clusterung des Heliums herbeizuführen. Allerdings wurden bis jetzt auch nur zwei bei zwei verschiedenen Abständen zwischen Düse und erstem Skimmer gemessen. Hier sind noch weitere Test notwendig, um zu klären, ob sich bei kleineren Abständen ($<$30 mm) eine deutliche Steigerung der Targetdichte für Helium erzielen läßt. Für den Betrieb mit Helium im ungekühlten Zustand ließ sich dadurch allerdings keine erwähnenswerte Steigerung erzielen (vergleiche Abschnitt 4.2.1).

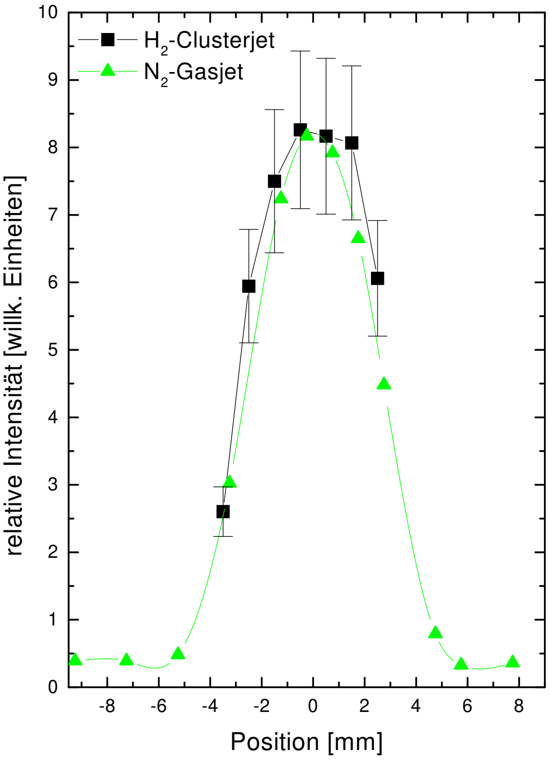

Abbildung 4.12. Relative Intensität in Abhängigkeit der Position des Ionenstrahl im ESR. Die Quadrate sind die Messung des Jetprofils mit Hilfe des Teilchenzählers am H_2-Clustertarget (286 MeV/u U^{92+}) bei einer Targetdichte von etwa $3 \cdot 10^{12}$ cm^{-3}. Die Dreiecke zeigen eine Messung von Reich et al. [Rei97] des Jetprofils eines N_2-Gasstrahls (370 MeV/u U^{92+}) bei einer Targetdichte von $2 \cdot 10^{12}$ cm^{-3}. Der Ionenstrahl hat eine Breite von 1 bis 2 mm. Die Zählrate ist zum besseren Vergleich der Kurven aufeinander normiert worden.

Kapitel 5

Wechselwirkung hochgeladener Ionen mit Atomen

Wesentlich für alle Experimente, die sich mit Spektroskopie bzw. Stoßdynamik von höchstgeladenen Ionen am Jettarget befassen, sind die unterschiedlichen Wechselwirkungsprozesse, die hierbei eine Rolle spielen.

Bei Stößen zwischen den Ionen und neutralen Atomen treten zwei konkurierende Prozesse auf: Einmal kann das Projektil durch das Target angeregt bzw. ionisiert werden. Zum anderen kann das Projektil Elektronen aus dem Target in einen gebundenen Zustand einfangen. Außerdem kann aber auch das Target angeregt oder ionisiert werden. Diese unterschiedlichen Prozesse sollen in diesem Kapitel näher erläutert werden, wobei die Targetionisation bzw. -anregung nicht betrachtet wird. Die Einfangsprozesse direkt bzw. der Zerfall der angeregten Projektilzustände stellen nämlich die Röntgenproduktionsmechanismen dar, die untersucht werden sollen. Ihre Röntgenemissionscharakteristik und typische Spektren sollen in diesem Kapitel ebenfalls diskutiert werden.

5.1 Projektilanregung und -ionisation

Bei der Projektilanregung und der Ionisation handelt es sich um verwandte Prozesse. Die Ionisation ist quasi eine Anregung in das Kontinuum und nicht in einen wohl definierten gebundenen Zustand. Grundsätzlich aber lassen sich beide Prozesse mit den gleichen theoretischen Methoden behandeln.

Für die Berechnung von Übergangswahrscheinlichkeiten und Wirkungsquerschnitten für die Ionisation von schweren Ein-Elektronensystemen wird in der Störungstheorie das Stoßparameterbild verwendet, welches sich für asymmetrische Stöße anwenden läßt. Hierbei bewegt sich das relativistische Projektil mit konstanter Geschwindigkeit auf einer klassischen Bahn mit dem Stoßparameter b. Die Targetelektronen sind von untergeordneter Bedeutung. Die Position des Projektilions bildet den Ursprung des Koordinatensystems, d.h. das Targetatom bewegt sich parallel zur z-Achse mit der Geschwindigkeit $+v$, wobei die Streuebene durch die x-z-Achse gegeben ist. Die Lorentztransformation des Targetpotentials vom Ruhesystem des Targets in das Ruhesystem des Projektils liefert das Liénard-Wiechert Potential:

$$A^{\mu} = \gamma \frac{\alpha Z_T}{r'} (1, 0, 0, +\beta), \tag{5.1}$$

wobei r' die Entfernung zwischen Projektilelektron und Target ist, mit $r' = [(x - b)^2 + y^2 + \gamma^2 (z - vt)^2]^{1/2}$, Z_T der Targetkernladung, α der Feinstrukturkonstante, $\beta = v/c$ und $\gamma = (1 - \beta)^{-1/2}$. Die Übergangsamplitude für die Anregung eines Projektilelektrons läßt sich in Erster-Ordnung-Störungstheorie z.B. mit Hilfe der Bornschen Näherung PWBA (Plain Wave Born Approximation) oder einer SCA (Semi-Classical Approximation) berechnen:

$$A_{fi}(b) = i\gamma\alpha Z_T \int\limits_{-\infty}^{\infty} e^{i\left(E_f - E_i\right)t/\hbar} \left\langle f \left| (1 - \beta\hat{\alpha}_z) \frac{1}{r'} \right| i \right\rangle dt. \tag{5.2}$$

Hierbei stellt der Term, der proportional zur Dirac Matrix $\hat{\alpha}_z$ ist, den magnetischen Anteil des Liénard-Wiechert Potentials dar. Bis jetzt wurde meistens von Seite der Theoretiker die magnetische und die elektrische Amplitude separat berechnet und anschließend inkohärent addiert. Neuste theoretische Rechnungen zeigen jedoch, daß es für den konkreten Fall der Projektilanregung sogar zu Interferenzen zwischen dem elektrischen und dem magnetischen Anteil des Liénard-Wiechert Potentials kommt. Dieser Effekt konnte in einem ersten Experiment mit Wismuth-Ionen [Stö98, Stö98a] bestätigt werden. In Kapitel 8 werde ich detaillierter auf die eben angesprochene Problematik eingehen und hierzu die neusten experimentellen Ergebnisse diskutieren.

Der Wirkungsquerschnitt für die Anregung eines Elektrons aus dem Zustand f in den Zustand i ist gegeben durch:

$$\sigma_{fi} = 2\pi \int\limits_0^{\infty} \mathrm{d}b\, b\, P_{fi}(b), \tag{5.3}$$

mit $P_{fi} = |A_{fi}(b)|^2$. Für die Ionisation muß σ_{fi} allerdings durch einen energiedifferentiellen Ausdruck ersetzt werden, da nun über alle Kontinuumszustände integriert werden muß. Es läßt sich jedoch auch ein einfaches Skalierungsgesetz für den Wirkungsquerschnitt angeben, wenn man, wie von Anholt [Anh79, Anh87] vorgeschlagen, von der nicht-relativistischen Erster-Ordnung-Störungstheorie ausgeht:

$$\sigma = const \cdot \frac{Z_T^2}{Z_P^4} \cdot f\left(\frac{v}{v_k}\right), \tag{5.4}$$

$f\left(\frac{v}{v_k}\right)$ ist eine leicht mit dem Adiabasieparameter $\eta = v/v_k$ variierende Funktion. Sie hat ihr Maximum in der Nähe von $\eta = 1$, wo die Stoßgeschwindigkeit v gleich der K-Schalen Geschwindigkeit v_k des aktiven Elektrons des Targets ist. Die Werte für $f(v/v_k)$ können in verschiedenen Veröffentlichungen nachgeschlagen werden (z.B. [Bas78]). Z_P ist die Kernladungszahl des Projektils und Z_T die des Targets. Wenn man exakte relativistische Wellenfunktionen in Betracht zieht, so gilt dieses Gesetz (5.4) nicht mehr. Als Korrekturfaktor führte Anholt [Anh79] folgende Formel ein:

$$\mathbf{F} = \left[1 + \left(Z_P \frac{\alpha}{2}\right)^2\right]^{-2}. \tag{5.5}$$

Die Berücksichtigung des Liénard-Wiechert Potentials führt aber zu einer unterschiedlichen Reichweite des Potentials in longitudinaler und in transversaler Richtung der Stoßachse [Meh89]. In Strahlrichtung ist die effektive Wechselwirkung $1/q_0$, senkrecht dazu γ/q_0. Hier ist q_0 der minimale Impulsübertrag $q_0 = (E_f - E_i)/v$. Für die Korrektur des Wirkungsquerschnitts, der vom Liénard-Wiechert Potential verursacht wird, den sogenannten transversalen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt σ_t erhält man [Anh79]:

$$\sigma_t = \sigma[\ln(\gamma^2) - \beta^2]/[\ln(2\beta^2/E_k)], \tag{5.6}$$

mit E_k der Bindungsenergie der K-Schale. Dieser transversale Beitrag führt zu einer Erhöhung des Wirkungsquerschnitts mit steigendem β. Faßt man nun alle Änderungen zusammen, dann ergibt sich für die K-Schalen Anregungsquerschnitte σ_{tot}:

$$\sigma_{tot} = \mathbf{F} \cdot [\sigma + \sigma_t]. \tag{5.7}$$

Eine ausführliche Beschreibung der Vorgehensweise findet sich in Referenz [Eic95].

Weiterhin können auch noch die Targetelektronen zum Ionisationswirkungsquerschnitt beitragen. Behandelt man die Elektronenstoßionisation in Erster-Ordnung-Störungstheorie, so ist der Querschnitt unabhängig vom Vorzeichen der Störung und so für Protonen und Elektronen gleich. Dies gilt jedoch nur für $v \gg v_k$, da der Elektronenstoß auf Grund der kleinen Masse ein Schwellenverhalten bei $v = v_k$ aufweist und hier stark vom Protonenstoß abweicht. Bei der Elektronenstoßionisation treten auch noch Elektronenkorrelationseffekte (z.B. die Breit-Wechselwirkung) auf. Sie führt zu einer Erhöhung der Wirkungsquerschnitte [Mar94, Stö97]. Die Querschnitte für Elektronenstoßionisation sind um mehr als eine Größenordnung kleiner, als die für die Ionisation durch den Targetkern und werden deshalb häufig vernachlässigt. Für sehr leichte Targets, wie z.B. Wasserstoff ist diese Näherung aber sicherlich nicht mehr zu rechtfertigen.

5.2 Elektroneneinfang

Bei dem Einfang eines Targetelektrons in das hochgeladene Projektil treten verschiedene Einfangsmechanismen auf. Die zwei wichtigsten sind der radiative

Elektroneneinfang (REC=Radiative Electron Capture) und der nicht-strahlende Einfang (NRC=Non-Radiative Capture). Je nach Stoßgeschwindigkeit und Targetmaterial spielen sie eine unterschiedliche Rolle. Eine schematische Darstellung der verschiedenen Einfangsprozesse ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Sie sollen in den folgenden Abschnitten ausführlich behandelt werden.

5.2.1 Radiative Rekombination RR und Radiativer Elektroneneinfang REC

Bei der radiativen Rekombination handelt es sich um den Einfang eines freien Elektrons in einen gebundenen Zustands des Projektils. Dabei wird aus Gründen der Impuls und Energieerhaltung die Differenz zwischen der kinetischen Energie und der Bindungsenergie im Projektil in Form eines Photons emittiert:

$$\hbar\omega = E_{kin} + E_{Bin}. \tag{5.8}$$

Dieser Prozeß kann als die zeitliche Umkehrung der Photoionisation betrachtet werden [Sto30] und ist der einzig mögliche Einfangsprozeß für freie Elektronen in nackte Ionen.

Beim radiativen Elektroneneinfang REC handelt es sich um den Einfang von gebundenen Targetelektronen in gebundene Zustände des Projektilions. Dieser Vorgang läßt sich im Rahmen der Impulsnäherung als RR-Prozeß beschreiben, wenn die kinetische Energie des Elektrons vor dem Stoß wesentlich kleiner als dessen Bindungsenergie im Targetatom ist. Unter Berücksichtigung der Energieerhaltung ist die Energie des REC-Photons gegeben durch:

$$\hbar\omega = E_{kin} + E_{Bin} - E_T^B, \tag{5.9}$$

wobei E_{Bin} die Bindungsenergie im Projektil und E_T^B die Bindungsenergie im Target ist. Der RR bzw. REC ist wegen seiner Verwandtschaft zur Photoionisation ein zentraler Gegenstand theoretischer Untersuchungen. Sie ist in Abb. 5.2 verdeutlicht. Diese Verwandschaft bietet zudem die Möglichkeit genaue Aussagen über die Photoionisation zu gewinnen, indem man die RR- bzw. REC-Prozesse untersucht [Eic95a, Stö97c]. So lassen sich mit abgebremsten Ionen besonders Untersuchungen direkt oberhalb der Ionisationsschwelle durchführen. Für nacktes Uran zum Beispiel, bedeutet ein Elektroneneinfang bei einer Stoßgeschwindigkeit von 20 MeV/u im umgekehrten Falle der Photoionisation eine Photonenenergie von 11 keV über der Schwelle, bei einer Ionisationsenergie von etwa 130 keV. Bislang existieren allerdings keine vollständigen Winkelverteilungsmessungen der Photoionisation von schweren Elementen knapp oberhalb der Schwelle. Alle direkt gemessenen Winkelverteilungen der Photoionisation wurden bei Energien durchgeführt, die größer als das zweifache der Ionisationsenergie sind (vgl. Abbildung 5.3). Es sei nochmal darauf hingewiesen, daß die Untersuchung des

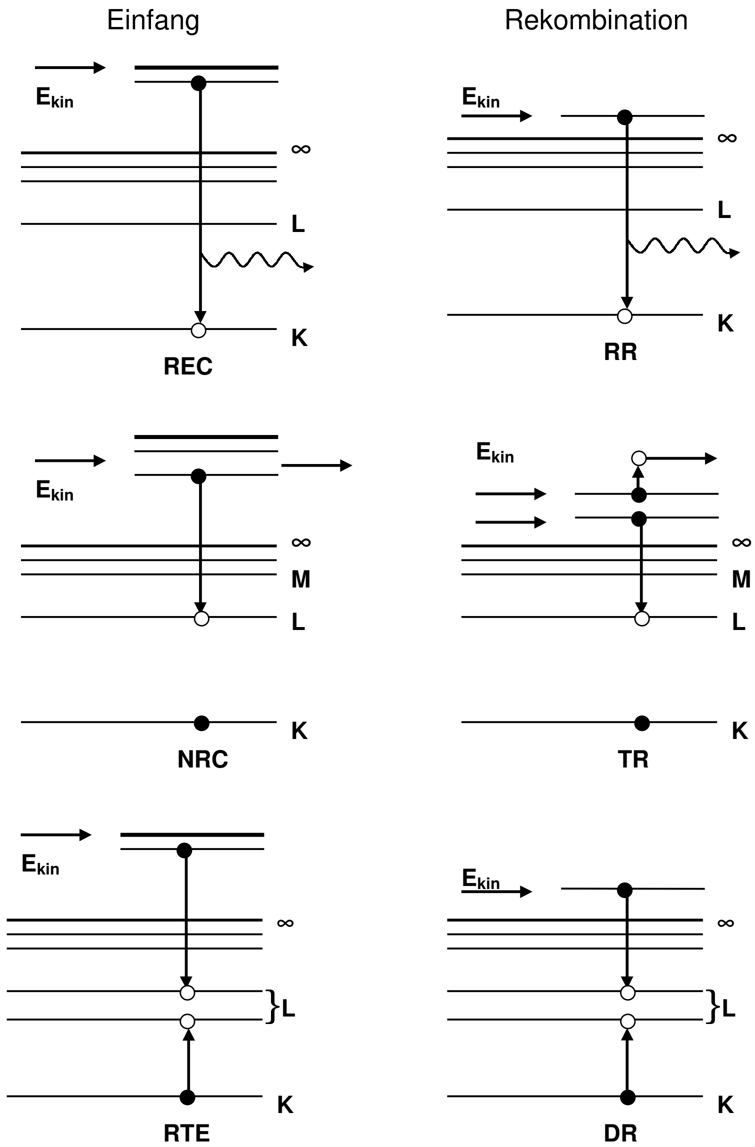

Abbildung 5.1. Schematische Darstellung der unterschiedlichen Elektroneneinfangsprozesse für nackte und H-ähnliche Ionen in Stößen mit Targetatomen (linke Seite) und freien Elektronen (rechte Seite). In der oberen Reihe ist der radiative Einfang dargestellt. Es wird ein gebundenes Elektron (REC) bzw. ein freies in einen gebundenen Zustand des Projektils eingefangen. Hierbei wird ein Photon frei. Im mittleren Teil sind die strahlungslosen Einfangsprozesse NRC (Non Radiative Electron Capture) und TR (Three Body Recombination) dargestellt. Zur Erfüllung der Energie- und Impulsbilanz, ist ein drittes Teilchen (Elektron oder Targetkern) notwendig. In der unteren Reihe sind die resonanten Einfangsprozesse gezeigt. Für den RTE (Resonant Transfer Excitation) und die DR (Dielectronic Recombination) muß ein zweites Elektron im Projektil vorhanden sein.

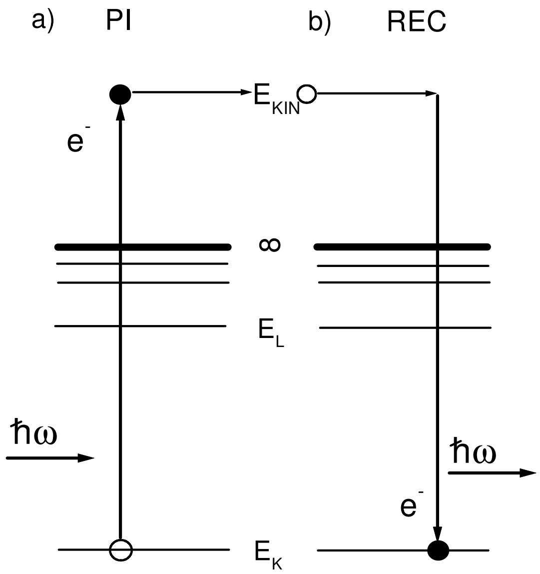

Abbildung 5.2. Schematische Darstellung der Verwandschaft zwischen der Photoionisation a) PI und dem zeitumgekehrten Prozeß b) REC.

REC-Prozesses in hochgeladene, schwere Ionen die einzige Möglichkeit ist, Photoionisation an diesen Systemen zu studieren.

Zur theoretischen Beschreibung der radiativen Rekombination geht man von der Photoionisation aus, da es sich dabei um den zeitlich umgekehrten Prozeß handelt. Solche Umkehrprozesse lassen sich im allgemeinen durch die Ratengleichung

$$\Gamma_{i\to f}\, g_i = g_f\, \Gamma_{f\to i} \tag{5.10}$$

beschreiben, wobei $\Gamma_{i\to f}$ und $\Gamma_{f\to i}$ die Übergangsraten des Zustands i nach Zustand f bzw. von f nach i und die g_i und g_f die jeweiligen Multiplizitäten der Quantenzustände sind. Die Formel 5.10 wird auch als detailliertes Gleichgewicht oder *goldene Regel* bezeichnet [Bod79]. Hieraus läßt sich direkt die Beziehung zwischen den Wirkungsquerschnitten der beiden Prozesse herleiten:

$$\sigma_{i\to f} = \frac{p_f^2 g_f}{p_i^2 g_i}\sigma_{f\to i}, \tag{5.11}$$

mit p_f und p_i den Impulsen der Relativbewegung der Teilchen im Anfangs- und im Endzustand. Setzt man nun in diese Beziehung den Photonenimpuls $p_f = \hbar\omega/c = (\gamma-1)m_e c + E_K/c$ (mit E_K der K-Schalen Bindungsenergie des Projektils) und den Elektronenimpuls $p_i = m_e\gamma\beta c$ ein, erhält man für den radiativen Einfang eines Elektrons in die K-Schale eines nackten Ions:

$$\sigma_{RR} = \left[\frac{E_{RR}}{\gamma\beta m_e c^2}\right]^2 \sigma_{PI}(E_{RR}), \tag{5.12}$$

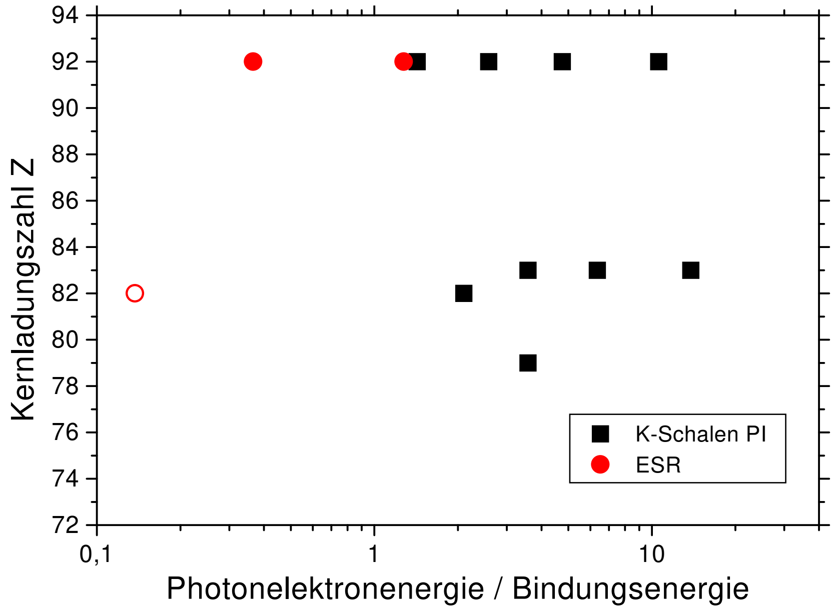

Abbildung 5.3. Alle Winkelverteilungsmessungen der Photoionisation, die für schwere Elemente durchgeführt wurden. Die schwarzen Quadrate (■) sind direkte Messung der Photoionisation, während die Kreise (•) REC-Messungen am ESR darstellen. Bei der Messung mit Blei knapp oberhalb der Ionisationsschwelle (offener Kreis ∘) handelt es sich nicht um eine vollständige Messung zur Winkelverteilung. Dieser Punkt wurde während des Test des H_2-Cluster-Targets am ESR aufgenommen (näheres hierzu in Kapitel 9).

mit σ_{PI} dem Photoionisationswirkungsquerschnitt. Anhand der Gleichung läßt sich die radiative Rekombination direkt auf den Photoionisationsprozeß übertragen.

Eine erste Abschätzung des RR-Wirkungsquerschnitts ergibt sich mit Hilfe der nicht-relativistischen Dipolnäherung, wobei der Photonenimpuls vernachlässigt ($\hbar\omega \ll mc^2$) und $\alpha Z \ll 1$ angenommen wird. Hierbei wird von nicht-relativistischen Coulombwellenfunktionen zur Beschreibung der Kontinuumszustände und Wasserstoffwellenfunktionen für die gebundenen Zustände im Projektil ausgegangen. Für den Einfangsquerschnitt eines Elektrons in einen willkürlichen (n,l)-Zustand eines nackten Ions ergibt sich dann nach Stobbe [Sto30]

$$\sigma_{nl}^{Stobbe} = \frac{\pi^2}{3}\alpha^3 a_0^2 \left(\frac{\nu^3}{1+\nu^2}\right)^2 \left((l+1)[C_{nl}^{l+1}(\nu)]^2 + l[C_{nl}^{l-1}(\nu)]^2\right), \tag{5.13}$$

mit dem Sommerfeldparameter $\nu = \alpha Z/n\beta$, $\beta = v/c$ und dem Bohr'schen Radius a_0. Die $C_{nl}^{l\pm1}$ sind die Dipolmatrixelemente für den Übergang eines Elektrons aus dem Kontinuumszustand mit dem Drehimpuls $l \pm 1$ und der Energie E_{kin} in einen gebundenen Zustand (n,l). Wenn man nur den Einfang eines freien Elektrons in die K-Schale des nackten Ions betrachtet, ergibt sich daraus [Bet57]:

$$\sigma_{1s}^{Stobbe} = 9,165 \cdot 10^{-21} \left(\frac{\nu^3}{1+\nu^2} \right)^2 \frac{e^{-4\nu \arctan(1/\nu)}}{1 - e^{-2\pi\nu}} \mathrm{cm}^2. \tag{5.14}$$

Hierbei ist zu beachten, daß die Kernladungszahl Z und die Geschwindigkeit v nicht getrennt in dem von Stobbe angegebenen Wirkungsquerschnitt vorkommen, sondern nur in der Kombination Z/v im Sommerfeldparameter ν auftreten. Dieser Parameter ist im nicht-relativistischen Fall mit dem Adiabasieparameter η, der normalerweise zur Beschreibung von Stoßprozessen benutzt wird, verknüpft [Mad75]:

$$\eta = \frac{1}{\nu^2} = E_{Kin}/E_{Bin}. \tag{5.15}$$

Damit stellen die Formeln von Stobbe ein allgemeines Skalierungsgesetz für niedrige Kernladungen Z und nicht-relativistische Ion-Atom bzw. Ion-Elektron Stöße dar.

Im Bereich hoher Stoßgeschwindigkeiten ($\nu \ll 1$) skaliert der Wirkungsquerschnitt σ_{nl}^{Stobbe} mit $1/n^3$, während er bei niedrigen Geschwindigkeiten ($\beta \rightarrow 0$) näherungsweise eine $1/n$-Abhängigkeit zeigt. Dies bedeutet, daß bei der Bestimmung der totalen RR-Wirkungsquerschnitte im Niederenergiebereich über alle partiellen Wirkungsquerschnitte σ_{nl}^{Stobbe} bis hin zu hohen Hauptquantenzahlen n summiert werden muß.

Um aus den totalen Wirkungsquerschnitten für die radiative Rekombination zu den entsprechenden Querschnitten des REC zu kommen, muß man nur den Querschnitt von Stobbe σ^{Stobbe} mit der Anzahl der quasifreien Elektronen des Targetatoms Z_T multiplizieren [Kle74].

Die exakten relativistischen Wirkungsquerschnitte für RR bzw. REC lassen sich folgendermaßen gewinnen [Ich96, Eic95a, Ich94]. Zuerst werden unter Zuhilfenahme von exakten Wellenfunktionen für die gebundenen Zustände und Kontinuumszustände die winkeldifferentiellen Querschnitte für die Photoionisation $\sigma_{ph}(\omega', \Theta')$ für das Projektilsystem im Rahmen der Dirac-Theorie berechnet. Aus dem detaillierten Gleichgewicht ergibt sich dann für den RR-Querschnitt [Eic95]:

$$\frac{d^2\sigma_{RR}(E', \Theta')}{dE' d\Omega'_{ph}} = (2j_b + 1) \left(\frac{\hbar\omega'}{m_e c^2} \right)^2 \frac{1}{\beta^2\gamma^2} \frac{d^2\sigma_{ph}(E', \Theta')}{dE' d\Omega'_{el}}, \tag{5.16}$$

mit dem Lorentz-Faktor $\gamma = (\sqrt{1-\beta^2})^{-1}$. Der Term $(2j_b + 1)$ stellt das statistische Gewicht des gebundenen Zustands mit der Drehimpulsquantenzahl j_b dar.

Bei der theoretischen Beschreibung des REC Prozesses müssen die exakten Wirkungsquerschnitte für die radiative Rekombination noch mit der Impulsverteilung der Elektronen im Targetatom $\rho(\mathbf{q})$, dem Comptonprofil, gefaltet werden. Hierbei ist $\mathbf{q}$ der Impuls der Elektronen im Target. Mit E'_i und E'_f als

Bindungsenergien des elektronischen Anfangs- und Endzustandes ergibt sich für den doppeldifferentiellen REC-Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^2\sigma_{REC}(\omega', \Theta')}{d\omega' d\Omega'} = \int d^3q \frac{d\sigma_{RR}(\mathbf{q}')}{d\Omega'} \rho(\mathbf{q}) \delta(\hbar\omega' - \hbar\omega'_0). \tag{5.17}$$

Hierbei ist die Ruhemasse in den Energien des Anfangs- und Endzustandes enthalten. Mit Hilfe der Deltafunktion ist die Energieerhaltung sicher gestellt. Sie beinhaltet die Resonanzenergie $\hbar\omega'_0$, die gegeben ist durch:

$$\hbar\omega'_0 = E_{kin} + E'_f - \gamma|E_i| - \gamma v q_z. \tag{5.18}$$

Eichler und Ichihara [Ich96, Eic95a, Ich94] führen relativistisch vollständige Faltungen mit Impulsdichten durch, die mit Hilfe von Roothan-Hartree-Fock Wellenfunktionen berechnet wurden [Cle74].

Für den REC gilt folgendes Skalierungsgesetz

$$\sigma_{REC} \propto \frac{Z_T \times Z_P^5}{v^{5/2} \times n_f^3}. \tag{5.19}$$

n_f stellt hierbei die Hauptquantenzahl des Zustands dar, in den eingefangen wird. Daraus ergibt sich, daß der Einfang beim REC bei gegebenem Stoßsystem und -geschwindigkeit vor allem in Zustände mit kleiner Hauptquantenzahl n_f erfolgt.

Doch allein mit Hilfe dieser Formel läßt sich noch nicht viel über die Lebensdauer eines gespeicherten Ionenstrahls aussagen. Man muß zusätzlich noch den zweiten Umladungsprozeß, der hier eine entscheidende Rolle spielt mit berücksichtigen, nämlich den nicht-strahlenden oder auch kinematischen Elektroneneinfang (siehe Kapitel 5.2.2).

5.2.1.1 Winkelverteilung

Neben den doppeldifferentiellen Wirkungsquerschnitten sind aber auch häufig die differentiellen Querschnitte als Funktion des Beobachtungswinkels von Interesse, da diese besonders sensitiv auf die Wellenfunktionen sind [Stö94a]:

$$\frac{d\sigma_{REC}(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{REC}(\theta')}{d\sigma'} \frac{d\sigma'}{d\Omega}. \tag{5.20}$$

Betrachtet man nur Einfänge in s-Zustände, so konnte Spindler [Spi79] zeigen, daß die nicht-relativistische $\sin^2\theta$-Verteilung auch noch für Stoßgeschwindigkeiten von bis zu ungefähr $\beta \lesssim 0,6$ gültig ist. Im Emittersystem verschiebt sich die REC-Winkelverteilung mit zunehmender Geschwindigkeit zu größeren Vorwärtswinkeln hin. Doch im Laborsystem, in dem sich das Elektron in Ruhe befindet, sieht ein Beobachter die Photonen unter dem Winkel:

$$\theta = \theta' - 180°, \tag{5.21}$$

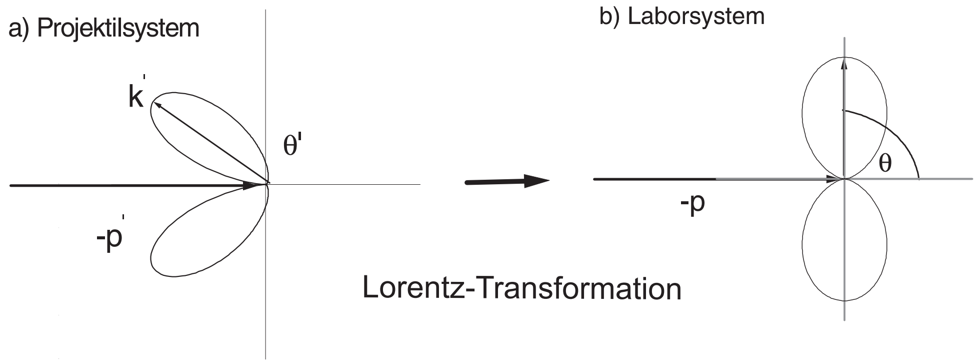

Abbildung 5.4. a) Im Projektilsystem erscheint auf Grund der Retardierung das Maximum der K-REC Winkelverteilung zu Rückwärtswinkeln verschoben. b) Die $\sin^2\theta$-Verteilung der nicht-relativistischen Dipolnäherung wird durch die Lorentz-Transformation in das Laborsystem wieder hergestellt.

wodurch das Maximum der Winkelverteilung zu Rückwärtswinkeln verschoben erscheint, wenn man von der relativistischen Raumwinkeltransformation absieht. Die Lorentz-Transformation wirkt der Retardierung entgegen, weshalb es zur Aufhebung dieses Effekts kommt und die Photonen im Laborsystem wiederum einer nicht-relativistischen $\sin^2\theta$-Verteilung folgen (vergleiche hierzu Abbildung 5.4). Dies konnte von Anholt et al. [Anh84] experimentell für das Stoßsystem 197 MeV/u Xe^{54+} →Be bestätigt werden. Betrachtet man allerdings vollständig relativistische Rechnungen von Ichihara et al. [Ich94], so zeigt sich, daß für schwere relativistische Projektile diese Näherung nicht mehr gilt und es zu starken Abweichung von der $\sin^2\theta$-Verteilung kommt. In Abbildung 5.5 ist deshalb eine von Stöhlker et al. [Stö99] gemessene K-REC Winkelverteilung im Vergleich mit einer vollständig relativistischen Rechnung von Eichler et al. und einer Dipolnäherung gezeigt. Es zeigt sich eine deutliche Abweichung der Winkelverteilungen voneinander, besonders bei Beobachtungswinkeln nahe $\theta = 0°$. Hierbei handelt es sich um magnetische Übergänge, da hier elektrische Multipolstrahlung auf Grund der Drehimpulserhaltung verboten ist. In einer vollständig relativistischen Behandlung kann die Wechselwirkung des magnetischen Moments des Elektrons mit dem Magnetfeld, welches durch das schnell bewegte Projektil erzeugt wird, zu Spin-Flip Übergängen führen, die den Drehimpuls des Photons kompensieren. Im rechten Teil der Abbildung 5.5 ist die Winkelverteilung der Photonen im Emittersystem gezeigt (untere x-Achse). Sowohl die experimentellen Daten, als auch die theoretische Kurve (durchgezogene Linie) zeigen sehr gut die starke Zunahme des differentiellen Querschnitts unter Rückwärtswinkeln. Das Maximum der Kurve liegt nahe bei 150° und der Querschnitt fällt um mehr als eine Größenordnung zu 0° hin ab. In dieser Form der Darstellung scheint der magnetische Beitrag (schraffierte Fläche) nur einen untergeordneten Beitrag zu spielen, der des

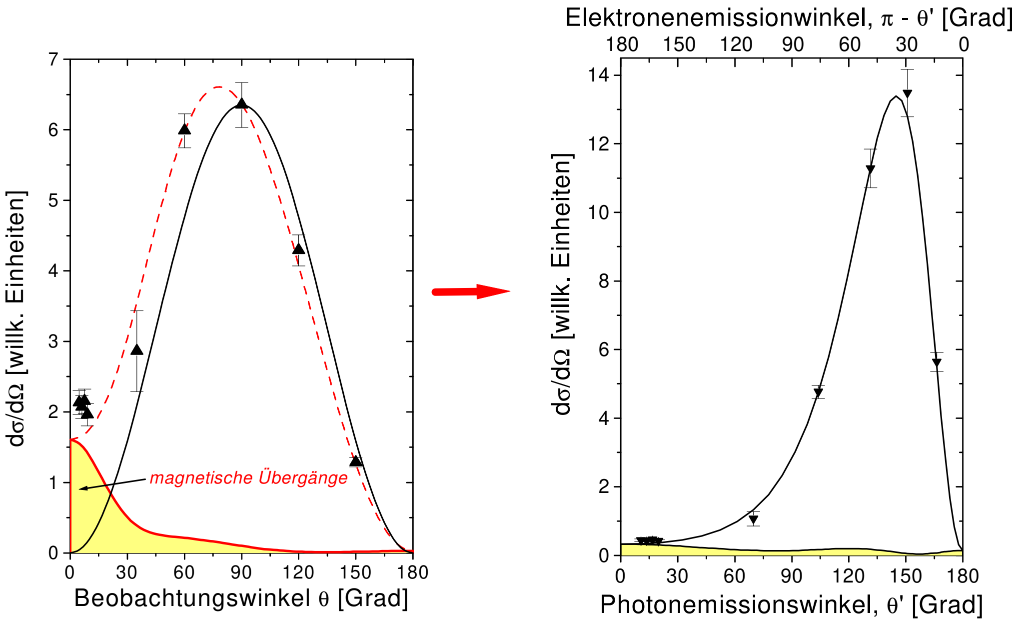

Abbildung 5.5. Links: Vergleich der experimentell gemessenen K-REC Winkelverteilung (Dreiecke) im Vergleich mit der Theorie für das Stoßsystem 309,7 MeV/u $U^{92+} \rightarrow N_2$. Die gestrichelte Linie gibt die relativistische Rechnung und die durchgezogene Linie die Dipolnäherung wieder. Rechts: Transformation der Winkelverteilung in das Emittersystem. Die untere x-Achse gibt den Photonenemissionswinkel θ' wieder. Die obere x-Achse bezieht sich auf die dazugehörige Photoelektronenwinkelverteilung der Photoionisation von H-ähnlichem Uran bei einer Photonenenergie von 302 keV. Dieser Winkel läßt sich einfach durch Vertauschen von θ' gegen $\pi - \theta'$ gewinnen. Die durchgezogene Linie gibt die mit Hilfe einer vollständig relativistischen Rechnung erhaltenen Photoelektronenwinkelverteilung wieder. In beiden Abbildungen stellt der schraffierte Bereich den Anteil der magnetischen Übergänge dar. (aus: [Stö99])

weiteren noch homogen über den kompletten Winkelbereich verteilt ist. Um die Verteilung mit der Photoionisation vergleichen zu können, muß nur der Winkel θ' durch $\pi - \theta'$ ersetzt werden. Dadurch erhält man den Winkel für die Photoelektronen. Somit ist Abbildung 5.5 (rechts) eine Elektronenwinkelverteilung der Photoionisation von wasserstoff-ähnlichem Uran mit einer Photonenenergie von 302 keV. Anhand der Abbildungen zeigt sich, daß die Spin-Flip Übergänge hauptsächlich bei großen Rückwärtsstreuwinkeln bei der Photoionisation auftreten, da hier der Impulsübertrag auf den Kern am größten ist. Dieser Effekt wurde noch nie bei direkten Messungen zur Photoionisation von schweren Atomen beobachtet.

Neben den Messungen zum Elektroneneinfang in die K-Schale, wurden aber auch Winkelverteilungen für den Elektroneneinfang in angeregte Zustände gemes-

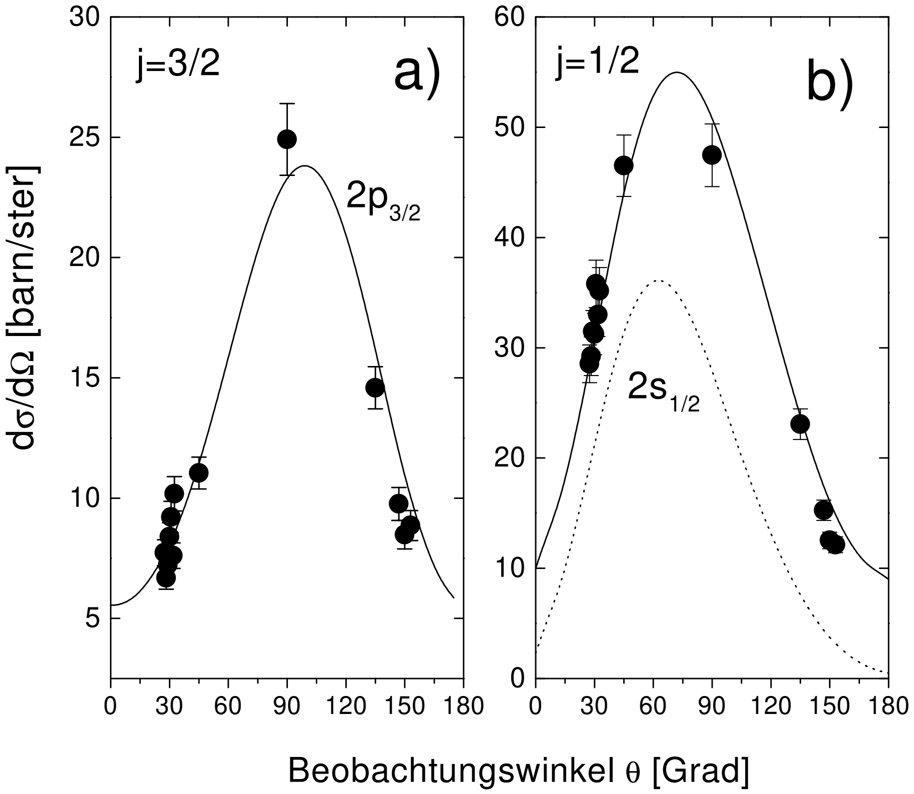

Abbildung 5.6. Differentielle L-REC Wirkungsquerschnitte für das Stoßsystem 89 MeV/u $U^{90+} \rightarrow C$. a) Einfang in den $j = 3/2$-Zustand ($2p_{3/2}$). b) Einfang in die $j = 1/2$-Zustände ($2s_{1/2}$ und $2p_{1/2}$). Die vollständig relativistische Rechnung von Eichler und Ichihara ist durch die durchgezogene Linie dargestellt. Die gestrichelte Linie in Abbildung b) bezieht sich nur auf das $2s_{1/2}-$Niveau. (aus: [Stö94a])

sen. Hierbei wurde von Stöhlker et al. [Stö94a] der Einfang in die unterschiedlichen Drehimpulszustände der L-Schale im Stoßsystem 89 MeV/u $U^{90+} \rightarrow C$ untersucht. Die gemessenen Winkelverteilungen für den $j = 1/2$- und den $j = 3/2$-Zustand sind in sehr guter Übereinstimmung mit relativistischen Rechnungen (vergleiche Abb. 5.6). Um den Unterschied zwischen der exakten Rechnung und der Dipolnäherung stärker zu verdeutlichen, betrachten wir das Verhältnis zwischen dem Einfang in den $j = 3/2-$Zustand und den $j = 1/2-$Zuständen als Funktion des Winkels. Dies ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Die relativistische Rechnung beschreibt die experimentellen Daten sehr gut, während die Dipolnäherung vollständig daneben liegt. Außerdem zeigt sich sehr deutlich in der Abbildung eine vorwärts/rückwärts Asymmetrie der Verhältnisse. Zwischen Minimum und Maximum ändert sich das Intensitätsverhältnis um einen Faktor von 2,6.

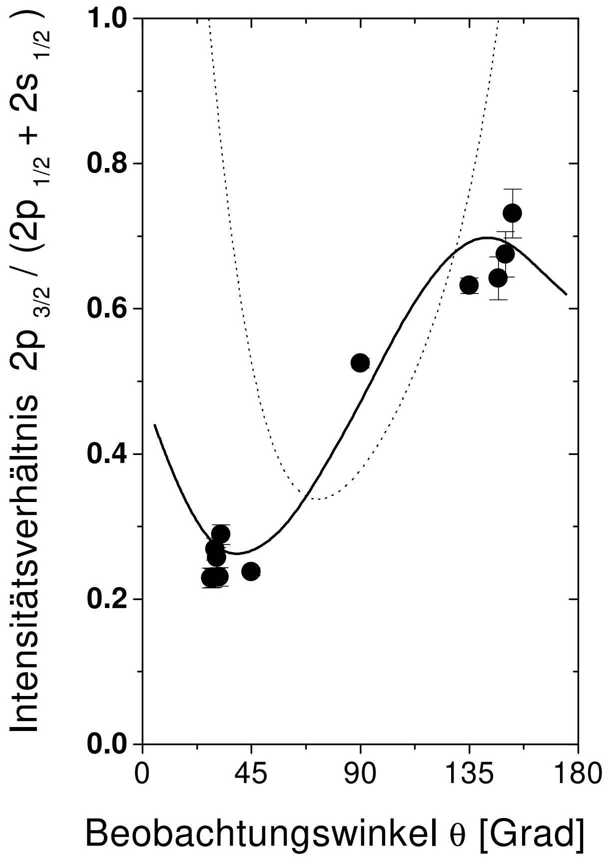

Abbildung 5.7. Gemessene Intensitätsverhältnisse für das Stoßsystem 89 MeV/u $U^{90+} \rightarrow C$ als Funktion des Beobachtungswinkels im Vergleich mit theoretischen Vorhersagen (durchgezogene Linie, relativistische Rechnung; gestrichelte Linie, nichtrelativistische Näherung unter Berücksichtigung von Retardierungseffekten in erster Ordnung [Hin87]) (aus: [Stö94a]).

5.2.2 Nicht-strahlender Elektroneneinfang NRC

Beim nicht-strahlenden oder auch kinematischen Elektroneneinfang (NRC=Non Radiative Electron Capture) handelt es sich um eine Drei-Körper-Wechselwirkung, bei der der Impuls und die Energie zwischen dem Target, dem Projektil und dem Elektron aufgeteilt wird. Er ist im Bereich von $\beta \ll 1$ dominant. Von dem Oppenheimer-Brinkman-Kramers Ansatz (OBK) [Opp28] ist bekannt, daß der NRC eine starke Geschwindigkeitsabhängigkeit aufweist, die asymptotisch v^{-12} bzw. E^{-6} erreicht. Der Wirkungsquerschnitt für den NRC skaliert mit folgendem Gesetz:

$$\sigma_{NRC} \propto \frac{Z_T^5 \times Z_P^5}{v^{12} \times n_f^3}. \tag{5.22}$$

Obwohl der Wirkungsquerschnitt σ_{NRC} im ultra-relativistischen Grenzfall durch E^{-1} gegeben ist, spielt er in relativistischen Stößen ($\beta > 0.5$) von schweren, hochgeladenen Ionen mit leichten Targetatomen keine Rolle. Die Elektronen werden hauptsächlich in Projektilzustände eingefangen, für die gilt [Bet80]:

$$E_f \approx E_{kin} + E_i. \tag{5.23}$$

Dies bedeutet, daß der Elektroneneinfang hauptsächlich in hochangeregte Projektilzustände geht, die über Emission von Photonen in den Grundzustand zerfallen.

Zur korrekten theoretischen Beschreibung des NRC wird die Eikonalnäherung verwendet [Eic85]. Hierbei wird der Anfangs- und der Endzustand unsymmetrisch behandelt und die Coulombstörung für einen der beiden Zustände vollständig berücksichtigt. Eine ausführliche theoretische Behandlung des nichtrelativistischen Bereichs der Eikonalnäherung ist in Ref. [Eic81] zu finden. Für einen weiten Energiebereich und verschiedene Projektil-Target-Systeme können Wirkungsquerschnitte aus Ref. [Ich93] entnommen werden. Zur Beschreibung des Querschnitts (in atomaren Einheiten) für den Transfer eines 1s-Elektron des Projektils in einen 1s-Targetzustand, hilft ein auf der Eikonalnäherung basierendes Skalierungsgesetz:

$$\sigma_{1s-1s}^{eikonal} = \frac{2^8 \pi Z_P^5 T_T^5}{5v^2 (Z_T^2 + q_+^2)^5} \frac{\gamma - 1}{2\gamma^2} \frac{\pi \nu_T}{\sinh(\pi \nu_T)} \times e^{-2\nu_T \arctan(q_+/Z_T)} (S_{eik} + S_{mag} + S_{orb}). \tag{5.24}$$

Hierbei ist $\nu_T = Z_T/v$ der Sommerfeldparameter und $q_+ = (E_i - E_f/\gamma)/v$. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{1s-1s}^{eikonal}$ bezieht sich auf ein Elektron im Anfangszustand und summiert über die beiden möglichen Spin-Orientierungen im Endzustand. Die Terme in der Gleichung (5.24) haben nach Eichler [Eic85] folgende Bedeutung:

- S_{eik} ist der Querschnitt für ein relativistisches Projektil und ein nichtrelativistisches Elektron ohne Spin.
- S_{mag} stellt den magnetischen Beitrag zum Einfangsprozeß dar, der durch die relativistische Bewegung der Projektilladung mit dem magnetischen Moment des Elektrons verursacht wird.
- S_{orb} beschreibt den Einfluß der relativistischen Spin-Bahn-Wechselwirkung auf den Elektroneneinfangsprozeß.

Für den Fall, daß $\gamma \to 1$ geht und für nicht-relativistische Bindungsenergien E_i, E_f erhält man die nicht-relativistische Eikonalnäherung. Um von Gleichung 5.24, die nur für Übergänge von $1s$ nach $1s$ gültig ist, zu einer Verallgemeinerung zu gelangen, die für beliebige Projektil- und Targetzustände mit Hauptquantenzahlen n_T und n_P gilt, führt man folgende Substitution durch:

$$Z_T \to Z_T/n_T \qquad \text{und} \qquad Z_P \to Z_P/n_P. \tag{5.25}$$

Hierbei handelt es sich um die sogenannte *Prior*-Formulierung der Eikonalnäherung. Wenn man die Anfangs- und Endzustände nun vertauscht, gelangt man zur *Post*-Formulierung. Sie sollte auf Grund der vollständigen Berücksichtigung der Störung der Targetorbitale durch die Projektilladung, die in ihr enthalten ist [Eic95], zur Beschreibung des Stoßes von schweren Projektilen mit leichten Targetatomen verwendet werden. Die beste Übereinstimmung zwischen Eikonalnäherung und experimentellen Ergebnissen erhält man, wenn man das sogenannte

Higher Potential Kriterium anwendet:

$$\begin{aligned} \text{Prior-Version:} \quad Z_P/n_P &< Z_T/n_T \\ \text{Post-Version:} \quad Z_P/n_P &> Z_T/n_T. \end{aligned} \tag{5.26}$$

Dieses Kriterium geht auf eine Idee von Eichler und Meyerhof [Eic95] zurück. Allerdings kann dieses Kriterium, im Gegensatz zur reinen *Post*- bzw. *Prior*-Version, nicht dazu benutzt werden, um eine zustandsselektive Beschreibung des NRC-Prozesses zu gewinnen, da es zu Unstetigkeiten in der (n, l)-Verteilung führt [Rym96].

5.2.3 Resonanter Elektroneneinfang RTE

Bei dem Resonanten Elektroneneinfang wird ein Elektron aus dem Target in einen angeregten Zustand des Projektils eingefangen. Gleichzeitig wird ein Elektron des Projektils strahlungslos angeregt. Offensichtlich handelt es sich hierbei um die zeitliche Umkehr des Auger-Prozesses. Bei dem primären Prozeß wird keine Strahlung frei, allerdings zerfällt der doppelt angeregte Zustand entweder durch Aussendung von Photonen und/oder durch Augerelektronen. Allerdings spielt der Auger-Zerfall bei schweren Projektilen nur eine untergeordnete Rolle. Eine Abschätzung der Resonanzenergie ergibt für KLL-RTE (hierbei wird ein Elektron in die L-Schale eingefangen und resonant ein gebundenes Elektron aus der K- in die L-Schale angeregt):

$$E_e = -E_K + 2(E_K - E_L) \approx 0,5RZ^2 \tag{5.27}$$

E_e ist die kinetische Energie des Targetelektrons, E_K, E_L sind die Bindungsenergien der K- bzw. der L-Schale im Projektil, R ist die Rydbergkonstante $R = 13,6$ eV. Betrachtet man stark asymmetrische Stöße so läßt sich der Wirkungsquerschnitt des RTE auf den Wirkungsquerschnitt des Resonanten Elektroneneinfang von freien Elektronen, der sog. Dielektronischen Rekombination (DR) zurückführen. Für Projektile mit einer großen Kernladungszahl Z_P ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt des RTE folgendes Skalierungsgesetz [Mok89]:

$$\sigma_{RTE} \propto Z_P^{-1}. \tag{5.28}$$

Die Breite der RTE-Resonanz ist wie beim REC auch durch die Impulsverteilung der Elektronen im Target (Compton-Profil) gegeben.

Kapitel 6

Röntgenemission relativistischer Schwerionen

Um hochgeladene, schwere Ionen zu erzeugen, müssen sie auf Geschwindigkeiten beschleunigt werden, die mindestens so groß sind wie die Bahngeschwindigkeit der zu ionisierenden, gebundenen Elektronen. Für schwere Elemente, wie z.B. Uran bedeutet dies, daß mindestens eine Energie von 250 MeV/u erforderlich ist, um einen genügend hohen Anteil an nackten Ionen zu produzieren. Auf Grund der hohen Geschwindigkeit der Ionen im Speicherring spielt der Dopplereffekt, der einen entscheidenden Einfluß auf die Genauigkeit des Experiments hat, eine bedeutende Rolle. Deshalb soll in diesem Kapitel dieser Effekt genauer diskutiert werden. Außerdem wird noch auf die Emissionscharakteristik der Röntgenstrahlung, die bei den Stößen der hochgeladenen Ionen mit den Gasatomen des Targets auftreten, eingegangen.

Bei unseren Untersuchungen zur Struktur von hochgeladenen, schweren Ionen betrachten wir zum einen den Zerfall von angeregten Zuständen und zum anderen den direkten Einfang von Elektronen in den Grundzustand. Wie N. Bohr schon 1913 postulierte, läßt sich die Bindungsenergie E_B eines Elektrons in Abhängigkeit der Hauptquantenzahl n und der Kernladungszahl Z mit Hilfe der Rydbergformel beschreiben:

$$E_B = -Ry \cdot Z^2/n^2, \tag{6.1}$$

wobei Ry die Rydbergkonstante ($Ry = 13,6$ eV) ist. Aus ihr ergibt sich die von Balmer schon 1885 gefundene n-Skalierung der Röntgenenergien:

$$E = Ry \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right), \tag{6.2}$$

mit den Hauptquantenzahlen n, m und $n < m$. Nach dem Bohr'schen Atommodell sind jedoch Zustände mit gleichem n entartet, wodurch aber die schon früh beobachtete Feinstrukturaufspaltung der Spektrallinien nicht erklärt werden konnte. Dieses Problem konnte durch die Berücksichtigung des Spins des

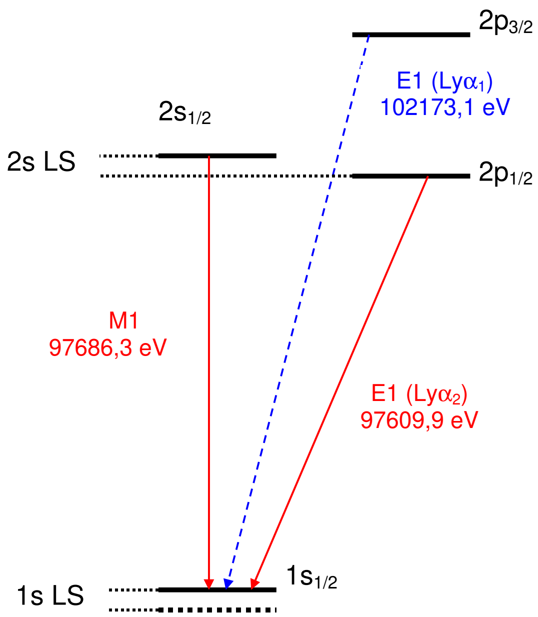

Abbildung 6.1. Termschema für die niedrigsten atomaren Niveaus von schweren, H-ähnlichen Ionen. Für die einzelnen Übergänge sind die jeweiligen Übergangsenergien in U^{91+} angegeben, die sich aus der Dirac-Theorie unter Berücksichtigung der QED-Effekte ergeben. Die Werte wurden aus Ref. [Bei97] entnommen.

Elektrons ($s = 1/2\hbar$), welcher sich aus der relativistisch korrekten Formulierung der Quantenmechanik, der Dirac-Theorie [Dir28], ergibt, gelöst werden. Aus der Dirac-Gleichung folgt, daß nun die Zustände mit gleicher Hauptquantenzahl n und gleichem totalen Drehimpuls j entartet sind. Diese n, j-Entartung gilt generell für alle H-ähnlichen Systeme. Die Bindungsenergie dieser Zustände lassen sich nach der Theorie für wasserstoff-ähnliche Systeme, deren Kerne als punktförmig angenommen werden, analytisch exakt berechnen zu

$$E_{n,j} = m_0 c^2 \left\{ \left[1 + \left(\frac{\alpha Z}{n - j - 1/2 + \sqrt{(j+1/2)^2 - (\alpha Z)^2}} \right)^2 \right]^{-1/2} - 1 \right\}, \quad (6.3)$$

wobei $E_{n,j}$ die Energieeigenwerte, n die Hauptquantenzahl, j die Gesamtdrehimpulsquantenzahl, m_0 die Ruhemasse des Elektrons und α die Feinstrukturkonstante ($\alpha = 1/137,036$) ist. Die Bindungsenergie ist dann gegeben durch

$$E_B = E_{n,j} - m_0 c^2. \quad (6.4)$$

Lamb und Retherford [Lam47] gelang es jedoch 1947 nachzuweisen, daß im Gegensatz zur Vorhersage der Dirac-Theorie die Entartung zwischen dem $2s_{1/2}$- und dem $2p_{1/2}$-Niveau aufgehoben ist. Die Energieverschiebung zwischen beiden Niveaus wird als Lamb-Shift (Lambverschiebung) bezeichnet, die durch Vakuumpolarisation und Selbstenergie hervorgerufen wird. Ursprünglich wurde dieser Begriff nur für die Aufspaltung des $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$-Niveaus benutzt, doch mittlerweile wird er auch auf Energieverschiebungen anderer Niveaus angewendet (z.B. 1s-Lambverschiebung). In Abbildung 6.1 ist ein Termschema der niedrigsten Niveaus von wasserstoff-ähnlichen, schweren Ionen mit den wichtigsten Übergängen gezeigt. Die Entdeckung der Lamb-Shift führte zur Entwicklung der Quantenelektrodynamik (QED). Hierbei wird die Wechselwirkung des gebundenen Elektrons mit seinem eigenen Strahlungsfeld berücksichtigt. Im allgemeinen bezeichnet man als Lambverschiebung die Differenz zwischen der tatsächlich im Atom vorkommenden Bindungsenergie und der Vorhersage der Dirac-Theorie für einen punktförmigen Kern. Für das Ein-Elektronensystem läßt sie sich durch

$$L = \frac{\alpha}{\pi}\frac{(Z\alpha)^4}{n^3}F(Z\alpha)m_0c^2 \tag{6.5}$$

beschreiben [Moh83, Joh85]. $F(Z\alpha)$ ist eine leicht mit Z variierende Funktion. In ihr sind alle quantenmechanischen Korrekturen und zusätzlich auch noch die Verschiebung der Bindungsenergie, die durch den ausgedehnten Kern hervorgerufen wird, berücksichtgt. Diese Korrekturen beeinflussen alle atomaren Zustände. Allerdings werden sie um so bedeutender, je größer die radiale Dichte der Wellenfunktionen am Ursprung des Zentralpotentials ist. Dadurch hat die QED die stärkste Auswirkung auf die Bindungsenergien der s-Zustände, besonders die des $1s$-Grundzustandes. Die QED-Korrekturen gewinnen mit steigender Kernladungszahl Z zunehmend an Bedeutung, da sie mit Z^4 skalieren, wohingegen der bei weitem dominante Beitrag zur Bindungsenergie, der "Coulombeigenwert" der Dirac-Gleichung, mit Z^2/n^2 skaliert. Die beiden wichtigsten QED-Effekte sind die Vakuumpolarisation und die Selbstenergie. Als Selbstenergie bezeichnet man die Emission und Reabsorption eines virtuellen Photons. Die Vakuumpolarisation entsteht durch die Erzeugung und Vernichtung virtueller Elektron-Positron Paare, die die Elementarladung des Elektrons umgeben. Für eine ausführliche Diskussion der QED-Korrekturen wird auf einschlägige Literatur verwiesen [Bei97]. Die experimentell bestimmte 1s-Lambverschiebung in wasserstoff-ähnlichem Uran beträgt 460 ± 13 eV [Stö98c], was in sehr guter Übereinstimmung mit der Theorie ist, die 465,59 eV vorhersagt [Bei97].

Für die Beschreibung der Röntgenübergänge wird folgende spektroskopische Notation verwendet: Übergänge von angeregten Zustände in den Grundzustand (Hauptquantenzahl $n = 1$) werden als Lyman-Serie bezeichnet. Hierbei wird der Übergang $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Lyman-α_2 und der Übergang von $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Lyman-α_1 genannt. Übergänge von $n = 3$ nach $n = 1$ bilden dann die sogenannten Lyman-β Linien. Die Lyα_1-Übergangsenergie für U^{91+}-Ionen beträgt 102173 eV. Bei Gold sind es immer noch 71570 eV [Joh85]. In Abbildung 6.2 ist ein typisches Röntgenspektrum für das Stoßsystem von 358 MeV/u $U^{92+} \rightarrow N_2$ gezeigt (aus: [Stö98b]). Das Spektrum wurde unter einem Beobachtungswinkel von 132° in Koinzidenz mit den umgeladenen U^{91+}-Ionen gemessen. Es ist allerdings nicht effizienzkorrigiert. Man sieht sehr gut die in diesem Energiebereich dominanten REC-Linien, die beim radiativen Elektroneneinfang in die K- und höhere Schalen emittiert werden (vergleiche Kap. 7). Diese Linien weisen eine große Breite auf,

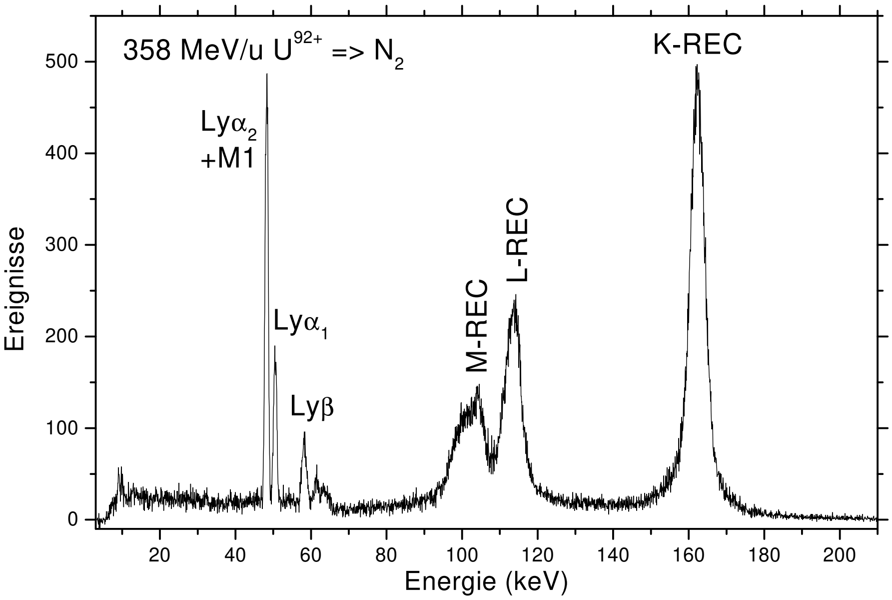

Abbildung 6.2. Typisches Röntgenspektrum für das Stoßsystem 358 MeV/u U^{92+} auf Stickstoff gemessen bei einem Beobachtungswinkel von 132° in Koinzidenz mit den umgeladenen Ionen. Das Spektrum ist nicht effizienzkorrigiert [Stö98b].

die durch das Comptonprofil des Stickstoffs verursacht wird (siehe Kap. 9.3). Außerdem sieht man noch die charakteristischen Lyman-α und Lyman-β Linien. Ihre Breite ist durch die experimentelle Auflösung, also hauptsächlich die Verbreiterung durch den Dopplereffekt gegeben.

6.1 Der relativistische Dopplereffekt

Durch die relativistischen Geschwindigkeiten wird die im Projektilsystem emittierte Strahlung bei der Beobachtung im Laborsystem durch den Dopplereffekt stark verschoben. Die relativistische Dopplertransformation ist gegeben durch

$$E = \gamma \cdot (1 - \beta cos\theta) \cdot E_{Lab}, \tag{6.6}$$

mit $\gamma = 1/(\sqrt{1-\beta^2})$. Um die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Photonenenergie im Projektilsystem aus der Messung der Energie im Laborsystem möglichst klein zu halten, ist eine genaue Kenntnis vom Beobachtungswinkel θ und der absoluten Strahlgeschwindigkeit β erforderlich. Zudem bestimmt der Dopplereffekt im wesentlichen auch die erreichbare Auflösung für die charakteristische Röntgenstrahlung (z.B. die Lyα-Strahlung). Für den Fehler in der Energie-

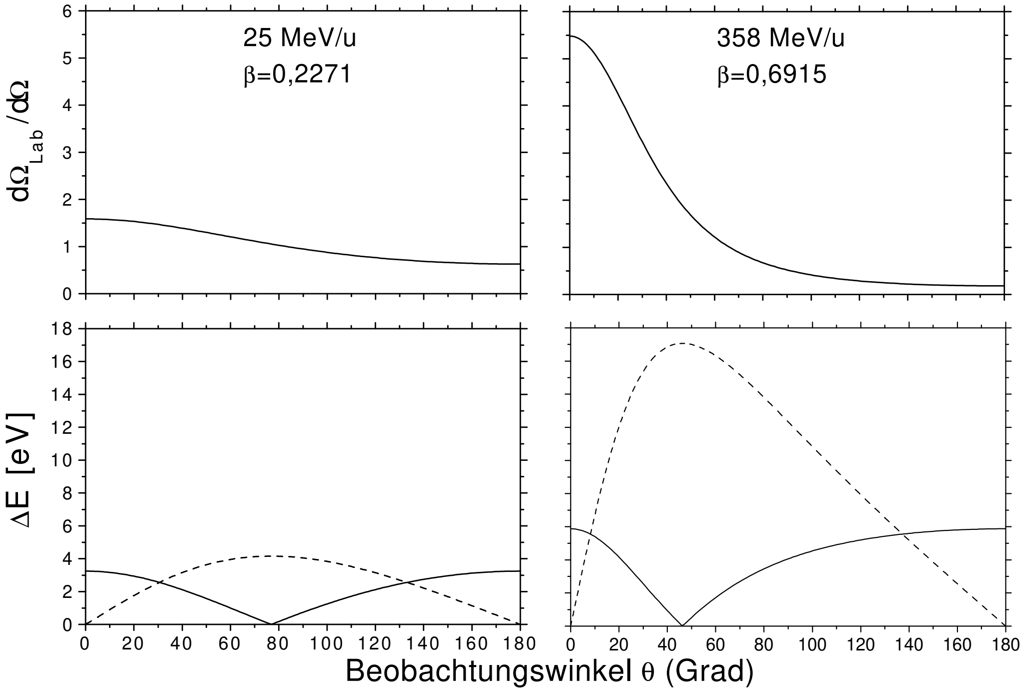

Abbildung 6.3. Oben: Änderung des Raumwinkels in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels für zwei verschiedene Strahlgeschwindigkeiten (links 25 MeV/u, rechts 358 MeV/u). Die Raumwinkeltransformation steht in einem quadratischen Zusammenhang mit der Energietransformation. Unten: Unsicherheiten für die Lyα_1-Übergangsenergie in U^{91+} als Ergebnis der Dopplertransformation (Gleichung 6.7). Die gestrichelte Linie ist der Fehler, der durch eine Ungenauigkeit von $\Delta\beta = 5 \cdot 10^{-5}$, verursacht wird. Die durchgezogenen Linie stellt den Fehler durch den Beobachtungswinkel ($\Delta\theta = 0.01°$) dar.

bestimmung ergibt sich durch Gauß'sche Fehlerfortpflanzung aus Formel 6.6:

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = \left(\frac{\beta \sin\theta}{1-\beta\cos\theta}\Delta\theta\right)^2 + \left(\gamma^2 \frac{\cos\theta - \beta}{1-\beta\cos\theta}\Delta\beta\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_{Lab}}{E_{Lab}}\right)^2. \qquad (6.7)$$

Man beachte, daß ΔE sowohl als Breite als auch als Unsicherheit angesehen werden kann. Betrachtet man die Terme nun mal genauer, erkennt man, daß die Unsicherheit im Beobachtungswinkel θ wegen der $\sin\theta$-Abhängigkeit bei 0° und bei 180° keinen Einfluß auf die Meßgenauigkeit hat. Allerdings wird hierbei der Fehler, der durch $\Delta\beta$ verursacht wird, maximal. Der Einfluß von β läßt sich minimieren, wenn man $\theta = \arccos\beta$ wählt (magischer Winkel). Nun jedoch erreicht $\Delta\theta$ einen maximalen Wert. Zur Verdeutlichung dieser Effekte ist in Abb. 6.3 die Unsicherheit für die Bestimmung der Übergangsenergie des Lyman-α_1 Übergangs in U^{91+} (102173 eV) dargestellt.

Man sieht anhand der Abbildung deutlich, daß der experimentelle Fehler durch die ungenaue Kenntnis der Geschwindigkeit bei der Reduktion der Strahlgeschwindigkeit von 358 MeV/u auf 25 MeV/u um mehr als einen Faktor vier kleiner wird. Und auch der Fehler, der durch die Unsicherheit des Beobachtungswinkels verursacht wird, wird um einen Faktor zwei kleiner.

Des weiteren muß in die Betrachtung auch noch die relativistische Raumwinkeltransformation mit einbezogen werden. Sie ist gegeben durch folgende Formel (siehe auch Formel 6.14):

$$\frac{d\Omega}{d\Omega_{Lab}} = \gamma^2 (1 - \beta \cos\theta)^2 \tag{6.8}$$

Sie steht in einem quadratischen Zusammenhang mit der Energietransformation [Eic95]:

$$\frac{d\Omega_{Lab}}{d\Omega} = \left(\frac{E_{Lab}}{E}\right)^2 \tag{6.9}$$

Diese Transformation ist ebenfalls von großer Bedeutung für die Durchführung des Experiments. Sie liefert eine Aussage darüber, inwieweit die Nachweiseffizienz des geometrischen Aufbaus mit dem Beobachtungswinkel variiert. Bei $\beta = 0,69$ ändert sich die Intensität einer im Emittersystem isotropen Röntgenlinie im Laborsystem in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels um eine Größenordnung (siehe Abb. 6.3 oben).

6.2 Alignment

Neben der relativistischen Kinematik kann die beobachtbare Intensität von Röntgenübergängen auch direkt durch den Bevölkerungsmechanismus selbst beeinflußt werden. Im folgenden sei dies am Beispiel des $2p_{3/2}$-Niveaus mit den magnetischen Unterzuständen $|\mu_i| = 1/2$ und $|\mu_i| = 3/2$ erläutert. Die Abweichung von einer isotropen Emissionscharakteristik wird Alignment genannt. Das Alignment $\mathcal{A}_2$ des Zustands $2p_{3/2}$ wird wie folgt definiert [Ber77]:

$$\mathcal{A}_2 = \frac{\sigma(\frac{3}{2}, \pm\frac{3}{2}) - \sigma(\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2})}{\sigma(\frac{3}{2}, \pm\frac{3}{2}) + \sigma(\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2})} = \frac{1}{\alpha_{20}}\beta_{20}, \tag{6.10}$$

mit $\sigma(3/2, \mu_n)$ dem Wirkungsquerschnitt für die Bevölkerung des magnetischen Unterzustands μ_n und dem Alignmentparameter β_{20}. Für den Spezialfall des Lyman-α_1 Übergangs ($2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$) ist $\alpha_{20} = \frac{1}{2}$ [Ber77]. Allgemein läßt sich für Dipolübergänge ein Zusammenhang zwischen Emissionscharakteristik $W(\Theta')$ und dem Alignmentparameter β_{20} herstellen [Ber77, Eic94]:

$$W(\theta') = A_0 + A_2 P_2(\cos\theta') \propto 1 + \beta_{20}\left(1 - \frac{3}{2}\sin^2\theta'\right). \tag{6.11}$$

Hierbei ist $P_2(\cos\theta)$ das Legendre-Polynom zweiter Ordnung. Um nun die Charakteristik der Röntgenemission im Laborsystem zu erhalten, muß man noch die relativistische Transformation der Beobachtungsgrößen ins Laborsystem berücksichtigen:

(a) Transformation der Photonenfrequenz bzw. der Photonenenergie:

$$\omega' = \omega \cdot \gamma \cdot (1 - \beta \cos\theta) \tag{6.12}$$

(b) Transformation des Winkels:

$$\cos\theta' = \frac{\cos\theta - \beta}{1 - \beta\cos\theta} \tag{6.13}$$

(c) Transformation des Raumwinkels:

$$\frac{d\Omega'}{d\Omega} = \gamma^2 \cdot (1 - \beta\cos\theta)^2. \tag{6.14}$$

Die Beobachtungsgrößen im Emittersystem sind mit einem Apostroph gekennzeichnet.

Mit Hilfe dieser Formeln läßt sich jetzt der Lyα_1-Wirkungsquerschnitt im Laborsystem angeben zu:

$$\frac{d\sigma_{Ly\alpha_1}(\theta)}{d\Omega} \propto \frac{1}{\gamma^2(1-\beta\cos\theta)}\left[1 + \beta_{20}\left(1 - \frac{3}{2}\frac{\sin^2\theta}{\gamma^2(1-\beta\cos\theta)^2}\right)\right] \tag{6.15}$$

Trägt bei einem Röntgenübergang ein Zustand mit dem Betrag nach nur einer magnetischen Quantenzahl bei, so muß die emittierte Strahlung im Emittersystem isotrop sein.

In Abbildung 6.4 ist der theoretische Alignmentparameter β_{20}, der durch den REC verursacht wird, des $2p_{3/2}$-Zustands in Abhängigkeit der Stoßgeschwindigkeit aufgetragen. Das Minimum des Alignments verschiebt sich bei höheren Kernladungszahlen Z zu größeren Energien. Die Stärke des Alignments jedoch nimmt für schwere Kerne bei niedrigen Energien zu, während es sich im Hochenergiebereich genau umkehrt. Hier ist das Alignment für kleine Kernladungszahlen Z höher, als bei schweren Kernen. Zum Vergleich des theoretischen Alignmentparameters mit experimentell gemessenen Werten muß dieser allerdings noch korrigiert werden, denn beim REC kommt es nicht nur zum Einfang in die K-Schale, sondern auch in höhere Schalen. Hierbei wird das Elektron besonders in Zustände mit $j = 1/2$ eingefangen. Diese angeregten Zustände zerfallen dann auch über Kaskaden oder direkt in den $2p_{3/2}$-Zustand. Dies hat zur Folge, daß es zu einer Abschwächung des Alignments kommt. Weitere Erläuterungen hierzu sind in Kapitel 9.2 zu finden.

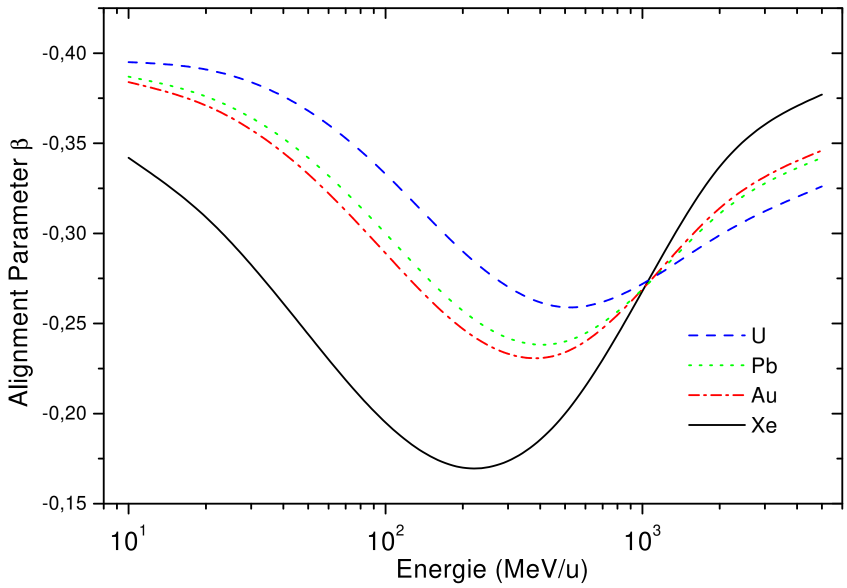

Abbildung 6.4. Anisotropieparameter β_{20} als Funktion der Projektilenergie für die Winkelkorrelation zwischen der Strahlrichtung und dem Photon, welches nach dem REC in nacktes Xenon, Gold, Blei und Uran beim $2p_{3/2} \to 1s_{1/2}$-Zerfall emittiert wird [Eic98].

Kapitel 7

Lebensdauer der gespeicherten Ionen im ESR

Mitentscheidend für die Durchführbarkeit von Experimenten ist die Lebensdauer der gespeicherten Ionen im ESR. Sie ist bestimmt durch die Querschnitte der Umladungsreaktionen. Die Lebensdauer τ ist mit dem Ladungsaustauschquerschnitt σ über folgende Formel verknüpft:

$$\lambda = 1/\tau \propto \rho \cdot \sigma \cdot f, \tag{7.1}$$

mit λ der Ladungsaustauschrate, ρ der effektiven Targetdicke und f der Umlauffrequenz der gespeicherten Ionen.

Vergleicht man die beiden Skalierungsgesetze der beiden wichtigsten Umladungsreaktionen REC und NRC (siehe Kap. 5.2.1 und 5.2.2), so sieht man, daß der NRC für schwere Targets und niedrige Geschwindigkeiten die dominante Rolle spielt (vergleiche Abbildung 7.1, linkes Bild). Dies wirkt sich direkt auf die Lebensdauern der gespeicherten Ionen aus.

Um also mit abgebremsten Ionen Experimente machen zu können, benötigt man leichte Targetgase. Als besonders geeignet hat sich hierfür Wasserstoff herausgestellt. Erste Experimente mit einem Wasserstofftarget werden in Kapitel 9 ausführlich dargestellt. In Abbildung 7.1 (rechts) ist die Strahllebensdauer als Funktion der Energie angegeben. Man sieht, daß bei abgebremsten Ionen die Lebensdauer rapide abnimmt und für schwere Gase in den Bereich von wenigen Sekunden gelangt.

Geht man nun von Stickstoff zu Wasserstoff als Target, so verlängern sich bei niedrigen Geschwindigkeiten die Lebensdauern um etwa eine Größenordnung. Dies ist in Abbildung 7.2 gezeigt. Im linken Teil der Abbildung ist der Elektroneneinfangsquerschnitt für den Stoß von U^{92+} auf Wasserstoff (gestrichelte Linie) bzw. Stickstoff (durchgezogene Linie) gezeigt. Aus diesen Kurven ergeben sich die im rechten Teil der Abbildung dargestellten Lebensdauern. Daß bei den Strahlenergien oberhalb von 100 MeV/u die Lebensdauer für das Wasserstoff- und das Stickstofftarget etwa gleich sind, liegt daran, daß in diesem Bereich

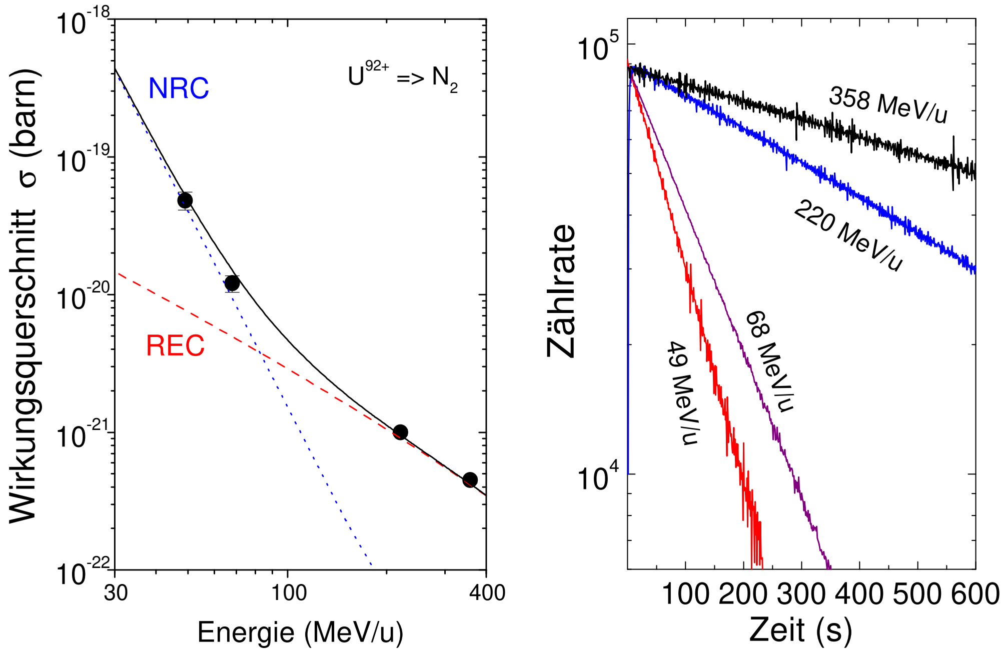

Abbildung 7.1. Links: Die zwei wichtigsten Wirkungsquerschnitte für den Elektroneneinfang im Stoß von nacktem Uran auf Stickstoff ($U^{92+} \rightarrow N_2$) für verschiedene Stoßgeschwindigkeiten. Die durchgezogene Linie ist die Summe von REC (gestrichelte Linie) und von NRC (gepunktete Linie). Rechts: Lebensdauern eines U^{92+}-Ionenstrahls beim Stoß mit Stickstoff für verschiedene Geschwindigkeiten. (aus: [Stö98b])

der Elektroneneinfang aus dem Target die entscheidende Rolle spielt. Trotz der unterschiedlichen Targetdichten erhält man in diesem Beispiel etwa die gleiche Anzahl an Elektronen im Target. Bei dem Wasserstofftarget mit einer Dichte von $3 \cdot 10^{12} H_2/cm^2$ beträgt die Elektronendichte $6 \cdot 10^{12}$ e/cm^2 und für Stickstoff mit einer Dichte von $5 \cdot 10^{11} N_2/cm^2$ ergibt sich $7 \cdot 10^{12}$ e/cm^2.

Für die gespeicherten Ionen im ESR gibt es drei verschiedene Möglichkeiten zur Umladung. Zuerst ist dort einmal das Vakuum im ESR. Durch Stöße mit dem Restgas kommt es zur Umladung der Ionen. Des weiteren braucht man den Elektronenkühler (siehe Kapitel 2), um die benötigte Strahlqualität zu erreichen. Als dritten Faktor kommt dann noch der Gasjet hinzu, da man schließlich die Röntgenstrahlung, die in den Reaktionen mit den Target entsteht, spektroskopieren will. Eine ausführliche Diskussion der wichtigsten Umladungsprozesse wurde in Kapitel 5.2 dargestellt. Die einzelnen Beiträge sollen jetzt näher erläutert werden.

- Lebensdauer im Elektronenkühler
  Zwischen der Lebensdauern und dem Kühlerstrom besteht ein umgekehrt proportionaler Zusammenhang: $\tau \propto 1/I_{cooler}$. Verringert man den Kühlerstrom um einen Faktor 10, dann erhöht sich die Lebensdauer ebenfalls um

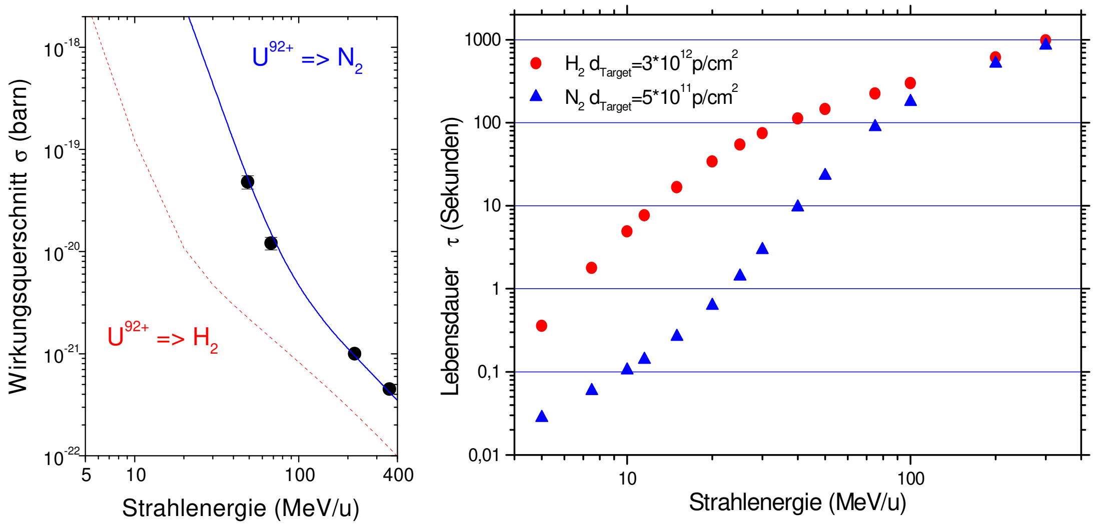

Abbildung 7.2. Vergleich der Elektroneneinfangsquerschnitte für U^{92+} auf Wasserstoff (gestrichelte Linie) bzw. Stickstoff (durchgezogene Linie). Auf der rechten Seite der Bildes sind die dazugehörigen Lebensdauern dargestellt. Der Knick im Verlauf der Querschnitte, stellt den Punkt dar, wo der NRC einen entscheidenden Beitrag zum gesamten Querschnitt liefert (vergl. Abb. 7.1). Die Datenpunkte wurden von Stöhlker et al. [Stö98b] gemessen.

den Faktor 10.

- Lebensdauer im Restgas
  Das Vakuum im ESR beträgt auf der Targetstrecke $\approx 2\,\text{bis}\,3 \cdot 10^{-10}$mbar. In den Bögen und im Elektronenkühler ist es mit $\approx 7 \cdot 10^{-11}$mbar etwas besser. Die Umladerate im Restgas hängt aber nicht nur vom absoluten Wert des Vakuums ab, sondern auch entscheidend von der Zusammensetzung des Restgases. Wie in Kapitel 5.2 gezeigt, skalieren die wichtigsten Umladungsquerschnitte mit Z_T^5 bzw. Z_T. Damit wirkt sich ein höherer Anteil an schweren Gasen, z.B. Argon viel stärker auf die Lebensdauern aus, als ein größerer Anteil Wasserstoff.

- Lebensdauer im Gasjet
  Die Umladungsrate im Gasjet ist ebenfalls durch die Querschnitte für REC und NRC gekennzeichnet und somit von der Gasart und der Targetdicke abhängig.

Die Lebensdauer der Ionen im Ring wird nun von allen drei Faktoren bestimmt. Bei den folgenden theoretischen Abschätzungen wird immer von nacktem Uran (U^{92+}) als Projektil ausgegangen. Betrachtet man nur die Umladung im Restgas und im Elektronenkühler, dann zeigt sich, daß bei einem Vakuum von 10^{-10}mbar

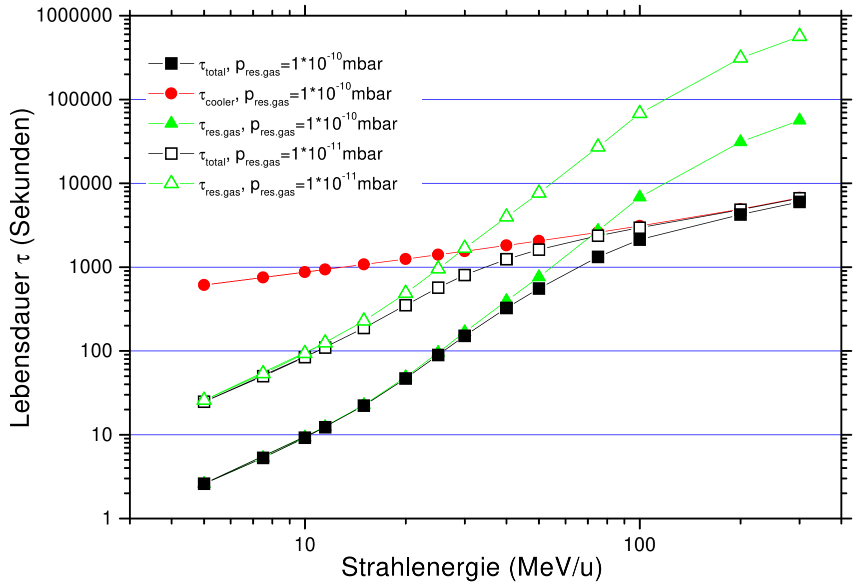

Abbildung 7.3. Theoretische Lebensdauer von U^{92+}-Ionen in Abhängigkeit der Strahlgeschwindigkeit für zwei verschiedene Restgasdrücke. Die offenen Symbole spiegeln einen Restgasdruck vom $p_{Restgas} = 1 \cdot 10^{-11}$mbar und die geschlossenen Symbole einen von $p_{Restgas} = 1 \cdot 10^{-10}$mbar wieder. Die Lebensdauer, die durch den Kühlerstrom von 20 mA gegeben ist, ist durch die Kreise (●) dargestellt. Die Dreiecke (△) sind die Lebensdauern, die durch das Restgas verursacht werden und die Quadrate (□) stellen die totale Lebensdauer dar.

und einer Strahlgeschwindigkeiten kleiner als 50 MeV/u, die Lebensdauer fast ausschließlich durch das Restgas bestimmt wird. Der Elektronenkühler trägt hier nicht mehr maßgeblich dazu bei. Bei einem Vakuum von 10^{-11}mbar wäre diese Grenze erst bei Geschwindigkeiten von etwa 15 MeV/u erreicht. Bei Strahlgeschwindigkeiten um die 10 MeV/u beträgt die Lebensdauer der Ionen im Ring noch etwa 10 Sekunden (bei $p_{Restgas} = 1 \cdot 10^{-10}$mbar) und etwa 80 Sekunden für $p_{Restgas} = 1 \cdot 10^{-11}$mbar, und dies ohne Gasjet. Anhand dieser Werte sieht man schon, daß man bei Experimenten mit niedrigen Geschwindigkeiten mit extrem kurzen Lebensdauern zu rechnen hat. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 7.3 die Lebensdauer eines U^{92+}-Strahls in Abhängigkeit der Strahlgeschwindigkeit gezeigt. Mit den offenen bzw. den geschlossenen Symbolen sind zwei verschiedene Restgasdrücke gezeigt ($1 \cdot 10^{-11}$ und $1 \cdot 10^{-10}$mbar). Die Quadrate stehen für die totale Lebensdauer, während die Dreiecke die Umladung durch das Restgas darstellen. Die Kreise spiegeln die Lebensdauer, die durch den Elektronenkühlerstrom von 20 mA gegeben ist, wieder.

Eine Abschätzung inwieweit der Gasjet nun noch die Lebensdauer beeinflußt, ist in Abbildung 7.4 gezeigt. Hier wurde die totale Lebensdauer für verschiedene Jetdichten für das Wasserstofftarget in Abhängigkeit der Strahlgeschwindigkeit

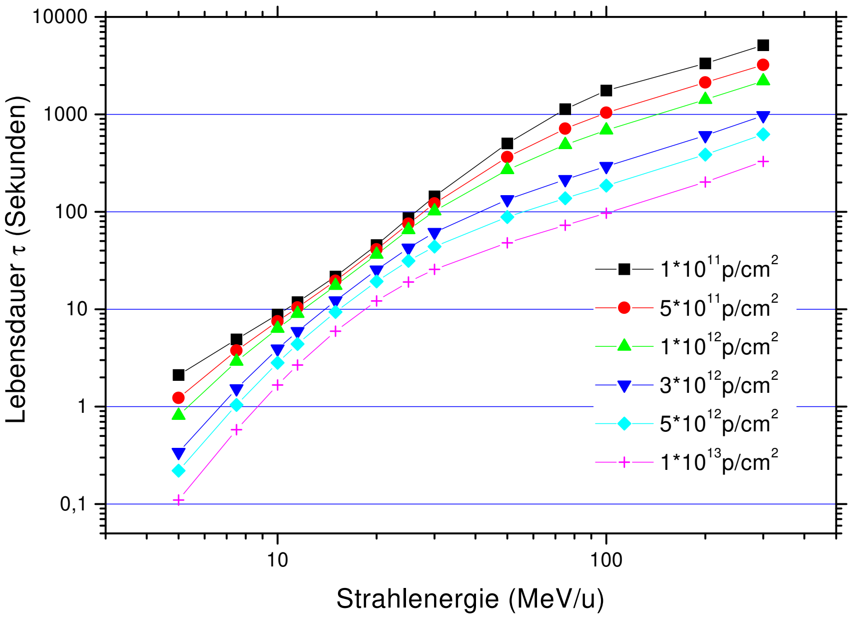

Abbildung 7.4. Theoretische Lebensdauer in Abhängigkeit der Strahlgeschwindigkeit für verschiedene Jetdichten des Wasserstofftargets im Bereich von $1 \cdot 10^{11} p/cm^2$ bis $1 \cdot 10^{13} p/cm^2$. Der Kühlerstrom betrug bei dieser Rechnung 20 mA und der Restgasdruck $1 \cdot 10^{-10}$mbar.

dargestellt. Der Kühlerstrom wurde mit 20 mA und das Restgas mit $p_{Restgas} = 1 \cdot 10^{-10}$mbar als konstant angenommen. Es zeigt sich, daß bei diesen Parametern die Lebensdauer der gespeicherten Ionen bei einer Energie von 10 MeV/u schon unterhalb von 10 Sekunden bewegt.

Die technischen Voraussetzungen des ESR sind so, daß durch Abbremsen in den nächsten Jahren eine Geschwindigkeit von 3 bis 5 MeV/u erreicht werden sollen. Hierzu sind allerdings noch eine Reihe von Machinentests notwendig. Im Rahmen eines Experiments konnte Pb^{82+} bis auf 25 MeV/u abgebremst werden (vergleiche Kapitel 9). Bei Maschinentests konnten für Krypton aber auch schon Geschwindigkeiten von 11,5 MeV/u erreicht werden [Ste99], was der maximalen Energie am Ende des UNILACs entspricht.

Kapitel 8

Röntgenemission relativistischer Schwerionen am ESR Jettarget: Erste Untersuchungen zur Projektilanregung

Die Bildung von angeregten Zuständen durch Coulomb-Anregung in wasserstoffähnlichen, schweren Ionen kann mit Hilfe des strahlenden Zerfalls dieser Zustände in den Grundzustand untersucht werden. Stöhlker et al. [Stö98, Stö98a] konnten dies in einem ersten Experiment mit Wismuth zeigen. Zur Interpretation der Daten wurde ein vollständig relativistischer Formalismus verwendet, der die Übergangsamplituden unter Berücksichtigung des vollständigen Liénard-Wiechert Potentials berechnet. Eine ausführliche Beschreibung ist in Kapitel 5.1 dargestellt. Die experimentellen Ergebnisse bestätigen die vollständigen Rechnungen. Allerdings wurde bei diesem Experiment ein Kohlenstoff-Festkörpertarget verwendet und die Genauigkeit der Daten war durch die Zählratenstatistik begrenzt. Auf die Probleme, die bei der Benutzung von Festkörpertargets auftreten, wurde bereits in Kapitel 2.2 hingewiesen.

8.1 Das Experiment

Wir haben nun die Untersuchungen auf die K-Schalen Anregungsquerschnitte für das Stoßsystem Au^{78+} auf Argon ausgedehnt. Dabei wurden Au^{78+}-Ionen mit einer kinetischen Energie von 256 MeV/u aus dem SIS extrahiert und in den ESR injiziert. Die Wechselwirkungszone zwischen dem Ionenstrahl und dem Argon Gasjet wurde durch verschiedene Germaniumdetektoren unter den Winkeln von 35°, 90° und 150° beobachtet. Die verwendete Targetdichte betrug etwa $4 \cdot 10^{12}$ Ar/cm². Die Projektilröntgenstrahlung wurde sowohl in Koinzidenz mit den umgeladenen Projektilionen, als auch als "Singlespektrum", d.h. ohne zusätz-

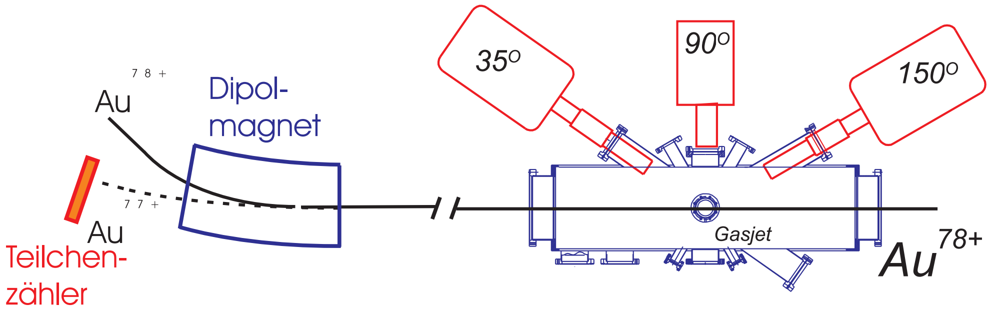

Abbildung 8.1. Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für die Koinzidenzmessung mit dem Teilchenzähler. Die Röntgenphotonen wurden mit Hilfe von planaren Ge(i)-Detektoren nachgewiesen. Bei dem Detektor unter 90° handelt es sich um einen siebenfach segmentierten Detektor. Er war während des Experiments mit einem Absorber ausgerüstet, um für Kantenspektroskopie benutzt zu werden [Krä98]. Deshalb konnte er nicht für die Auswertung herangezogen werden.

liche Koinzidenzbedingungen, gemessen. Zum Teilchennachweis war hinter dem nächsten Dipolmagneten ein Szintillator mit einer Effizienz von nahezu 100% eingebaut. Der schematische Experimentaufbau ist in Abb. 8.1 dargestellt. Für den Röntgennachweis wurden planare Ge(i)-Detektoren verwendet, die eine Dicke von 15 mm aufweisen. Ihre absoluten Effizienzen wurden mit Hilfe von Kalibrierquellen bestimmt, die eine Reihe von verschiedenen Nukliden beinhalten. Hierdurch stehen γ-Linien zwischen 88 keV und 898 keV zur Effizienzkalibrierung zur Verfügung. Die Form der Effizienzkurve läßt sich mit Hilfe folgender Formel sehr gut beschreiben [Owe89]:

$$\epsilon = A_1 \cdot \left\{ \frac{\tau + A_2 \cdot \sigma \cdot e^{(-A_3 \cdot E)}}{\mu} \cdot \left[1 - e^{-A_4 \cdot \mu}\right] \right\}. \tag{8.1}$$

Hierbei ist $\mu = \tau + \sigma_I + \sigma_C$ der totale Abschwächungsquerschnitt. Er setzt sich zusammen aus dem Photoabsorptionsquerschnitt τ, dem inkohärenten σ_I und dem kohärenten Streuquerschnitt σ_C mit $\sigma = \sigma_I + \sigma_C$. A_1 - A_4 stellen Fitparameter dar. In Abbildung 8.2 ist eine solche Effizienzkalibrierung gezeigt. Die Werte für τ, σ_I, σ_C und μ können z.B. aus Ref. [Vei74] entnommen werden. Es zeigt sich, daß die theoretische Funktion sehr gut mit den gemessenen Datenpunkten übereinstimmt. Die Auflösung der einzelnen Detektoren betrug etwa 600 eV bei einer Energie von 120 keV.

In Abbildung 8.3 sind die Röntgenspektren der Detektoren unter 35° und 150° gezeigt. Die Lyman-Serie und die Kx-Grundzustandsübergänge im H- bzw. He-ähnlichen Gold (vergleiche Abb. 8.3, oben) werden einmal durch K-Schalen Anregung oder durch Elektroneneinfang in angeregte Zustände verursacht. Letzteres

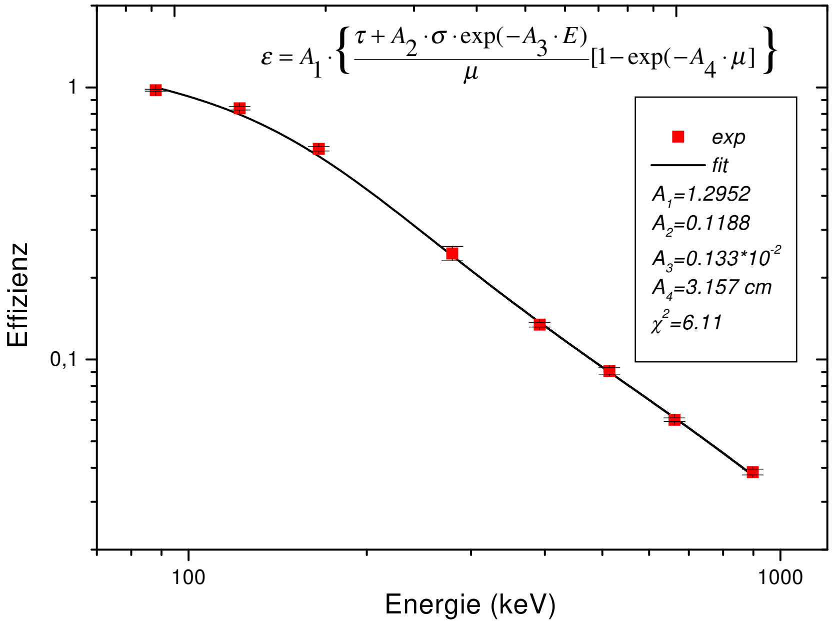

Abbildung 8.2. Kalibrierungskurve eines Ge(i)-Detektors zur Bestimmung der Effizienz. An die gemessenen Daten wurde Formel 8.1 angepaßt. Hierbei wurden die Photoionisationsquerschnitte für Germanium aus Ref. [Vei74] entnommen. Für niedrigere Energien von 20 bis 80 keV kann von einer Effizienz von nahezu 100% ausgegangen werden. Die für die Kalibrierung benutzte Quelle weist γ-Linien der Elemente ^{109}Cd (88 keV), ^{57}Co (122 keV), ^{139}C (166 keV), ^{203}Hg (279 keV), ^{113}Sn (392 keV), ^{85}Sr (514 keV), ^{137}Cs (662 keV) und ^{88}Y (898 keV) auf.

kann experimentell durch die Messung der Röntgenstrahlung in Koinzidenz zu den umgeladenen Au^{77+}-Ionen unterschieden werden (Abb. 8.3, Mitte). Da die Aussendung von Lyman-Strahlung nicht mit einer Projektilumladung verbunden ist, können die Röntgenspektren von H-ähnlichem Gold, verursacht durch Anregung, durch Subtraktion des Koinzidenzspektrums vom Singlespektrum gewonnen werden (vergleiche Abb. 8.3, unten). Hierbei sei darauf hingewiesen, daß die sehr guten Strahlbedingungen und die hohe Detektoreffizienzen es uns erlaubten nahezu untergrundfreie Röntgenspektren von H-ähnlichem Gold zu messen, in denen sogar Übergänge von hohen n-Zuständen identifiziert werden konnten.

8.2 Auswertung

Mit Hilfe einer vollständig relativistischen Theorie [Fri98] lassen sich absolute und winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte für die Anregung berechnen. Hierfür wurden die in Tabelle 8.1 angegebenen Übergangsraten verwendet, die mit Hilfe von Formel 8.2 berechnet wurden. In der relativistischen Quantenmechanik ist

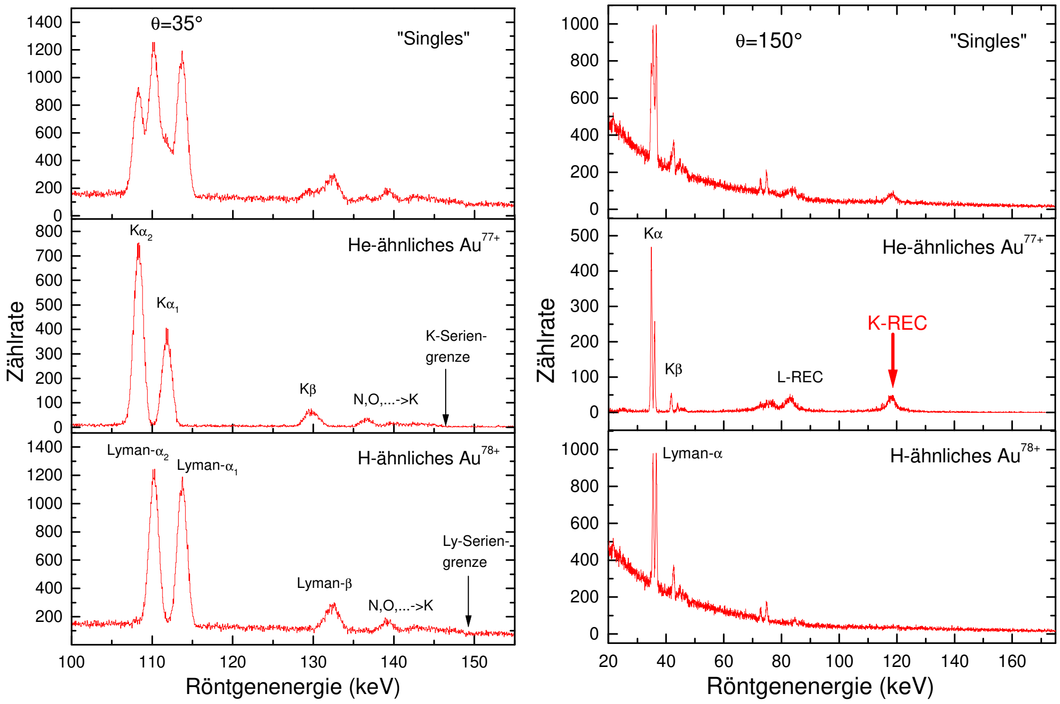

Abbildung 8.3. Projektilröntgenspektren aufgenommen mit den Ge-Detektoren unter den Beobachtungswinkeln von 35° und 150°. Oben: Singlespektrum ohne Koinzidenzbedingung. Mitte: Spektrum in Koinzidenz mit den umgeladenen Projektilionen. Unten: Spektrum nach Subtraktion des Koinzidenzspektrums. Hier sind nur noch Röntgenübergänge, die durch die Projektilanregung verursacht werden, zu sehen.

die Übergangswahrscheinlichkeit eines Elektrons vom Anfangszustand $|a>$ in den Endzustand $|b>$ unter Aussendung eines Photons gegeben durch [Gei98]:

$$dA = \frac{e^2\omega}{2\pi\hbar c} | < b|\alpha\epsilon^\star e^{-i\mathbf{kr}}|a> |^2 d\Omega, \tag{8.2}$$

mit dem Impuls k und der Frequenz $\omega = (E_a - E_b)/\hbar$ des Photons. Außerdem ist $d\Omega$ der Raumwinkel und $\epsilon^\star$ der Polarisationsvektor. Bei der Berechnung wurden Anfangszustände bis $n = 10$ berücksichtigt.

In Abb. 8.4 sind die totalen Anregungsquerschnitte für die einzelnen Unterzustände in Abhängigkeit der Hauptquantenzahl n gezeigt. Bei der Berechnung dieser wurde der magnetische und der elektrische Anteil des Liénard-Wiechert Potentials kohärent addiert. Die expliziten Werte sind auch noch einmal in Tabelle 8.2 gezeigt.

Da in der Theorie aber die Wirkungsquerschnitte σ_P nur für Stöße mit Protonen als Target gerechnet werden, wird zur Anpassung an das Experiment der Querschnitt mit Z_T^2 multipliziert. Dies ist jedoch nicht exakt, weil unser Target

Tabelle 8.1. Raten und Zerfallsmoden der wichtigsten Übergänge für die Anregung von Au^{78+}. Hier in der Tabelle sind nur Übergänge bis $n = 7$ angegeben. Für $n > 3$ sind als Übergangsenergien nur noch die Dirac-Werte angegeben, da die QED-Korrekturen vernachlässigt werden können. Bei der Simulation der Spektren wurden aber Anfangszustände bis $n = 10$ berücksichtigt.

Anfangs-zustand	End-zustand		Γ $(1/s)$	ΔE (eV)
$2s_{1/2}$	$1s_{1/2}$	M1	$3,55 \cdot 10^{13}$	69364,7
$2p_{1/2}$	$1s_{1/2}$	E1	$2,54 \cdot 10^{16}$	69332,1
$2p_{3/2}$	$1s_{1/2}$	E1	$2,24 \cdot 10^{16}$	71570,1
$3s_{1/2}$	$1s_{1/2}$	M1	$1,51 \cdot 10^{13}$	83039,8
$3p_{1/2}$	$1s_{1/2}$	E1	$6,02 \cdot 10^{15}$	83049,5
$3p_{3/2}$	$1s_{1/2}$	E1	$6,28 \cdot 10^{15}$	83715,1
$4s_{1/2}$	$1s_{1/2}$	M1	$6,99 \cdot 10^{12}$	87693,1
$4p_{1/2}$	$1s_{1/2}$	E1	$2,33 \cdot 10^{15}$	87693,1
$4p_{3/2}$	$1s_{1/2}$	E1	$2,58 \cdot 10^{15}$	87971,9
$5s_{1/2}$	$1s_{1/2}$	M1	$3,698 \cdot 10^{12}$	89801,9
$5p_{1/2}$	$1s_{1/2}$	E1	$1,137 \cdot 10^{15}$	89801,9
$5p_{3/2}$	$1s_{1/2}$	E1	$1,304 \cdot 10^{15}$	89937,9
$6s_{1/2}$	$1s_{1/2}$	M1	$2,169 \cdot 10^{12}$	90930,7
$6p_{1/2}$	$1s_{1/2}$	E1	$6,394 \cdot 10^{14}$	90930,7
$6p_{3/2}$	$1s_{1/2}$	E1	$7,471 \cdot 10^{14}$	91012,0
$7s_{1/2}$	$1s_{1/2}$	M1	$1,374 \cdot 10^{12}$	91605,0
$7p_{1/2}$	$1s_{1/2}$	E1	$3,950 \cdot 10^{14}$	91605,0
$7p_{3/2}$	$1s_{1/2}$	E1	$4,673 \cdot 10^{14}$	91655,0

nicht nur aus Protonen, sondern auch noch aus Elektronen besteht, die ebenfalls zum Anregungsquerschnitt beitragen. Deshalb wird folgende Näherung angenommen:

$$\sigma = (Z_T^2 + Z_T) \cdot \sigma_P. \tag{8.3}$$

Um allerdings die exakten Querschnitte zu erhalten, müßte eigentlich $\sigma = Z_T^2 \cdot \sigma_P + Z_T \cdot \sigma_e$ berechnet werden. Doch ist im Hochenergiebereich der Querschnitt σ_e für Elektronenstoßionisation nahezu gleich dem Querschnitt für Protonenstoß.

Allerdings gibt es noch ein Problem beim Vergleich der theoretischen mit den experimentell ermittelten Querschnitten. Im Experiment beobachten wir den Zerfall eines angeregten Zustands in den Grundzustand. A Priori läßt sich aber nichts über den Besetzungsmechanismus aussagen. Neben der direkten Anregung der L-Schalen Zustände kommt es noch zu einer Bevölkerung dieser Zustände durch Zerfälle von höher gelegenen Niveaus (mit $n > 2$). Deshalb müssen bei der

Tabelle 8.2. Theoretische totale Wirkungsquerschnitte (in barn) für die Anregung eines 1s-Elektrons in Stößen zwischen Au^{78+}-Ionen und Protonen bei 258 MeV/u für die einzelnen Unterzustände [Fri98].

End-zustand	**Theorie(barn)**	
	elektrisch	vollständig
$2s_{1/2}$	0,870	0,652
$2p_{1/2}$	1,651	1,145
$2p_{3/2}$	2,970	1,903
$3s_{1/2}$	0,163	0,121
$3p_{1/2}$	0,268	0,186
$3p_{3/2}$	0,586	0,373
$4s_{1/2}$	0,059	0,044
$4p_{1/2}$	0,092	0,064
$4p_{3/2}$	0,216	0,137

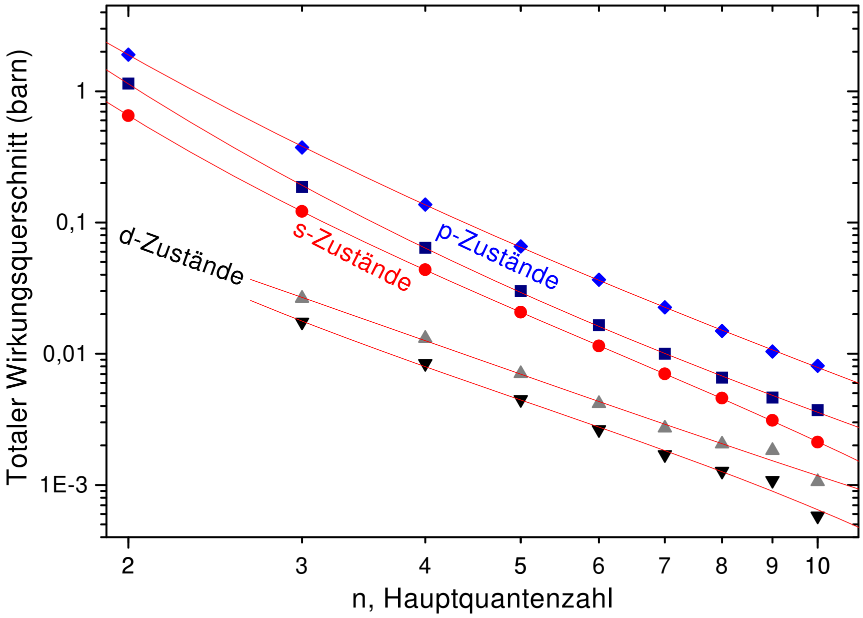

Abbildung 8.4. Totale Wirkungsquerschnitte unter Berücksichtigung des vollständigen Liénard-Wiechert Potentials für die Anregung eines 1s-Elektrons in die verschiedenen j-Unterzustände der höheren Schalen in Abhängigkeit der Hauptquantenzahl n. Die Kreise ● stellen die Anregung in die s-Zustände dar, während die Quadrate ■ die Anregung in die $p_{1/2}$- und die Rauten ⧫ $p_{3/2}$-Zustände reflektieren. Die Dreiecke stehen für die Anregung in die d-Zustände (▼ = $d_{3/2}$ und ▲ = $d_{5/2}$) [Fri98].

Tabelle 8.3. Theoretische Zerfallsquerschnitte (in barn) für den Zerfall eines n-Zustands in den Grundzustand im Vergleich mit und ohne Kaskadenbeiträge für Au^{78+}-Ionen. Die Kaskadenbeiträge werden durch die Anregung in alle Niveaus mit $n > 2$ verursacht.

End-zustand	**Theorie(barn/ster)**			
	ohne Kaskade		**mit Kaskaden**	
	elektrisch	vollständig	elektrisch	vollständig
$2s_{1/2}$	0,870	0,652	1,041	0,763
$2p_{1/2}$	1,651	1,145	1,748	1,215
$2p_{3/2}$	2,970	1,903	3,242	2,096

Berechnung der Querschnitte mit Hilfe der Zerfallsraten noch die Zerfallskaskaden mit berücksichtigt werden. Dadurch wird der Zustand stärker bevölkert, als durch reine Anregung. In Tabelle 8.3 sind deshalb auch die Wirkungsquerschnitte mit und ohne Kaskadenbeiträge aufgelistet.

Anhand dieser so berechneten Röntgenproduktionsquerschnitte lassen sich die zu erwartenden Röntgenspektren simulieren. Ein solches Spektrum ist in Abb. 8.5 zu sehen. In den verschiedenen Schattierungen sind die einzelnen Multipolbeiträge zu den Übergängen dargestellt. In Abb. 8.6 ist ein Vergleich der experimentellen Daten mit den beiden Theorien gezeigt. Im linken Bild werden die Daten der vollständischen Rechnung, die den magnetischen Anteil des Liénard-Wiechert Potentials kohärent addiert, mit dem Experiment verglichen. Im rechten Bild ist die Theorie, die nur den elektrischen Anteil mitnimmt, dargestellt. In beiden Fällen wurde die Lyman-α_2 Linie auf die theoretische Linienstärke normiert. Die Abbildung zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der experimentellen Daten mit der vollständigen Rechnung, jedoch handelt es sich hier um einen Vergleich zwischen den relativen Röntgenproduktionsquerschnitten.

Um noch einen besseren Vergleich der experimentell gewonnenen Daten mit den theoretischen Vorhersagen zu gewinnen, betrachten wir das Verhältnis R zwischen dem Zerfall der $j = 1/2$-Zustände der einzelnen Schalen in den Grundzustand und des Lyman-α_2 Übergangs ($R = n/Ly\alpha_2$ mit n der Hauptquantenzahl). Hierzu wurde ein Fit der verschiedenen Lyman-Linien durchgeführt (vgl. Abbildung 8.7). Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung des Fits mit den experimentellen Werten. Die Abweichung am Ende des Spektrums kommt daher, daß nur Zustände mit einer Hauptquantenzahl bis $n = 7$ berücksichtigt wurden. Dies verdeutlicht aber schon, die sehr gute experimentelle Auflösung, die mit unserer Methode erzielt werden kann. Mit Hilfe der aus dem Fit gewonnenen Ergebnisse wurde das Verhältnis R für die einzelnen Schalen errechnet und mit den theoretischen Vorhersagen verglichen. Hierbei wurde einmal nur der elektrische und zum anderen die kohärente Summe des elektrischen und magnetischen Anteils des Liénard-Wiechert Potentials berücksichtigt. Der Vergleich ist in Abbildung 8.8

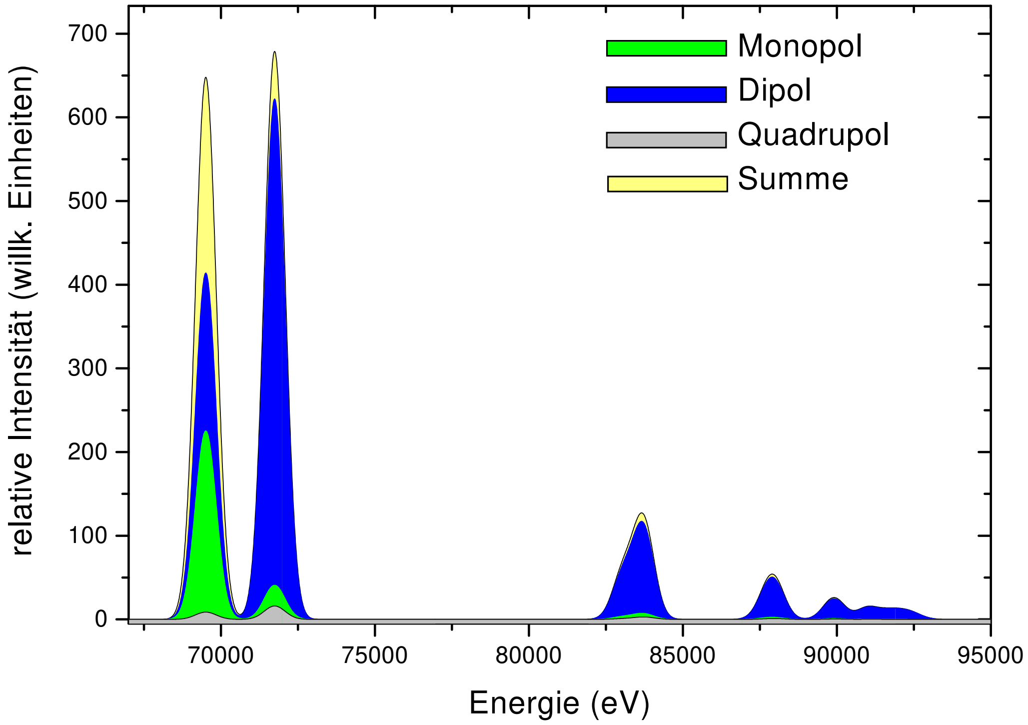

Abbildung 8.5. Simulation eines Röntgenspektrums beim Stoß von 256 MeV/u $Au^{78+} \rightarrow N_2$ unter Verwendung der vollständig relativistischen Rechnung [Fri98].

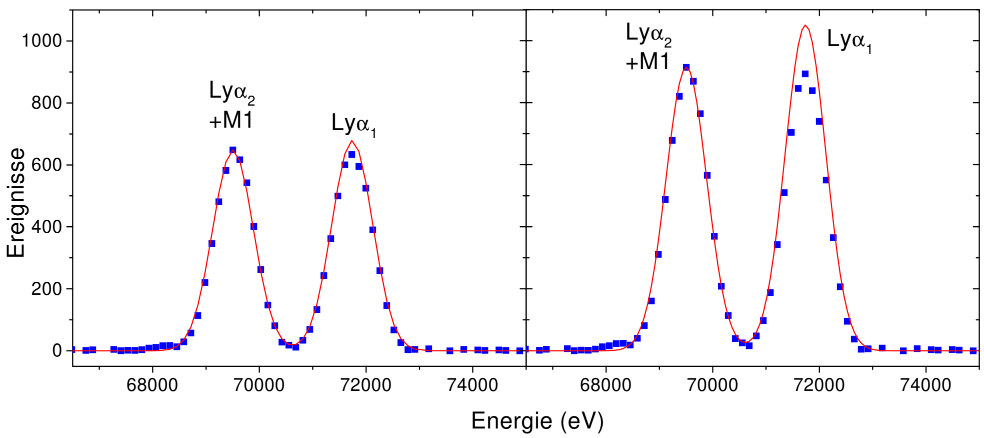

Abbildung 8.6. Vergleich der experimentellen (Quadrate) mit den theoretischen (durchgezogene Linie) Daten. Im linken Bild ist die vollständige Theorie und im rechten Bild die Vorhersage dargestellt, bei der nur der elektrische Anteil berücksichtigt wurde [Fri98].

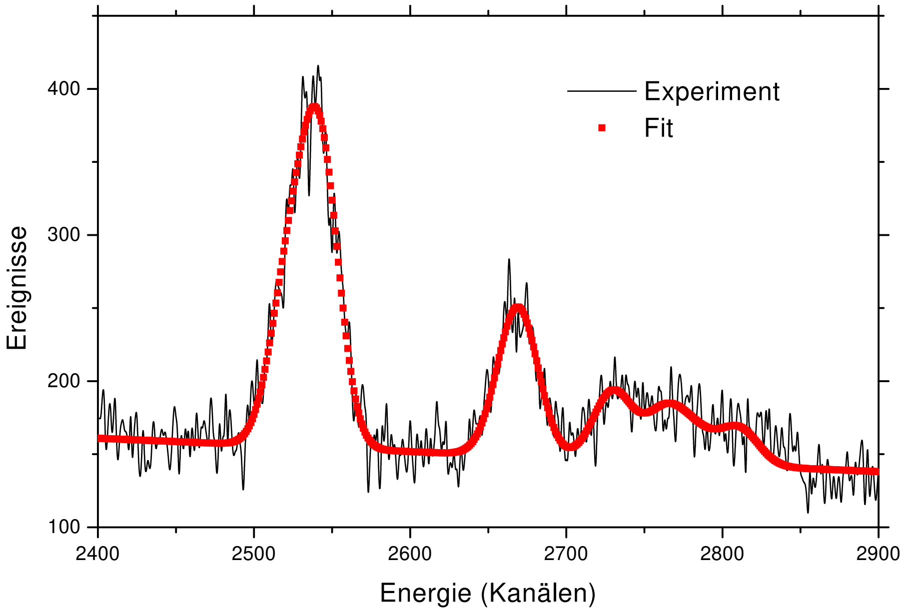

Abbildung 8.7. Fit der Lyman-Übergänge bis zur Hauptquantenzahl n=7.

gezeigt. Außerdem wird auch noch die Abweichung (in %) zwischen Theorie und Experiment dargestellt. Es zeigt sich, daß die zusätzliche Berücksichtigung des magnetischen Anteils eine viel bessere Übereinstimmung mit dem Experiment liefert, als der elektrische und dies nicht nur für niedrige n-Zustände, sondern sogar für Hauptquantenzahlen bis zu $n = 7$. Die Abweichung, die entsteht, wenn man das Liénard-Wiechert Potential korrekt behandelt, liegt bei knapp 2σ, bei einem generellen Fehler von 5%. Berücksichtigt man nur den elektrischen Anteil, beträgt die Abweichung schon 4σ.

8.3 Differentielle Anregungswirkungsquerschnitte

Um aus diesem Ergebnis differentielle Anregungsquerschnitte bestimmen zu können, wurden die Daten auf die simultan gemessene K-REC Ausbeute normiert [Stö98b]. Hierbei wird davon ausgegangen, daß die K-REC Wirkungsquerschnitte von theoretischer Seite sehr gut bekannt sind. Es konnte in einigen Experimenten gezeigt werden, daß die relativistische Theorie [Eic95a, Ich94, Ich96] in exzellenter Übereinstimmung mit diesen ist [Stö95, Stö94], zumindest was den hier relevanten Winkelbereich von $35° \leq \theta \leq 150°$ betrifft. So konnten Stöhlker et al. [Stö98b] diese Methode erfolgreich anwenden, um totale Elektroneneinfangsquerschitte zu erhalten. Bei der Normierung werden die Elektroneneinfangsquerschnitte auf die K-REC Zählrate, die mit einem Röntgendetektor gemessen wurde, normiert. Der

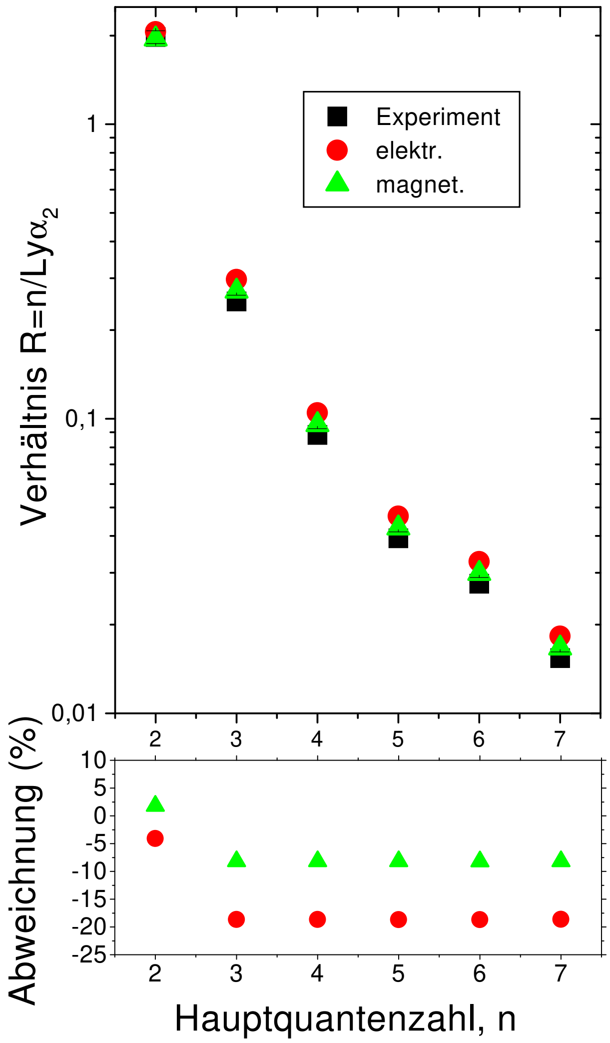

Abbildung 8.8. Verhältnis zwischen dem Zerfall der $j = 1/2$-Zustände der angeregten Schalen in den Grundzustand und dem Lyman-α_2 Übergang. Die Quadrate sind die experimentellen Werte, während die Kreise den elektrischen Anteil und die Dreiecke das vollständige Liénard-Wiechert Potential darstellen. Im unteren Teil ist die Abweichung der Theorie vom Experiment gezeigt.

Einfangsquerschnitt ist gegeben durch:

$$\sigma = \frac{N^{Au^{77+}}}{N^{K-REC}} \epsilon \int \frac{d\sigma_K^{REC}}{d\Omega} \, d\Omega, \tag{8.4}$$

wobei $N^{Au^{77+}}$ die Zahl der umgeladenen Au^{77+}-Ionen, gemessen im Teilchenzähler, N^{K-REC} die Zahl der K-REC Photonen, aufgenommen mit einem Röntgendetektor, $d\sigma_K^{REC}(\theta)/d\Omega$ der theoretische winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitt für den K-REC bei einem Beobachtungswinkel θ ist. ϵ ist die Detektoreffizienz und $d\Omega$ ist der Raumwinkel, den der Röntgendetektor abdeckt. Die bei unseren Messungen verwendeten Detektoren haben einen Raumwinkel von etwa $\Delta\Omega \approx 10^{-4}$. Deshalb ergibt sich folgende Näherung

$$\int \frac{d\sigma_K^{REC}}{d\Omega} \, d\Omega \approx \frac{d\sigma_K^{REC}}{d\Omega} \Delta\Omega. \tag{8.5}$$

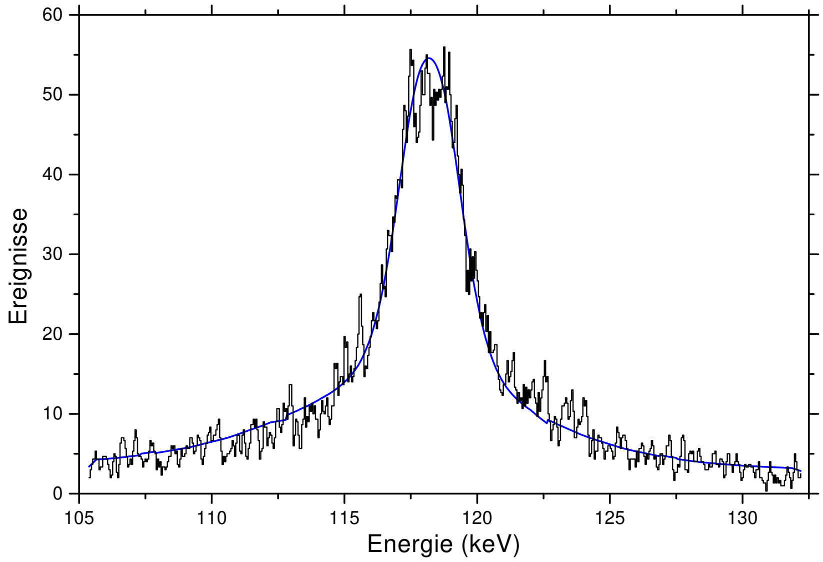

Abbildung 8.9. Experimentell gemessene K-REC Linie im Vergleich mit dem Fit für die Normierung.

Mit dieser Vereinfachung läßt sich Formel 8.4 zur Normierung verwenden. Weitere Einzelheiten hierzu sind in Ref. [Stö98b] zu finden.

In unserem konkreten Fall war die Normierung aber noch einfacher, da die K-REC Linie unter einem Beobachtungswinkel von 150° im gleichen Spektrum, wie die Lyman-Linien gemessen wurden. So mußte der unterschiedliche Raumwinkel nicht berücksichtigt werden. Mit der Voraussetzung, daß die Lyα_2-Linie isotrop ist, kann aus dem Verhältnis zur Lyα_1-Linie direkt der Querschnitt für die Lyman-α_1-Linie unter 35° errechnet werden.

Als Normierungsfaktor wurde hier ein theoretischer Querschnitt für den Beobachtungswinkel von 150° von $d\sigma_{REC}/d\Omega = 1,1464$ barn/ster verwendet [Eic98a]. In Abbildung 8.9 ist die Anpassung durch die Methode der kleinsten Quadrate der K-REC Linie bei einem Beobachtungswinkel von 150° für die Normierung im Vergleich mit der experimentell gemessenen Linie gezeigt.

Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß sich durch den Vergleich zweier Linien, die simultan im gleichen Spektrum gemessen werden, alle systematischen Fehler gegenseitig aufheben. Als Fehler bleiben dann nur noch die Zählratenstatistik, die in unserem Falle hier aber sehr gut ist, und der Fehler durch die Effizienzkalibrierung des Detektors übrig. Dieser beträgt etwa 5% für die einzelnen Energien.

In Abb. 8.10 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Lyman-α_1 Projektilanregung im Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen gezeigt. Die gestrichelte Linie stellt hierbei die Theorie dar, die nur den elektrischen Anteil berücksichtigt. Die durchgezogene Linie repräsentiert die vollständige Rechnung

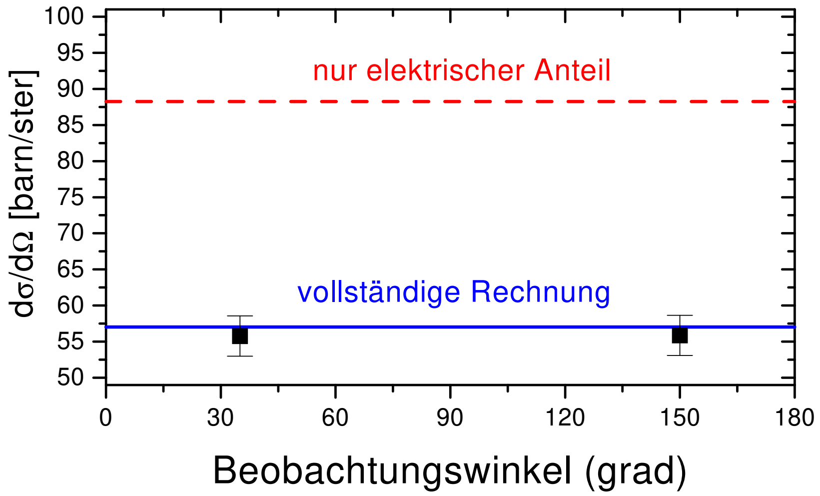

Abbildung 8.10. Winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitte für die Lyman-α_1 Anregung im Vergleich mit der Theorie. Die gestrichelte Linie ist die Theorie, die nur den elektrischen Anteil berücksichtigt. Die durchgezogene Linie ist die vollständige Theorie mit der kohärenten Addition des magnetischen und des elektrischen Anteils des Liénard-Wiechert Potentials.

Tabelle 8.4. Vergleich der experimentell gemessenen Lyman-α winkeldifferentiellen Wirkungsquerschnitte mit den theoretischen Vorhersagen für das Stoßsystem 256 MeV/u Au^{78+}-Ionen auf gasförmiges Argon.

	Beobachtungs-winkel	**Experiment (barn/ster)**	**Theorie(barn/ster)**	
			vollständig	**elektrischer Anteil**
Lyα_1	**35°**	55,78±2,8	57,03	88,25
	150°	55,87±2,8	57,03	88,25
Lyα_2	**150°**	57,26±2,9	54,47	76,79

unter Berücksichtigung des magnetischen Anteils des Liénard-Wiechert Potentials. Es zeigt sich, daß die experimentell gemessenen Werte in hervorragender Übereinstimmung mit der vollständischen Theorie liegen. Würde man den elektrischen und den magnetischen Anteil inkohärent addieren, dann würde der Wirkungsquerschnitt noch deutlich über dem rein elektrischen, und damit noch weiter von den experimentellen Daten entfernt, liegen. Bei der Berücksichtigung nur des elektrischen Anteils kommt es einer Überschätzung der Querschnitte von etwa 30%. In Tabelle 8.4 sind die numerischen Werte nochmals angegeben. Für die Lyα_2-Linie ist nur der Wert für 150° angegeben, da diese Linie isotrop ist. Dieses Experiment bestätigte somit das frühere Wismuth Experiment [Stö98, Stö98a], wobei es bei der Anregung zu einer destruktiven Interferenz zwischen dem magnetischen und dem elektrischen Anteil des Liénard-Wiechert Potentials kommt. Zu den theoretischen Wirkungsquerschnitten läßt sich feststellen, daß kein Alignment des $2p_{3/2}$-Zustandes vorhanden ist. Berechnet man den theoretischen Alignmentparameter nach Formel 6.10 so ergibt sich ein Wert von $\beta_{20} = 0,023$. Bei der Auswertung der experimentellen Querschnitte erhält man einen Alignmentparameter von $\beta_{20} = 0,001 \pm 0,098$.

8.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Ebenso wie in dem bislang einzigen Experiment zur Projektilanregung schwerster Ein-Elektronensysteme, das am FRS der GSI durchgeführt wurde [Stö98, Stö98a], zeigt auch das hier dargestellte Experiment die hohe Sensitivität auf relativistische Effekte, wie sie durch den j-unterzustandsselektiven Nachweis der Röntgenstrahlung erreicht wird. Während hingegen das FRS-Experiment stark durch Zählratenstatistik begrenzt war, gelang es am ESR den Prozeß der Anregung mit einer wesentlich höheren statistischen Genauigkeit zu untersuchen. Hierdurch war es nicht nur möglich die Anregung in die individuellen j-Unterzustände der L-Schale zu vermessen, sondern vielmehr die Untersuchung bis zu $n = 7$ auszudehnen. Alle gewonnenen experimentellen Daten belegen hier eindeutig, daß nur eine vollständige Behandlung des Liénard-Wiechert Potentials, d.h. die kohärente Addition des elektrischen und des magnetischen Anteils, die experimentellen Befunde erklären kann. Wird hingegen nur der elektrische Anteil berücksichtigt, so kommt es zu einer Abweichung zwischen Experiment und Theorie, die weit außerhalb des experimentellen Fehlers liegt.

Hier sei noch auf eine weitere Besonderheit der durchgeführten Untersuchung hingewiesen. Im Gegensatz zum FRS-Experiment, in dem nur die Verhältnisse für die Anregung in die individuellen j-Unterzustände der L-Schale des Projektils diskutiert wurde, war es hier erstmals möglich, absolute Photonenemissionsquerschnitte als Folge der Projektilanregung zu bestimmen. Zwar ist die absolute Normierung der Daten am Jettarget mit einer Genauigkeit von besser 30% kaum möglich, jedoch wurden zur Normierung bekannte Querschnitte für den Prozeß des K-Schalen REC herangezogen, so daß nun erstmals absolute experimentelle Daten für die K-Schalenanregung H-ähnlicher Schwerionen vorliegen. Diese Methode der Normierung stellt eine gute Möglichkeit dar, um systematische Fehler auszuschließen.

Hier sei nochmal hervorgehoben, daß die sehr sauberen Strahlbedingungen am internen Target des ESR es erst erlauben durch Antikoinzidenzmessungen die Projektilanregung zu untersuchen.

Kapitel 9

Erstes Experiment mit dem gekühlten H_2-Cluster-Target

Im April 1999 konnte das gekühlte Wasserstofftarget erstmals unter Experimentbedingungen getestet werden. Hierzu wurden an der Wechselwirkungskammer unter 35° und 150° zwei Germaniumhalbleiterdetektoren aufgestellt (vergleiche hierzu Abb. 8.1). Die anderen Beobachtungswinkel konnten nicht genutzt werden, da sie durch das Kristallspektrometer [Bad98] blockiert waren. Zur Verdeutlichung des Experimentablaufs ist in Abb. 9.1 der Ionenstrom im ESR, die Umladerate des Teilchenzählers im Nordbogen und die Jetdichte als Funktion der Zeit gezeigt. Im Experiment wurde Pb^{82+} aus dem SIS mit einer Energie von etwa 200 MeV/u in den Speicherring ESR injiziert (1). Nach dem Einschuß und der notwendigen Bahnverlagerung wurden die Ionen mit Hilfe des Elektronenkühlers gekühlt (2) und anschließend auf 46 MeV/u abgebremst (3). Danach wird weiter gekühlt und der 0°-Detektor wird in die richtige Position gefahren (4). Da beim Einschuß aus dem SIS die komplette Appertur des ESR benötigt wird, ist es erforderlich alle Detektoren und Scraper aus dem Strahlrohr heraus zu fahren. Da der Umladedetektor im Nordbogen (vergleiche Kapitel 2) zuerst verfahren wird, schneidet er die umgeladenen Ionen, die seit dem Einschuß hauptsächlich im Elektronenkühler produziert wurden, weg. Dies läßt sich sehr gut an der kurzzeitig hohen Zählrate erkennen (5). Anschließend zählt der Detektor nur die Ionen, die pro Umlauf umgeladen wurden. Wenn der Scraper seine Position erreicht, dann geht die Zählrate im Umladedetektor herunter, da nun der Scraper den Weg für Ionen, die im Elektronenkühler ein Elektron eingefangen haben, blockiert (6). Nachdem die Detektoren ihre Position erreicht haben, wird das Gastarget eingeschaltet (7) und mit der Messung begonnen. Nun sieht man in den Kurven des ESR-Stromes und in der Umladerate eine exponentielle Abnahme (bzw. da es sich um eine logarithmische Darstellung handelt, eine lineare Abnahme) (8). Wenn nicht mehr genügend Ionen gespeichert sind, wird das Target wieder ausgeschaltet (9) und der Scraper und der Teilchendetektor wieder aus dem Strahlrohr herausgefahren (10). Die Einstellungen des Rings werden

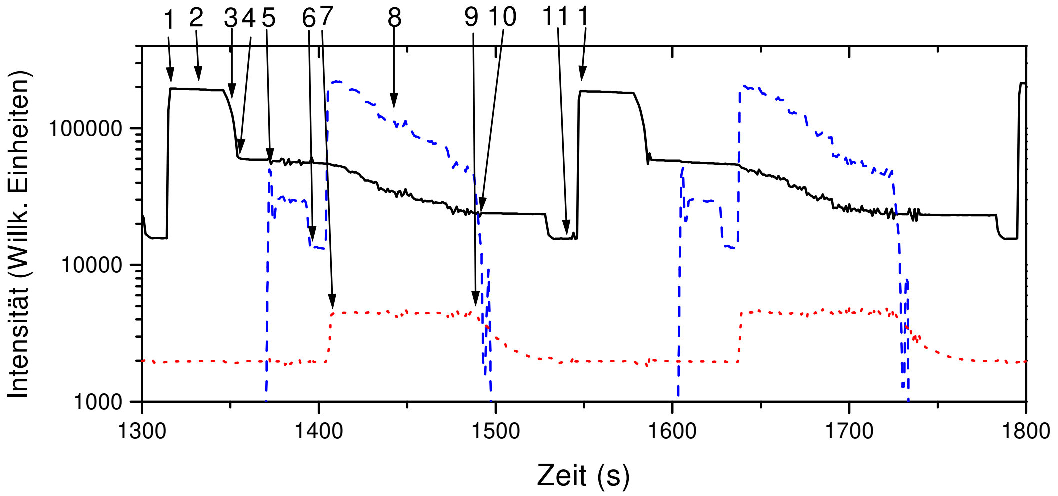

Abbildung 9.1. ESR-Strom (durchgezogene Linie), Umladerate (gestrichelte Linie) und Targetdichte (gepunktete Linie) als Funktion der Zeit. 1 Einschuß der Ionen aus dem SIS, 2 Kühlen des Ionenstrahls mit dem Elektronenkühler, 3 Abbremsen, 4 Beginn des Verfahrens des Detektors und des Scrapers, 5 Umladezähler schneidet umgeladene Ionen, 6 Scraper schneidet die im Kühler umgeladenen Ionen, 7 Gasjet an und Beginn der Messung, 8 Messung, 9 Jet aus, 10 Herausfahren des Detektors und des Scrapers, 11 Umstellung des ESR auf Einschußbedingungen, 1 Einschuß ...

anschließend auf die Werte, die für den Einschuß benötigt werden, zurückgesetzt (11) und der Zyklus beginnt von Neuem (1). Nach Einbau des Elektronenkühlers im SIS ist zum Füllen des ESR nur noch ein einziger Schuß aus dem SIS nötig. Die Gesamtzeit eines Zyklus betrug etwa 4 Minuten, wobei jeweils 45 Sekunden nötig waren, um die Detektoren bzw. Scraper rein- bzw. herauszufahren. Der Vorgang des Akkumulierens und das Abbremsen, sowie das Zurücksetzen der Ringeinstellungen nach der Messung auf die Einschußenergie braucht eine Zeit von etwa 60 Sekunden. Als reine Meßzeit bleiben somit etwa 80 Sekunden. Die Meßzeit gilt allerdings nur für 46 MeV/u $Pb^{82+} \rightarrow N_2$ mit einer Dichte von etwa $7 \cdot 10^{11} N_2/cm^3$. Bei höheren Targetdichten oder niedrigeren Geschwindigkeiten verringert sich, wie bereits diskutiert, die Lebensdauer. Anhand der Abbildung wird schnell klar, daß sich das Verhältnis von Meßzeit zu Totzeit von 1/3 zu 2/3 nur verbessern läßt, wenn man von einer konstanten Umladerate ausgeht, indem man eine Möglichkeit findet, die Detektoren bzw. Scraper schneller zu positionieren. Momentan werden diese noch mit Schrittmotoren gefahren. Allerdings wird an einer neuen Mimik gearbeitet, die mit Druckluft arbeitet und dadurch entscheidend schneller ist.

Während des Experiments konnte eine sehr gute Langzeitstabilität der Einstellungen beobachtet werden. Es kam zu keinen nennenswerten Schwankungen

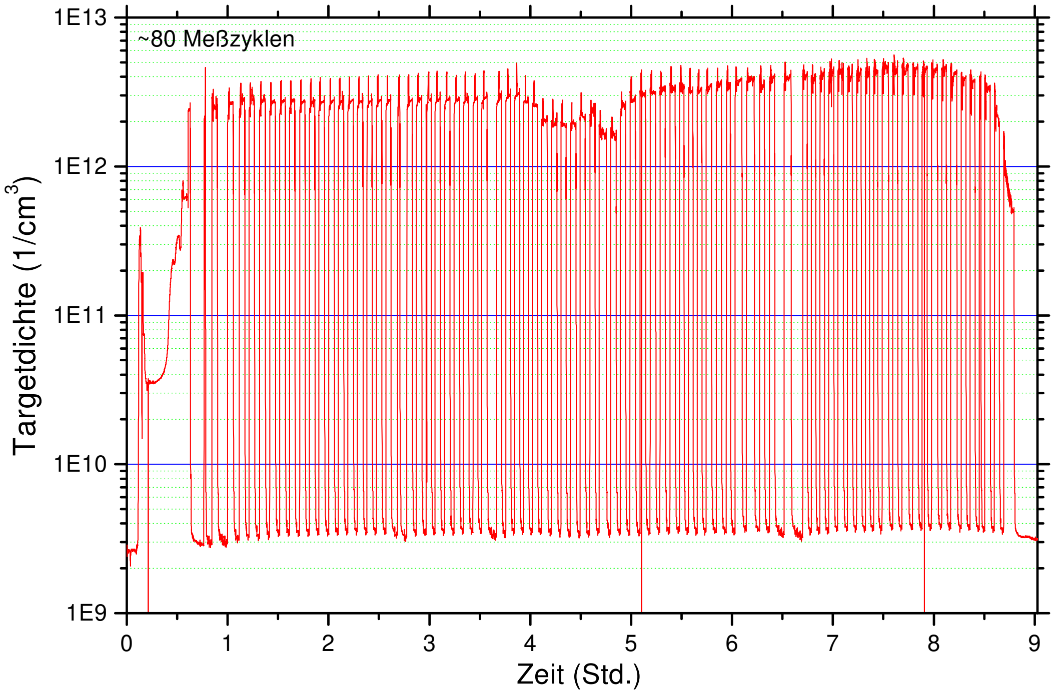

Abbildung 9.2. Verlauf der Targetdichte als Funktion der Zeit, während des Experiments 25 MeV/u $Pb^{82+} \rightarrow H_2$. Es wurden etwa 80 Stacks (ESR-Füllungen) gemessen. Zuerst wurde das Target auf Wasserstoff umgestellt und nach etwa 15 Minuten die Kühlung eingeschaltet. Man sieht dann wie die Dichte größer wird. Nachdem sie sich stabilisiert hat, wird der Einlaßdruck geändert, bis die gewünschte Targetdichte erreicht ist. Danach kann die Messung beginnen (in der Abbildung nach etwa 45 Minuten). Der kleine Einbruch der Dichte nach knapp vier Stunden wurde durch ein Problem mit der Pumpe am Auspuff der Kühlung verursacht. Am Ende der gesamten Messung sieht man wie die Targetdichte niedriger wird, weil hier die Kühlung nicht mehr mit flüssigem Stickstoff nachgefüllt wurde.

der Strahlintensität. Auch arbeitete das gekühlte Gasjet-Target sehr zuverlässig. In Abb. 9.2 ist die Targetdichte als Funktion der Zeit für eine komplette Messung gezeigt. Auf einem Niveau von 2-3 $\cdot\, 10^{12}$ Teilchen/cm^3 zeigten sich keine gravierenden Änderungen der Targetdichte bei einer gesamten Experimentdauer von etwa 8 Stunden.

Während des Experiments wurden vier Messungen durchgeführt: einmal Pb^{82+} auf N_2 und auf H_2 bei einer Energie von 46 MeV/u und bei einer Energie von 25 MeV/u. Dies war das erste Mal, daß am ESR hochgeladene Ionen so weit abgebremst wurden und wobei auch eine Messung durchgeführt werden konnte. In Abb. 9.3 ist nun ein gemessenes Spektrum für 46 MeV/u gezeigt. Im oberen Teil wurde Wasserstoff und im unteren Teil Stickstoff als Target benutzt. Es läßt

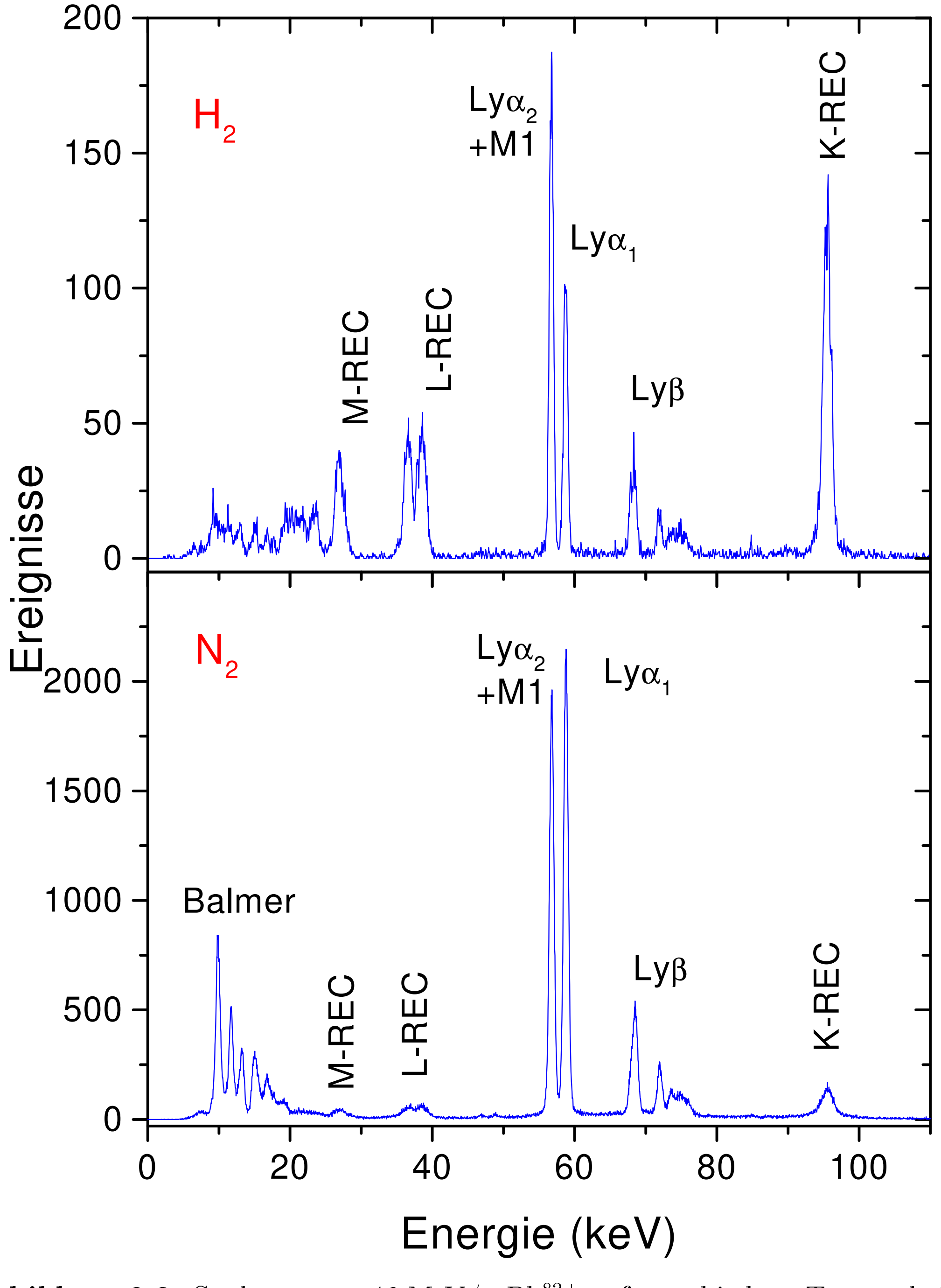

Abbildung 9.3. Spektren von 46 MeV/u Pb^{82+} auf verschiedene Targets bei einem Beobachtungswinkel von 150°. Im oberen Spektrum wurde Wasserstoff (Targetdichte $\approx 3 \cdot 10^{12}\text{cm}^{-3}$) und im unteren Stickstoff (Targetdichte $\approx 7 \cdot 10^{11}\text{cm}^{-3}$) als Target verwendet. Die gesamte Meßzeit beim Wasserstofftarget betrug etwa 6 Stunden.

sich sehr gut erkennen, daß bei Wasserstoff das Spektrum durch die REC-Linien dominiert wird. Im Gegensatz hierzu nimmt die Intensität dieser Linien beim Stickstofftarget stark ab. Hier spielt vor allem der NRC eine entscheidende Rolle. Auch ändert sich das Verhältnis der Lyman-α Linien relativ zueinander. Dies kommt daher, daß beim REC hauptsächlich in niedrige Endzustände eingefangen wird und die Endzustandsverteilung keiner statistischen Bevölkerung entspricht [Stö97a]. Beim NRC erfolgt der Elektroneneinfang in hochangeregte Zustände, die dann unter Aussendung von Photonen über Kaskaden in den Grundzustand zerfallen und schließlich nahezu statistisch die j-Unterschalen bevölkern. Außerdem läßt sich in den Spektren noch erkennen, daß die Aufspaltung des L-REC beim Wasserstofftarget deutlich ausgeprägter, als beim Stickstoff ist. Dies ist auf das wesentlich schmalere Comptonprofil des Wasserstoffs zurück zuführen. Nach diesem ersten Test mit dem gekühlten Wasserstofftarget konnte während der Strahlzeit auch noch mit einer kinetischen Energie von 25 MeV/u gemessen werden. Die dabei aufgenommenen Spektren sind in Abb. 9.4 gezeigt. Hierbei wird der Unterschied zwischen den beiden verwendeten Targets noch deutlicher. Im Spektrum von $Pb^{82+} \rightarrow N_2$ sind die REC-Linien komplett verschwunden. Dies bedeutet nicht, daß der Prozeß nicht stattfindet, aber der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion ist um eine Größenordnung kleiner, als der Querschnitt für NRC. Diese Beobachtung befindet sich offensichtlich in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen der Theorie (vergleiche hierzu Abb. 7.2). Bei genauerem Hinsehen erkennt man, daß die Breite der REC-Linien weiter abgenommen hat.

9.1 Winkelverteilung

Zwar konnte in diesem Experiment keine vollständige Winkelverteilung aufgenommen werden, aber mit den zwei gemessenen Winkeln sollten sich dennoch gewisse Aussagen darüber herleiten lassen. In Abbildung 9.5 ist die theoretische Winkelverteilung für den REC-Prozeß in die einzelnen Drehimpulskomponenten der L- und der K-Schale gezeigt [Eic99]. Dies erlaubt die Untersuchung des Intensitätsverhältnisses für den REC in die $j = 1/2$- und $j = 3/2$-Unterzustände der L-Schale. Die beiden Drehimpulskomponenten sind in unserem Spektrum bei 25 MeV/u nahezu vollständig separiert. Aus relativistischen Rechnungen von J. Eichler [Stö94a] ist bekannt, daß die Winkelverteilung der Verhältnisse bei 35° und bei 150° ein Minimum bzw. ein Maximum hat. In Abbildung 9.6 ist für das Stoßsystem 25 MeV/u Pb^{82+} auf Wasserstoff das Verhältnis von $j = 3/2$ zu $j = 1/2$ in Abhängigkeit des Winkels gezeigt. Die durchgezogene Linie ist eine rigoros relativistische Rechnung von J. Eichler [Eic99]. Die Punkte stellen unsere experimentellen Werte dar. Auch hier zeigt sich wieder eine äußerst stark ausgeprägte Asymmetrie. Was im Vergleich mit Abb. 5.7 auffällt ist, daß bei der niedrigeren Stoßenergie der $j = 3/2$-Unterzustand stärker bevölkert wird, als bei höheren Energien, wobei unsere experimentellen Werte auch noch über der

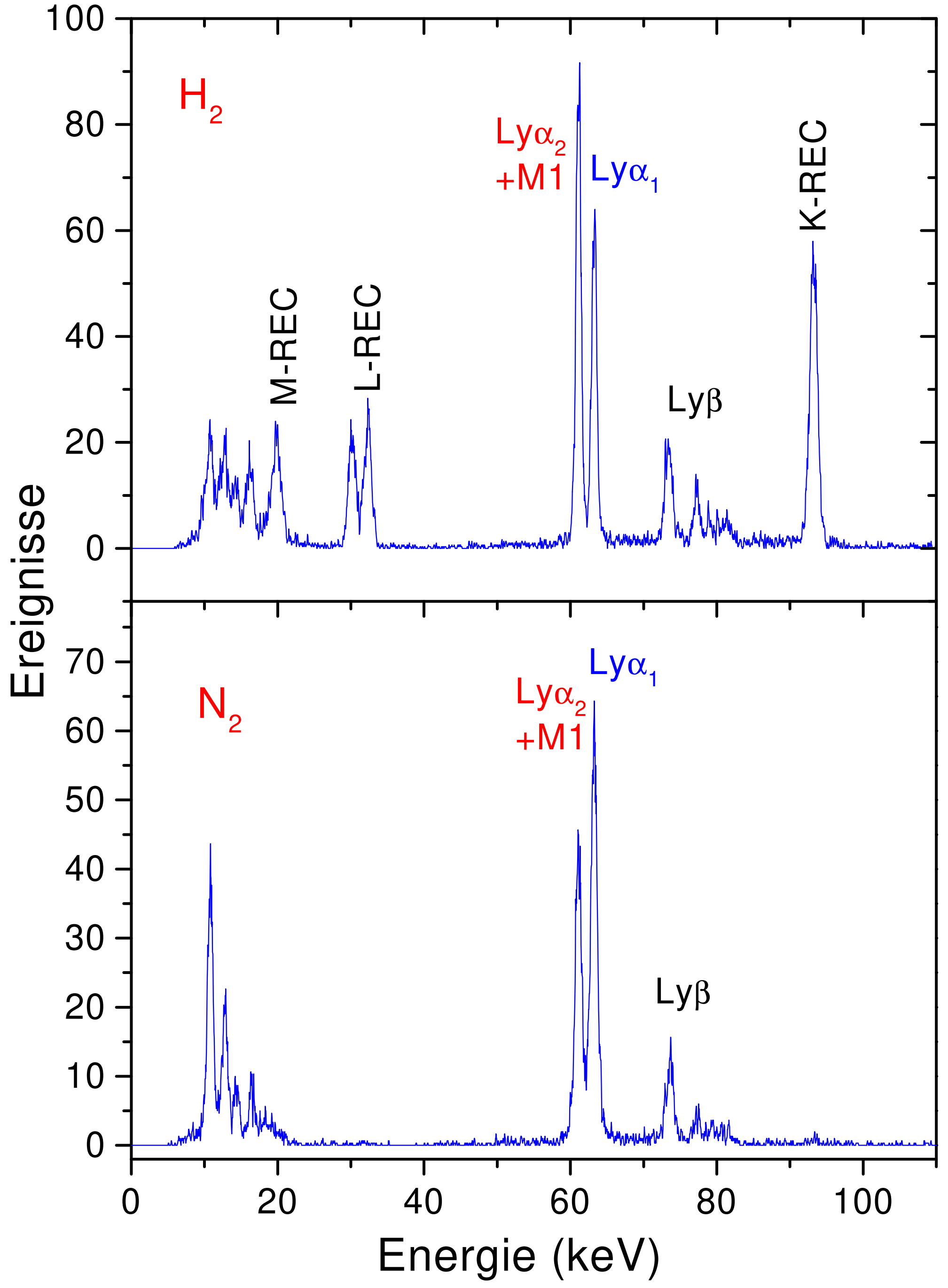

Abbildung 9.4. Spektren von 25 MeV/u Pb^{82+} auf verschiedene Targets bei einem Beobachtungswinkel von 150°. Im oberen Spektrum wurde Wasserstoff (Targetdichte $\approx 3 \cdot 10^{12}\text{cm}^{-3}$) und im unteren Stickstoff (Targetdichte $\approx 2 \cdot 10^{11}\text{cm}^{-3}$) als Target verwendet. Die gesamte Meßzeit beim H_2-Target betrug etwa 8 Stunden.

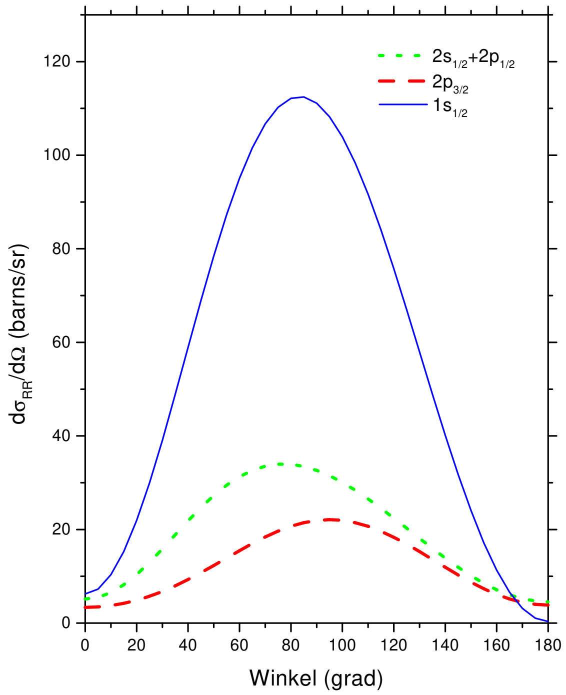

Abbildung 9.5. Theoretische Winkelverteilung für radiative Rekombination in die L-Schale von nacktem Blei bei einer Geschwindigkeit von 25 MeV/u. Die durchgezogene Linie bezieht sich auf den Einfang in die K-Schale, während die gepunktete Linie die $j = 1/2$-Zustände der L-Schale widerspiegelt. Die gestrichelte Linie stellt die Verteilung für den Einfang in das $j = 3/2$-Niveau der L-Schale dar [Eic99].

theoretischen Kurve liegen.

9.2 Alignment

Nach der Untersuchung zum L-REC wenden wir uns der Anisotropie der Lyman-α_1 Strahlung zu. Für unsere gemessenen Stoßsysteme 25 bzw. 46 MeV/u Pb^{82+} auf Wasserstoff bzw. Stickstoff wurde, wie in Kapitel 6.2 dargestellt, der Alignmentparameter β_{20} bestimmt. Hierzu wurde für jeden gemessenen Winkel und für jedes Stoßsystem das Verhältnis der Lyα_1- zur Lyα_2-Linie aus einem Fit der Linien bestimmt. Dieses Intensitätsverhältnis $I(\theta)$ ist über folgende Formel mit dem Alignmentparameter β_{20} verknüpft [Eic94]:

$$I(\theta) = A_0 + A_2 - \frac{3}{2}A_2\frac{\sin^2\theta_{Lab}}{\gamma^2(1-\beta\cos\theta_{Lab})^2}, \qquad (9.1)$$

hierbei sind die Parameter A_0 und A_2 mit dem Alignmentparameter über $\beta_{20} = A_2/A_0$ verknüpft. In die Formel braucht man nur noch die Intensitätsverhältnisse $I(\theta)$ und die Werte für $\sin^2\theta$, γ und β einzusetzen und kann so direkt den Anisotropieparameter β_{20} ausrechnen. Abbildung 9.7 zeigt die gemessenen Alignmentparameter β_{20} für die Lyα_1-Strahlung von wasserstoff-ähnlichen Bleiionen, die durch REC in nackte Ionen erzeugt wurde. Bei den Kreisen • handelt es sich um die Daten aus dem Stoßsystem 25 bzw. 46 MeV/u $Pb^{82+} \rightarrow H_2$. Die Dreiecke ▼ sind die Ergebnisse des Stoßes von 25 bzw. 46 MeV/u nacktem Blei auf Stickstoff. Das offene Dreieck ▽ wurde in einem früheren Experiment (277 MeV/u

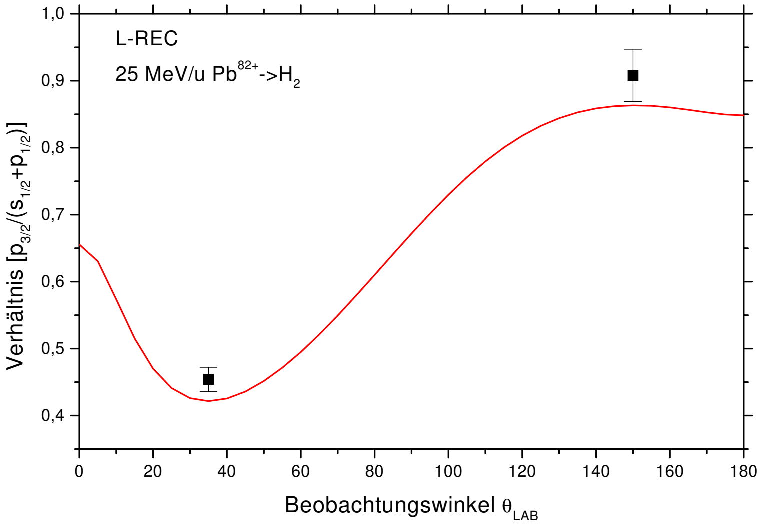

Abbildung 9.6. Intensitätsverhältnis für REC in die j-Unterzustände der L-Schale im Vergleich mit der relativistischen Rechnung [Eic99].

Pb^{82+} auf Stickstoff) gemessen [Stö97a]. Im Vergleich dazu ist noch die theoretische Kurve (gestrichelte Linie) für Blei gezeigt, die sich aus einer vollständigen Rechnung von Eichler et al. [Eic98], unter Berücksichtigung der Besetzung des $2p_{3/2}$-Niveaus durch höher angeregte Zustände, ergibt. Die durchgezogene Linie repräsentiert die gleiche Rechnung, nur ohne die Kaskadenbeiträge zur Bevölkerung des $2p_{3/2}$-Zustands. Die Korrekturen durch die Kaskadenbeiträge wurden ebenfalls aus dem Experiment gewonnen. Während es bei hohen Stoßenergien zu Abweichungen des experimentell gemessenen Alignments kommt [Stö99a], scheint sich für Wasserstoff eine sehr gute Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage zu ergeben, wenn man die Kaskadenbeiträge berücksichtigt. Dieser Effekt ist noch nicht verstanden, da der Mechanismus des REC nicht vom Target abhängen sollte. Ein weiteres Problem hierbei ist, daß die Rechnungen zum Alignment sehr kompliziert sind. Bei der theoretischen Kurve, die die Kaskadenbeiträge berücksichtigt, handelt es sich für niedrige Energien um eine Extrapolation des Hochenergiebereichs, wobei nicht geklärt ist, ob sich nicht durch eine Veränderung der Kaskadenbeiträge auch ein anderer Verlauf der Kurve ergibt. In diesem Bereich sind noch weitere intensive Untersuchungen zur Klärung der offenen Fragen notwendig. Bei dem Stoßsystem 25 bzw. 46 MeV/u Pb^{82+} auf Stickstoff ist allerdings der NRC der dominierende Einfangsprozeß und nicht der REC. Deshalb erhält man in diesem Falle auch ein anderes Alignment als beim Stoß mit Wasserstoff und die experimentellen Daten können nicht mit den theoretischen Vorhersagen, die sich nur auf den REC-Prozeß beziehen, verglichen werden. In Tabelle 9.1 sind nun alle bisherigen experimentellen Ergebnisse zusammengefaßt.

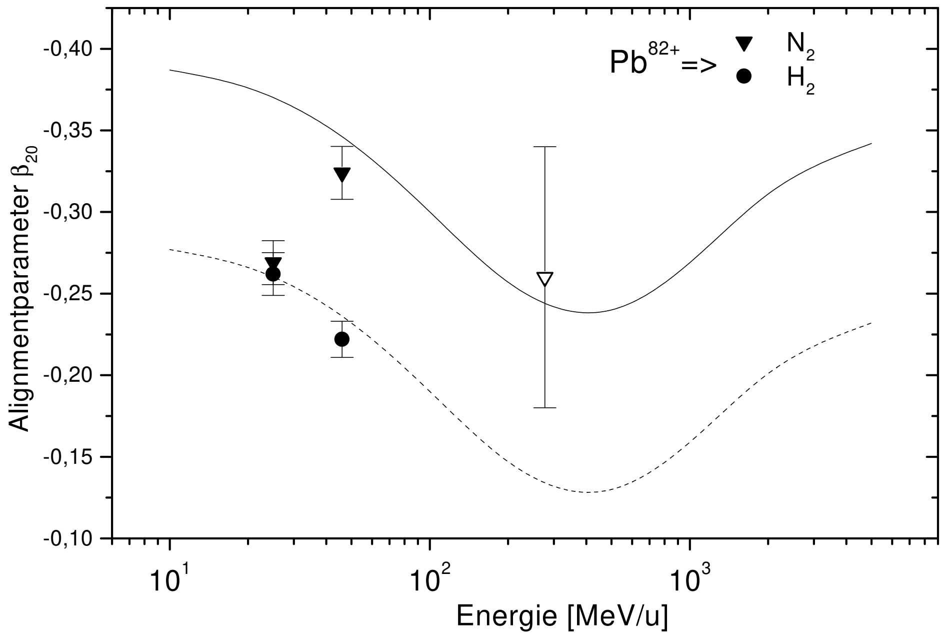

Abbildung 9.7. Experimentell bestimmte Alignmentparameter im Vergleich mit einer vollständigen Theorie von Eichler et al. [Eic98] (gestrichelte Linie). Die durchgezogene Linie stellt die gleiche Rechnung nur ohne die Kaskadenbeiträge dar. Die vollen Kreise • sind aus dem Stoßsystem Pb^{82+} auf Wasserstoff und die vollen Dreiecke ▼ vom Stoßsystem Pb^{82+} auf Stickstoff gewonnen worden. Das offene Dreieck ▽ stellt eine frühere Messung von Pb^{82+} auf Stickstoff dar [Stö97a].

Tabelle 9.1. Experimentell gemessene Anisotropieparameter β_{20} der Lyα_1-Strahlung für verschiedene Stoßsysteme im Vergleich mit der Theorie.

Stoß-geschwindigkeit	**Stoßsystem**	**Experiment**	**Theorie**	**Quelle**
25 MeV/u	$Pb^{82+} \rightarrow H_2$	-0.262±0.013	-0.206	diese Arbeit
46 MeV/u	$Pb^{82+} \rightarrow H_2$	-0.222±0.011	-0.194	diese Arbeit
25 MeV/u	$Pb^{82+} \rightarrow N_2$	-0.269±0.014	—	diese Arbeit
46 MeV/u	$Pb^{82+} \rightarrow N_2$	-0.324±0.016	—	diese Arbeit
277 MeV/u	$Pb^{82+} \rightarrow N_2$	-0.26±0.08	-0.135 (-0.241)	[Stö97a]
220 MeV/u	$U^{92+} \rightarrow N_2$	-0.23±0.02	-0.172 (-0.284)	[Stö97a]
295 MeV/u	$U^{92+} \rightarrow N_2$	-0.27±0.09	-0.161 (-0.271)	[Stö97a]
358 MeV/u	$U^{92+} \rightarrow N_2$	-0.18±0.03	-0.150 (-0.264)	[Stö97a]
358 MeV/u	$U^{92+} \rightarrow CH_4$	-0.21±0.04	-0.150 (-0.264)	[Stö97a]
310 MeV/u	$U^{92+} \rightarrow N_2$	-0.225±0.017	-0.159 (-0.269)	[Stö99a]
88 MeV/u	$U^{92+} \rightarrow N_2$	-0.374±0.012	—	[Stö99a]

9.3 Comptonprofile

In die Breite der REC-Linien geht direkt das Comptonprofil der Elektronen des Targets ein, d.h die Impulsverteilung der Elektronen im Target (siehe Kap. 5.2.1):

$$E_{REC} = E_K + m_e c^2(\gamma - 1) + \gamma(p_i v_0 - E_T^B), \tag{9.2}$$

mit E_K der Bindungsenergie im Projektil, E_T^B der Bindungsenergie im Target, v_0 der Projektilgeschwindigkeit, p_i dem Impuls der Elektronen im Targetsystem, also dem Comptonprofil und $m_e c^2(\gamma - 1)$ der kinetischen Energie. Bei Targets mit einer höheren Kernladung Z ist das Comptonprofil wegen der stärkeren Bindung der Elektronen breiter und am Fuß stärker verbreitert als bei Targets mit niedrigem Z. Für Wasserstoff ist in Abb. 9.8 ein Vergleich zwischen einem experimentell gemessenen Comptonprofil für molekularem Wasserstoff und theoretisch gerechneten Comptonprofilen für atomaren bzw. molekularem Wasserstoff dargestellt. Es zeigt sich, daß es nur zu geringen Abweichungen zwischen dem Experiment und den theoretischen Comptonprofilen von Cade (aus [Eis70]) und Wahl [Wah66] kommt. Betrachtet man hierzu allerdings das Comptonprofil für zwei Wasserstoffatome, so ist diese Verteilung doch etwas schmaler, aber auch etwas höher, als die von molekularem Wasserstoff. Allerdings gilt dies nur für kleine Impulse im Bereich von bis zu 2 a.u.. Von dort an gibt es praktisch keine Abweichungen zwischen den beiden Profilen mehr.

Die Unterschiede der atomaren und molekularen Comptonprofile zeigen sich auch im Vergleich mit Experimenten [Stö98b]. Hierbei wurde das Stoßsystem 358 MeV/u U^{92+} auf Stickstoff bzw. Argon untersucht. Die Röntgenspektren wurden wiederum in Koinzidenz zu den umgeladenen Ionen gemessen. Für die Bestimmung der REC-Linienform wurden in einem Fit doppeldifferentielle, theoretische Wirkungsquerschnitte an die Daten angepaßt, wobei aber nur die absolute Höhe als Fitparameter verwendet wurde. Die Querschnitte wurden aus exakten Rechnungen für radiative Rekombination unter Berücksichtigung der Comptonprofile der Targetelektronen gewonnen (vergleiche Kap. 5.2.1). Es wurde folgende Fitformel verwendet [Stö95]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega' d\hbar\omega'} = \sum_j c_j \left[\frac{1}{\gamma\beta c} \sum_i \int dq_z J_i(q_z) \frac{d\sigma_j}{d\Omega'} \delta_j \right]. \tag{9.3}$$

Die mit einem Apostroph versehenen Variablen beziehen sich auf das Projektilsystem, die ohne auf das Targetsystem. J_i ist das Comptonprofil des Targetelektrons im Anfangszustand i, während q_z die Projektion des Elektronenimpulses auf die Strahlachse ist. Die Variable a ist ein Fitparameter. Die Deltafunktion dient wie in Kapitel 5.2.1 beschrieben der Energieerhaltung. Der Ausdruck in rechteckigen Klammern stellt den doppeldifferentiellen Wirkungsquerschnitt für den REC in einen bestimmten Targetzustand j dar. In Abbildung 9.9 ist nun

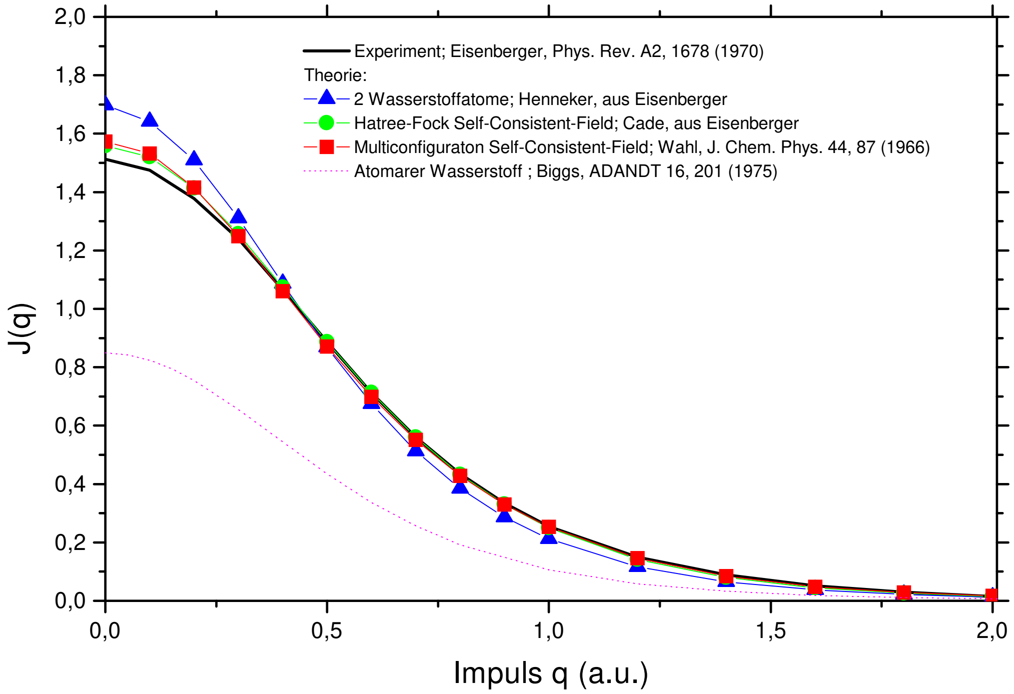

Abbildung 9.8. Vergleich zwischen einer Messung und theoretischen Rechnungen zum Comptonprofil von Wasserstoff. Die durchgezogene Linie sind die experimentellen Werte von Eisenberger [Eis70]. Die Kreise sind eine Rechnung für molekularen Wasserstoff mit Hilfe einer Hatree-Fock Self-Consistent-Field Methode von Cade (aus Eisenberger [Eis70]). Die Quadrate sind das Ergebnis einer Multiconfiguartion Self-Consistent-Field Methode [Wah66]. Die Dreiecke spiegeln das Comptonprofil von zwei Wasserstoffatomen wieder. Hierzu wurde die Rechnung von Biggs et al. [Big75] für atomaren Wasserstoff mit dem Faktor zwei multipliziert. Zwischen Experiment und dem Comptonprofil von molekularem Wasserstoff ergeben sich nur für kleine Impulse $\mathbf{q} < 0,3$ a.u. geringe Abweichungen. Bei der Verwendung von atomaren Comptonprofilen zeigt sich eine deutliche Abweichung sowohl in der Breite als auch in der Höhe der Impulsverteilung. Bei großen Impulsen ($\mathbf{q} > 2$ a.u.) sind die Verteilungen jedoch wieder identisch.

ein Vergleich der theoretischen REC-Wirkungsquerschnitte mit den experimentellen Daten gezeigt. Man sieht eine sehr gute Übereinstimmung der Theorie bei dem Stoßsystem 358 MeV/u $U^{92+} \rightarrow$Ar. Bei dem Stoß mit Stickstoff zeigt sich, daß in der Gegend von etwa 135 keV Abweichungen auftreten. Diese rühren daher, daß bei dem Fit das Comptonprofil von atomarem anstatt von molekularem Stickstoff verwendet wurde (vergleiche auch Abb. 9.8). Die Abweichungen bei Energien unterhalb von 100 keV sind dadurch begründet, daß nur der REC bis in die M-Schale berücksichtigt wurde.

Um die Bedeutung der einzelnen Orbitale der Targetelektronen für das Comp-

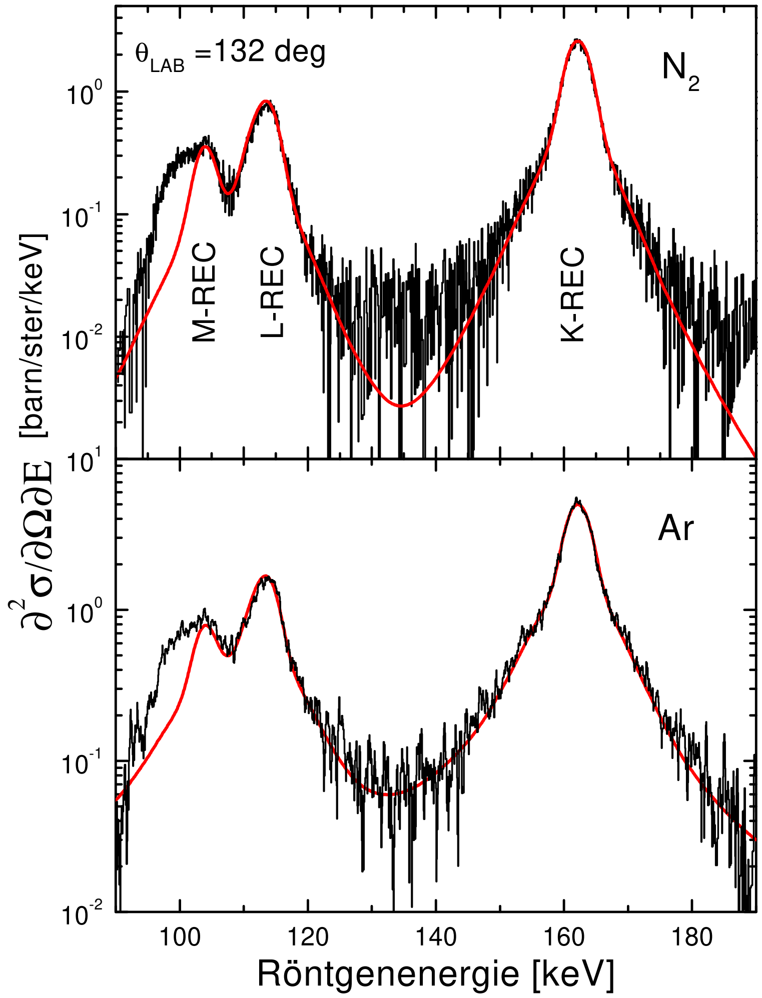

Abbildung 9.9. Vergleich der doppeldifferentiellen REC-Wirkungsquerschnitte (durchgezogene Linie) für das Stoßsystem 358 MeV/u $U^{92+} \rightarrow N_2$ (oberes Bild) und Ar (unteres Bild) mit den experimentellen Daten (aus: [Stö98b]).

tonprofil zu verdeutlichen, ist in Abb. 9.10 ihr Beitrag am Beispiel des Argon für den K-REC gezeigt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Mit Hilfe der vollständig, relativistischen Rechnung lassen sich die doppeldifferentiellen REC-Wirkungsquerschnitte sehr gut beschreiben.

Unter Anwendung der oben beschriebenen Fitprozedur habe ich die Röntgenspektren von 46 MeV/u Pb^{82+} auf Wasserstoff analysiert. Da wir es beim K-REC mit nur einem Targetzustand zu tun haben, ist der Index j in Formel 9.3 eins, wodurch die erste Summe wegfällt. In der Anpassungsroutine wurden für Impulse kleiner 2 a.u. das Comptonprofil von molekularem Wasserstoff benutzt. Zur besseren Übereinstimmung des Fits mußten aber auch größere Impulse berücksichtigt werden. Hierbei wurde nun das Comptonprofil von atomaren Wasserstoff

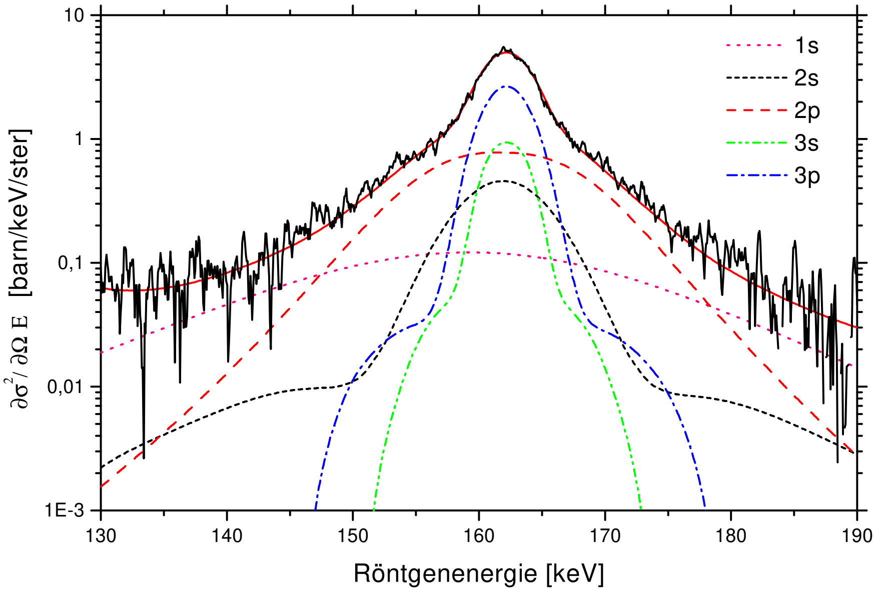

Abbildung 9.10. Die Beiträge der Comptonprofile der einzelne Zustände der Targetelektronen im Argon zur K-REC Linie. Die durchgezogene Linie ist die Summe der einzelnen Komponenten. (aus: [Stö98b])

verwendet, da es keine theoretischen Werte in diesen Impulsbereich für molekularen Wasserstoff gab. Wie man in Abbildung 9.8 sehen kann, treten hierbei keine Abweichungen zwischen den Comptonprofilen von atomaren und molekularem Wasserstoff auf. Das Ergebnis des Fits ist für beide verwendeten Energien im Vergleich mit den experimentell gemessenen Spektren in Abb. 9.11 (kurze Striche) gezeigt. Außerdem wurde die K-REC Linie auch noch unter Verwendung des rein atomaren Comptonprofils von Wasserstoff angepaßt. Auch dieses Ergebnis ist in Abb. 9.11 (lange Striche) dargestellt. Bei den Fits wurden jeweils die verschiedenen Comptonprofile mit der experimentellen Auflösung gefaltet. Sie ist eine Kombination aus der Auflösung des Detektors und der Dopplerverbeiterung, die durch die große Geschwindigkeit und die Ausdehnung des Detektors, also dem Beobachtungswinkelbereich, verursacht wird. Diese experimentelle Auflösung wurde aus der Breite der Lyman-α Linien gewonnen, da diese nicht vom Comptonprofil des Targets abhängt. Im Vergleich der beiden gefitteten Kurven mit dem Experiment zeigt sich nur ein geringer Unterschied innerhalb der K-REC Linie. Allein anhand dieser Methode kann man noch nicht entscheiden, welches Comptonprofil denn wirklich zur Bestimmung der Linienform verwendet werden muß.

Wie wir aber eben gesehen haben, sollten sich Unterschiede besonders stark in den Lyman-Linien bemerkbar machen, da ihre Breite nicht durch das Comptonprofil beeinflußt wird. Deshalb wurde nun die K-REC Linie einmal mit Hilfe des Comptonprofils von atomarem und einmal von molekularem Wasserstoff gefittet.

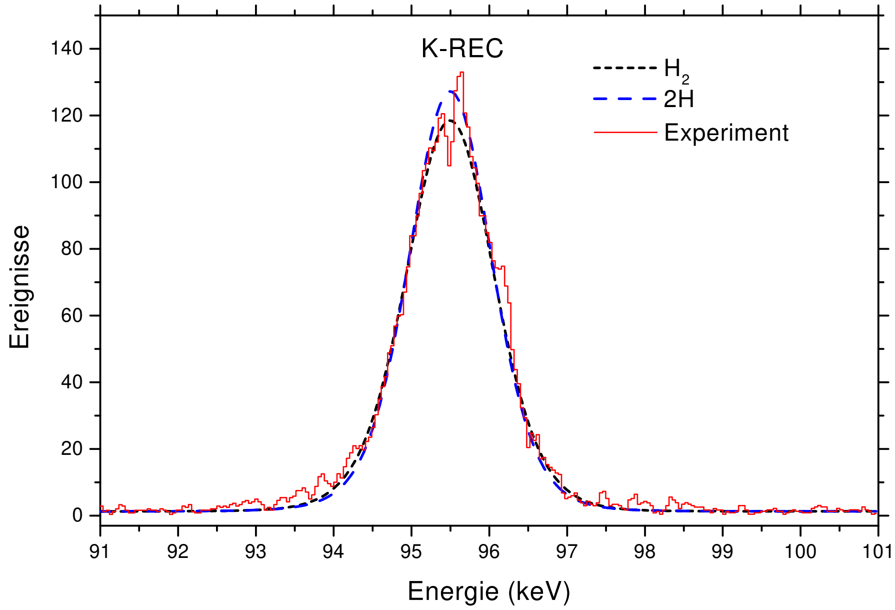

Abbildung 9.11. Vergleich der theoretisch gefitteten Spektren mit dem gemessenen für 46 MeV/u $Pb^{82+} \to H_2$. Es wurden die Lyman-α Linien gefittet und die hierbei gewonnene Breite als experimentelle Auflösung angenommen. Diese wurde dann mit dem Comptonprofil von molekularem (kurze Striche) und atomaren Wasserstoff (lange Striche) gefaltet. Dieses Spektrum wurde bei einem Beobachtungswinkel von 150° aufgenommen.

Die Breite der Linie war als Fitparameter variabel, d.h. die experimentelle Auflösung konnte quasi variiert werden. Es ergibt sich für beide Fälle ein $\chi^2 \cong 1$ und somit identische Kurven. Nur die aus der Anpassung gewonnenen Breiten sind unterschiedlich. Somit läßt sich allein aus dieser Tatsache keine Aussage darüber treffen, welches Comptonprofil korrekterweise verwendet werden muß. Für den Fall des atomaren Wasserstoffs ist das Ergebnis in Abbildung 9.12 dargestellt.

Deshalb wurden die so erhaltenen unterschiedlichen experimentellen Auflösungen jetzt als Ausgangspunkt für die Simulation der Lyman-α Übergänge verwendet. Ein Vergleich der hierbei erzielten Ergebnisse ist in Abbildung 9.13 gezeigt. Das obere Spektrum zeigt den Vergleich zwischen den experimentellen Daten (durchgezogene Linie) und dem Fit (gestrichelte Linie), der mit Hilfe der experimentellen Auflösung, die aus der Anpassung der K-REC Linie an das Comptonprofil von atomarem Wasserstoff gewonnen wurde, durchgeführt wurde. Die gestrichelte Linie im mittleren Teil der Abbildung bezieht sich auf die Breite, die durch Verwendung des molekularen Wasserstoffcomptonprofils erhalten wurde. Der untere Teil vergleicht die Lyman-α Linien (durchgezogene Linie) mit einem direkten Fit (gestrichelte Linie) der beiden Linien, ohne eine Vorgabe der Linienbreite. Dieser Fit liefert die tatsächliche experimentelle Auflösung, die schon

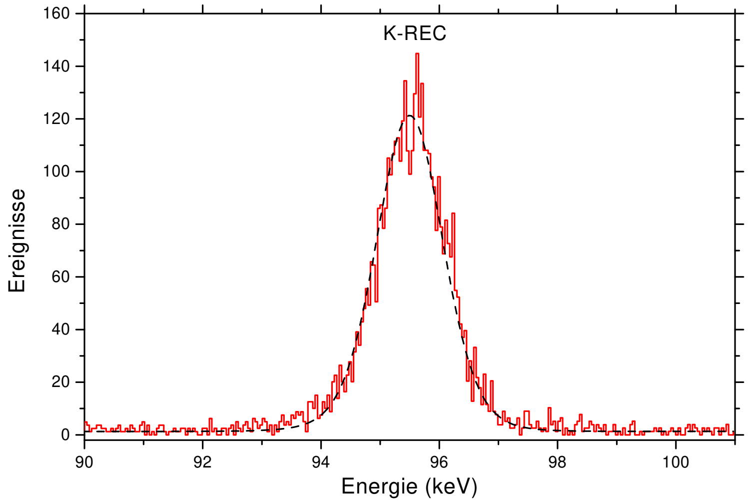

Abbildung 9.12. Vergleich zwischen der experimentell gemessenen K-REC Linie und dem Fit (gestrichelte Linie) mit Hilfe des Comptonprofils von atomarem Wasserstoff. Die Breite der Linie wurde hierbei variiert.

zur Berechnung der K-REC Linie in Abb. 9.11 verwendet wurde.

Aber auch bei dem Vergleich dieser drei Kurven zeigen sich keine großen Abweichungen. Wenn man die dazugehörigen Breiten jedoch vergleicht, dann scheint es eine bessere Übereinstimmung zwischen dem korrekten Fit (unteres Spektrum in Abb. 9.13) und dem unter Verwendung des molekularem Wasserstoffs gewonnen, zu geben. Eine endgültige Aussage läßt sich aber deshalb immer noch nicht treffen.

9.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das neue H_2-Cluster-Target in dem ersten Test unter Experimentbedingungen sehr gut funktionierte und die geforderte Steigerung der Targetdichte auf 10^{12}-10^{13}Atome/cm^2 erreicht werden konnte. Während einer Zeit von etwa 8 Stunden kam es zu keinen nennenswerten Schwankungen der Targetdichte. So konnten erstmals Röntgenspektren am internen Target des ESR von Stößen zwischen hochgeladenen Ionen und dem Wasserstoffjet aufgenommen werden. Hierbei gelang es, erstmals auch die Ionen auf eine Energie von 25 MeV/u abzubremsen und für eine Messung zu verwenden. Ein Vergleich der aufgenommenen Röntgenspektren zeigt sehr schön die Vorteile des Wasserstofftargets in Kombination mit den abgebremsten Ionen. Die Auflösung ist einmal auf Grund des schmaleren Comptonprofils von Wasserstoff besser und die Dopplerverbreiterung durch die niedrige Geschwindigkeit geringer, so daß es möglich ist, die unterschiedlichen Drehimpulskomponenten beim L-REC aufzulösen und fast vollständig zu trennen. Ein weiterer Effekt, der bei niedrigen Strahlgeschwindigkeiten auftritt, ist, daß die Spektren beim Stoß mit Wasserstoff immer noch im wesentlichen vom REC und nicht vom NRC dominiert sind. Außerdem verlängert sich noch die Lebensdauer der gespeicherten Ionen.

Obwohl während des Experiments nur zwei Beobachtungswinkel zur Verfügung

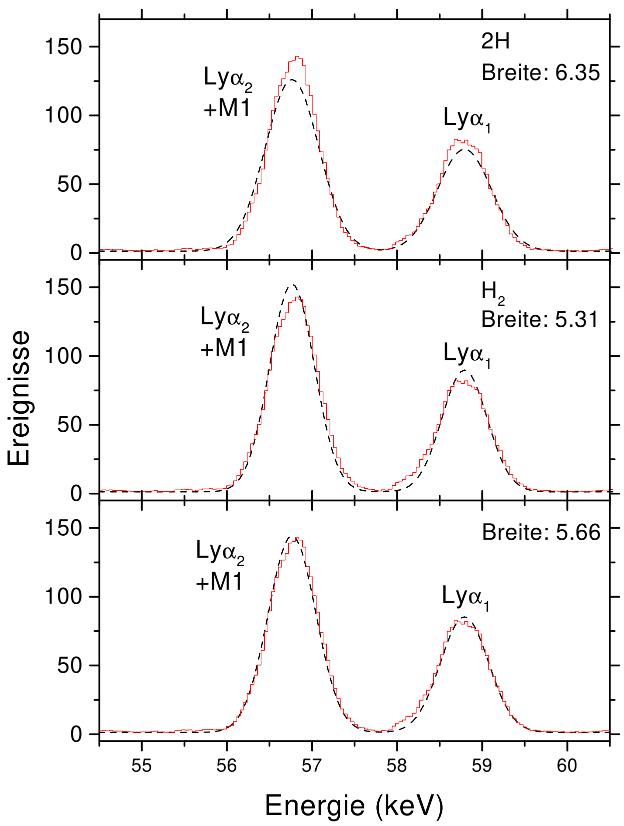

Abbildung 9.13. Fit der Lyman-α Linien für verschiedene Breiten. Die durchgezogene Linie stellt jeweils die gemessenen Linien dar, während die gestrichelte Linie den Fit zeigt. Oben: Fit mit dem Comptonprofil des atomaren Wasserstoffs. Die Breite wurde aus dem Fit des K-REC Peaks gewonnen. Mitte: Wie oben, nur hier wurde beim Fit des K-REC Peaks das Comptonprofil von molekularem Wasserstoff genommen. Unten: Fit der Lyman-Linien ohne Vorgabe der Breite (vergleiche hierzu Text).

standen, konnte für den L-REC das Verhältnis des Einfangs in die Drehimpulszustände $j = 1/2$ und $j = 3/2$ bestimmt werden. Sie zeigen den gleichen quantitativen Verlauf wie die theoretische Rechnung von Eichler [Eic99], auch wenn die experimentellen Werte etwas oberhalb der theoretischen Kurve liegen.

Auch konnten im Rahmen dieses Experiments erste Aussagen über das Alignment des $2p_{3/2}$-Niveaus gewonnen werden. Es zeigt sich, daß die experimentellen Daten für das Stoßsystem Pb^{82+} auf Wasserstoff anscheinend die vollständige Rechnung mit den Kaskadenbeiträgen favorisieren. Hierbei muß jedoch angemerkt werden, daß die Kaskadenkorrekturen vielleicht nicht korrekt sind. Deshalb stellt das Verständnis des Alignments eine große Herausforderung dar. Aber das H_2-Target ist ein wichtiger Schritt zur Lösung dieses Problems. Für Stickstoff als Targetgas, lassen sich die Datenpunkte nicht mit der Theorie vergleichen, da bei den niedrigen Stoßenergien der REC nicht mehr der dominante Einfangsprozeß ist.

Außerdem habe ich noch versucht, anhand der gemessenen Spektren zu untersuchen, ob wir sensitiv auf die unterschiedlichen Comptonprofile von atomaren bzw. molekularem Wasserstoff sind. Diese Unterschiede sollten sich eigentlich in der Breite der K-REC Linie zeigen, da hier direkt das Comptonprofil der Targetatome eingeht. Trotz der guten Auflösung, die wir in unserem Experiment erzielen konnten, war keine eindeutige Aussage zugunsten des einen oder anderen Comptonprofils zu machen, auch wenn es Hinweise darauf gibt, daß das molekulare zu bevorzugen ist. Ein ungeklärter Punkt hierbei ist auch noch der Einfluß der Cluster. Wir haben ja keinen reinen Gasjet, sondern einen Cluster-Jet. Bislang liegen keine Erkenntnisse vor, inwieweit die Cluster das molekulare Comptonprofil verändern.

Obwohl für dieses Experiment im gesamten nur etwa 14 Stunden Meßzeit zur Verfügung standen, konnten sehr gut die Möglichkeiten des H_2-Cluster-Targets in Kombination mit den abgebremsten Ionen im ESR für zukünftige Experimente gezeigt werden.

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen meiner Arbeit habe ich Untersuchungen zur Stoßdynamik von schweren, hochgeladenen Ionen am Speicherring ESR der GSI durchgeführt. Ein wesentlicher Teil der Arbeit konzentrierte sich hierbei auf die Entwicklung und Tests eines Wasserstoff-Cluster-Targets, um die Targetdichte für Wasserstoff von $\approx 5 \cdot 10^{10}$ auf $\approx 1 \cdot 10^{13} H_2/cm^3$ zu steigern. Nachdem die Beschleunigeranlage der GSI mit seinen wesentlichen Bestandteilen besprochen wurde, wurden die Wechselwirkungsprozesse der hochgeladenen Ionen mit Atomen diskutiert. Hierbei wurde zum einen auf die Projektilanregung bzw. -ionisation und zum anderen auf die verschiedenen Elektroneneinfangsprozesse eingegangen. Die beiden wesentlichen Einfangsprozesse, die im Gastarget auftreten, sind der radiative Einfang (REC) und der nicht-strahlende Einfang (NRC). Der Wirkungsquerschnitt für REC skaliert mit $Z_T \cdot Z_P^5/v^{5/2}$, während der für NRC eine $Z_T^5 \cdot Z_P^5/v^{11}$ Abhängigkeit aufweist (Z_P=Projektilkernladung, Z_T=Targetkernladung, v=Stoßgeschwindigkeit). Somit wird der NRC für schwere Targets und niedrige Geschwindigkeiten dominant gegenüber dem radiativen Einfang. Verwendet man leichte Gase bleibt der REC Wirkungsquerschnitt von niedrigen bis zu hohen Strahlenergien dominant. Erst bei Energien unterhalb von 20 MeV/u wird der NRC-Wirkungsquerschnitt vergleichbar dem für REC. Der gesamte Umladungsquerschnitt ist aber auch einige Größenordnungen kleiner, als bei der Verwendung von schweren Gasen. Dies hat zur Folge, daß die Lebensdauer der gespeicherten Ionen größer wird. Besonders wichtig ist dies bei abgebremsten Ionen, denn hier gelangt man mit schweren Targets schnell in Bereiche, wo die Lebensdauer nur noch wenige Sekunden beträgt. Abgebremste Ionen jedoch ermöglichen genauere Experimente, da hier die Unsicherheit der Übergangsenergie, die durch den Dopplereffekt verursacht wird, kleiner ist. Somit läßt sich eine bessere Auflösung erreichen. Wasserstoff hat neben den niedrigen Querschnitten im Vergleich zu Stickstoff noch einen weiteren Vorteil. In die Breite der REC-Linien geht direkt die Impulsverteilung der Elektronen des Targets (Compton-Profil) ein. Dies ist bei leichten Elementen schmaler, als bei schweren. Mit Hilfe der Wirkungsquerschnitte für die Umladung ergeben sich die Lebensdauer der gespeicherten Ionen im Ring. Nach diesen grundlegenden Überlegungen wird ein Experiment zur Projektilanregung von schweren, hochgeladenen Ionen gezeigt. Dabei wurden 256 MeV/u Au^{78+}-Ionen auf Argon geschossen. Hierbei konnte gezeigt werden, daß es zu einer destruktiven Interferenz zwischen dem elektrischen und magnetischen Anteil des Liénard-Wiechert Potentials kommt. Dies führt zu einer Reduzierung der Wirkungsquerschnitte, die von der Theorie lange Zeit nicht berücksichtigt wurde. Dieses Experiment bestätigte somit die Ergebnisse eines früheren Experiments am FRS mit einem Festkörpertarget [Stö98, Stö98a].

Der nächste Teil der Arbeit beschäftigt sich mit Konstruktion und Inbetriebnahme der Kühlung für das ESR Gasjet-Target, um Cluster zu erzeugen und dadurch die Targetdichte auf $10^{13} H_2/cm^2$ zu erhöhen. Zuerst werden einmal die theoretischen Grundlagen der Gasströmung durch eine Düse diskutiert.

Ich verwendete flüssigen Stickstoff für die Kühlung. Die Gaszufuhr für den Jet läuft vor der Expansion durch einen Behälter mit flüssigem Stickstoff. Die Laval-Düse wird ebenfalls durch diesen Behälter gekühlt. Nach ersten erfolgversprechenden Versuchen an einem Teststand wurde die Kühlung in das interne ESR Gasjet-Target eingebaut. Dort zeigte sich in ersten Tests, daß sich die Targetdichte so um zwei Größenordnungen steigern läßt, was sich nur durch Clusterbildung erklären läßt. Die maximal erreichte Targetdicke beträgt für Wasserstoff $1 \cdot 10^{13}$ Atome/cm^2. Das H_2-Cluster-Target wurde daraufhin in einem Experiment mit einem 46 MeV/u Pb^{82+}-Ionenstrahl verwendet. Hier konnten die ersten Röntgenspektren mit dem Target aufgenommen werden. In einem weiteren Teil des Experiments konnten die nackten Blei-Ionen weiter auf 25 MeV/u abgebremst werden. Dies ist die niedrigste Geschwindigkeit, die bislang in einem Experiment am ESR zur Verfügung stand. Zum Vergleich wurden bei beiden Geschwindigkeiten auch Röntgenspektren mit Stickstoff als Targetgas aufgenommen. Sie zeigen deutlich die Unterschiede der beiden Gase. Da aus früheren Experimenten [Stö98b] bekannt war, daß es bei der theoretischen Beschreibung der Röntgenspektren zu signifikanten Unterschieden kommt, wenn man atomare oder molekulare Comptonprofile verwendet, habe ich versucht eine ähnliche Aussage auch für das Wasserstofftarget zu erhalten. Die Unterschiede sollten sich besonders in der Breite der K-REC Linie bemerkbar machen. Doch trotz der guten Auflösung, die wir in unserem Experiment erzielen konnten, ließ sich keine eindeutige Entscheidung treffen, welches Comptomprofil verwendet werden muß. Allerdings scheint die Übereinstimmung des Experiments mit der Anpassung unter Verwendung des molekularen Comptonprofils besser zu sein. Des weiteren wurde noch das Alignment des $2p_{3/2}$-Zustands untersucht. Hierbei zeigte sich, daß die experimentell gewonnenen Daten die theoretische Vorhersage, die die Kaskadenbeiträge berücksichtigt, bestätigen. Auch ergab sich für bei der Untersuchung zur Winkelverteilung des L-RECs eine gute Übereinstimmung mit der Theorie.

Nachdem in einem ersten Experiment mit dem gekühlten Wasserstoff-Clustertarget dessen neue Möglichkeiten aufgezeigt werden konnten, sollen nun eine Reihe von weiteren Experimenten durchgeführt werden. Hierbei geht es im wesentlichen um zwei Punkte: einmal um die technische Weiterentwicklung des Targets und hiermit verbundenen Tests und zum anderen um weitere spektroskopische Untersuchen an hochgeladenen, schweren Ionen.

10.1 Technische Entwicklungen am Jet

Zunächst einmal müssen weitere Tests des gekühlten Targets durchgeführt werden. Hierzu gehören weitere Experimente zur Langzeitstabilität. Ein anderer Punkt sind Untersuchungen zur Clustergröße. Hierbei soll mit Hilfe eines Quadrupolmassenspektrometers, welches in der untersten Stufe des Jetsumpfs eingebaut ist, versucht werden, Aussagen über die Clustergröße zu gewinnen.

Außerdem sind weitere Untersuchungen zur Erhöhung der Targetdichte geplant. Dafür gibt es mehrere Möglichkeiten. Zum einen können andere Düsen getestet werden. Hierbei sollten Düsen mit einem kleineren Durchmesser bei gleichem Gasfluß oder am selben Arbeitspunkt (p,T) zu einer höheren Clusterstrahldichte führen [Kho99]. Außerdem sollte eine Erhöhung des Einlaßdrucks, auch zu einer verstärkten Clusterung führen, wobei der Skimmerkammerdruck aber eine entscheidende Rolle spielt. Nimmt er zu hohe Werte an, dann kommt es zu einer Zerstörung der Cluster und zu einem diffusen Gasstrahl. Anzeichen hierfür konnten auch in den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Tests gefunden werden. Bei der Verwendung einer Laval-Düse mit 200 μm Durchmesser und dem Betrieb mit gekühltem Wasserstoff, war der Gasdurchfluß so groß, daß es zum einen auf Grund des niedrigen Kompressionsverhältnisses der Turbopumpen zu einem Rückfluß des Gases vom Einlaß in den Sumpfteil des Jets kam. Zum anderen ist die Saugleistung der Pumpen zu gering, wodurch der Druck in der ersten Stufe etwa 10^0 mbar betrug. Aus diesem Grund konnte sich kein Jet mehr ausbilden. Dies hatte zur Folge, daß es keinen Unterschied machte, ob die Ventile zur Wechselwirkungskammer geöffnet oder geschlossen waren. Deshalb ist es notwendig durch eine größere Saugleistung den Kammerdruck möglichst niedrig zu halten. Eine weitere Möglichkeit ist es zu tieferen Temperaturen zu gehen. Hierfür reicht eine einfache Kühlung mit flüssigem Stickstoff allerdings nicht mehr aus. Eine Alternative hierzu wäre ein Kaltkopf mit einer Kryopumpe. Ein solches System wird im Zusammenhang mit einer kleineren Düse schon am COSY-Ring verwendet [Kho99]. Inwieweit sich so etwas am ESR realisieren lassen würde, müßte noch geprüft werden, da es vermutlich auf Grund des größeren Platzbedarfs zu einschneidenden Änderung in der Konstruktion des Einlaßteils des Gasjets kommen würde. Eine weitere Alternative wäre eine Kühlung mit Hilfe von flüssigem Helium. Dies ist allerdings auch nicht ohne größeren zeitlichen und finanziellen Aufwand zu machen. Doch sollte es damit auch möglich sein, Helium-Cluster zu erzeugen.

Die wohl am einfachsten zu realisierende Möglichkeit ist die Untersuchung von

Gasgemischen. Becker et al. [Bec56, Bec62] konnte schon zeigen, daß sich damit Steigerungen bis zu einen Faktor dreißig erzielen lassen.

Bei allen Alternativen zur Steigerung der Targetdichte muß man immer in Betracht ziehen, daß es auch zu einem Anstieg des Druckes in der Wechselwirkungskammer kommt. Hierbei muß für jedes Experiment im einzelnen geklärt werden inwieweit ein Druckanstieg verkraftet werden kann.

10.2 Physikalischer Ausblick

Neben den technischen Entwicklungen und Untersuchungen gibt es auch eine Reihe von Experimenten die sich nur mit einem Wasserstofftarget durchführen lassen. So konnte erstmals im Dezember 1999 das H_2-Cluster-Target in einem Experiment mit nackten Uranionen mit einer Stoßgeschwindigkeit von 286 MeV/u verwendet werden. In Abb. 10.1 ist ein Röntgenspektrum dieser ersten Messung gezeigt. Im unteren Teil der Abbildung ist ein Spektrum für den Stoß von 309,7 MeV/u U^{92+} auf Stickstoff gezeigt [Stö99]. Der Beobachtungswinkel betrug in beiden Fällen 150°. Ein Vergleich der beiden Spektren zeigt sehr schön die Vorteile des Wasserstofftargets gegenüber dem Stickstoff auch bei hohen Stoßenergien. Man sieht sehr gut, daß die Breite der REC-Linien deutlich schmaler ist und sich deshalb auch bei dieser hohen Energie schon erste Strukturen in der L-REC Linie zeigen, die die unterschiedlichen Drehimpulskomponenten $j = 1/2$ und $j = 3/2$ darstellen. Auch läßt sich deutlich erkennen, daß der L-REC vollständig von der M-REC Linie getrennt ist, was beim Stoß mit Stickstoff nicht der Fall ist.

Wie ich in Kapitel 7 gezeigt habe, können Experimente mit stark abgebremsten Ionen nur mit Wasserstoff als Target durchgeführt werden. Eine interessante Möglichkeit wäre die winkeldifferentielle Messung des REC in nacktes und wasserstoff-ähnliches Uran bei einer Geschwindigkeit von 10-20 MeV/u. Hierbei sollten Experimente mit einer bisher noch nicht erreichten Auflösung möglich sein. In Abb. 10.2 ist eine Simulation des zu erwartenden Röntgenspektrums für 25 MeV/u U^{92+} auf Wasserstoff gezeigt, hier allerdings ohne Röntgenübergänge aus höheren Schalen als $n = 2$ (z.B. Lyβ). Es zeigt sich deutlich, daß es zu einer vollständigen Trennung der L-REC Linie in die beiden Drehimpulskomponenten $j = 1/2$ und $j = 3/2$ kommt. Auch lassen sich schon erste Anzeichen einer Aufspaltung des M-REC erkennen. Mit solchen REC-Messungen, die der Photoionisation direkt oberhalb der Ionisationsschwelle entsprechen, können sensitiv die Wellenfunktionen geprüft werden. Solche Untersuchungen mit unterschiedlichen Ladungszuständen sind von besonderem Interesse, da die Theorie einen entscheidenden Einfluß der Elektron-Elektron-Wechselwirkung für den Niederenergiebereich vorhersagt. Für dieses Experiment wurde Ende 1999 eine Strahlzeit von vier Tagen bereits genehmigt. Solche Experimente sind nicht auf dem direkten Wege möglich, da keine ausreichende Menge an wasserstoff- bzw. heliumähnlichen Ionen in Fallen vorhanden sind, weder um diese mit γ-Strahlung aus

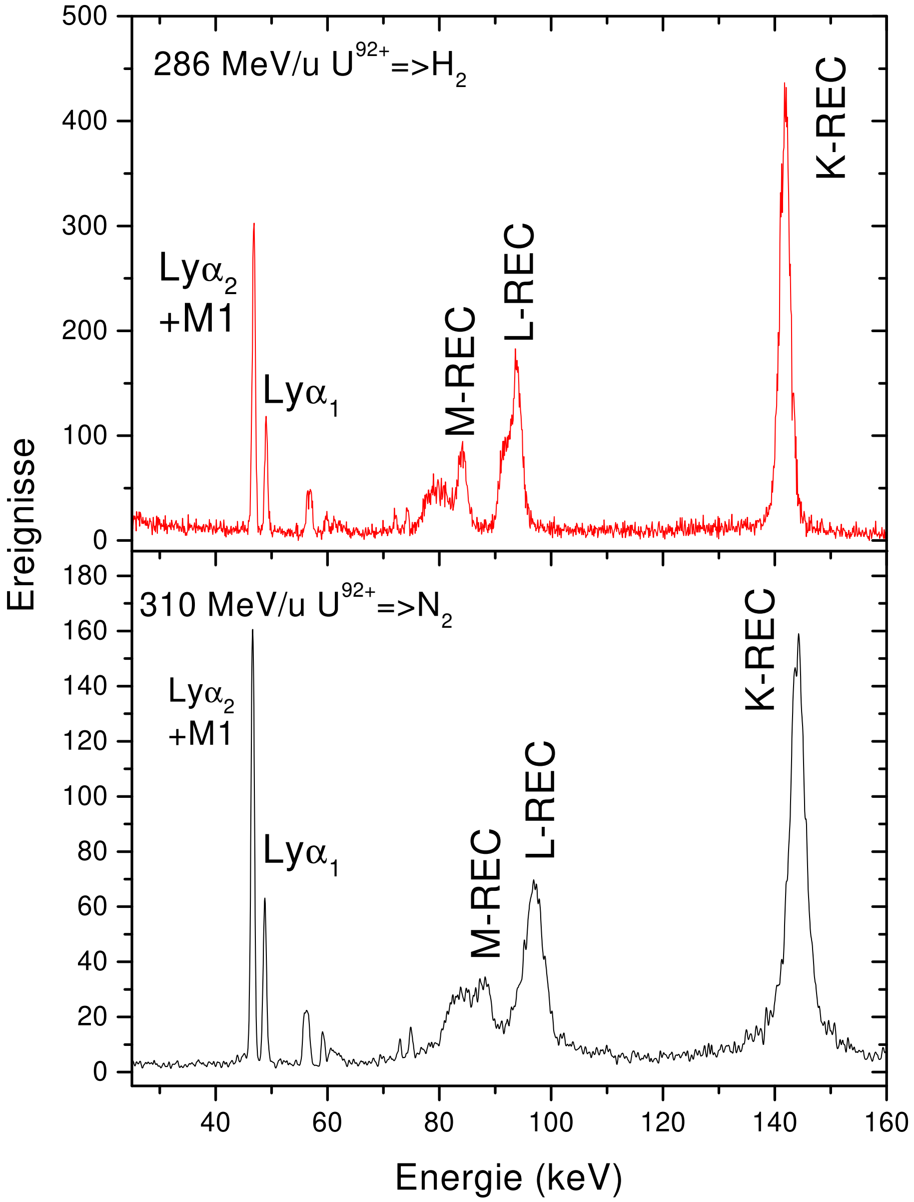

Abbildung 10.1. Oben: Röntgenspektrum des Stoßsystems 286 MeV/u $U^{92+} \rightarrow H_2$. Unten: Im Vergleich dazu ein Röntgenspektrum für das gleiche Projektil, nur beim Stoß mit Stickstoff und einer etwas höheren Energie ($\approx$ 310 MeV/u) (aus: [Stö99]). Der Beobachtungswinkel war in beiden Fällen 150°.

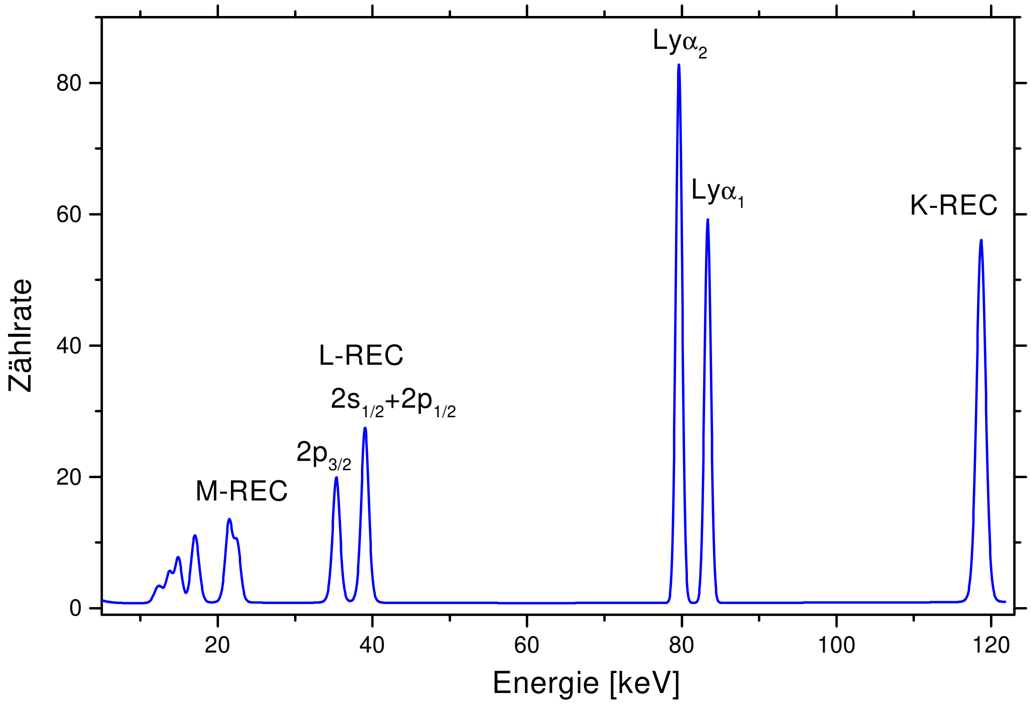

Abbildung 10.2. Simulation eines Röntgenspektrums von 25 MeV/u U^{92+} auf Wasserstoff.

Quellen noch um sie mit Synchrotronstrahlung zu ionisieren. Selbst für neutrale Elemente sind gegenwärtig solche Untersuchungen nicht möglich, da auf Grund von Festkörpereffekten, die Elektronenwinkelverteilung für Energien unterhalb von 100 keV stark verfälscht werden.

Wie bereits in Kapitel 9.2 gezeigt wurde, gibt es noch eine Reihe offener Fragen in bezug auf das Alignment. Im Bereich hoher Stoßenergien zeigt sich eine starke Abweichung von der theoretischen Vorhersage. Hier liegen allerdings auch nur Daten von Stößen mit relativ schweren Targets vor. Im Gegensatz hierzu scheint die Übereinstimmung für niedrige Energien und dem Wasserstofftarget besser zu sein. Um nun zu klären, ob dies an der kleineren Kernladungszahl des Targets oder an der niedrigeren Energie liegt, sind weitere Experimente bei höherer Energie mit Wasserstoff als Target notwendig. Stickstoff läßt sich bei niedrigen Energien nicht mehr als Target verwenden, da dort der REC nicht mehr der dominante Umladungsprozeß ist. Von theoretischer Seite ist auch das Verhalten des Alignmentparameters bei Energien oberhalb von 400-500 MeV/u noch nicht verstanden. Es gibt keine physikalische Erklärung dafür, daß das Alignment hier wieder größer wird. Allerdings gibt es bislang auch noch keine experimentellen Daten, die diesen Verlauf bestätigen könnten.

Für weitere Untersuchungen soll in der Wechselwirkungskammer unter 90° außen, eine weitere verfahrbare Detektortasche eingebaut werden, um so näher an die Wechselwirkungszone von Ionenstrahl und Gasjet zu gelangen. Dadurch könnte ein bedeutend größerer Raumwinkel untersucht beobachtet. So sollte es dann möglich sein, auch Röntgen-Röntgen Koinzidenzen zu untersuchen. Betrachtet man hierbei den Prozeß des L-REC und den Zerfall in den Grundzustand, so entfallen bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte alle Kaskadenbeiträge. Dadurch sollten sich genauere Aussagen über das Alignment machen lassen. Darüber hinaus wird man bei dieser Methode aber auch noch sensitiv auf Polarisation, sprich das Vorzeichen der magnetischen Unterzustände m_j, die bei der Bestimmung des Alignment nur als Betrag enthalten sind.

Literaturverzeichnis

[Anh79] R. Anholt, Phys. Rev. A **19**, 1004 (1979)

[Anh84] R. Anholt, S.A. Andriamonje, E. Morenzoni, Ch. Stoller, J.D. Molitoris, W.E. Meyerhof, H. Dowman, J.-S. Xu, Z.-Z. Xu, J.O. Rasmussen und D.H.H. Hoffmann, Phys. Rev. Lett. **53**, 234 (1984)

[Anh87] R. Anholt und U. Becker, Phys. Rev. A **36**, 4628 (1987)

[Bad98] E. Badura, H.J. Besch, H.F. Beyer, G. Borchert, F. Bosch, R.D. Deslattes, P. Egelhof, W. Enders, E. Förster, B. Franzke, A. Gallus, S. Han, G. Hölzer, P. Indelicato, O. Klepper, H.-J. Kluge, U. Kopf, A. Krämer, D. Liesen, T. Ludziejewski, D. McCammon, J. Meier, G. Menzel, T. Mihara, H.W. Schenk, J. Schweppe, O. Sebastian, A. Simionovici, C.K. Stahle, M. Steck, L. Stenner, R. Stiehler, C. Striezel, Th. Stöhlker, T. Tschischgale, I. Uschmann, A.H. Walenta, M. Weber, O. Wehrhan und H. Wesp, GSI Jahresbericht 1997, GSI 98-1, 181 (1998)

[Bas78] G. Basbas, W. Brant und R. Laubert, Phys. Rev. A **7**, 983 (1978)

[Bec56] E.W. Becker, K. Bier und W. Henkes, Z. Physik **146**, 333 (1956)

[Bec62] E.W. Becker, R. Klingendörfer und P. Lohse, Z. Naturforschung **17a** 432 (1962)

[Bei97] T. Beier, P.J. Mohr, H. Persson, G. Plunien, M. Greiner und G. Soff, Phys. Lett. A **236**, 329 (1997)

[Ber77] E.G. Berezho und N.M. Kabachnik, J. Phys. B **10**, 2467 (1977)

[Bet57] H.A. Bethe und E.E. Salpeter, *Handbuch der Physik 35*, Springer Verlag, 88 (1957)

[Bet80] H.D. Betz, in *Methods in Experimental Physics* Vol. 17, Editor: P. Richard, Academic Press, New York, 96 (1980)

[Bey95] H.F. Beyer, IEEE Trans. Instr. Meas. **44**, 510 (1995)

[Bic90] W. Bickel, M. Buschmann, H. Dombrowski, G. Gaul, G. Gronzka, G. Hölker, R. Santo und W. Wähning, Nucl. Instr. Meth. A **295**, 44 (1990)

[Bie62] K. Bier und O.F. Hagena, Zeitschrift für angewandte Physik **XIV**, Heft 11, 658 (1962)

[Big75] F. Biggs, L.B. Mendelsohn, J.B. Mann, At. Data Nucl. Data Tables **16**, 201 (1975)

[Bod79] E. Bodenstedt, *Experimente der Kernphysik und ihre Deutung*, B.I. Wissenschaftsverlag (1979)

[Bos89] F. Bosch, Nucl. Instr. Meth. B **52**, 945 (1989)

[Bos93] F. Bosch, Nucl. Instr. Meth. A **314**, 269 (1993)

[Bos93a] F. Bosch, in: *The Physics of Electronic and Atomic Collisions*, AIP Conference Proc. 295, Editoren: T. Andersen, B. Fastrup, F. Folkmann, H. Knudsen und N. Andersen, New York 1993, S. 3

[Bra83] D. Brandt, Phys. Rev. A **27**, 1314 (1983)

[Buc85] U. Buck, H. Meyer und H. Pauly, in: *Flow of Real Fluids*, Editoren: G.E.A. Meier und F. Obermeyer, Lecture Notes in Physics (Springer Verlag, Heidelberg) (1985)

[Bud67] G.I. Budker, Part. Accel. **7**, 167 (1967)

[Cam84] R. Campargue, Jour. of Phys. Chem. **88**, S. 4466 (1984)

[Cle74] E. Clementi und C. Roetti, At. Data Nucl. Data Tables **14**, 177 (1974)

[Die62] K. Diels und R. Jaeckel, *"Leybold Vakuum-Taschenbuch"*, Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg (1962)

[Dic87] L. Dick und W. Kubischta, *Internal Targets for COSY*, Jülich, 1987, Editor: W. Oelert (KFA Jülich, Jül-Spez-409, 1987) S. III

[Dir28] P.A.M. Dirac, Proc. Roy. Soc. **A117**, 610 (1928)

[Dom97] H. Dombrowski, D. Grzonka, W. Hamsink. A. Khoukaz, T. Lister und R. Santo, Nucl. Instr. Meth. A **386**, 228 (1997)

[Eick91] H. Eickhoff, K. Becker, B. Franczak, B. Franzke, F. Nolden, H. Poth, U. Schaaf, H. Schulte, P. Spädtke und M. Steck, *Cooler Rings and their Application*, Editoren: T. Katayama und A. Noda, World Scientific, Singapure, 11 (1991)

[Eic81] J. Eichler, Phys. Rev. **23**, 498 (1981)

[Eic85] J. Eichler, Phys. Rev. A **32**, 112 (1985)

[Eic94] J. Eichler, Nucl. Phys. A **572**, 147 (1994)

[Eic95] J. Eichler und W.E. Meyerhof, *Relativistic Atomic Collisions* (Academic Press, San Diego, 1995)

[Eic95a] J. Eichler, A. Ichihara und T. Shirai, Phys. Rev. A **51**, 3027 (1995)

[Eic98] J. Eichler, A. Ichihara und T. Shirai, Phys. Rev. A **58**, 2128 (1998)

[Eic98a] J. Eichler, private Mitteilung (1998)

[Eic99] J. Eichler, private Mitteilung (1999)

[Eis70] P. Eisenberger, Phys. Rev. A **2**, 1678 (1970)

[Eks96] C. Ekström, C.-J. Friden, A. Jansson, J. Karlsson, S. Kullander, A. Larsson, G. Norman und die WASA-Kollaboration, Nucl. Instr. Meth. A **371**, 572 (1996)

[Fri98] S. Fritzsche, private Mitteilung (1998)

[Gei98] M. Geil, private Mitteilung (1998)

[Gru89] A. Gruber, W. Bourgeois, B. Franzke, A. Kritzer und C. Treffert, Nucl. Instr. Meth. A **282**, 87 (1989)

[Gru96] A. Gruber, Dissertation, Universität Frankfurt (1996)

[Hag72] O.F. Hagena und W. Obert, J. Chem. Phys. **56** 1793 (1972)

[Hag81] O.F. Hagena, Surface Science **106**, 101 (1981)

[Hag87] O.F. Hagena, Z. Phys. D **4**, 291 (1987)

[Hag92] O.F. Hagena, Rev. Sci. Instr. **63**, 2374 (1992)

[Her98] L. Hermansson, M. Bengtsson, T. Bergmark, H. Cálen, C. Ekström, C.-J. Friden, K. Gajewski, P. Jahnke, T. Lofnes, G. Norman, D. Reistad, R. Wedberg, L. Westerberg und V. Ziemann, in: *Proceedings of the Sixth European Particle Conference (EPAC'98)* in Stockholm, S. 514 (1998)

[Hin87] K. Hino und T. Watanabe, Phys. Rev. A **36**, 5862 (1987)

[Ich93] A. Ichihara, T. Shirai und J. Eichler, At. Data Nucl. Data Tables **55** 63 (1993)

[Ich94] A. Ichihara, T. Shirai und J. Eichler, Phys. Rev. A **49**, 1875 (1994)

[Ich96] A. Ichihara, T. Shirai und J. Eichler, Phys. Rev. A **54**, 4954 (1996)

[Joh85] W.R. Johnson und G. Soff, At. Data Nucl. Data Tables, Vol. 33, 405 (1985)

[Jun92] M. Jung, F. Bosch, K. Beckert, H. Eickhoff, H. Folger, B. Franzke, P. Kienle, O. Klepper, W. König, C. Kozhuharov, R. Mann, R. Moshammer, F. Nolden, U. Schaaf, G. Soff, P. Spädtke, M. Steck, Th. Stöhlker und K. Sümmerer, Phys. Rev. Lett. **69**, 2164 (1992)

[Kho99] A. Khoukaz, T. Lister, C. Quentmeier, R. Santo und C. Thomas, Eur. Phys. Jour. D **5**, 275 (1999)

[Kla94] I. Klaft, S. Borneis, T. Engel, B. Fricke, R. Grieser, G. Huber, T. Kühl, D. Marx, R. Neumann, S. Schröder, P. Seelig und L. Völker, Phys. Rev. Lett.**73**, 2425 (1994)

[Kle74] M. Kleber und D.H. Jakubassa, Nucl. Phys. A **252**, 152 (1974)

[Kol99] H. Kollmus, W. Schmitt, R. Moshammer, R. Mann, A. Cassimi und J. Ullrich, Physica Scripta T**80**, 354 (1999)

[Krä98] A. Krämer, Th. Stöhlker, F. Bosch, T. Ludziejewski, H.F. Beyer, C. Kozhuharov, D. Liesen, P.H. Mokler, P. Rymuza, Z. Stachura, P. Swiat und A. Warczak, Nucl. Instr. Meth. B **146**, 57 (1998)

[Kub87] W. Kubischta, in: *Internal Targets for COSY*, Editor: W. Oelert, Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. **409**, III.1 (1987)

[Lam47] W.E. Lamb und R.C. Retherford, Phys. Rev. **72**, 241 (1947); W.E. Lamb, Rep. Prog. Phys. **14**, 23 (1951)

[Mad75] D.H. Madison und E. Merzbacher, in *Atomic Inner-Shell Processes*, Editor: B. Crasemann (1975)

[Mar94] R.E. Marrs, S.R. Elliott und D.A. Knapp, Phys. Rev. Lett. **72**, 4082 (1994)

[Meh89] G. Mehler, G. Soff, K. Rumrich und W. Greiner, Z. Phys. D **13**, 193 (1989)

[Mil88] D.R. Miller; *"Free Jet Sources"*, in Atomic and Molecular Beam Methods, Editor: G. Scoles, Oxford University Press, Oxford/New York, S. 14ff. (1988)

[Moh83] P.J. Mohr, At. Data Nucl. Data Tables **29**, 453 (1983)

[Mok84] P.H. Mokler, D.H.H. Hoffmann, W.A. Schönfeld, D. Maor, W.E. Meyerhof und Z. Stachura, Nucl. Instr. Meth. B **4**, 34 (1984)

[Mok95] P.H. Mokler, Th. Stöhlker, R.W. Dunford, A. Gallus, T. Kandler, G. Menzel, H.-T. Prinz, P. Rymuza, Z. Stachura, P. Swiat und A. Warczak, Z. Phys. D **35**, 77 (1995)

[Mok89] P.H. Mokler, S. Reusch, Th. Stöhlker, R. Schuch, M. Schulz, G. Wintermeyer, Z. Stachura, A. Warczak, A. Müller, Y. Awaya und T. Kambara, *Radiation Effects and Defects in Solids*, Vol. 110, 39 (1989)

[Obe79] W. Obert, in: *11th Symposium on Rarefied Gas Dynamics*, Editor: R. Campargue, Commissiariat a l'Energie Atomique, Paris, 1181 (1979)

[Opp28] J.R. Oppenheimer, Nucl. Phys. **31**, 349 (1928)

[Owe89] A. Owens, Nucl. Instr. Meth. A **274**, 297 (1989)

[Pot90] H. Poth, Phys. Rep. **196**, 135 (1990)

[Rad97] T. Radon, Th. Kerscher, B. Schlitt, K. Beckert, T. Beha, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, Y. Fuijta, H. Geissel, M. Haussmann, H. Inrich, H.C. Jung, O. Klepper, H.-J. Kluge, C. Kozhuharov, G. Kraus, K.E.G. Löbner, G. Münzenberg, Y. Noikov, F. Nickel, F. Nolden, Z. Patyk, H. Reich, C. Scheidenberger, W. Schwab, M. Steck. K. Sümmerer und H. Wollnik, Phys. Rev. Lett **78**, 4701 (1997)

[Rei97] H. Reich, W. Bourgeois, B. Franzke, A. Kritzer und V. Varentsov, Nucl. Phys. A **626**, 417c (1997)

[Rym96] P. Rymuza, Th. Stöhlker, H. Geissel, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, F. Nickel, C. Scheidenberger, Z. Stachura und A. Warczak, Acta Physica Polonica **27**, 573 (1996)

[Sch92] S. Schütte, Diplomarbeit, Universität Göttingen (1992)

[Sch96] S. Schütte, Dissertation, Universität Göttingen (1996)

[Sch98] H.T. Schmidt, S.H. Schwartz, J. Weimer, A. Pallin, R. Schuch, H. Cederquist, L. Bagge, A. Källberg, J. Hilke, K.-G. Rensfelt, V. Mergel, M. Achler, R. Dörner, R. Moshammer, H. Schmidt-Böcking, H. Reich, M. Unverzagt, W. Schmitt und J. Ullrich, Jahresbericht Manne Siegbahn Laboratory 1997, Stockholm Schweden, 68 (1998)

[Sch99] H.T. Schmidt, S.H. Schwartz, J. Weimer, A. Fardi, R. Schuch, H. Cederquist, L. Bagge, A. Källberg, J. Hilke, K.-G. Rensfelt, A. Langereis, V. Mergel, M. Achler, R. Dörner, R. Moshammer, H. Schmidt-Böcking, H. Reich, W. Schmitt und J. Ullrich, Jahresbericht Manne Siegbahn Laboratory 1998, Stockholm Schweden, 76 (1999)

[Spi79] E. Spindler, H.-D. Betz und F. Bell, Phys. Rev. Lett. **42**, 832 (1979)

[Ste97] M. Steck, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, O. Klepper, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt, P. Spädtke und T. Winkler, Nucl. Phys. A **626**, 495c (1997)

[Ste97a] M. Steck, Nucl. Phys. A **626**, 473c (1997)

[Ste99] M. Steck, private Mitteilung (1999)

[Sto30] M. Stobbe, Ann. Physik **7**, 661 (1930)

[Stöc98] H. Stöcker, *Taschenbuch der Physik*, 3. Auflage, Verlag Harri Deutsch, Thun/Frankfurt am Main (1998)

[Stö93] Th. Stöhlker, P.H. Mokler, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, M. Jung, T. Kandler, O. Klepper, C. Kozhuharov, R. Moshammer, F. Nolden, H. Reich, P. Rymuza, P. Spädtke und M. Steck, Phys. Rev. Lett. **71**, 2184 (1993)

[Stö94] Th. Stöhlker, P.H. Mokler, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, H. Geissel, M. Jung, T. Kandler, O. Klepper, C. Kozhuharov, R. Moshammer, F. Nickel, F. Nolden, H. Reich, P. Rymuza, C. Scheidenberger, P. Spädtke, Z. Stachura, M. Steck und A. Warczak, Nucl. Instr. Meth. B **87**, 64 (1994)

[Stö94a] Th. Stöhlker, H. Geissel, H. Inrich, T. Kandler, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, G. Münzenberg, F. Nickel, C. Scheidenberger, T. Suzuki, M. Kucharski, A. Warczak, P. Rymuza, Z. Stachura, A. Kriessbach, D. Dauvergne, B. Dunford, J. Eichler, A. Ichihara und T. Shirai, Phys. Rev. Lett. **73**, 3520 (1994)

[Stö95] Th. Stöhlker, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, A. Warczak, F. Bosch, H. Geissel, R. Moshammer, C. Scheidenberger, J. Eichler, A. Ichihara, T. Shirai, Z. Stachura und P. Rymuza, Phys. Rev. A **51**, 2098 (1995)

[Stö95a] Th. Stöhlker, GSI Internal Report **05-95**, 4 (1995)

[Stö96] Th. Stöhlker, Physikalische Blätter **52**, 42 (1996)

[Stö97] Th. Stöhlker, A. Krämer, S.R. Elliott, R.E. Marrs und J.H. Scofield, Phys. Rev. A **56**, 2819 (1997)

[Stö97a] Th. Stöhlker, F. Bosch, A. Gallus, C. Kozhuharov, G. Menzel, P.H. Mokler, H.-T. Prinz, J. Eichler, A. Ichihara, T. Shirai, R.W. Dunford, T. Ludziejewski, P. Rymuza, Z. Stachura, P. Swiat und A. Warczak, Phys. Rev. Lett. **79**, 3270 (1997)

[Stö97b] Th. Stöhlker, H. Reich, K. Beckert, F. Bosch, A. Gallus, H. Eickhoff, B. Franzke, T. Kandler, O. Klepper, C. Kozhuharov, G. Menzel, P.H. Mokler, F. Nolden, H.-T. Prinz, P. Spädtke, M. Steck, T. Winkler, R.W. Dunford, P. Rymuza, T. Ludziejewski, Z. Stachura, P. Swiat und A. Warczak, Hyperfine Interactions **108**, 29 (1997)

[Stö97c] Th. Stöhlker, P.H. Mokler, C. Kozhuharov und A. Warczak, Comments At. Mol. Phys. 33(5), 271 (1997)

[Stö98] Th. Stöhlker, D.C. Ionescu, P. Rymuza, F. Bosch, H. Geissel, C. Kozhuharov, T. Ludziejewski, P.H. Mokler, C. Scheidenberger, Z. Stachura, A. Warczak und R.W. Dunford, Phys. Lett. A **238**, 43 (1998)

[Stö98a] Th. Stöhlker, D.C. Ionescu, P. Rymuza, F. Bosch, H. Geissel, C. Kozhuharov, T. Ludziejewski, P.H. Mokler, C. Scheidenberger, Z. Stachura, A. Warczak und R.W. Dunford, Phys. Rev. A **57**, 845 (1998)

[Stö98b] Th. Stöhlker, T. Ludziejewski, H. Reich, F. Bosch, R.W. Dunford, J. Eichler, B. Franzke, C. Kozhuharov, G. Menzel, P.H. Mokler, F. Nolden, P. Rymuza, Z. Stachura, M. Steck, P. Swiat, A. Warczak und T. Winkler, Phys. Rev. A **58**, 2043 (1998)

[Stö98c] Th. Stöhlker, P.H. Mokler, F. Bosch, R.W. Dunford, C. Kozhuharov, G. Menzel, P. Rymuza, Z. Stachura, P. Swiat, A. Warczak, B. Franzke, O. Klepper, A. Krämer, T. Ludziejewski, H.-T. Prinz, H. Reich und M. Steck, GSI Jahresbericht 1997, GSI 98-1, 99 (1998)

[Stö99] Th. Stöhlker, T. Ludziejewski, F. Bosch, R.W. Dunford, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, H.F. Beyer, O. Brinzanescu, B. Franzke, J. Eichler, A. Griegal, S. Hagmann, A. Ichihara, A. Krämer, J. Lekki, D. Liesen, F. Nolden, H. Reich, P. Rymuza, Z. Stachura, M. Steck, P. Swiat und A. Warczak, Phys. Rev. Lett. **82**, 3232 (1999)

[Stö99a] Th. Stöhlker, O. Brinzanescu, A. Krämer, T. Ludziejewski, X. Ma, P. Swiat und A. Warczak, eingereicht bei *"X-Ray and Inner Shell Processes:* 18th *International Conference"*, Editoren: D.S. Gemmel, E.P. Kanter und L. Young (1999)

[Tie76] W. Tietsch, Dissertation Universität Frankfurt, IKF-D 213 (1976)

[Ull97] J. Ullrich, R. Moshammer, R. Dörner, O. Jagutzki, V. Mergel, H. Schmidt-Böcking und L. Spielberger, J. Phys. B.: At. Mol. Opt. Phys. **30**, 2917 (1997)

[Vei74] W.J. Veigele, in *Handbook of Spectroscopy*, S. 28ff., Editor: J.W. Robinson (CRC Press, Cleveland, 1974)

[Wah66] A.C. Wahl und G. Das, J. Chem. Phys, **44**, 87 (1966)

[Win97] T. Winkler, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt und M. Steck, Nucl. Phys. A **626**, 485c (1997)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Leuten bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Da ist zuerst einmal mein Betreuer Priv.-Doz. Dr. habil. Thomas Stöhlker, der mir dieses interessante Thema zur Verfügung stellte und immer für meine Probleme ein offenes Ohr hatte. Durch seine Unterstützung und fortwährenden Einsatz war die erfolgreiche Durchführung dieser Arbeit erst möglich.

Ein weiterer ganz besonderen Dank geht an Herrn A. Kritzer, der bei der Planung und Entwicklung der Kühlung des Gasjets eine entscheidende Rolle gespielt hat. Er hat mit seinen Kenntnissen über das Gastarget und seine Unterstützung bei den Tests sehr zum Gelingen beigetragen.

Außerdem geht ein herzliches Dankeschön an Dr. H. Reich für die Unterstützung und die Tips bei dem Betrieb des Gasjet-Targets. Ohne seine Erfahrungen wäre die Entwicklung gar nicht möglich gewesen.

Dann darf auch mein Doktorvater Prof. H. Schmidt-Böcking nicht unerwähnt bleiben. Ihm danke ich besonders für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und der damit verbundenen Möglichkeit an der Universität Frankfurt zu promovieren und seinem steten Interesse an meiner Arbeit.

Ich danke Herrn Prof. Dr. K. Bethge für die Aufnahme an das Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität.

Des weiteren möchte ich mich bei Prof. H.J. Kluge, Leiter der Abteilung Atomphysik bei GSI, für die Aufnahme in seine Abteilung und für die Doktorandenstelle, sowie der Bereitstellung der notwendigen Mittel bedanken, die es mir erst ermöglichten meine Promotion bei GSI durchzuführen.

Dr. habil. S. Fritzsche, Prof. Dr. J. Eichler und Dr. D.C. Ionescu gilt mein Dank für die Unterstützung dieser Arbeit durch die theoretischen Rechnungen.

Außerdem möchte ich mich bei T. Ludziejewski, A. Warczak, Z. Stachura, P. Swiat, X. Ma, F. Bosch, P.H. Mokler, C. Kozhuharov, D. Liesen und H.F. Beyer bedanken, ohne die die Durchführung der Strahlzeiten gar nicht möglich gewesen wäre.

Darüber hinaus geht ein besonderer Dank an die Beschleuniger- und insbesondere die ESR-Mannschaft, die stets für optimale Strahlbedingungen sorgten. Hier sei besonders Dr. B. Franzke und Dr. M. Steck erwähnt, ohne deren Unterstützung die Experimente am ESR gar nicht durchzuführen gewesen wären.

Für die vielen großen und kleinen Dienste und das stets gute Betriebsklima möchte ich mich noch bei allen Mitarbeitern der Abteilung Atomphysik bedanken.
Des weiteren möchte ich mich noch bei Herrn Dipl. Phys. Holger Kollmus für die sehr gute Freundschaft und die anregenden physikalischen und nicht physikalischen Gespräche während des Studiums und unserer gemeinsamen Doktorandenzeit bei GSI ganz herzlich bedanken.
Ein besonderer Dank geht noch an meinen Bruder Stephan, der mir bei der Korrektur der Arbeit sehr behilflich war.
Zum Schluß möchte ich mich bei all meinen Freunden bedanken, die während meiner Doktorarbeit mit nichtphysikalischen Aktivitäten für die notwendige Ablenkung gesorgt haben.
Last but not least einen ganz herzlichen Dank an meine Eltern Ingrid und Dieter Krämer, die mir diesen Weg erst ermöglicht haben. Danke!

Lebenslauf

Andreas Krämer

Wickerer Str. 90
65439 Flörsheim

13. 03. 1972	geboren in Flörsheim am Main
1978 bis 1982	Besuch der Grundschule in Flörsheim am Main
1982 bis 1984	Besuch der Förderstufe der Graf-Stauffenberg-Schule Flörsheim
1984 bis 1988	Besuch der Mittelstufe der Graf-Stauffenberg-Schule Flörsheim
1988 bis 1991	Besuch der Oberstufe der Graf-Stauffenberg-Schule Flörsheim
April 1991	Abitur
01. 10. 1991	Beginn des Physikstudiums an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt a.M.
April 1994	Diplom-Vorprüfung in Physik
Dez. 1995 bis Dez. 1996	Anfertigen der Diplomarbeit mit dem Titel „Die Absorptionskantentechnik angewandt zur Untersuchung der Struktur und Stoßdynamik schwerer hochgeladener Ionen“ am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt und an der Gesellschaft für Schwerionenforschung m.b.H. (GSI) in Darmstadt
05. 03. 1997	Diplom-Hauptprüfung in Physik
seit 01. 04. 1997	Wissenschaftliche Hilfskraft mit der Möglichkeit zur Promotion an der GSI und Doktorand am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt in der Arbeitsgruppe von Prof. Horst Schmidt-Böcking