Atomphysik sehr starker Zentralfelder: Die Röntgenstrahlung der schwersten Ein- und Zwei-Elektronensysteme

Habilitationsschrift

vorgelegt beim Fachbereich der Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt

von
Thomas Stöhlker
aus Friedberg

Darmstadt 1998

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Mit der Inbetriebnahme des **E**xperimentier-**S**peicher-**R**ings (ESR) der *Gesellschaft für Schwerionenforschung* in Darmstadt wurde Anfang der neunziger Jahre ein neues Kapitel für die Grundlagenforschung mit hochgeladenen Schwerionen aufgeschlagen. So eröffnen die brillanten Strahlen an hochgeladenen und gekühlten Ionen, die nun den Experimenten am ESR zur Verfügung stehen, einen einzigartigen Einblick in fundamentale Bereiche der Atom- und Kernphysik, wie er noch Jahre zuvor als unmöglich erschien. Als bedeutende Schlüsselexperimente, die bereits erfolgreich am ESR durchgeführt werden konnten, seien beispielhaft der Nachweis des gebundenen β-Zerfalls genannt [JuB92], ebenso wie die erstmalige Vermessung der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung des $1s$-Grundzustands in einem schweren Ein-Elektronensystem [KlB94] und der Einsatz des ESR als präzises Massenspektrometer für stabile und radioaktive Nuklide [RaK97].

Von besonderem atomphysikalischen Interesse sind die einzigartigen Möglichkeiten, die der ESR zur Untersuchung der Struktur schwerster Ein-Elektronensysteme bietet, so z.B. an wasserstoffartigem Uran. Hier ist das gebundene Elektron extrem starken elektrischen Feldern ausgesetzt und die atomare Struktur ist wesentlich durch relativistische und quantenelektrodynamische Effekte bestimmt. Folglich eignen sich diese exotischen, aber auch – im Sinne des Vielteilchenaspektes – einfachen atomaren Systeme besonders zum Studium der Quantenelektrodynamik in starken Feldern.

Die Quantenelektrodynamik (QED), die die Abweichung der atomaren Bindungsverhältnisse von den Vorhersagen der relativistisch korrekten Formulierung der Quantenmechanik – der Dirac-Theorie – erklären konnte, stellt heutzutage eine wesentliche Säule unseres physikalischen Weltbildes dar und wird häufig als die am besten überprüfte Theorie angesehen. In der Tat ist es mittlerweile gelungen, die Vorhersagen der QED für leichte Atome mit einer extrem hohen Genauigkeit zu bestätigen. Diese Untersuchungen sind jedoch im wesentlichen sensitiv auf die QED-Korrekturen niedrigster Ordnung. Mit Zunahme des Coulomb-Potentials des Kerns gewinnen Terme höherer Ordnung immer mehr an Bedeutung, deren experimentelle Überprüfung noch nicht erfolgte. Für eine Messung dieser Korrekturen sind daher die extrem starken Felder, wie sie in den schwersten H-artigen Ionen vorliegen, besonders geeignet. Da die Bindungsenergien eine Z^2-Abhängigkeit aufweisen und die QED-Effekte mit Z^4 skalieren, bieten diese Ionen zudem den Vorteil, daß die Lamb-Verschiebung mit 0.4% eine bedeutende Korrektur wird, während sie für den $1s$-Zustand des Wasserstoffatoms nur ein Effekt auf dem Niveau von 10^{-6} ist.

Einen Schwerpunkt der vorliegenden Habilitationsschrift bilden die Untersuchungen zur Röntgenstrahlung der schwersten Ein-Elektronensysteme, die erstmals im Detail an der ESR-Speicherringanlage erfolgen konnten. Diese Strahlung, die den Zerfall angeregter elektronischer Zustände begleitet, ermöglicht den bislang direktesten experimentellen Zugang zur Erforschung der QED-Effekte in starken Coulomb-Feldern. So läßt sich aus der Spektroskopie der Röntgenstrahlung, die bei den Übergängen in den Grundzustand entsteht, direkte Information über die Bindungsverhältnisse des $1s$-Niveaus gewinnen. Die Energie dieser – auch Lyman-Strahlung genannter – Photonen ist direkt proportional zur $1s$-Bindungsenergie. Somit ermöglicht deren präzise Vermessung eine genaue Bestimmung der Stärke der QED-Korrekturen für den Grundzustand. Die Herausforderung, mit der hierbei der Experimentator konfrontiert wird, ergibt sich zum einen aus den hohen Röntgenenergien, die es zu untersuchen gilt und die im Bereich von 100 keV liegen. Laserspektroskopische Methoden, welche erst die hohe Genauigkeit ermöglichten, mit der die Struktur des atomaren Wasserstoffs untersucht werden kann, sind somit von vornherein ausgeschlossen. Zum anderen erfordern diese Untersuchungen eine Strategie zur Kontrolle des Dopplereffektes, dem die Lyman-Photonen unterworfen sind. Diese Problematik ist eine direkte Folge der Methode, die an einer Beschleunigeranlage zur Erzeugung hochgeladener Ionen angewendet wird. So sind z.B. für Uran Geschwindigkeiten von circa 60% der Lichtgeschwindigkeit erforderlich, um es beim Durchdringen von Festkörperfolien vollständig zu ionisieren. Folglich werden die Lyman-Photonen aus sich schnell bewegenden Projektilen emittiert, und der Experimentator beobachtet – abhängig vom Beobachtungswinkel – eine stark *rot-* bzw. *blauverschobene* Strahlung. Eine präzise Bestimmung dieser Dopplerkorrekturen ist somit die Voraussetzung zur genauen Bestimmung der Übergangsenergien im Emittersystem.

Die bislang am ESR durchgeführten Experimente zur $1s$-Lamb-Verschiebung werden im Rahmen dieser Arbeit eingehend diskutiert, wobei die unterschiedlichen Experimentstrategien und deren Resultate im Detail dargestellt werden. Zudem wird den Eigenschaften der Lyman-Strahlung und deren Erzeugung besonderes Gewicht eingeräumt. Lyman-Übergänge werden durch Elektroneneinfang in die nackten Ionen hervorgerufen, die entweder in Stößen mit neutralen Targetatomen oder freien Elektronen stattfinden. Dieser Aspekt der Stoßdynamik hochgeladener schwerster Ionen ist eng gekoppelt mit deren Struktur. Genaue Erkenntnisse über die selektive Bevölkerung einzelner Niveaus, die Intensität der Strahlung und ihre Winkelverteilung bzw. Polarisation lassen sich nur durch ein Studium der Stoßdynamik erzielen. Diese Parameter sind von ausschlaggebender Bedeutung für alle Spektroskopieexperimente und wurden daher auch im Rahmen der Experimente zur $1s$-Lamb-Verschiebung genauestens untersucht.

In einer Serie erster Experimente zur $1s$-Lamb-Verschiebung an schwersten H-artigen Ionen am ESR gelang es, die Genauigkeit unseres experimentellen Wissens über die QED in starken Feldern um nahezu eine Größenordnung zu steigern. Trotzdem befinden sich die Experimente erst an der Schwelle zum sensitiven Test dieser QED-Effekte, für den eine weitere Steigerung um ca. eine Größenordnung erforderlich ist. Ein Schlüssel hierzu scheint die Abbremstechnik zu sein, mit der selbst nackte Uranionen im ESR auf niedrige Energien abgebremst werden können, um so den Einfluß systematischer Fehlerquellen zu reduzieren, die durch die Ionenenergien bedingt sind. Zudem weisen die Röntgenspektren abgebremster Schwerionen eine Brillanz und Intensität auf, die bei den hohen Stoßenergien nicht vorzufinden ist. Dies kann eindrucksvoll anhand der Röntgenspektren belegt werden, die bereits in einem ersten Experiment mit abgebremsten nackten Uranionen gemessen werden konnten.

Neben der Röntgenspektroskopie an den schwersten Ein-Elektronensystemen dürfen auch die Experimente nicht unerwähnt bleiben, die die Untersuchung der Bindungsverhältnisse im Grundzustand der schwersten Zwei-Elektronensysteme zum Ziele haben. Die Erforschung der einfachsten Mehr-Elektronensysteme hat in den letzten Jahren zunehmend an Bedeutung gewonnen, was sich auf experimenteller Seite durch die Inbetriebnahme der Falle für hochgeladene Ionen – der Super-EBIT in Livermore, USA – erklären läßt. Bei der Super-EBIT handelt es sich um einen weiteren Meilenstein in der Ionenquellen- bzw. Beschleuniger-Entwicklung, der es ermöglicht, Experimente an stationären, höchstgeladenen Ionen bis hin zu nacktem Uran durchzuführen. Diese Experimentieranlage, die nahezu zeitgleich mit dem ESR in Betrieb genommen werden konnte, eignet sich insbesondere zur Untersuchung schwerer Viel-Elektronensysteme. Hier ist es möglich, durch Relativmessungen der Röntgenübergänge in H- und He-artigen Ionen den Zwei-Elektronen-Beitrag zur Bindungsenergie direkt zu vermessen. Ziel dieser Experimente, die als komplementär zu denen am ESR angesehen werden dürfen, ist eine genaue Bestimmung der spezifischen QED-Korrekturen für die Elektron-Elektron-Wechselwirkung in Gegenwart starker Zentralfelder. Dies würde einen sehr wertvollen zusätzlichen Test der QED in starken Feldern erlauben. Tatsächlich sind in den letzten Jahren auf dem theoretischen Gebiet der Struktur atomarer Vielkörpersysteme so beeindruckende Fortschritte zu verzeichnen gewesen, daß die Bindungsenergien für den Grundzustand in schweren He-artigen Ionen mittlerweile mit einer Präzision berechnet werden können, die bislang nur von den Ein-Elektronensystemen bekannt war. Folglich sind begleitende experimentelle Untersuchungen zwingend erforderlich.

Schließlich sei hier darauf hingewiesen, daß sich auch die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung schwerer H-artiger Ionen [KlB94] ebenso wie die schweren Li-artigen Systeme, die jeweils sehr unterschiedliche physikalische Aspekte beleuchten, hervorragend zur Untersuchung der atomaren Struktur eignen [BeO98]. Mit Li-artigen Ionen gewinnt man Einblicke in die QED komplexer Viel-Elektronensysteme, während bei der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung das Interesse an der QED in starken magnetischen Feldern im Vordergrund steht. Eine Behandlung dieser sehr interessanten Forschungsgebiete würde jedoch weit über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinausgehen.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut: Im Kapitel 2 wird ein Überblick über den gegenwärtigen theoretischen Stand der atomaren Strukturtheorie gegeben, wobei die H-artigen Ionen einen besonderen Schwerpunkt bilden. So werden neben den Bindungsenergien auch die Zerfallsraten angeregter Zustände erläutert, die wesentlich die Röntgencharakteristik bestimmen. Ebenso werden hier die Zwei-Elektronensysteme erörtert. Hierauf folgt im Kapitel 3 eine eingehende und zusammenfassende Darstellung der relativistischen Stoßphysik, die die Wechselwirkung der hochgeladenen Schwerionen mit Materie bestimmt. Dies soll anhand eines eingehenden Vergleiches zwischen experimentellen Daten und theoretischen Modellen erfolgen, wobei ein Großteil der dargestellten Daten im Rahmen eingehender Voruntersuchungen ermittelt werden konnte. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse sind für die korrekte Beschreibung der Röntgenemission zwingend notwendig und werden ebenso für die optimale Produktion höchstgeladener Schwerionen benötigt.

Im Anschluß – Kapitel 4 – werden die beiden Experimentieranlagen ESR und Super-EBIT vorgestellt, die weltweit die einzigen Anlagen sind, an denen atomare Struktur- und Stoßuntersuchungen für schwere, hochgeladene Ionen durchgeführt werden können. Die folgenden drei Kapitel (Kapitel 5, Kapitel 6 und Kapitel 7) konzentrieren sich auf die am ESR durchgeführten Untersuchungen. Im Kapitel 5 werden die beiden am ESR vorhanden Experimentierplätze zur Röntgenspektroskopie mit ihren spezifischen Eigenschaften erörtert. Hier erfolgt zudem die Diskussion der Emissionseigenschaften von sich schnell bewegenden Projektilen. Hingegen wird im Kapitel 6 das Experiment erläutert, in dem erstmals die Abbremstechnik angewendet werden konnte. Neben wichtigen experimentellen Aspekten, wie z.B. den gemessenen Lebensdauern der gespeicherten Ionenstrahlen, werden die Röntgenspektren abgebremster H-artiger Uranionen gezeigt und interpretiert. Basierend auf diesen Betrachtungen werden im Kapitel 7 alle Experimente und die dazugehörenden Experimentstrategien und Methoden dargestellt, die bislang zur $1s$-Lamb-Verschiebung in schweren H-artigen Ionen durchgeführt wurden. Ein besonderer Schwerpunkt bildet hierbei das Experiment mit den abgebremsten Uranionen, in dem die bislang größte Genauigkeit erreicht werden konnte, das aber auch die Grenzen der gegenwärtigen Techniken verdeutlich. Alle vorliegenden Ergebnisse zur $1s$-Lamb-Verschiebung werden zudem zusammenfassend diskutiert.

Im folgenden Kapitel 8 wird ein Überblick über den gegenwärtigen experimentellen Stand der Forschung auf dem Gebiet der schweren Zwei-Elektronensysteme gegeben und eine neue Experimentiertechnik dargestellt, mit der der Zwei-Elektronen-Beitrag am Ionisationspotential direkt vermessen werden kann. Neben einem Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Vorhersagen wird auch die Möglichkeit erörtert, diese Untersuchungen auf angeregte Zustände auszudehnen, über die bislang nahezu keine Informationen vorliegen. Schließlich werden im Ausblick (Kapitel 9) neue Experimentiertechniken vorgestellt, die gegenwärtig entwickelt werden und die in naher Zukunft eine weitere wesentliche Steigerung der experimentellen Präzision erlauben sollten. Hier wird auch auf die Perspektiven Bezug genommen, die sich aus der Speicherring-Technologie für die Experimente zur Stoßdynamik schwerster, hochgeladener Ionen ergeben.

Kapitel 2

Die Struktur schwerer Ein- und Zwei-Elektronensysteme

Das Wasserstoff- und das Heliumatom spielten als einfachste atomare Systeme eine bedeutende Rolle in der Entwicklung der Atom- und Quantenphysik. Für die grundlegenden Gesetze, die der atomaren Struktur zugrunde liegen, ist das Wasserstoffatom von zentraler Bedeutung. Hier treten bereits relativistische und quantenelektrodynamische Effekte auf, die letztlich auch unsere makroskopische Welt bestimmen. Man denke hierbei an die Bedeutung der Bindungsenergien für den Aufbau des Periodensystems und für die Bildung chemischer Substanzen. Im Vergleich zum Wasserstoffatom sind solche Viel-Elektronensysteme bereits sehr komplex und das Verständnis ihrer Struktur erfordert zudem ein detailliertes Wissen über die Wechselwirkung der Elektronen untereinander. Zur Untersuchung der Natur dieser Systeme kommt dem einfachsten Mehr-Elektronensystem, dem Heliumatom, eine herausragende Bedeutung zu.

Mittlerweile ist unsere Kenntnis von der atomaren Struktur des Wasserstoff- und Heliumatoms extrem präzise [Hae95, InC95], und die Ausdehnung der Forschung auf die isoelektronischen Sequenzen bis hin zu den schwersten Ein- und Zwei-Elektronensystemen ist ein zentraler Gegenstand der aktuellen Atomphysik. So erfahren mit steigender Kernladungszahl Z die gebundenen Elektronen eine starke Zunahme des elektrischen Feldes dem sie ausgesetzt sind, was wiederum zur Folge hat, daß die relativistischen und die QED-Korrekturen wesentlich an Bedeutung gewinnen. Die mittlere elektrische Feldstärke $\langle|E|\rangle$, die ein Elektron in einem H-artigen System erfährt [SoB98], ist in Abbildung 2.1 für die niedrigst liegenden Zustände als Funktion der Kernladungszahl Z wiedergegeben. Die Zunahme von $\langle|E|\rangle$ um mehr als sechs Größenordnungen von Z=1 nach Z=92 zeigt deutlich, daß in den schwersten Systemen extrem starke elektrische Felder herrschen, deren Auswirkung auf die atomare Struktur sich nicht mit leichten Ionen untersuchen läßt.

Im folgenden wird im Detail auf die atomare Struktur H- und He-artiger Systeme eingegangen, wobei den quantenelektrodynamischen Effekten besondere Bedeutung beigemessen wird.

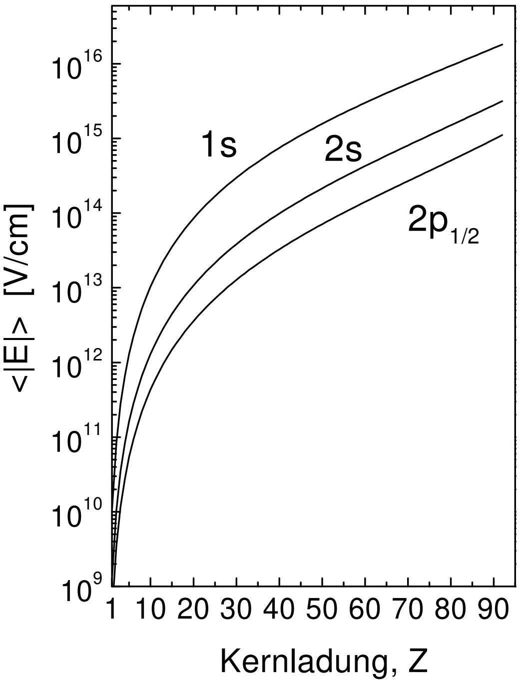

Abbildung 2.1. *Der Mittelwert der elektrischen Feldstärke* $\langle |E| \rangle$ *für die am stärksten gebundenen Zustände in H-artigen Ionen als Funktion der Kernladungszahl* Z *[SoB98].*

2.1 Wasserstoffartige Ionen

Die Abhängigkeit der elektronischen Bindungsenergien E_{B} von der Kernladungszahl Z und der Hauptquantenzahl n wurde bereits durch das 1913 postulierte Bohr'sche Atommodell annähernd beschrieben. In der Tat lassen sich bereits mit der einfachen Rydbergformel

$$E_{\mathrm{B}} = -Ry \cdot Z^2/n^2 \tag{2.1}$$

die Linienenergien des Wasserstoffspektrums verstehen, wobei Ry die Rydbergkonstante darstellt ($Ry \simeq 13.6$ eV). So folgt aus der Rydbergformel die bereits 1885 von Balmer gefundene n-Skalierung der Röntgenenergien. Dieses auch als *allgemeine Balmerformel* bekannte Skalierungsgesetz

$$E = Ry \cdot (1/n^2 - 1/m^2), \tag{2.2}$$

mit den Hauptquantenzahlen n, m und $n < m$, wurde empirisch aus den vier im sichtbaren Bereich des Wasserstoffspektrums liegenden Linien hergeleitet. Es sei an dieser Stelle an die spektroskopische Notation für die Serien erinnert, auf die im folgenden häufig Bezug genommen wird: n=1: Lymanserie, n=2: Balmerserie, n=3: Paschenserie. Das Bohr'sche Atommodell war jedoch nur in grober Übereinstimmung mit den spektroskopischen Daten und lieferte insbesondere keine Erklärung für die schon früh beobachtete Feinstrukturaufspaltung der Spektrallinien. Hingegen war die klassische Quantenmechanik in der Lage, auch diese Details der atomaren

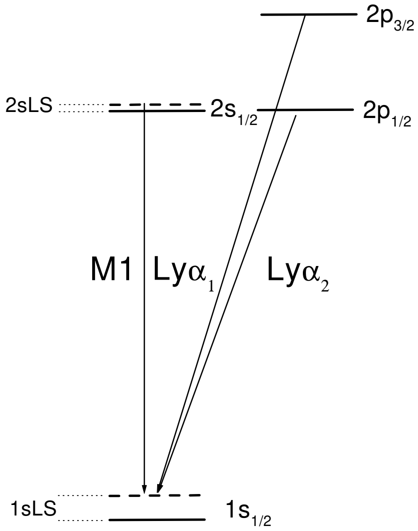

Abbildung 2.2. Termdiagramm, das aus der Dirac-Theorie für die niedrigsten atomaren Niveaus in H-artigen Ionen folgt. Die gestrichelten Linien deuten schematisch den Einfluß der QED-Korrekturen an.

Struktur zu beschreiben. Hierzu war es jedoch erforderlich, dem Elektron einen Eigendrehimpuls zuzuschreiben, da diese Eigenschaft des Elektrons – der Spin (s=1/2$\hbar$) – sich nicht aus der klassischen Quantenmechanik ergibt. Der Spin des Elektrons folgt jedoch zwanglos aus der relativistisch korrekten Formulierung der Quantenmechanik, der Dirac-Theorie (1928), die die Grundlage unseres heutigen Verständnisses der atomaren Struktur darstellt. Aus der zeitunabhängigen Dirac-Gleichung folgt für den Energieeigenwert E_{nj} eines Zustands in einem Ein-Elektronensystem und unter Annahme eines punktförmigen und unendlich schweren Kerns:

$$E_{\mathrm{nj}} = mc^2 \Big/ \sqrt{1 + \left(\frac{Z\alpha}{n - |j+1/2| + \sqrt{(j+1/2)^2 - (Z\alpha)^2}} \right)^2} \tag{2.3}$$

mit der Ruhemasse des Elektrons m, c der Lichtgeschwindigkeit und $\alpha = 1/137.036$ der Feinstrukturkonstante. Der Bahndrehimpuls mit seiner Quantenzahl ℓ koppelt mit dem Spin des Elektrons zum Gesamtdrehimpuls mit der Quantenzahl $j = \ell \pm 1/2$. Nach der Dirac-Theorie sind somit alle Zustände mit gleicher Haupt- und Gesamtdrehimpulsquantenzahl entartet und die Bindungsenergien ergeben sich aus

$$E_{\mathrm{B}} = E_{\mathrm{nj}} - mc^2. \tag{2.4}$$

Das Termdiagramm, das aus der Dirac-Theorie für die niedrigsten atomaren Niveaus in H-artigen Ionen folgt, ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Zudem wird in der Abbildung die spektroskopische Notation Lyman-α_1 (Lyα_1) und Lyman-α_2 (Lyα_2) für den $2p_{3/2}$→$1s_{1/2}$ bzw. $2p_{1/2}$→$1s_{1/2}$ Übergang eingeführt. Die aufgeführte Bezeichnung **M1** bezieht sich hierbei auf den magnetischen Dipolzerfall des $2s_{1/2}$-Zustands, der zwar für atomaren Wasserstoff keine Bedeutung hat, jedoch für die schwersten Systeme von großer Relevanz ist.

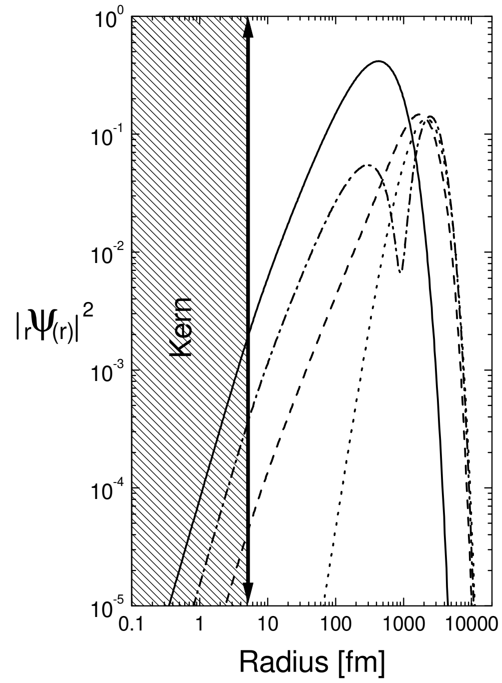

Abbildung 2.3. *Der Radialteil der Wellenfunktionen für* $_{92}\mathrm{U}^{91+}$ *(— $1s$-Orbital, -.-.- $2s$-Orbital, – – – $2p_{1/2}$-Orbital, ...$2p_{3/2}$-Orbital). Der Pfeil markiert die Ausdehnung des Kerns, wobei ein Kernradius von 7.4 fm angenommen wurde [Bei97].*

2.1.1 Die Lamb-Verschiebung

Im Jahre 1947 konnten Lamb und Retherford [LaR47, LaR52] nachweisen, daß im Widerspruch zur Dirac-Theorie die beiden $j = 1/2$-Zustände der L-Schale des atomaren Wasserstoffs – das $2s_{1/2}$- und das $2p_{1/2}$-Niveau – nicht entartet sind. Somit war offensichtlich, daß selbst die Dirac-Theorie keine vollständige Beschreibung atomarer Systeme liefert. Die damalige Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment, die sogenannte *klassische* Lamb-Verschiebung, läßt sich im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) erklären, die die Wechselwirkung des gebundenen Elektrons mit seinem eigenen virtuellen Photonenfeld beschreibt. Grundsätzlich sind von diesen QED-Korrekturen alle atomaren Zustände betroffen, jedoch werden die Korrekturen um so bedeutender, je größer die radiale Dichte der Wellenfunktion am Ursprung des Zentralpotentials ist. Somit sind die Bindungsenergien der s-Zustände – und hier vor allem die des $1s$-Grundzustands – am stärksten von QED-Korrekturen beeinflußt. In Abbildung 2.3 ist der Radialteil der $1s$-, $2s$-, $2p_{1/2}$- und $2p_{3/2}$-Wellenfunktion im Uran als Funktion des Kernabstandes dargestellt, in der deutlich der große Überlapp des $1s$- und des $2s$-Orbitals mit dem Kernvolumen zu erkennen ist, während die p-Orbitale, und hier insbesondere das $2p_{3/2}$-Niveau, nahezu keinen Überlapp aufweisen.

An dieser Stelle muß darauf hingewiesen werden, daß allgemein unter dem Begriff *der Lamb-Verschiebung eines Zustands* die Differenz zwischen der tatsächlich vorliegenden Bindungsenergie im Atom und der Vorhersage der Dirac-Theorie für einen punktförmigen Kern verstanden wird. Somit tragen zur Lamb-Verschiebung nicht nur QED-Korrekturen bei, sondern alle Effekte, die Einfluß auf die Energieeigenwerte haben. Eine Ausnahme stellt jedoch die Korrektur dar, die durch die endliche Masse

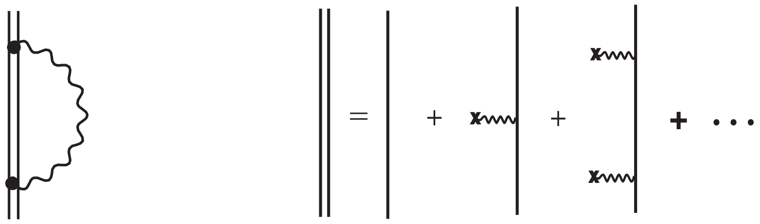

Abbildung 2.4: *Linke Seite: Feynman-Diagramm für die Selbstenergie eines gebundenen Elektrons. Rechte Seite: Zerlegung des Propagators für gebundene Elektronen in eine Reihe freier Propagatoren.*

des Atomkerns hervorgerufen wird, und die nicht-relativistisch gegeben ist durch

$$E_{\mathrm{rm}} = \frac{m}{m+M}\left(-E_{\mathrm{B}}\right), \tag{2.5}$$

wobei M die Kernmasse bezeichnet (siehe z.B. [ArS95]). Aus traditionellen Gründen wird diese Korrektur nicht als Lamb-Verschiebungseffekt verstanden, da sie nicht zur *klassischen* Lamb-Verschiebung – der $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ Aufspaltung – beiträgt. In schweren Systemen reicht die nicht-relativistische Beziehung in Gleichung 2.5 nicht mehr aus, um den Einfluß der endlichen Kernmasse zu bestimmen. Vielmehr müssen relativistisch korrekte Berechnungen durchgeführt werden, die zur sogenannten *Recoil* Korrektur E_{R} führen. Um der Konvention zu genügen, wird häufig der künstliche *Relativistic Recoil* Term angegeben, der sich aus der Differenz $E_{\mathrm{R}} - E_{\mathrm{rm}}$ ergibt [ArS95]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird von dieser Konvention abgewichen, und es werden alle Effekte als Lamb-Verschiebungskorrekturen angesehen, die zur Abweichung von der Dirac-Theorie führen.

Im wesentlichen läßt sich für s-Zustände der Einfluß der Lamb-Verschiebung durch folgende Gleichung wiedergeben [JoS85]:

$$\Delta E_{LS} = \frac{\alpha}{\pi}\frac{(Z\alpha)^4}{n^3}\cdot\mathcal{F}(Z\alpha)\cdot mc^2, \tag{2.6}$$

aus der insbesondere die starke Abhängigkeit der Lamb-Korrekturen ($\propto Z^4$) hervorgeht. $\mathcal{F}(Z\alpha)$ ist hierbei eine nur geringfügig mit Z variierende Funktion, die für leichte Systeme durch eine Entwicklung in $Z\alpha$ berechnet werden kann. Die Hauptbeiträge zur Lamb-Verschiebung, die durch Gleichung 2.6 berücksichtigt werden, stammen von der Selbstenergie, der Vakuumpolarisation und der endlichen Kernausdehnung.

2.1.2 Selbstenergie

Die Selbstenergie stellt die bedeutendste Strahlungskorrektur für leichte Systeme dar und führt zu einer Verminderung der Bindungsenergie. Hierbei emittiert und reabsorbiert das Elektron ein- und dasselbe virtuelle Photon, was jedoch in jeder klassischen

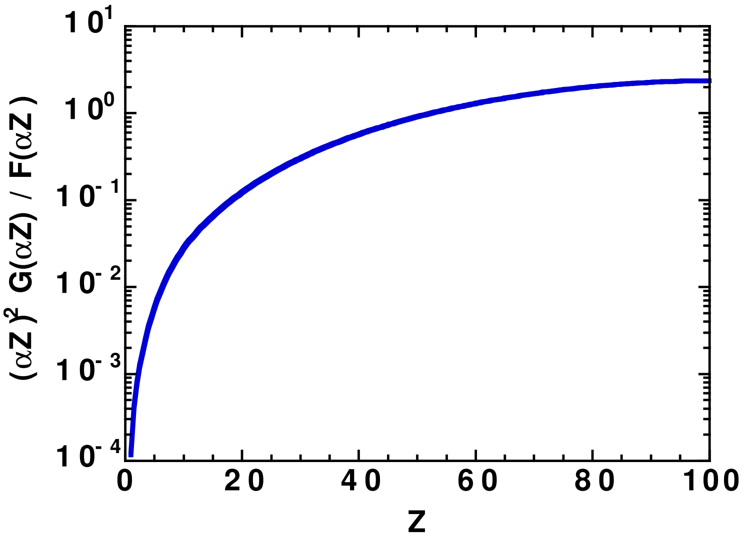

Abbildung 2.5. *Der Beitrag der höheren Ordnungskorrekturen zur $1s$-Selbstenergie (SE) als Funktion der Kernladungszahl Z, wie er sich aus Gleichung 2.8 ergibt[Bei97].*

Theorie zu einer unendlichen Masse und somit zu einem unendlichen Selbstenergiebeitrag führt [Hei54]. Die ersten erfolgreichen Rechnungen zur Selbstenergie, die es erlaubten, die Lamb-Verschiebung im Wasserstoff zu erklären, wurden von Bethe durchgeführt [Bet47]. Bethe gelang dies, indem er auf eine Idee Kramers – die sogenannte Massen-Renormierung – zurückgriff (für eine umfassende Darstellung der Entwicklung der QED siehe [Sch94]). Hierbei führt die Wechselwirkung mit den virtuellen Photonen zu einer Änderung der Elektronenmasse. Dieser Effekt ist immer gegenwärtig und die meßbare Elektronenmasse $m = m_e - \delta m$ beinhaltet bereits die Strahlungskorrektur. Somit kann die Selbstenergiekorrektur für einen gebundenen Zustand als Massendifferenz zwischen dem gebundenen Elektron und einem freien Elektron der Masse m_e betrachtet werden, das zum Zeitpunkt $t = -\infty$ keiner Wechselwirkung mit dem elektromagnetischen Feld unterliegt.

Das entsprechende Feynman-Diagramm für die Selbstenergie ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Hierbei repräsentiert die doppelte Linie ein stark gebundenes Elektron (Propagator des gebundenen Elektrons) und die geschlängelte Linie die Emission und Absorption eines virtuellen Photons. Der Propagator des gebundenen Elektrons läßt sich symbolisch in eine Reihe freier Propagatoren zerlegen, wie es in Abbildung 2.4 dargestellt ist. Jede Ankopplung an das externe Potential (×) entspricht hierbei einer Potenz in $Z\alpha$. Wird der Selbstenergie-Beitrag E_{SE} zur Funktion $\mathcal{F}(Z\alpha)$ im Rahmen einer $Z\alpha$ Reihenentwicklung betrachtet, so findet man für die Terme niedriger Ordnung [Moh96]

$$\begin{aligned}\mathcal{F}(Z\alpha) &= \mathcal{A}_{40}(Z\alpha) + \mathcal{A}_{41}\ln(Z\alpha)^{-2} + \mathcal{A}_{50}(Z\alpha) \\ &+ (Z\alpha)^2\mathcal{A}_{60} + (Z\alpha)^2\mathcal{A}_{61}\ln(Z\alpha)^{-2} + (Z\alpha)^2\mathcal{A}_{62}\ln^2(Z\alpha)^{-2} \\ &+ (Z\alpha)^2\mathcal{G}(Z\alpha)_{SE}. \end{aligned} \tag{2.7}$$

Die Funktion $\mathcal{G}_{SE}$ beinhaltet alle höheren Ordnungsbeiträge, die nicht explizit ange-

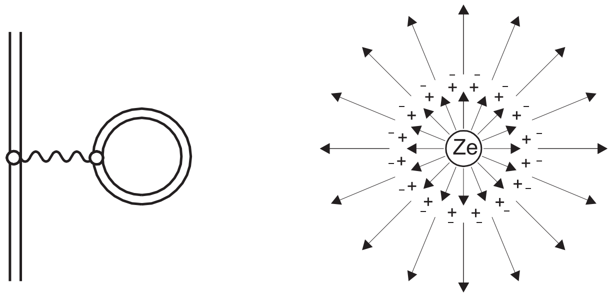

Abbildung 2.6: *Linke Seite: Feynman-Diagramm für die Vakuumpolarisation eines gebundenen Elektrons. Rechte Seite: Anschauliche Darstellung der Polarisation des Vakuums [SoB98].*

geben wurden. Im Grenzbereich $Z\alpha \to 0$ nimmt sie den Wert $\mathcal{G}(0)_{SE} =$ -30.92890(1) an. Für großes Z jedoch ist die gegebene Reihenentwicklung vollständig durch die höheren Ordnungsbeiträge geprägt.

In Abbildung 2.5 ist der Beitrag der höheren Ordnungen (E_{HO}) an der totalen Selbstenergie-Korrektur als Funktion der Kernladungszahl wiedergegeben, also [MuG86]:

$$\frac{E_{HO}}{E_{SE}} = \frac{\mathcal{G}_{SE}(Z\alpha) \cdot (Z\alpha)^2}{\mathcal{F}_{SE}(Z\alpha)}. \tag{2.8}$$

Aus dieser Darstellung wird ersichtlich, daß für schwere Ionen ($Z\alpha \to 1$) die Funktion $\mathcal{G}_{SE}(Z\alpha)$ in allen Ordnungen in $Z\alpha$ behandelt werden muß [PeS97, SoB98] und von einer Entwicklung in $Z\alpha$ keine sinnvollen Resultate mehr erwartet werden können.

2.1.3 Vakuumpolarisation

Die Vakuumpolarisation ist ein bedeutender QED-Effekt sowohl in myonischen Systemen als auch in schweren Ionen, d.h. in Systemen, bei denen der Überlapp der Wellenfunktionen mit dem Kern besonders groß ist. Die Vakuumpolarisation wird durch die Wechselwirkung des Elektrons mit einem virtuellen Elektron-Positron-Paar hervorgerufen und kann nur im Rahmen der Renormierung der Ladung behandelt werden in Analogie zur Massen-Renormierung bei der Selbstenergie [Hei54].

Das entsprechende Feynman-Diagramm ist in Abbildung 2.6 dargestellt. In Gegenwart externer Felder verhalten sich die virtuellen Elektron-Positron-Paare wie ein polarisierbares Medium und beeinflussen somit auch die Bindungsenergie des Elektrons. Aufgrund dieser Analogie zur klassischen Physik würde man vermuten, daß die Vakuumpolarisation wie die Selbstenergie zu einer *Lockerung* der Bindung führt. Daß jedoch das Gegenteil der Fall ist, kann nur als Folge der notwendigen Renormierung angesehen werden. Eine anschauliche Darstellung der Polarisation des Vakuums in

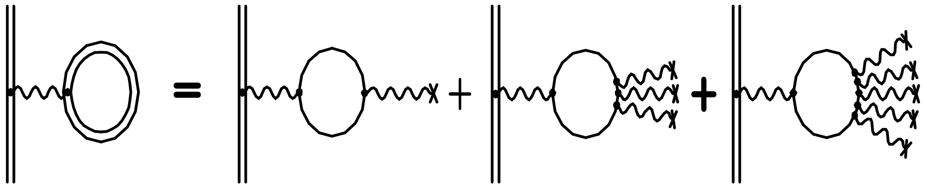

Abbildung 2.7: *Zerlegung des Vakuumpolarisations-Diagramms in Graphen der Ordnung* $(Z\alpha)^n$*, wobei nur ungerade Ordnungen einen Beitrag liefern. Der erste Term in der Entwicklung stellt den Uehling-Beitrag dar, wogegen die restlichen Graphen als Wichman-Kroll-Korrektur bezeichnet werden.*

Anwesenheit eines elektrischen Zentralfeldes ist in Abbildung 2.6 gegeben [SoB98]. Wird der Effekt der Vakuumpolarisation in Potenzen von $Z\alpha$ entwickelt, so zeigt sich, daß nur der erste Term divergent ist, der auch den bei weitem wichtigsten Beitrag liefert und für das anziehende Verhalten verantwortlich ist. Er wurde erstmals 1935 von Uehling berechnet [Ueh35], zu einer Zeit also, in der noch keine klaren Methoden zur Renormierung vorlagen. Im Rahmen der *heutigen* QED erfolgte die Berechnung des Uehling-Terms erstmalig durch Schwinger im Jahr 1949 [Sch49]. Alle höheren Terme in $Z\alpha$, die zur Vakuumpolarisation beitragen, werden als Wichmann-Kroll-Korrektur bezeichnet [WiK56], die heutzutage vollständig in allen Ordnungen berechnet werden können. In Abbildung 2.7 ist die entsprechende Zerlegung des Vakuumpolarisations-Diagramms in Graphen der Ordnung $(Z\alpha)^n$ gegeben. Im Gegensatz zur Uehling-Korrektur verringert der Wichmann-Kroll-Beitrag die Bindungsenergie, liefert jedoch selbst für Uran nur einen vergleichsweise geringen Beitrag zur gesamten Vakuumpolarisation.

2.1.4 Kernausdehnung

Die Kernausdehnung ist vor allem für die schwersten Ionen von größter Bedeutung und führt zu einer Reduzierung der Bindungsenergien [JoS85]. Dieser Effekt beeinflußt nicht nur die Eigenwerte der Dirac-Theorie, sondern führt auch zu einer Änderung der QED-Beiträge. In den schwersten Systemen sind die Kerneffekte fast von gleicher Bedeutung wie der Selbstenergie-Beitrag. Um sie genau beschreiben zu können, ist eine präzise Kenntnis der Kernladungsverteilung und des mittleren quadratischen Kernradius zwingend erforderlich. Diese Größen müssen jedoch aus Kernmodellen bzw. experimentellen Befunden abgeleitet werden. Unsicherheiten in diesen Parametern stellen somit ein fundamentales Problem für den Test der QED in schweren Systemen dar. So änderte sich während der letzten Jahre der experimentell bestimmte Wert für den mittleren quadratischen Kernradius von ^{238}U um ca. 2% von $< r^2 >^{1/2}$=5.751 fm [JaV74] auf $< r^2 >^{1/2}$=5.860 fm [ZuS84], was für die theoretische $1s$-Bindungsenergie eine Korrektur von 4.9 eV zur Folge hatte.

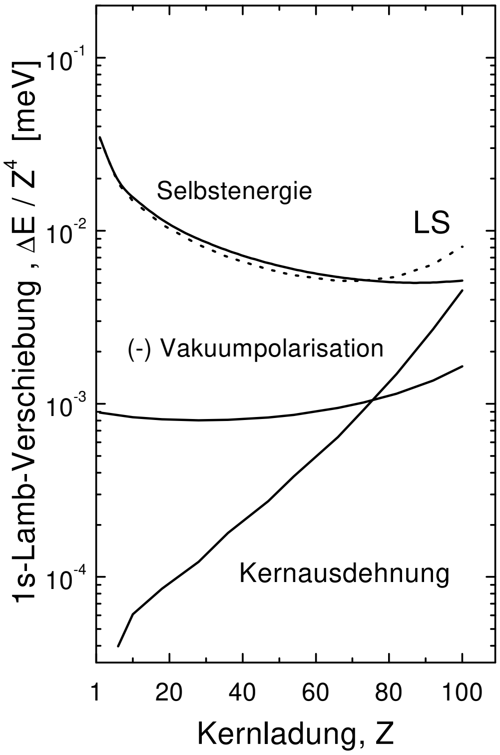

Abbildung 2.8. *Normierte Beiträge zur Lamb-Verschiebung (LS) in H-artigen Ionen als Funktion der Kernladungszahl Z [JoS85]. Im Unterschied zur Selbstenergie und zur Kernausdehnung hat die Vakuumpolarisation eine anziehende Wirkung und ist entsprechend mit einem Minuszeichen markiert.*

Der Einfluß der Kernladungsverteilung auf die Bindungsenergien wurde von Franosch und Soff untersucht [FrS91]. Für den Grundzustand in U^{91+} folgt hieraus eine Unsicherheit von ± 0.36 eV. Diese Abschätzung wurde durch Vergleichsrechnungen gewonnen, bei denen zum einen eine homogene kugelsymmetrische Verteilung und zum anderen eine Fermi-Verteilung angenommen wurde. Für Uran ist es somit durchaus vorstellbar, daß die Kerneffekte einen experimentellen Test der QED auf dem Niveau von wesentlich besser als ± 1 eV verhindern [BeP97]. Für den *doppelt magischen* ^{208}Pb Kern sind die Kernparameter jedoch sehr präzise bekannt, so daß hier wesentlich günstigere Voraussetzungen vorliegen [BeP97].

Zusammenfassend ist in Abbildung 2.8 der jeweilige Beitrag der drei diskutierten Korrekturen zur Lamb-Verschiebung in H-artigen Ionen dargestellt, aus der sich die relative Bedeutung der einzelnen Effekte als Funktion von Z entnehmen läßt. Die dargestellten Daten beziehen sich auf den $1s$-Grundzustand.

2.1.5 Strahlungskorrekturen der Ordnung α^2

Bei den diskutierten QED-Korrekturen handelt es sich um Effekte der Ordnung α, d.h. um Korrekturen, bei denen das gebundene Elektron mit *einem* virtuellen Quant wechselwirkt. Zusätzlich gilt es aber auch, die Korrekturen der Ordnung α^2 zu berücksichtigen, die durch die Wechselwirkung mit *zwei* Quanten hervorgerufen werden. Die entsprechenden Feynman-Diagramme für H-artige Ionen sind in Abbildung 2.9 dargestellt. Eine grobe Abschätzung für die Größe dieser Korrekturen ergibt sich

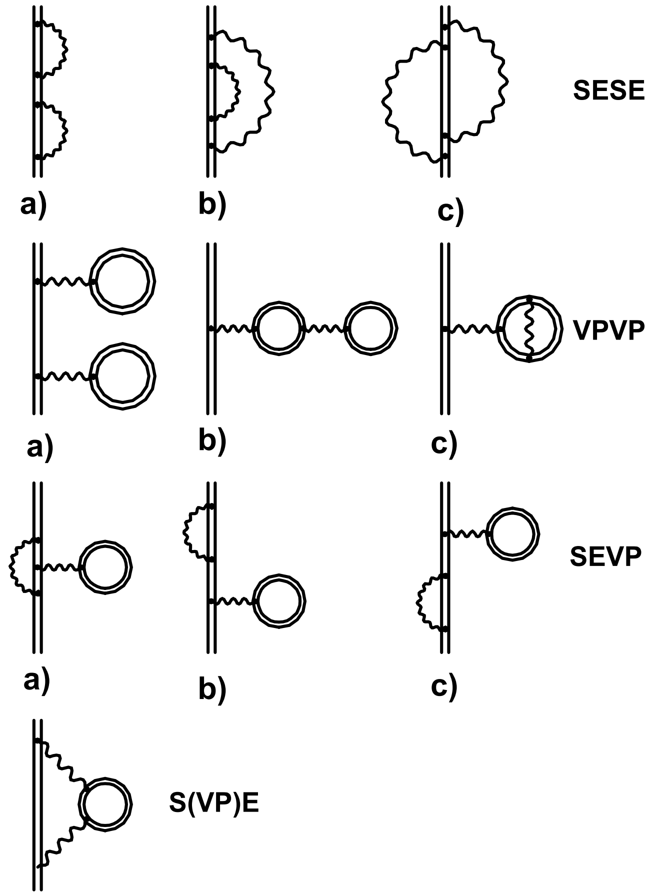

Abbildung 2.9. *Feynman-Diagramme für die QED-Korrekturen der Ordnung* α^2 *für H-artige Ionen.*

unter Berücksichtigung des führenden Terms, der für eine Korrektur n'ter Ordnung in α durch $(\alpha/\pi)^n$ gegeben ist. Somit sollten die α^2-Korrekturen um den Faktor $\alpha/\pi \approx 1/400$ kleiner sein. Für schwerste Systeme, wie z.B. H-artiges Uran, in denen die Effekte erster Ordnung einen Wert von ca. 400 eV erreichen, entspricht dies einer Korrektur von ca. 1 eV.

Wie bereits ausgeführt, müssen für schwere Ionen die QED-Strahlungskorrekturen in allen Ordnungen in $Z\alpha$ berechnet werden. Für die Terme der Ordnung α^2 ist dies noch nicht vollständig gelungen [PeS97]. In Abbildung 2.9 sind die Feynman-Diagramme aller α^2-Terme, aufgeteilt in vier Gruppen, dargestellt. Bei den Gruppen Selbstenergie-Selbstenergie (SESE), Selbstenergie-Vakuumpolarisation (SEVP) und der kombinierten Selbstenergie-Vakuumpolarisation (S(VP)E) handelt es sich jeweils um einen eichinvarianten Satz von Diagrammen, wogegen die Vakuumpolarisation-Vakuumpolarisation (VPVP) noch weiter unterteilt werden kann. Im Fall der Zwei-Photonen-Selbstenergie (SESEabc) konnte bislang nur ein Beitrag zum ersten Diagramm (SESEa) berechnet werden [MiL95]. Hingegen sind die Diagramme der gemischten Selbstenergie-Vakuumpolarisation (SEVPabc) und ebenso der kombinierte Selbstenergie-Vakuumpolarisation (S(VP)E) in der Uehling-Näherung für die Vakuumpolarisation ausgewertet worden [PeL96]. Das gleiche gilt für die Zwei-

Zustand	$1s_{1/2}$		$2s_{1/2}$	$2p_{1/2}$	$2p_{3/2}$
Dirac Eigenwert	−132279.96		−34215.49	−34215.49	−29649.8
Kernausdehnung	198.82	±0.36	37.77(08)	4.42(01)	
Reduzierte Masse	0.30		0.08	0.08	
Relativ. Recoil	0.21	±0.10	0.05	0.01	
Kernpolarisation	−0.19	±0.10	−0.03	0.00	
VP	−88.60		−15.64	−2.70	
SE	355.05		65.42	9.55	
SESE	–	±2			
VPVP	−0.97	±0.10	−0.16	−0.02	
SEVP	1.14		0.21	0.02	
S(VP)E	0.13		0.02	0.00	
Lamb-Verschiebung	465.89	±2	87.60(08)	11.37 (01)	8.8
Bindungsenergie	−131814.07	±2	−34127.78(08)	−34204.13(01)	−29640.99

Tabelle 2.1: *Bindungsenergien und QED-Korrekturen der ersten und zweiten Ordnung in α für die K- und L-Schalen-Elektronen in H-artigem Uran [BeM97]. Die Energieeinheit ist eV. Der Rechnung liegt ein mittlerer quadratischer Radius $< r^2 >^{1/2}$ =5.86 fm zugrunde. Für den $1s$-Grundzustand wurden die theoretischen Unsicherheiten explizit aufgeführt [PeS97], wobei die Unsicherheit von 2 eV eine Abschätzung für die bislang noch nicht bestimmten SESE-Korrekturen darstellt. Für das $2s_{1/2}$- und das $2p_{1/2}$-Niveau wurde die Unsicherheit, die sich aus der Kernausdehnung ergibt, berücksichtigt. Die Bindungsenergie für den $2p_{3/2}$ Zustand wurde der Ref. [Ind98] entnommen.*

Photonen-Vakuumpolarisation VPVPbc [BeS88, ScG93] während, für VPVPa bereits eine vollständige Behandlung erfolgte [PeL93, PeL96].

Zusammenfassend sind in der Tabelle 2.1 alle theoretischen Werte für die individuellen Lamb-Verschiebungs-Korrekturen in U^{91+} gegeben, wobei ebenso die theoretischen Bindungsenergien für den Grundzustand und die L-Schale in aufgeführt sind. Anzumerken sei hier, daß in der Tabelle auch der Effekt der Kernpolarisation berücksichtigt wurde, bei dem es sich um den Einfluß einer möglichen virtuellen Kernanregung handelt [PlM91]. Hingegen wurde, der Empfehlung von Persson folgend [PeS97], der berechnete Beitrag zum Diagramm (SESEa) nicht berücksichtigt (-0.97 eV für den $1s$-Zustand), da dieser nicht eichinvariant ist. Die sich hieraus ergebenden Energien für die $L \to K$ Übergänge sind separat in Tabelle 2.2 aufgeführt.

	Lyα_1 $2p_{3/2} \to 1s_{1/2}$	Lyα_2 $2p_{1/2} \to 1s_{1/2}$	M1 $2s_{1/2} \to 1s_{1/2}$
Energie (eV)	102 173.3	97 609.9	97 686.3

Tabelle 2.2: *Röntgenenergien für die L→K Übergänge in H-artigem Uran, abgeleitet aus den theoretischen Daten [BeM97], die in Tabelle 2.1 aufgeführt sind.*

2.2 Heliumartige Ionen

Für die Struktur der einfachsten atomaren Vielkörpersysteme, den heliumartigen Ionen, ist die Elektron-Elektron-Wechselwirkung von entscheidender Bedeutung. Während in H-artigen Ionen die Dirac-Gleichung eine exakte Beschreibung der atomaren Struktur liefert (abgesehen von den Lamb-Verschiebungs-Korrekturen), verhindert der Vielkörperaspekt eine entsprechende analytische Lösung für He-artige Ionen. Für nicht-relativistische Ionen muß zur Beschreibung der atomaren Niveaus in Zwei-Elektronensystemen eine Lösung für die Schrödinger-Gleichung

$$H\Psi = E\Psi \tag{2.9}$$

gefunden werden. Ψ stellt eine Zwei-Elektronen-Wellenfunktion dar und der Hamiltonoperator H ist gegeben durch

$$H = h_s(1) + h_s(2) - \frac{Ze}{r_1} - \frac{Ze}{r_2} + \frac{e}{|r_1 - r_2|} \tag{2.10}$$

mit r_1 und r_2, den Ortskoordinaten der Elektronen. Der Term $\frac{e}{|r_1-r_2|}$ beinhaltet explizit die Elektron-Elektron-Wechselwirkung, während $h_s(1)$ und $h_s(2)$ die Hamiltonoperatoren der einzelnen freien und unkorrelierten Elektronen sind. Zur näherungsweisen Lösung der Schrödinger-Gleichung lassen sich verschiedene Verfahren anwenden, wobei sich für sehr leichte Ionen die größte Genauigkeit mit Variationsmethoden erreicht läßt. Für schwere Systeme (im allgemeinen $Z > 8$) werden häufig auch störungstheoretische Ansätze angewendet, bei denen die Coulombabstoßung zwischen den Elektronen $\frac{e}{|r_1-r_2|}$ als Störung der Kern-Elektron-Wechselwirkung aufgefaßt wird. Im nicht-relativistischen Bereich bestimmt die Coulombabstoßung zwischen den Elektronen das Termschema der He-artigen Ionen, d.h. solange die Spin-Bahn-Wechselwirkung klein gegenüber der Bahn-Bahn- und der Spin-Spin-Wechselwirkung ist. Da die Stärke der Coulombwechselwirkung zwischen den Elektronen nur mit Z skaliert, hingegen der relativistische Effekt der Spin-Bahn-Kopplung mit Z^4 zunimmt, ist das Termschema schwerer He-artiger Ionen durch die jj-Kopplung geprägt. Für sehr schwere Ionen folgt die Niveaustruktur schließlich nahezu der Struktur H-artiger Systeme. In Abbildung 2.10 sind die Termdiagramme für die beiden Grenzfälle der LS- und jj-Kopplung dargestellt, wie sie in Helium bzw. He-artigem Uran vorliegen.

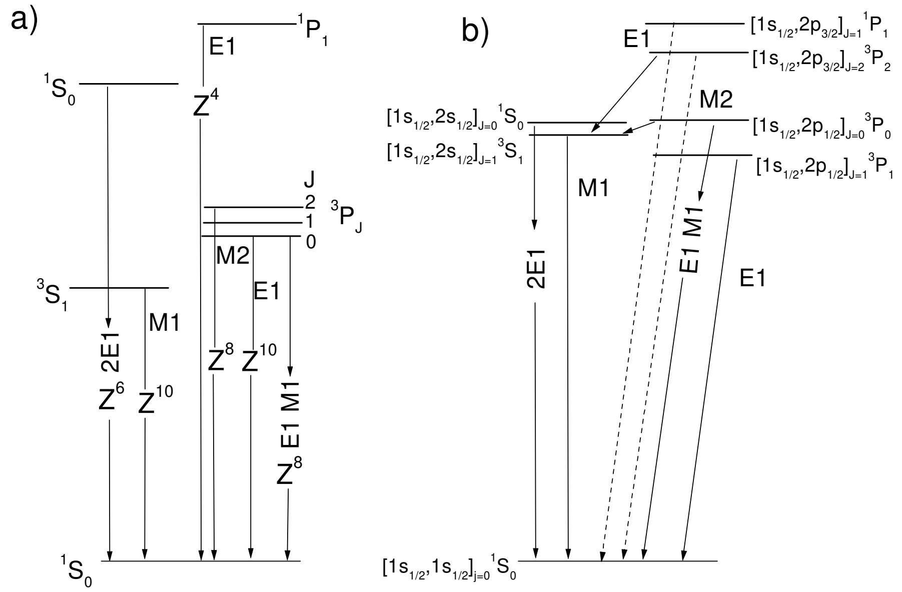

Abbildung 2.10: *Niveaudiagramm für sehr leichte He-artige Ionen (a) und für schwere He-artige Ionen (b). Zudem läßt sich aus der Abbildung der Zerfallsmodus der einzelnen Grundzustandsübergänge entnehmen, wobei die jeweilige Z-Skalierung für die Übergangsrate separat aufgeführt ist.*

In der Abbildung ist zudem die Multipolarität des jeweiligen Grundzustandsübergangs mit seiner Z-Skalierung für die Übergangsrate angegeben.

Im Heliumatom wird die Elektron-Elektron-Wechselwirkung durch die elektrostatische Coulombabstoßung bestimmt. Jedoch, wie bereits aus der klassischen Elektrodynamik bekannt, kommt es zwischen bewegten Ladungen auch zu einer Strom-Strom-Wechselwirkung, die in der Atomphysik auch als *Breit-Wechselwirkung* bezeichnet wird. Für leichte Ionen ist die Breitwechselwirkung b_{12} nur sehr schwach, obwohl rein formal die Terme der Coulomb- und Breitwechselwirkung völlig gleichberechtigt und integraler Bestandteil der Elektron-Elektron-Wechselwirkung sind. Für schwere Ionen ist es zwingend erforderlich, diesen dynamischen Aspekt der Elektron-Elektron-Wechselwirkung g_{12} in einer relativistischen Beschreibung zu berücksichtigen (siehe z.B. [Fri96]), mit

$$g_{12} = \frac{e}{|r_1 - r_2|} + b_{12} \tag{2.11}$$

und

$$b_{12} = -\frac{\boldsymbol{\alpha_1} \cdot \boldsymbol{\alpha_2}}{r_{12}} + (\boldsymbol{\alpha_1} \cdot \nabla_1)(\boldsymbol{\alpha_2} \cdot \nabla_2)\,\frac{\cos(\omega r_{12} - 1)}{\omega^2 r_{12}} \tag{2.12}$$

Hierbei sind $\boldsymbol{\alpha_1}$ und $\boldsymbol{\alpha_2}$ die Dirac-Matrizen der beiden Elektronen und ω ist der Impuls

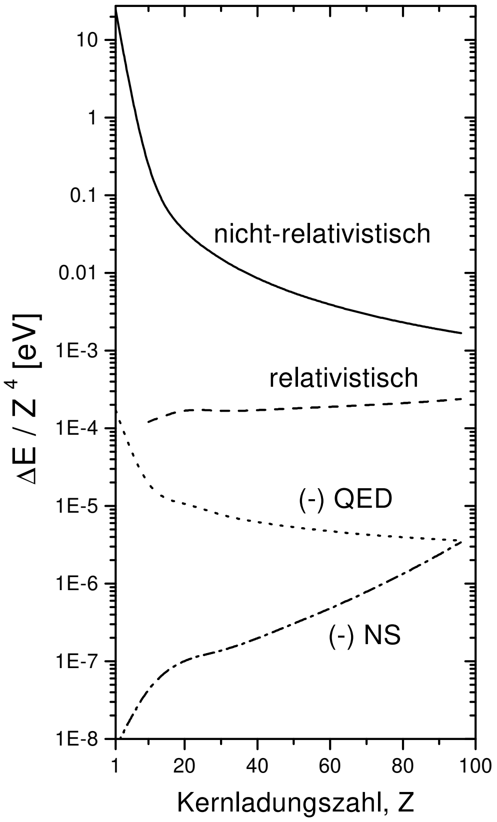

Abbildung 2.11. *Die verschiedenen Beiträge zum absoluten Ionisationspotential in He-artigen Systemen [Dra88]. Die Daten beziehen sich auf den* $1s^2\ {}^1S_0$ *Grundzustand. Korrekturen, die zu einer Reduzierung des Ionisationspotentials führen, sind mit einem Minuszeichen gekennzeichnet.*

des ausgetauschten Photons. Der erste Term wird auch als *Gaunt-Wechselwirkung* bezeichnet [Gau29] und beschreibt die durch die Elektronenbewegung hervorgerufene Strom-Strom-Wechselwirkung. Zwischen gebundenen Elektronen trägt er zu etwa 90% zur Breit-Wechselwirkung bei, während die restlichen 10% durch den zweiten Term hervorgerufen werden. Dieser gibt die Retardierung der Wechselwirkung wieder.

Für den $1s^2\ {}^1S_0$ Grundzustand sind in Abbildung 2.11 die nicht-relativistischen und relativistischen Beiträge zum Ionisationspotential vergleichend dargestellt. Die absoluten Bindungsenergien ergeben sich durch Addition der Grundzustands-Bindungsenergie der H-artigen Systeme. Die theoretischen Daten wurden der Arbeit von Drake [Dra88] entnommen, der erstmals die Ionisationspotentiale der $1s^2$,$1s2s\ {}^1S_0$, $1s2s\ {}^3S_1$, $1s2p\ {}^1P_1$, $1s2p\ {}^3P_{0,1,2}$ Zustände in He-artigen Systemen systematisch für alle Elemente berechnete. Drake führte hierzu eine neue Methode ein, die zum einen auf Variationstechniken zurückgreift und zum anderen eine $1/Z$-Entwicklung zur Berechnung relativistischer Korrekturen benutzt. Dieser auch als *Unified-Methode* bezeichnete Ansatz hat den großen Vorteil, daß er für kleine Z die Elektronenkorrelation präzise beschreibt, während die wichtigsten relativistischen Korrekturen ebenso mitberücksichtigt werden. Außerdem wurden auch QED-Effekte und die Kernausdehnung (NS) näherungsweise in die Berechnungen einbezogen (siehe Abbildung 2.11). Als Folge der $1/Z$-Entwicklung werden die relativistischen und QED-Effekte jedoch nicht vollständig behandelt, was zu einer Unsicherheit führt, die

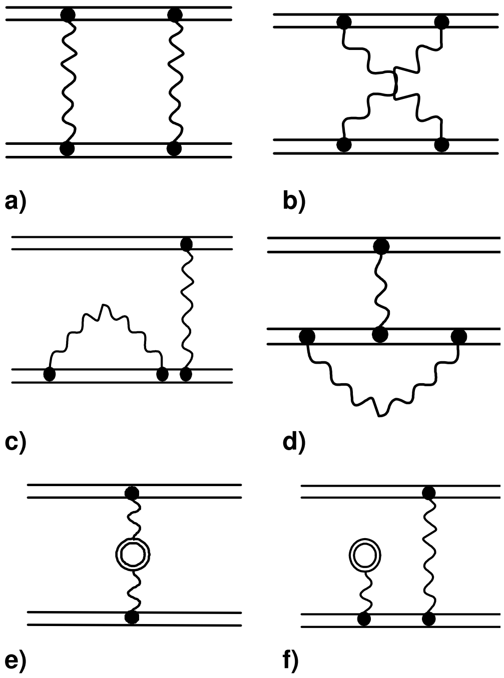

Abbildung 2.12. *Feynman-Diagramme der Zwei-Elektronen-QED-Korrekturen in He-artigen Ionen: a) ladder-Diagramm; b) cross photon-Diagramm; c,d) screened Selbstenergie; e,f) screened Vakuumpolarisation. Die Diagramme a) und b) repräsentieren die nicht-radiativen QED-Beiträge, während c, d, e, f als Lamb--Verschiebung bzw. abgeschirmte Lamb-Verschiebung bezeichnet werden.*

proportional zu $(Z\alpha)^4$ ist [Dra88]. Für die schwersten Ionen sind daher die Resultate der Unified-Methode nur bedingt aussagekräftig.

In den vergangenen Jahren konzentrierten sich die theoretischen Bemühungen auf eine möglichst präzise Beschreibung der Struktur der schwersten He-artigen Ionen [ChC93, ChC94, PlJ94, Ind95, PeS96, YeS96]. Eine tragende Rolle spielte hierbei die Viel-Teilchenstörungstheorie (MBPT, *Many-Body Perturbation Theory* [PlJ94] bzw. die *Relativistic Many-Body Perturbation Theory* (RMBPT) [PeS96]) und die *Multiconfiguration Dirac-Fock* (MCDF) Methode [Ind95]. Letztere ist eng verwandt mit dem Hartee-(Dirac)-Fock-Verfahren und eignet sich insbesondere zur Berechnung der Bindungsenergien angeregter Zustände. Die größte Genauigkeit wurde aber mit der MBPT-Methode erreicht, die es erstmals erlaubte, die Elektron-Elektron-Wechselwirkung in relativistischen Systemen in allen Ordnungen vollständig zu berechnen [LiP95, PeS96, YeS96]. Voraussetzung hierfür ist jedoch, daß die spezifischen Zwei-Elektronen-QED-Korrekturen *ab initio* in die Theorie eingebunden werden. So ist es nur im Rahmen der QED möglich, die Breit-Wechselwirkung vollständig zu beschreiben [LiP95].

2.2.1 QED-Korrekturen in He-artigen Ionen

Die Feynman-Diagramme der spezifischen Zwei-Elektronen QED-Beiträge (2eQED) sind in Abbildung 2.12 dargestellt. Sie sind integraler Bestandteil der Elektron-Elektron-Wechselwirkung in der Gegenwart externer Coulomb-Felder und stellen Korrekturen in der Ordnung α^2 dar, da jeweils zwei Photonen an der Wechselwirkung beteiligt sind. Bei den ersten beiden Diagrammen (a) *ladder*-Diagramm und (b) *crossed*-

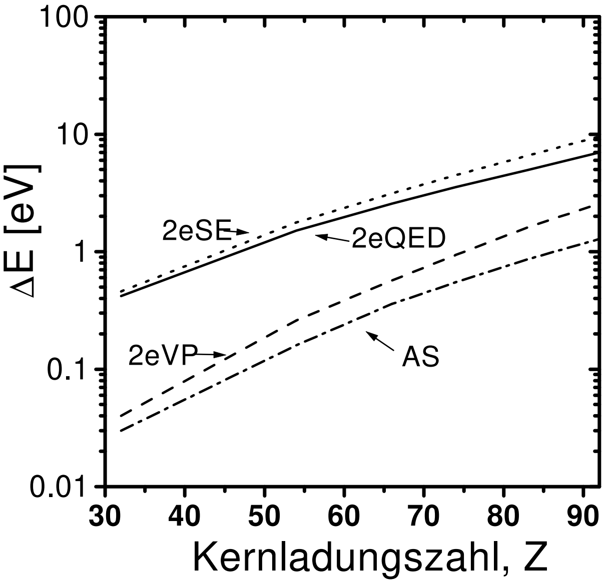

Abbildung 2.13. *Zwei-Elektronen Selbstenergie (2eSE), Zwei-Elektronen Vakuumpolarisation (2eVP) und der Araki-Sucher Beitrag (AS) zur Zwei-Elektronen QED für den Grundzustand in He-artigen Ionen [PeS96].*

photon-Diagramm handelt es sich um die sogenannten *nicht-radiativen*-Beiträge, wobei (a) im Rahmen der MBPT-Methode auch Beiträge enthält, die nicht von der QED verursacht werden. Der QED-Anteil an Diagramm (a) und das vollständige Diagramm (b) werden auch als *Araki-Sucher*-Effekt bezeichnet [Ara57, Suc58], die als erste die führenden Terme dieser Korrekturen berechneten. Die Diagramme (c,d) repäsentieren den Selbstenergie-Anteil und (e,f) den Vakuumpolarisations-Beitrag zur 2eQED und werden auch als *abgeschirmte Lamb-Verschiebung* bezeichnet. Alle aufgeführten Diagramme wurden erstmals 1996 von Persson und Mitarbeitern in allen Ordnungen in $Z\alpha$ für den $1s^2$-Grundzustand in schweren He-artigen Ionen berechnet [PeS96]. Unabhängige Rechnungen wurden von der Gruppe aus St. Petersburg vorgelegt [YeS96] und beide Vorhersagen befinden sich in hervorragender Übereinstimmung. Die individuellen Beiträge zur 2eQED sind zusammenfassend in Abbildung 2.13 dargestellt.

Die neuen theoretischen Resultate stellen einen einzigartigen Fortschritt für unser Verständnis atomarer Viel-Elektronenprobleme dar und führen zu der bemerkenswerten Situation, daß die Elektron-Elektron-Wechselwirkung in schweren He-artigen Ionen präziser verstanden zu sein scheint als die Ein-Elektronen-Effekte. Dies trifft zumindest auf den $1s^2$-Grundzustand zu, wie es anhand der Tabelle 2.3 näher erläutert ist, in der alle Ein- und Zwei-Elektronen-Beiträge zur Bindungsenergie für He-artiges Uran zusammengefaßt sind. Wie aus der Tabelle hervorgeht, bestimmen die Ein-Elektronen-Beiträge wesentlich die totale Bindungsenergie in He-artigem Uran, wobei die 2eQED-Korrekturen nur einen sehr geringen Beitrag liefern. Tatsächlich lassen sich die Ein-Elektronenbeiträge von den Zwei-Elektronenkorrekturen experimentell trennen, eine Methode, die weiter unten näher erörtert wird, so daß der Grundzustand in He-artigen Ionen eine hervorragende Möglichkeit bietet, den Einfluß von QED-Effekten auf die Elektron-Elektron Wechselwirkung in starken Coulomb-Feldern zu untersuchen. Insbesondere muß hervorgehoben werden, daß, im Unterschied zu den Ein-Elektronenbeiträgen zur Bindungsenergie, die Kerneffekte praktisch keinen Einfluß auf die Elektron-Elektron-Wechselwirkung haben.

	$1s^2$	Unsicherheit
Dirac	-132279.96×2	
Kernausdehnung	198.82×2	±0.76
Reduzierte Masse	+0.3 ×2	
Nuclear Recoil	+0.21 ×2	±0.20
Kernpolarisation	−0.19 ×2	±0.20
SE	-88.60×2	
VP	+355.05×2	
QED höherer Ordnung	-0.3×2	±4
Summe aller Ein-Elektronen-Korrekturen	−263628.14	±4
1'te Ordnung	+2265.88	±0.01
2'te Ordnung	−12.09	
Araki-Sucher	−0.79	
2eSE	−9.78	
2eVP	+2.63	
3'te Ordnung	+0.06	
Summe aller Zwei-Elektronen Korrekturen	2245.91	±0.01
Bindungsenergie	−261382.61	±4.

Tabelle 2.3. *Alle Ein- und Zwei-Elektronen-Beiträge zur totalen Bindungsenergie in* $^{238}U^{90+}$. *Die Daten (in eV) wurden der Referenz [PeS97] entnommen (siehe hierzu auch [YeS96, BeP97]).*

2.2.2 Theoretische Vorhersagen für den Grundzustand

Für den Grundzustand in He-artigen Ionen ist der gegenwärtige Stand der Theorie in Tabelle 2.4 dargestellt, in der vergleichend alle gegenwärtig vorhandenen theoretischen Vorhersagen zusammengefaßt sind. Die Auswahl der Elemente orientiert sich hierbei an einem Experiment, das in Kapitel 8 erörtert wird. Für leichtes und mittleres Z befinden sich alle theoretischen Rechnungen in sehr guter Übereinstimmung. Für die schweren Ionen zeigt sich jedoch deutlich das Defizit der Unified-Methode [Dra88] gegenüber den anderen Ansätzen. Die *All-Order*-Methode [PlJ94] berechnet die relativistischen Beiträge in allen Ordnungen, wobei die QED-Rechnungen der Arbeit von Drake entnommen wurden. Bei der MCDF-Methode von Indelicato [Ind95] wird der QED-Anteil ebenso nur näherungsweise berechnet, während die Daten von Yerokhin [YeS96] und Persson [PeS96] die QED-Beiträge vollständig in zweiter Ordnung berücksichtigen. Die nur in den beiden letzten Fällen angegebenen Unsicherheiten basieren auf einer Abschätzung der QED-Beiträge in dritter Ordnung und berücksichtigen die Unsicherheit, die durch die endliche Kernausdehnung hervorgerufen wird.

Z	[YeS96]	[PeS96]	[PlJ94]	[Ind95a]	[Dra88]
32	562.02 (1)	560.2 (10)	562.1	562.1	562.1
54	1028.16(3)	1028.2(10)	1028.4	1028.2	1028.8
66	1336.58(4)	1336.59(10)	1337.2	1336.5	1338.2
74	1573.92(6)	1574.93(10)	1574.8	1573.6	1576.6
83	1881.50(7)	1882.54(10)		1880.8	1886.3
92	2245.92(9)	2246.0 (10)			2255.1

Tabelle 2.4: *Der theoretische Zwei-Elektronenbeitrag zum Ionisationspotential einiger He-artiger Ionen (in eV).*

2.2.3 Angeregte Zustände

Wie bereits dargelegt wurde, kommt es mit zunehmender Hauptquantenzahl zu einer drastischen Abnahme der QED-Effekte, und schon für n >2 lassen sich die Bindungsverhältnisse in H-artigen Ionen hervorragend durch die Dirac-Gleichung beschreiben. Im Vergleich hierzu ist die Situation für die He-artigen schweren Systeme wesentlich komplexer, und es liegen hier noch keine vollständigen Rechnungen für die angeregten Zustände vor. Daß die hierdurch bedingte Unsicherheit im Bereich einiger eV liegen kann, ist in Abbildung 2.14 dargestellt. Hier sind die verschiedenen theoretischen Vorhersagen für die Energiedifferenz zwischen dem $1s_{1/2}2p_{1/2}\ {}^3P_0$ Niveau und dem $1s_{1/2}2s_{1/2}\ {}^1S_0$ Zustand als Funktion von Z dargestellt. Wie aus der Darstellung hervorgeht, kommt es bei Uran nahezu zu einer Entartung zwischen den beiden Zuständen und die einzelnen Theorien unterscheiden sich nicht nur im Wert für deren Energiedifferenz, sondern sogar im Vorzeichen. Dies ist von größter Bedeutung für mögliche Experimente zur Paritätsverletzung in schweren, atomaren Systemen [ScS89], da die beiden Zustände den gleichen Bahndrehimpuls jedoch unterschiedliche Parität aufweisen. Solche Untersuchungen setzen jedoch wesentlich genauere theoretische Vorhersagen voraus. Außerdem ist trotz intensivster Diskussion die experimentelle Vorgehensweise unklar [GSI97].

2.3 Übergangsraten

Eine Beschreibung der atomaren Struktur von Wenig-Elektronensystemen wäre ohne eine Darstellung der Zerfallswahrscheinlichkeiten bzw. Übergangsraten äußert unvollständig. Letztendlich entscheiden sie darüber, in welcher Stärke Übergänge zwischen atomaren Niveaus auftreten und spektroskopisch beobachtbar sind. Es kommt hinzu, daß fast ausnahmslos alle Übergangsraten mit hohen Potenzen von Z skalieren. Somit ist es nicht verwunderlich, daß sich die Emissionscharakteristik leichter Ionen vollständig von der schwerer Systeme unterscheidet.

Im Rahmen der relativistischen Quantenmechanik ist die Wahrscheinlichkeit für

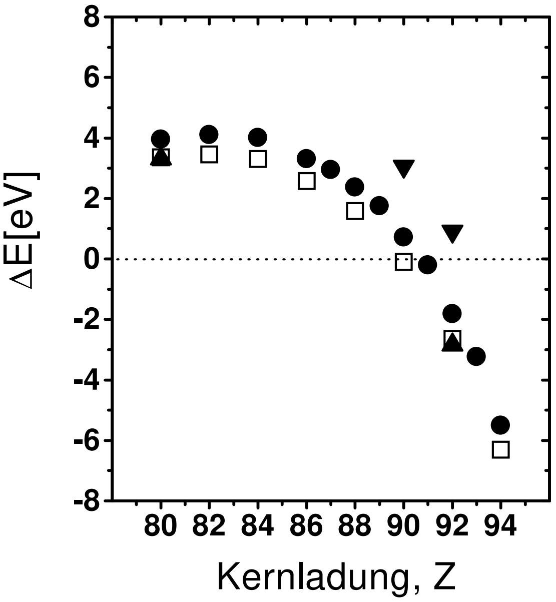

Abbildung 2.14. *Theoretische Vorhersagen für die Energiedifferenz zwischen dem $1s_{1/2}2p_{1/2}$ $^3P_0$ Niveau und dem $1s_{1/2}2s_{1/2}$ $^1S_0$ Zustand in schweren He-artigen Ionen als Funktion von Z (□ [PIJ94]; ●[Dra88]; ▲ [ChC94]; ▼ [ScS89]). Je nach Theorie kommt es im Bereich $Z = 90 - 92$ zu einer fast vollständigen Entartung zwischen beiden Zuständen.*

den Übergang eines Elektrons vom Anfangszustand $|a>$ in den Endzustand $|b>$ unter Emission eines Photons gegeben durch:

$$dA = \frac{e^2\omega}{2\pi\hbar c}| < b|\boldsymbol{\alpha}\boldsymbol{\epsilon}^* e^{-i\mathbf{kr}}|a> |^2 d\Omega, \tag{2.13}$$

mit $\omega = (E_{\mathrm{a}} - E_{\mathrm{b}})/\hbar$ der Frequenz und **k** dem Impuls des emittierten Photons. Des weiteren stellt $\boldsymbol{\epsilon}^*$ den Polarisationsvektor und $d\Omega$ das Raumwinkelsegment dar. Im nicht-relativistischen Grenzfall und unter Berücksichtigung der Dipolnäherung $e^{-i\mathbf{kr}} \approx 1$ folgt für die totale Emissionsrate

$$A = \frac{4}{3}\frac{e^2\omega^3}{c^2}| < b|\mathbf{r}|a> |^2. \tag{2.14}$$

Insbesondere für leichte Ionen, aber auch für Übergänge in den schwersten Systemen, ist der letzte Ausdruck eine hervorragende Näherung, solange das Kriterium $kr \ll 1$ erfüllt ist. Betrachtet man jedoch die Grundzustandsübergänge in den schwersten Ein- und Zwei-Elektronensystemen, so ist dies sicherlich nicht mehr der Fall. Hier ist die Wellenlänge $\lambda = 2\pi/k$ vergleichbar mit dem mittleren Orbitalradius r und erfordert die Verwendung von Gleichung 2.13 unter Berücksichtigung der höheren Potenzen in der Multipolentwicklung

$$e^{-i\mathbf{kr}} \approx 1 - i\mathbf{kr} + \mathbf{k}^2\mathbf{r}^2 + ... \quad . \tag{2.15}$$

2.3.1 Übergangsraten in H-artigen Ionen

Tatsächlich können unter bestimmten Voraussetzungen die höheren Ordnungsterme dominant zum Zerfall eines Niveaus beitragen, insbesondere dann, wenn der Dipol-

	n_i	n_f	Γ $[1/s]$	ΔE $[eV]$
M1	$2s_{1/2}$	$1s_{1/2}$	$1.95 \cdot 10^{14}$	97686.4
E1	$2s_{1/2}$	$2p_{1/2}$	$\sim 8 \cdot 10^{9}$	76.0
E1	$2p_{1/2}$	$1s_{1/2}$	$4.73 \cdot 10^{16}$	97610.1
E1	$2p_{3/2}$	$1s_{1/2}$	$3.92 \cdot 10^{16}$	102173.3
M2	$2p_{3/2}$	$1s_{1/2}$	$2.80 \cdot 10^{14}$	102173.3
E1	$2p_{3/2}$	$2s_{1/2}$	$8.75 \cdot 10^{13}$	4487.04
M1	$3s_{1/2}$	$1s_{1/2}$	$8.12 \cdot 10^{13}$	117171.0
E1	$3s_{1/2}$	$2p_{1/2}$	$2.11 \cdot 10^{14}$	19561.2
E1	$3s_{1/2}$	$2p_{3/2}$	$8.33 \cdot 10^{14}$	14997.8
E1	$3p_{1/2}$	$1s_{1/2}$	$1.05 \cdot 10^{16}$	117149.0
E1	$3p_{1/2}$	$2s_{1/2}$	$2.33 \cdot 10^{15}$	19462.7
E1	$3p_{3/2}$	$1s_{1/2}$	$1.33 \cdot 10^{16}$	118510.0
E1	$3p_{3/2}$	$2s_{1/2}$	$1.20 \cdot 10^{15}$	20913.7
E2	$3d_{3/2}$	$1s_{1/2}$	$3.00 \cdot 10^{14}$	118506.8
E2	$3d_{3/2}$	$2s_{1/2}$	$5.54 \cdot 10^{13}$	118506.8
E1	$3d_{3/2}$	$2p_{1/2}$	$4.64 \cdot 10^{15}$	20896.5
E1	$3d_{3/2}$	$2p_{3/2}$	$7.48 \cdot 10^{14}$	16333.5
E2	$3d_{5/2}$	$1s_{1/2}$	$2.30 \cdot 10^{14}$	118854.9
E2	$3d_{5/2}$	$2s_{1/2}$	$5.78 \cdot 10^{13}$	118854.9
E1	$3d_{5/2}$	$2p_{1/2}$	$4.54 \cdot 10^{15}$	21244.7
E1	$3d_{5/2}$	$2p_{3/2}$	$7.48 \cdot 10^{14}$	16681.6

Tabelle 2.5: *Die individuellen Zerfallsmoden und Übergangsraten Γ für die Niveaus der L- und M-Schale in U^{91+}. Die Übergangsraten wurden aus Gleichung 2.13 gewonnen. Zusätzlich sind die Übergangsenergien angegeben, wobei die totalen Bindungsenergien für den $2p_{3/2}$ Zustand und für die angeregten Niveaus der M-Schale der Ref. [Ind98] entnommen wurden. Hierbei sind die wesentlichsten QED-Korrekturen mitberücksichtigt.*

zerfall verboten ist. Das bekannteste Beispiel ist der Zerfall des $2s_{1/2}$-Niveaus in H-artigen Systemen. Während dieser Zustand im Wasserstoff metastabil ist und nur über die Emission zweier Photonen in den Grundzustand zerfallen kann (**2E1**-Zerfall), kommt es in den schwersten Ionen zu einem sehr schnellen, nahezu instantanen magnetischen Dipolübergang. Es sei hier angemerkt, daß die Übergangsrate für den **2E1**-Zerfall mit Z^6 skaliert, während die **M1**-Rate eine Z^{10} Abhängigkeit aufweist (siehe z.B. Ref. [MaM78]). Des weiteren spielt in den schweren Ionen auch der elektrische Quadrupol-Zerfall (**E2**) eine nicht mehr länger zu vernachlässigende Rolle.

Aufgrund der Bedeutung der Übergangsraten für die Interpretation der Röntgenspektren, die in den späteren Kapiteln vorgestellt werden, sind in Tabelle 2.5 die Zerfallsmoden und Übergangsraten für die L- und M-Unterschalenzustände im Uran

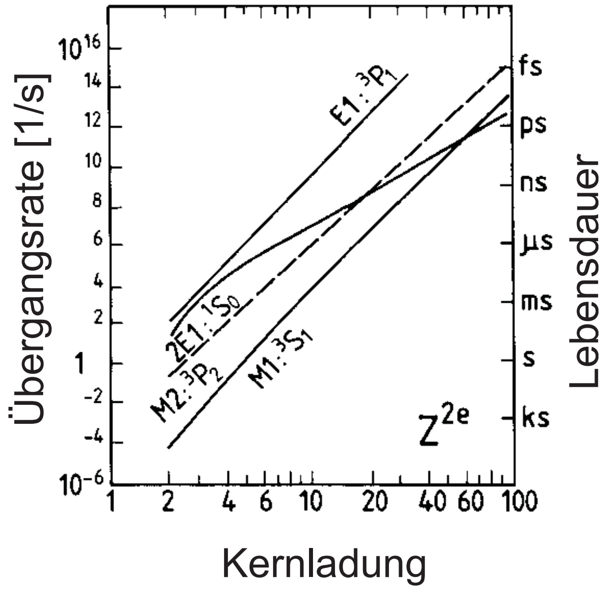

Abbildung 2.15. *Die absoluten Zerfallsraten bzw. Lebensdauern der individuellen L→K Übergänge in He-artigen Ionen als Funktion der Kernladung.*

aufgelistet. Die Übergangsraten wurden aus Gleichung 2.13 gewonnen [Gei98].

2.3.2 Übergangsraten in He-artigen Ionen

Für He-artige Ionen kommt es mit zunehmender Kernladung sowohl zu einer wesentlichen Änderung der Niveaustruktur (vgl. Abbildung 2.10) als auch zu einer drastischen Erhöhung der Zerfallsraten. Für sehr leichte Ionen ist der **E1**-Zerfall des $1s2p\ ^1P_1$-Zustands der einzige vollständig erlaubte Ein-Photonen $L \to K$ Übergang, während alle Triplett-P-Zustände über Dipolzerfälle das $^3S_1$-Niveau bevölkern. Mit zunehmendem Z kommt es hingegen zu einer außerordentlich starken Zunahme der Raten aller *verbotenen* Übergänge, die folgendes Skalierungsverhalten aufweisen [MaM78, MoS96]: $^3P_1$: Z^{10} (**E1**), $^3S_1$: Z^{10} (**M1**), $^3P_2$: Z^8 (**M2**), $^1S_0$: Z^6 (**2E1**), $^3P_0$: Z^8 (**E1M1**). Die absoluten Zerfallsraten bzw. Lebensdauern der individuellen $L \to K$ Übergänge in He-artigen Ionen sind in Abbildung 2.15 dargestellt. Folglich zerfallen in U^{90+} alle angeregten Zustände dominant in den Grundzustand über direkte Übergänge. Jedoch spielen selbst hier die Δn=0 Zerfälle des $^3P_2$ und des $^3P_0$ in den $^3S_1$ bzw. $^3S_0$ Zustand eine wichtige Rolle, die für spektroskopische Untersuchungen von besonderem Interesse sind. So manifestieren sich bei dem Zerfall des $^3P_2$-Zustands zwei gegenläufige relativistische Tendenzen. Während im niederen Z-Bereich bei zunehmendem Z der **M2**-Zerfall an Bedeutung gewinnt, kommt es im Bereich $Z > 38$ zu einer Umkehrung der Tendenz. Hier kommt es aufgrund der stark zunehmenden Energieaufspaltung ($\Delta E(^3S_1 -^3 P_2)$) zu einer erneuten Zunahme der relativen Bedeutung des $\Delta n = 0\ 2^3P_2 \to 2^3S_1$ Zerfalls. In der Abbildung 2.16 ist der Beitrag des Δn=0 Übergangs zur totalen Zerfallswahrscheinlichkeit des 2^3P_2-Niveaus aufgetragen. Im Falle von U^{90+} zerfällt dieser Zustand somit zu etwa 30% über das 2^3S_1-Niveau. Für U^{90+} sind in Tabelle 2.6 die absoluten Zerfallsraten und Energien

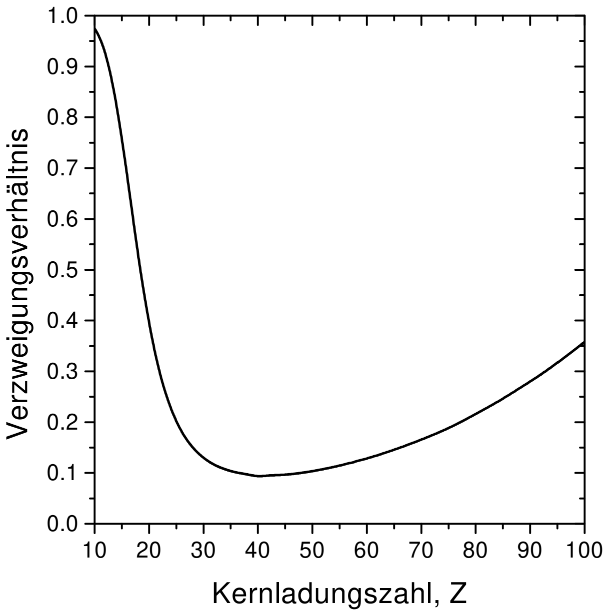

Abbildung 2.16. Verzweigungsverhältnis für den radiativen Zerfall des $1s2p\ ^3P_2$ Niveaus in den $1s2p\,^3S_1$ Zustand in He-artigen Ionen als Funktion der Kernladung [JoP95].

für beide $\Delta n = 0$ Übergänge gegeben.

n_i	n_f		ΔE [eV]	Γ [1/s]
$1s2p\ ^3P_2$	$1s2p\ ^3S_1$	E1	4510.0	$8.6 \cdot 10^{13}$
	$1s^2\ ^1S_0$	M2	100535.8	$2.1{\cdot}10^{14}$
$1s2p\ P_0$	$1s2p\ ^3S_1$	E1	252.77	$1.2{\cdot}10^{10}$
	$1s^2\ ^1S_0$	E1M1	96282.5	$5.6{\cdot}10^{9}$

Tabelle 2.6: *Absolute Übergangsraten [JoP95] und Energien [Dra88] für die Zerfallsmoden des* $1s2p\ ^3P_2$ *und des* $1s2p\ ^3P_0$*Zustands in* U^{90+}.

Kapitel 3

Zur Stoßdynamik hochgeladener Schwerionen

Die Wechselwirkungsprozesse hochgeladener Ionen mit Materie sind nicht nur von entscheidender Bedeutung für alle Experimente, die sich mit der atomaren Struktur schwerer Wenig-Elektronensysteme befassen. Vielmehr setzt die Forschung an Beschleunigern und generell der Betrieb aller Anlagen, die der Erzeugung hochgeladener Ionen dienen, ein tiefes Verständnis der atomaren Reaktionen voraus. Zentrale Fragestellungen sind hierbei:

- Erzeugung konkreter Ladungszustände Q,
- Umladungsraten für Ionen im Ladungszustand Q,
- selektive Bevölkerung atomarer Niveaus.

Tatsächlich wurden seit den vierziger Jahren die atomaren Stoßprozesse für leichte und mittelschwere Ionen intensiv untersucht (siehe z.B. [Bet72, MaM75]), während der Bereich der Stoßphysik mit extrem hochgeladenen Ionen erst seit ca. 15 Jahren experimentell zugänglich ist. Diese Systeme (z.B. U^{92+}) stellen einen extrem exotischen Materiezustand dar, und sowohl ihre Dynamik als auch ihre Struktur sind wesentlich durch die Physik starker Felder ($Z\alpha \to 1$) geprägt. In diesem Sinne sind die Struktur und die Dynamik schwerer, hochgeladener Ionen engstens miteinander verkoppelt.

Im folgenden wird auf die wichtigsten atomaren Wechselwirkungsprozesse eingegangen, wobei besonderes Gewicht auf die nicht-resonanten Einfangsreaktionen gelegt wird, die sowohl die Röntgenproduktionsquerschnitte als auch die Emissionscharakteristik bestimmen und somit von besonderer Bedeutung für spektroskopische Untersuchungen sind. In Bezug auf die resonanten Umladungsprozesse *Resonanter Einfang durch simultane Anregung* (*Resonant Transfer and Excitation*, RTE) und *Dielektronische Rekombination* (*Dielectronic Recombination*, DR), die für Projektile mit einem oder mehreren Elektronen von großer Bedeutung sein können, sei auf die Literatur verwiesen [MoS96]. Eine schematische Darstellung aller Elektronen-Einfangsprozesse ist in Abbildung 3.1 gegeben.

3.1 Strahlungsprozesse (RR und REC)

In Stößen hochgeladener Ionen mit freien Elektronen kann es zum Einfang eines Elektrons in einen gebunden Projektilzustand unter Ausstrahlung eines Photons mit der Energie

$$\hbar\omega = E_{\mathrm{KIN}} + E_{\mathrm{f}} \tag{3.1}$$

kommen, wobei E_{KIN} die kinetische Energie des freien Elektrons vor dem Stoß ist und E_{f} die Bindungsenergie des gebundenen Elektrons darstellt. Dieser Prozeß kann somit auch als die Zeitumkehrung des elementaren *Photoelektrischen Effektes* angesehen werden [Sto30]. Als Folge der erforderlichen Impuls- und Energieerhaltung stellt er den einzig möglichen Einfangsprozeß für freie Elektronen in nackte Ionen dar und wird auch als *Radiative Rekombination*(RR) bezeichnet. Für schnelle Stöße zwischen freien Elektronen und nackten Projektilen mit der Kernladung Z_{P} ist dessen Skalierungsverhalten gegeben durch (siehe z.B. [StK95]):

$$\sigma_{\mathrm{RR}} \propto \frac{1}{n^3} \cdot \frac{Z_{\mathrm{P}}^5}{E_{\mathrm{KIN}}^{3/2}}. \tag{3.2}$$

Analog hierzu kann es auch in Stößen mit Targetatomen zu einem radiativen Einfang kommen (REC,*Radiative Electron Capture*), der im Rahmen der Impulsnäherung als RR-Prozeß sehr präzise beschrieben werden kann. Voraussetzung ist jedoch, daß die kinetische Energie des Elektrons vor dem Stoß wesentlich kleiner ist als dessen Bindungsenergie im Targetatom E_{i}. Somit handelt es sich um einen Einfangsprozeß quasifreier Elektronen. Aufgrund der erforderlichen Energieerhaltung ist die Energie der REC-Photonen gegeben durch

$$\hbar\omega = E_{\mathrm{KIN}} + E_{\mathrm{f}} - |E_{\mathrm{i}}|. \tag{3.3}$$

Seit den Anfängen der Quantenmechanik ist die radiative Rekombination ein zentraler Gegenstand theoretischer Untersuchung. Zum einen liegt dies an seiner engen Verwandtschaft mit dem Prozeß der Photoionisation (vgl. hierzu Abbildung 3.2). Tatsächlich lassen sich genaue Informationen zur Photoionisation aus Untersuchungen des RR- bzw. REC-Prozesses gewinnen [Eil95, StM97]. Zum anderen besteht aber auch eine enge Beziehung zwischen dem radiativen Einfang und der Photonenemission, wie sie bei einem Elektronenübergang zwischen zwei gebundenen Zuständen auftritt. Die im Kapitel 2 ausgeführten Betrachtungen der Zerfallswahrscheinlichkeiten können von daher auch vollständig auf den Rekombinationsprozeß übertragen werden, wenn zusätzlich berücksichtigt wird, daß der elektronische Anfangszustand bei RR ein Kontinuumszustand ist. Schließlich muß die große Bedeutung des RR(REC)-Prozesses

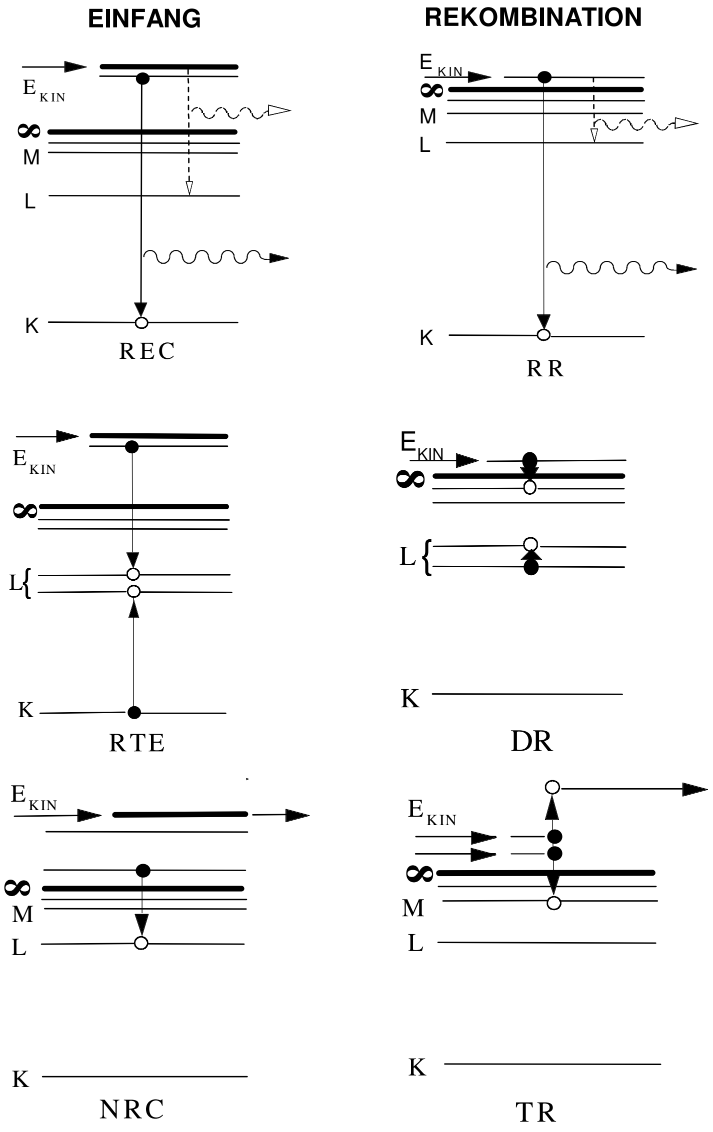

Abbildung 3.1: *Schematische Darstellung der Einfangsprozesse für nackte und H-artige Ionen in Stößen mit Targetatomen (linke Seite) und freien Elektronen (rechte Seite). Mit REC (Radiative Electron Capture) und RR (Radiative Recombination) werden die beiden strahlenden Einfangsprozesse bezeichnet, während RTE (Resonant Transfer and Excitation) und DR (Dielectronic Recombination) jeweils resonante Umladungsgprozesse darstellen, die Projektile mit mindestens einem Elektron im Eingangskanal voraussetzen. Bei dem NRC (Non-Radiative Electron Capture) und der TR (Three Body Recombination) handelt es sich jeweils um strahlungslose Prozesse, die ein drittes Teilchen (Targetkern oder ein zweites Elektron) zur Erfüllung der Impuls- und Energiebilanz voraussetzen.*

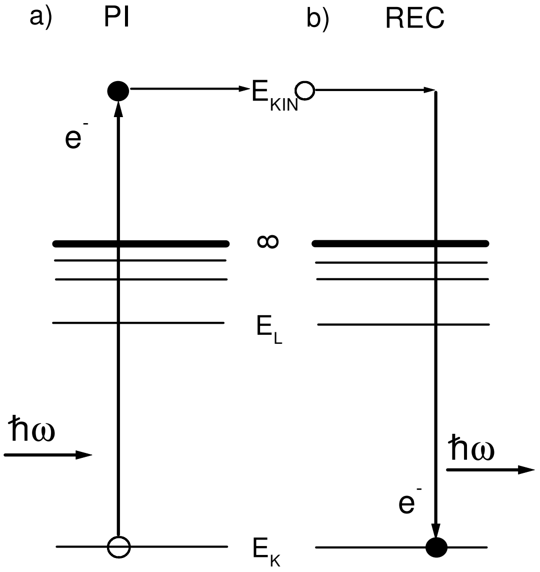

Abbildung 3.2. Schematische Darstellung der Beziehung zwischen a) Photoionisation (PI) und b) dem zeitumgekehrten Prozeß, dem radiativen Elektroneneinfang (REC).

für die relativistische Stoßphysik und für die Spektroskopie hervorgehoben werden, in denen er nicht nur ein wesentlicher Umladungskanal ist, sondern auch einen bedeutenden Röntgen-Produktionsmechanismus darstellt. Daher werden im folgenden nicht nur die totalen REC-Querschnitte diskutiert, sondern es wird auch die Emissionscharakteristik der REC-Photonen näher erläutert.

3.1.1 Dipolnäherung

Eine erste Abschätzung für die RR-Querschnitte nackter Ionen läßt sich aus der Dipolnäherung unter der Annahme $\hbar\omega \ll mc^2$ und $\alpha Z \ll 1$ gewinnen. In dieser Näherung folgt nach Stobbe [Sto30] für den Einfangsquerschnitt eines Elektrons in einen beliebigen (n, ℓ) Zustand eines nackten Ions:

$$\sigma_{nl}^{\mathrm{Stobbe}} = \frac{\pi^2}{3}\alpha^3 a_0^2 \left(\frac{\nu^3}{1+\nu^2}\right)^2 \left((l+1)\,[C_{nl}^{l+1}(\nu)]^2 + l\,[C_{nl}^{l-1}]^2\right) . \tag{3.4}$$

Hierbei ist $\nu = \alpha Z / n\beta$ der Sommerfeld-Parameter, a_0 der Bohr'sche Radius und β die Stoßgeschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit. Die Größen $C_{nl}^{l\pm1}$ stellen die Dipolmatrixelemente für den Übergang eines Elektrons aus einem Kontinuumszustand mit dem Drehimpuls $\ell \pm 1$ und der Energie E_{KIN} in einen gebundenen Zustand (n, ℓ) dar.

Die Gleichung (3.4) wurde eingehend von verschiedenen Autoren behandelt (siehe z.B [Sto30, SoR89, Bur64, McH91]). Im Bereich niedriger Stoßgeschwindigkeiten ($\beta \to 0$) skalieren die Querschnitte $\sigma_{nl}^{\mathrm{Stobbe}}$ näherungsweise mit $1/n$, während sie im Hochenergiebereich ($\nu \ll 1$) einer $1/n^3$-Abhängigkeit folgen. Für die Berechnung totaler Querschnitte im Bereich $\beta \to 0$ hat das zur Folge, daß über alle partiellen

Querschnitte $\sigma_{nl}^{\rm Stobbe}$ bis hin zu sehr großen Hauptquantenzahlen summiert werden muß. So liegt für nackte Uranionen diese Grenze bei $n \approx 400$. Da für hochliegende Zustände die direkte Auswertung der Gleichung 3.4 sehr problematisch und aufwendig ist, werden zur Behandlung von RR-Querschnitten im Bereich $\beta \to 0$ fast immer Niederenergie-Näherungen eingeführt (siehe z.B. [BeL89, PaS92]), bzw. es wird auf die *semi-klassische* Behandlung des RR-Prozesses durch Kramers [Kra23] zurückgegriffen [KoK92]. Tatsächlich sind diese Näherungen aber nicht notwendig, denn die obige Gleichung 3.4 läßt sich exakt und sehr elegant unter Verwendung der Rekursionsbeziehung zwischen nicht-relativistischen Coulombintegralen auswerten. Diese Technik wurde bereits in den frühen fünfziger Jahren entwickelt [InH51, AlW55] und erlaubt eine sehr schnelle und stabile Berechnung der Rekombinationsquerschnitte, die auch bereits von Burgess zur Behandlung astrophysikalischer Problemstellungen eingesetzt wurde [Bur64].

Um aus dem totalen RR-Querschnitt den entsprechenden REC-Querschnitt zu gewinnen, ist es nur erforderlich, $\sigma^{\rm Stobbe}$ mit der Anzahl $Z_{\rm T}$ an quasifreien Elektronen zu multiplizieren [KlJ74]. $Z_{\rm T}$ stellt zugleich auch die Kernladung des Targetatoms dar. Falls nur der Einfang in den $1s$-Grundzustand betrachtet wird, vereinfacht sich (3.4) zu dem bekannten Ausdruck [BeS57]

$$\sigma_{1s}^{\rm Stobbe} = 9.165 \times \left(\frac{\nu^3}{1+\nu^2}\right)^2 \frac{e^{-4\nu \arctan(1/\nu)}}{1-e^{-2\pi\nu}} \times 10^{-21}\text{cm}^2. \qquad (3.5)$$

Es ist sehr interessant, festzustellen, daß die Projektilladung Z nicht direkt in die obigen Gleichungen eingeht, sondern nur in der Kombination mit der Stoßgeschwindigkeit v durch den Sommerfeldparameter Z/v vorkommt. Somit stellen die Gleichungen von Stobbe auch eine allgemeine Skalierungsvorschrift dar [StK95], die von großer praktischer Bedeutung ist und weiter unten näher erörtert wird. Schließlich sei noch auf die Winkelverteilung für den Einfang in den $1s$-Grundzustand hingewiesen, die nach Stobbe's nicht-relativistischer Theorie gegeben ist durch:

$$\frac{d\sigma_{1s}^{\rm Stobbe}}{d\Omega} = \sigma_{1s}^{\rm Stobbe} \frac{3}{8\pi} \sin^2\theta. \qquad (3.6)$$

Hier beschreibt θ den Winkel zwischen dem einlaufenden Elektron und dem ausgestrahlten Photon. Die Stobbe-Näherung ist jedoch nur anwendbar, solange $v \ll c$ gilt und solange relativ kleine Photonenenergien auftreten. Falls die Wellenlänge vergleichbar mit dem K-Schalenradius des Projektils ist, ist es nicht mehr ausreichend, nur den Dipolterm zu betrachten. So müssen hier die höheren Terme in der Multipolentwicklung ebenso mit berücksichtigt werden (vgl. hierzu die Diskussion der Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen zwei gebundenen Zuständen).

3.1.2 Relativistische Behandlung

Zu einer exakten relativistischen Behandlung des RR- und REC-Prozesses sind folgende Schritte notwendig:

- eine relativistisch korrekte Berechnung der winkeldifferentiellen Querschnitte für die Photoionisation,
- die Anwendung des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts, um aus den Photoionisationsquerschnitten die Rekombinationsquerschnitte herzuleiten,
- im Falle des REC müssen die Querschnitte zusätzlich mit der Impulsverteilung der Targetelektronen gefaltet werden,
- die Transformation der Ergebnisse in das Laborsystem.

Diese einzelnen Schritte, die zur exakten Beschreibung des REC-Prozesses notwendig sind, wurden im Detail von Eichler diskutiert [IcS94, EiI95, IcS96]. Hier seien nur kurz die einzelnen Punkte dargestellt.

Unter Verwendung exakter Wellenfunktionen für die gebundenen Zustände und die Kontinuumszustände werden zuerst die Photoionisationsquerschnitte $\sigma_{\mathrm{ph}}(\omega', \theta')$ für das Projektilsystem im Rahmen der Dirac-Theorie berechnet (die entsprechenden Größen sind mit einem Apostroph gekennzeichnet). Das hierbei auftretende Matrixelement ist äquivalent zu dem Matrixelement für Übergänge zwischen zwei gebundenen Zuständen mit der Ausnahme, daß der Endzustand ein Zustand im Kontinuum ist und die Kontinuumswellenfunktionen durch eine Partialwellenentwicklung beschrieben werden. Zudem werden alle höheren Multipolordnungen bei der Querschnittsberechnung mitberücksichtigt. Schließlich folgt aus dem detaillierten Gleichgewichte für den RR-Querschnitt [EiM95]

$$\frac{d^2\sigma_{\mathrm{RR}}(E', \theta')}{dE'\,d\Omega'_{\mathrm{ph}}} = (2j_{\mathrm{b}} + 1)\left(\frac{\hbar\omega'}{m_{\mathrm{e}}c^2}\right)^2 \frac{1}{\beta^2\gamma^2}\frac{d^2\sigma_{\mathrm{ph}}(E', \theta')}{dE'\,d\Omega'_{\mathrm{el}}}, \tag{3.7}$$

mit dem Lorentz-Faktor γ, der gegeben ist durch:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{3.8}$$

Der Faktor $(2j_{\mathrm{b}} + 1)$ in Gleichung 3.7 stellt das statistische Gewicht des gebundenen Zustands mit der Drehimpulsquantenzahl j_{b} dar.

Aus den exakten Querschnitten für die radiative Rekombination ergeben sich die REC-Querschnitte aus der Impulsnäherung durch Faltung von σ_{RR} mit der Impulsverteilung der Targetelektronen $\rho(\mathbf{q})$. Hierbei ist $\mathbf{q}$ der Impuls des Targetelektrons in Bezug auf den Targetkern. Seien E'_{i} und E'_{f} die totalen Bindungsenergien des elektronischen Anfangs- und Endzustandes (die Ruhemasse ist in den Energien mit enthalten), so folgt für den REC-Querschnitt

$$\frac{d^2\sigma_{\mathrm{REC}}(\omega', \theta')}{d\omega'\,d\Omega'} = \int d^3q\,\frac{d\sigma_{\mathrm{RR}}(\mathbf{q}')}{d\Omega'}\,\rho(\mathbf{q})\,\delta(\hbar\omega' - \hbar\omega'_0). \tag{3.9}$$

Die Deltafunktion gewährleistet die Energieerhaltung und beinhaltet die Resonanzenergie $\hbar\omega'_0$ mit

$$\hbar\omega_0' = E_{\text{KIN}} + E_{\text{f}}' - \gamma|E_{\text{i}}| - \gamma v q_{\text{z}}. \tag{3.10}$$

Üblicherweise werden bei einer solchen Faltung nur die z-Komponenten der Impulsverteilung berücksichtigt. Hingegen werden in den Arbeiten von Eichler und Ichihara [IcS94, Ei195, IcS96] relativistisch vollständige Faltungen durchgeführt. Hierzu wird die Impulsdichte $\rho(\mathbf{q})$ mit Hilfe von Roothaan-Hartree-Fock Wellenfunktionen näherungsweise berechnet [ClR74].

Als letzter Schritt muß noch die Transformation aller Größen in das Laborsystem erfolgen:
(a) Transformation der Photonenfrequenz bzw. Photonenenergie:

$$\omega' = \omega \cdot \gamma \cdot (1 - \beta\cos\theta), \tag{3.11}$$

(b) Transformation des Winkels

$$\cos\theta' = \frac{\cos\theta - \beta}{1 - \beta\cos\theta}, \tag{3.12}$$

(c) Transformation des Raumwinkels

$$\frac{d\Omega'}{d\Omega} = \gamma^2(1 - \beta\cos\theta)^2. \tag{3.13}$$

Diese Transformationen, angewandt auf Gleichung 3.9, ergeben den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt, der die REC-Photonenspektren im Laborsystem beschreibt. Häufig sind die differentiellen Querschnitte als Funktion des Beobachtungswinkels von besonderem Interesse, die sich aus Gleichung 3.9 durch Integration über die Photonenfrequenz ω' und durch Multiplikation mit dem Verhältnis der Raumwinkelelemente (Gleichung 3.13) ergeben, also:

$$\frac{d\sigma_{\text{REC}}(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{REC}}(\theta')}{d\Omega'}\,\frac{d\Omega'}{d\Omega}. \tag{3.14}$$

3.1.3 Vergleich der Dipolnäherung mit der exakten Theorie

Für den Fall des Einfangs in s-Zustände wurde bereits von Spindler darauf hingewiesen [SpB79], daß die einfache Winkelverteilung der nicht-relativistischen Dipolnäherung (Gleichung 3.6) selbst unter gemäßigt relativistischen Stoßbedingungen gültig ist ($\beta \lesssim 0.6$). So konnte Spindler zeigen, daß zwar mit zunehmender Geschwindigkeit die REC-Winkelverteilung im Emittersystem immer stärker zu Vorwärtswinkeln verschoben wird. Ein Beobachter im Laborsystem, in dem sich die Elektronen in Ruhe befinden, sieht jedoch die Photonenemission unter dem Beobachtungswinkel

$$\theta = \theta' - 180^\circ. \tag{3.15}$$

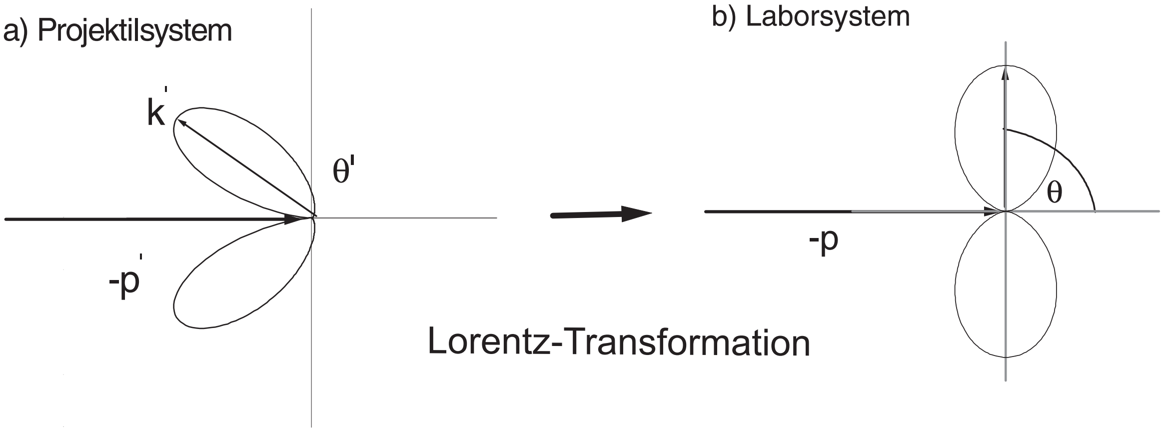

Abbildung 3.3: *a) Als Folge der Retardierung erscheint das Maximum der K-REC Winkelverteilung im Projektilsystem zu Rückwärtswinkeln verschoben. b) Durch die Lorentztransformation in das Laborsystem wird die sin*$^2\theta$*-Verteilung der nicht-relativistischen Dipolnäherung wieder hergestellt.*

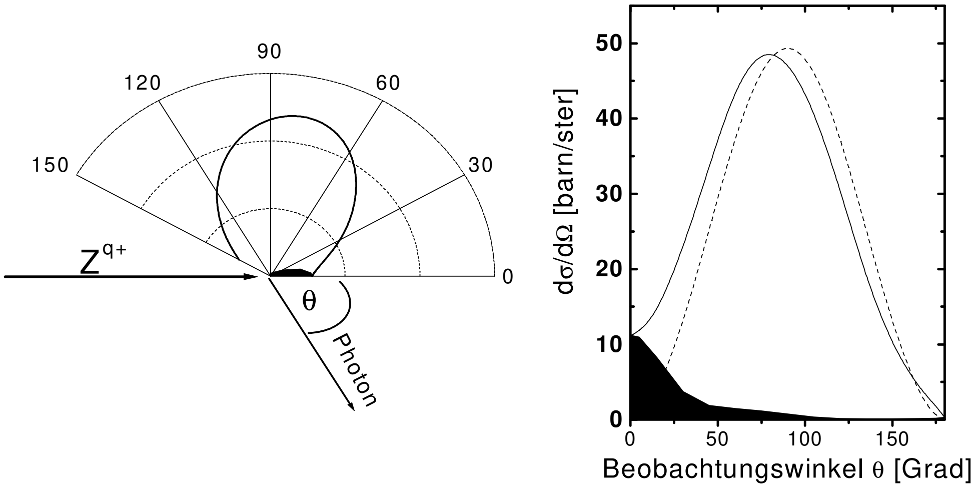

Abbildung 3.4: *Differentielle K-REC Wirkungsquerschnitte für das Stoßsystem* $\mathrm{U}^{92+} \to \mathrm{N}$*, 295 MeV/u. Gestrichelte Linie: Dipolnäherung; durchgezogene Linie: exakte Rechnung. Die relativistisch korrekte Winkelverteilung ist zudem in einer Polardarstellung wiedergegeben.*

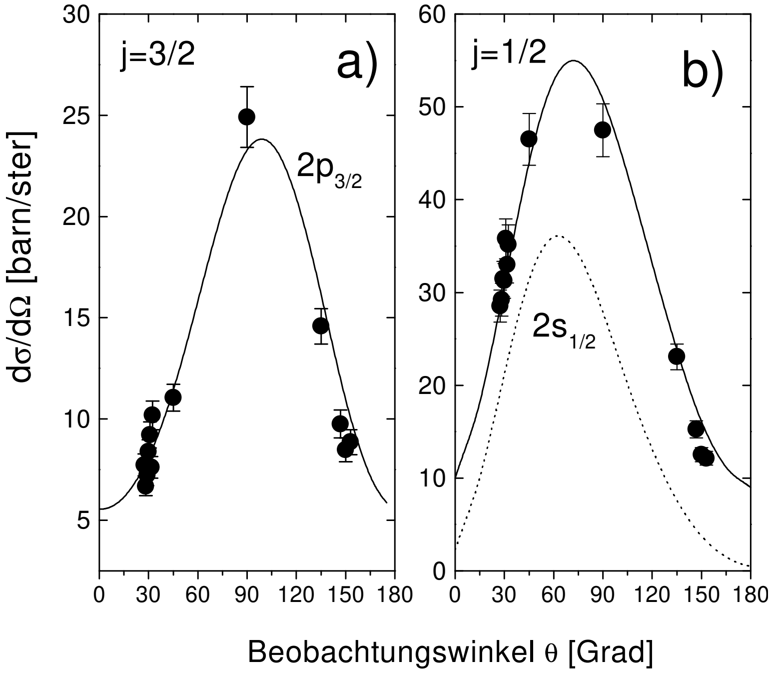

Abbildung 3.5: *Differentielle L-REC Wirkungsquerschnitte für das Stoßsystem* $\mathrm{U}^{90+} \rightarrow \mathrm{C}$*, 89 MeV/u [StG94]. (a) Winkelverteilung für Einfang in das* $2p_{3/2}$ *Niveau, (b) Winkelverteilung für Einfang in die* $j = 1/2$ *(*$2s_{1/2}$*,*$2p_{1/2}$*) Zustände. Die durchgezogenen Linien geben die entsprechenden Vorhersagen der exakten Rechnungen von Ichihara und Eichler wieder [StG94], während die gepunktete Linie sich auf das* $2s_{1/2}$*-Niveau bezieht.*

Somit erscheint für den Beobachter das Maximum der Winkelverteilung unter rückwärtigen Winkeln, wenn von einer relativistischen Raumwinkeltransformation abgesehen wird. Die relativistische Raumwinkeltransfomation wirkt dem Retardierungseffekt entgegen, so daß im Laborsystem die Winkelverteilung der Photonen wiederum einer sin$^2\theta$-Verteilung folgt (vgl. hierzu Abbildung 3.3). Durch eine am Stoßsystem 197 MeV/u Xe^{54+} $\rightarrow$ Be durchgeführte Messung der K-REC Winkelverteilung gelang es Anholt [AnA84], diesen interessanten Effekt experimentell zu bestätigen. Die vollständig relativistischen Rechnungen von Ichihara zeigen [IcS94], daß für schwere relativistische Projektile die sin$^2\theta$-Winkelverteilung nur näherungsweise gültig ist und insbesondere für die schwersten Ionen starke Abweichungen erwartet werden können.

In der Abbildung 3.4 sind die differentiellen K-REC-Wirkungsquerschnitte dargestellt, wie sie sich zum einen aus der nicht-relativistischen Dipolnäherung und zum anderen aus der exakten Theorie ergeben. Die Rechnungen wurden für das Stoßsystem 295 MeV/u U^{92+} $\rightarrow$ N durchgeführt [IcS94, StK95]. Der Vergleich zeigt deutliche Abweichungen der exakten Theorie von der sin$^2\theta$-Verteilungen der Dipolnäherung, wobei die Abweichung bei θ=0^o besonders auffallend ist. Eine genaue Betrachtung zeigt,

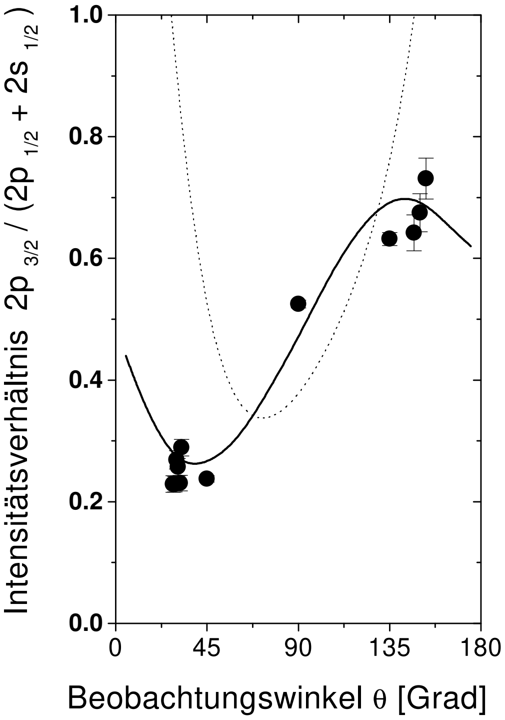

Abbildung 3.6. *Gemessenes Intensitätsverhältnis (●) für den Radiativen Einfang in die j-Unterzustände der L-Schale ($\mathrm{U}^{90+} \rightarrow \mathrm{C}$, 89 MeV/u) [StG94]. Durchgezogene Linie: relativistische Theorie; gestrichelte Linie: Dipolnäherung unter Berücksichtigung der Retardierung in der niedrigsten Ordnung [HiW87].*

daß hier nur Spinflip-Übergänge zur Photonenemission beitragen können, während aufgrund von Auswahlregeln die elektrische Multipolstrahlung keinen Beitrag liefert. Dieser sehr interessante Effekt ist in verschiedenen Veröffentlichungen eingehend diskutiert worden und wird gegenwärtig experimentell untersucht. Der Vollständigkeit halber sei hier angemerkt, daß für den Fall des radiativen Elektroneneinfangs in die L-Schale He-artiger Uranionen die Winkelverteilung für die $j{=}1/2$-Niveaus und für den $2p_{3/2}$-Zustand vermessen werden konnten und die Ergebnisse sich in hervorragender Übereinstimmung mit den exakten Rechnungen von Ichihara und Eichler befinden [StG94] (vgl. hierzu Abbildung 3.5). Der Unterschied zwischen korrekter relativistischer Beschreibung des REC-Prozesses und der nicht-relativistischen Dipolnäherung wird besonders deutlich, wenn das Intensitätsverhältnis für den Einfang in die j-Unterzustände als Funktion des Winkels dargestellt wird, wie es in Abbildung 3.6 der Fall ist. In der Abbildung wird die Dipolnäherung durch die gestrichelte Linie wiedergegeben, bei der auch Retardierungseffekte in niedrigster Ordnung berücksichtigt wurden. Die durchgezogene Linie stellt die Resultate der relativistischen Theorie dar. Offensichtlich versagt die Dipolnäherung vollständig in der Beschreibung des experimentellen Ergebnisses, während sich die relativistische Theorie in guter Übereinstimmung mit den Daten befindet.

Während somit die Winkelverteilung für REC in schwere Projektile stark von den Vorhersagen der Dipolnäherung abweicht, befinden sich die absoluten Querschnitte der Dipolnäherung in guter Übereinstimmung mit den exakten Rechnungen [StK95]. Für die schweren Projektile trifft das zumindest auf den Energiebereich bis etwa

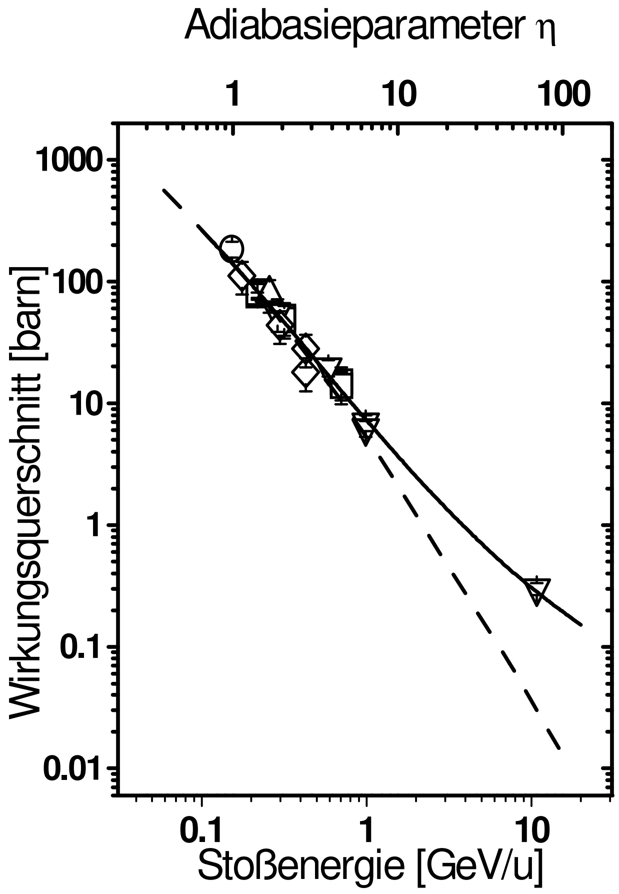

Abbildung 3.7. *Experimentelle REC-Querschnitte für schwere Projektile ($54 \leq Z_{\mathrm{P}} \leq 92$) als Funktion des η-Parameters [StK95]. Die untere x-Achse bezieht sich auf die entsprechenden Stoßenergien für Au-Projektile. Alle Daten wurden auf die Anzahl der Targetelektronen normiert. Die Dipolnäherung ist durch die gestrichelte Linie wiedergegeben, während die durchgezogene Linie sich auf die exakten Rechnungen bezieht. Der Datenpunkt bei 10.8 GeV/u wurde der Referenz [ClB97] entnommen.*

400 MeV/u zu, wohingegen es bei noch größeren Energien zu starken Abweichungen kommt. In Abbildung 3.7 sind alle vorhandenen Daten, die für schwere nackte Projektile gemessen wurden, als Funktion des η-Parameters dargestellt, wobei der Bezug zwischen η und dem Sommerfeld Parameter ν durch folgende Relation gegeben ist [StK95]:

$$\eta = 1/\nu^2 \simeq 40.31 \times \frac{E_{\mathrm{P}}}{Z_{\mathrm{P}}^2}[\mathrm{MeV/u}]. \tag{3.16}$$

Wesentlich ist, daß dieser η-Definition die Beziehung $E_{\mathrm{P}} = \frac{1}{2}Mv^2$ zugrunde liegt, d.h. es wird angenommen, daß sich das Projektil mit einer nicht-relativistischen Geschwindigkeit v bewegt. M bezeichnet hierbei die Projektilmasse und E_{P} die kinetische Projektilenergie. Unter dieser sehr fragwürdigen Annahme ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten und mit den exakten Rechnungen. Hierbei muß betont werden, daß die erzielte Übereinstimmung offensichtlich auf ein zufälliges, gegenseitiges Aufheben verschiedener relativistischer Effekte zurückzuführen ist. Wie bereits oben dargestellt, ist die Dipolnäherung nicht in der Lage, die Details des REC-Prozesses für schwere Ionen zu beschreiben.

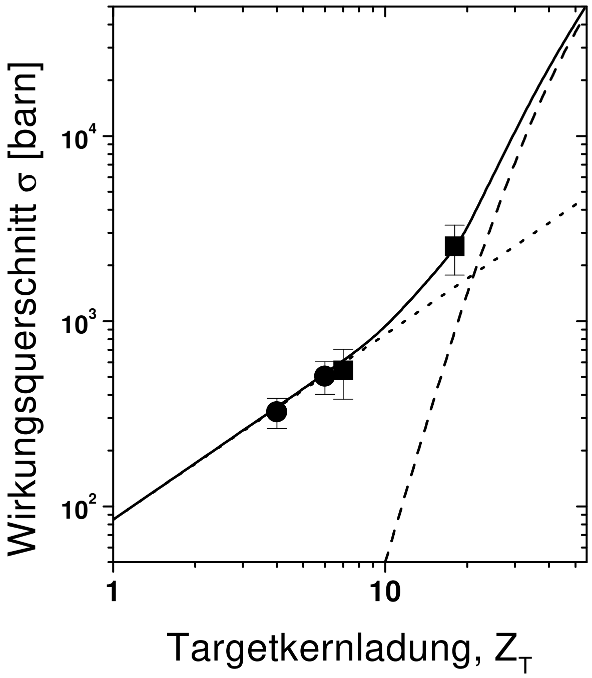

Abbildung 3.8. *Experimentelle Elektronen-Einfangsquerschnitte für 295 MeV/u U^{92+} Projektile in Stößen mit unterschiedlichen Targetatomen [StK95]. Der totale theoretische Querschnitt (durchgezogene Linie) setzt sich aus dem REC-Wirkungsquerschnitt (gepunktete Linie: Dipolnäherung) und aus dem NRC-Querschnitt (gestrichelte Linie: Eikonalnäherung) zusammen.*

3.2 Nicht-Radiativer Einfang (NRC)

In Stößen mit Targetatomen – insbesondere mit schweren Targetatomen – kann es aber auch zu einem Elektronentransfer zwischen Target und Projektil ohne Emission eines Photons kommen. Hier werden Energie und Impuls zwischen Targetkern und Projektilkern aufgeteilt, d.h. dieser Prozeß ist im wesentlichen durch den Überlapp der Elektronenimpulsverteilung des Targets mit der des Projektils bestimmt, wobei noch zusätzlich der Stoßimpuls $m_e\mathbf{v}$ zu berücksichtigen ist. Bereits aus der nicht-relativistischen Oppenheimer-Born-Kramer-Näherung (OBK) kann die allgemeine Skalierung für diesen Prozeß hergeleitet werden, der auch häufig als *Nicht-Radiativer* oder auch *Kinematischer Einfang* bezeichnet wird, und es gilt [DeE94]:

$$\sigma_{\mathrm{NRC}} \propto \frac{Z_{\mathrm{T}}^5 \cdot Z_{\mathrm{P}}^5}{E_{\mathrm{P}}^6}, \tag{3.17}$$

mit Z_{T} der Kernladung des Targetatoms. Auf Grund dieser Skalierungseigenschaften ist der NRC-Prozeß der bei weitem wichtigste Projektilumladungsprozeß in langsamen Stößen mit schweren Targetatomen [DeE94]. Es sei hier angemerkt, daß aus einer relativistischen Behandlung das asymptotische Verhalten $\propto E_{\mathrm{P}}^{-1}$ folgt [EiM95]. Zwar werden in der Born'schen Näherung die Skalierungseigenschaften des NRC-Prozesses korrekt beschrieben [HuM85, Moi89], jedoch verfehlen sie die experimentellen Daten um nahezu eine Größenordnung. Diese Näherungen sind symmetrisch in Bezug auf den Anfangs- und Endzustand, berücksichtigen jedoch nicht die Coulombstörungen der Wellenfunktionen.

Eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten läßt sich im Rahmen der Eikonalnäherung erreichen [Eic85], die unsymmetrisch in Bezug auf den Anfangs- und Endzustand ist und die Coulombstörung für einen der beiden Zustände vollständig berücksichtigt. Tabellierte Querschnitte für verschiedenste Projektil-Target-Kombinationen, die zugleich auch einen weiten Stoßenergiebereich abdecken, lassen sich aus Ref. [IcS93] entnehmen. Für den nicht-relativistischen Bereich, auf den im Rahmen der vorliegenden Arbeit auch Bezug genommen wird, ist eine ausführliche theoretische Behandlung in Ref. [Eic81] gegeben. Von großer praktischer Bedeutung ist zudem ein auf der Eikonalnäherung beruhendes Skalierungsgesetz, das sich auf den Transfer eines Elektrons von einem $1s$-Projektilzustand in einen $1s$-Targetzustand bezieht und durch folgende Gleichung beschrieben wird:

$$\begin{aligned} \sigma_{1s-1s}^{\text{eik}} &= \frac{2^8 \pi Z_{\text{P}}^5 Z_{\text{T}}^5}{5v^2(Z_{\text{T}}^2 + q_+^2)^5} \, \frac{\gamma + 1}{2\gamma^2} \, \frac{\pi \nu_{\text{T}}}{\sinh(\pi \nu_{\text{T}})} \\ &\quad \times e^{-2\nu_{\text{T}} \arctan(q_+/Z_{\text{T}})} \, (S_{\text{eik}} + S_{\text{mag}} + S_{\text{orb}}) \, . \end{aligned} \tag{3.18}$$

Der in atomaren Einheiten angegebene Querschnitt $\sigma_{1s-1s}^{\text{eik}}$ bezieht sich auf ein Elektron im Anfangszustand und summiert über die zwei möglichen Spin-Orientierungen im Endzustand. Des weiteren ist $q_+ = (E_{\text{i}} - E_{\text{f}}/\gamma)/v$ und der Sommerfeldparameter ist durch $\nu_{\text{T}} = Z_{\text{T}}/v$ gegeben. Der ausführlichen Diskussion von Eichler folgend [Eic85], haben die einzelnen Terme in Gleichung 3.18 folgende Bedeutung:

- S_{eik} stellt den Querschnitt für ein relativistisches Projektil und ein nicht-relativistisches Elektron dar (Elektron ohne Spin).
- Für $\gamma \to 1$ und für nicht-relativistische Bindungsenergien $E_{\text{i}}, E_{\text{f}}$ ergibt sich die nicht-relativistische Eikonalnäherung.
- Der Term S_{mag} wird als magnetischer Beitrag zum Einfangsprozeß betrachtet, der durch die relativistische Bewegung der Projektilladung und seiner Wechselwirkung mit dem magnetischen Moment des Elektrons hervorgerufen wird.
- S_{orb} beschreibt den Einfluß der relativistischen Spin-Bahn-Wechselwirkung auf den Elektroneneinfangsprozeß.

Eine Verallgemeinerung von Gleichung 3.18 für beliebige Target- und Projektilzustände mit den Hauptquantenzahlen n_{T} und n_{P} läßt sich erreichen, indem folgende Substitutionen durchgeführt werden:

$$\begin{aligned} Z_{\text{T}} &\to Z_{\text{T}}/n_{\text{T}} \\ Z_{\text{P}} &\to Z_{\text{P}}/n_{\text{P}} \, . \end{aligned} \tag{3.19}$$

Die angegebene Substitution bezieht sich auf die sogenannte *Prior*-Formulierung der Eikonalnäherung. Um die *Post*-Formulierung zu erhalten, müssen die Anfangs- und

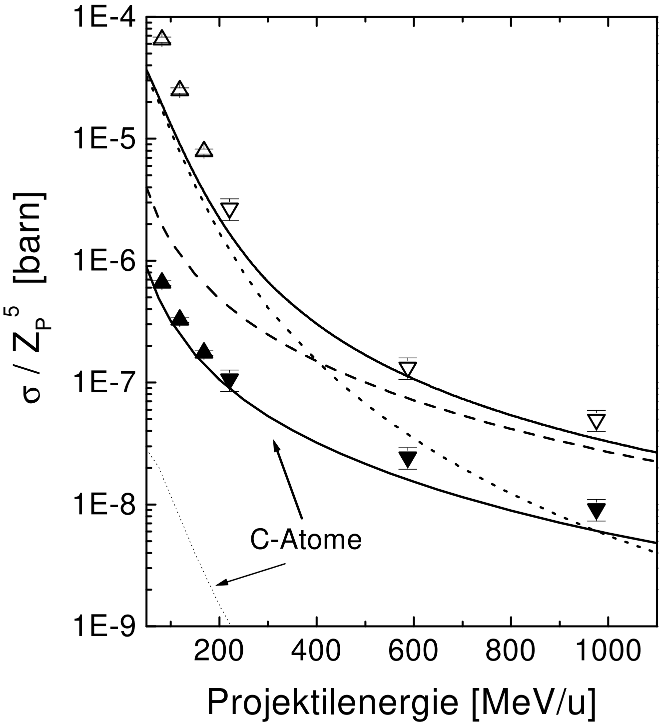

Abbildung 3.9: *Experimentelle Einfangsquerschnitte für H-artige Bi- und Au-Projektile als Funktion der Projektilenergie (▲ und △ beziehen sich auf die* Bi^{82+}*-Ionen [StM93], während ▼ und ∇ die* Au^{78+}*-Daten wiedergeben [ScG94]). Bei der Darstellung wurde das Skalierungsverhalten der Einfangsprozesse mit* Z_P^5 *ausgenutzt (vgl. Gleichung 3.2 und Gleichung 3.17). Zudem markieren die vollen Symbole die Ergebnisse, die für Kohlenstoff-Targetatome gewonnen werden konnten und die offenen Symbole repräsentieren Messungen mit Ni-Targets. Die durchgezogenen Linien geben die totalen Querschnitte wieder, wie sie sich aus der Higher-Potential Beschreibung der Eikonalnäherung (gepunktete Linien) und der Dipolnäherung für REC (gestrichelte Linien) ergeben.*

Endzustände vertauscht werden. Für schwere Projektile und leichte Targetatome sollte die *Post*-Formulierung verwendet werden, da hier die Störung der Targetorbitale durch die Projektilladung in allen Ordnungen berücksichtigt wird [EiM95]. Im allgemeinen läßt sich die beste Übereinstimmung zwischen Eikonalnäherung und experimentellen Daten erreichen, indem – einem Vorschlag von Meyerhof und Eichler folgend – das sogenannte *Higher Potential* Kriterium angewendet wird, das gegeben ist durch:

$$\mathrm{Prior-Version:}\ Z_\mathrm{P}/n_\mathrm{P} < Z_\mathrm{T}/n_\mathrm{T}$$

$$\mathrm{Post-Version}: Z_\mathrm{P}/n_\mathrm{P} > Z_\mathrm{T}/n_\mathrm{T}\ . \tag{3.20}$$

Als ein Beispiel werden in Abbildung 3.9 die absoluten Wirkungsquerschnitte, die für H-artige Au- und Bi-Projektile als Funktion der Stoßenergie gemessen wurden [StM93, ScG94], mit der Vorhersage der Eikonalnäherung verglichen (gepunktete Linien in Abbildung 3.9). Den theoretischen Querschnitten liegt das *Higher Potential* Kriterium zugrunde und sie weisen eine generelle Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden auf. Hierbei muß darauf hingewiesen werden, daß im Unterschied zur reinen *Prior*-Version bzw. *Post*-Version, das *Higher Potential* Kriterium zu Unstetigkeiten in der (n,ℓ)-Verteilung führt und nicht zu einer zustandsselektiven Beschreibung des NRC-Prozesses verwendet werden sollte [RyS96].

3.3 Ionisation und Anregung

Neben den bereits erörterten Einfangsmechanismen REC und NRC stellt die Projektilionisation den bedeutendsten Umladungsprozeß für hochgeladene Schwerionen dar. Im relativistischen Stoßbereich kommt hierbei der K-Schalenionisation eine besondere Bedeutung zu, da das Wechselspiel zwischen K-Schalenionisation und Elektroneneinfang ganz wesentlich die Ausbeute an nackten Ionen bestimmt.

Im folgenden konzentrieren wir uns auf die störungstheoretische Behandlung des Ionisationsprozesses, die eine angemessene Behandlung asymmetrischer Stoßsysteme darstellt, solange die Bedingung $Z_\mathrm{T} \ll Z_\mathrm{P}$ erfüllt ist. Hierbei bewegt sich das Projektil mit der Geschwindigkeit v auf einer geradlinigen, klassischen Trajektorie in z-Richtung. Die Projektilbewegung folgt hierbei der klassischen Beziehung $\mathbf{R}(t)=\mathbf{b}+\mathbf{v}t$, mit $\mathbf{b}$ dem Stoßparameter in Bezug auf den Targetkern. Mit Hilfe der obigen Bezeichnungen ist das Liénard-Wiechert Potential, das durch das Projektil im Bezugsystem des Targets hervorgerufen wird, gegeben durch [EiM95]

$$\begin{aligned}\Phi(\mathbf{r},t) &= \frac{\gamma Z_\mathrm{P} e}{r'}\\ \mathbf{A}(\mathbf{r},t) &= \frac{\mathbf{v}}{c}\,\Phi(\mathbf{r},t),\end{aligned} \tag{3.21}$$

und die Entfernung zwischen Elektron und Target im Projektilsystem ist gegeben durch

$$r'(t) = \sqrt{(x-b)^2 + y^2 + \gamma^2(z-vt)^2}, \tag{3.22}$$

wobei $[(x,y,z,t)]$ die Koordinaten des Elektrons im Projektilsystem sind. Ein gebundenes Projektilelektron ist somit der Störung durch das Coulombpotential $Z_\mathrm{T}e/r$ des Targets ausgesetzt. Unter Berücksichtigung des Liénard-Wiechert Potentials folgt aus der Lösung der zeitabhängigen Dirac-Gleichung für die Übergangsamplitude vom Anfangszustand φ_i in den elektronischen Endzustand φ_f

$$A^{\mathrm{e}}_{\mathrm{fi}}(b) = \mathrm{i}\frac{\gamma Z_{\mathrm{P}} e^2}{\hbar} \int \mathrm{d}t\, \mathrm{e}^{i(E_{\mathrm{f}}-E_{\mathrm{i}})t/\hbar} \int \mathrm{d}^3 r\, \varphi^{\dagger}_{\mathrm{f}}(\mathbf{r})(1-\beta\alpha_z)\frac{1}{r'}\,\varphi_i(\mathbf{r}). \tag{3.23}$$

Hierbei ist zu beachten, daß im Unterschied zu nicht-relativistischen Stößen – als Folge des Liénard-Wiechert Potentials – die Übergangsamplitude zwei Beiträge enthält, und zwar einen elektrischen $(1/r')$ und einen magnetischen Beitrag $(\beta\alpha_z)/r')$, die kohärent addiert werden müssen. Der magnetische Term wird häufig als *transversaler* Beitrag zur Ionisation bezeichnet. Für den Anregungsquerschnitt folgt hieraus

$$\sigma_{\mathrm{fi}} = 2\pi \int_0^\infty |A^{\mathrm{e}}_{\mathrm{fi}}|^2\, b\, \mathrm{d}b. \tag{3.24}$$

Für die Ionisation muß hingegen σ_{fi} durch einen energiedifferentiellen Ausdruck ersetzt werden, das heißt, hier ist eine zusätzliche Integration über alle Kontinuumszustände erforderlich, deren numerische Behandlung sehr zeitaufwendig ist. In der Praxis wird daher häufig, einem Vorschlag von Anholt [Anh79, AnB87] folgend, von einer nicht-relativistischen Behandlung im Rahmen der *Plane-Wave-Born*-Näherung (PWBA) oder *Semi-Classical*-Näherung ausgegangen [BaB78]. Auf der Grundlage dieser Theorien folgt der Ionisationsquerschnitt einem strengen Skalierungsgesetz, das gegeben ist durch

$$\sigma^{\mathrm{ION}}_{\mathrm{L}} = \mathrm{const}\cdot \frac{Z_{\mathrm{T}}^2}{Z_{\mathrm{P}}^4}\mathcal{F}(\frac{v}{v_{\mathrm{K}}}), \tag{3.25}$$

wobei v_k die mittlere Geschwindigkeit des *aktiven* K-Schalenelektrons bezeichnet. Für $v/v_{\mathrm{K}} \approx 1$ erreicht die Funktion $\mathcal{F}$ ihr Maximum, die aus verschiedenen Veröffentlichungen in tabellierter Form entnommen werden kann (siehe z.B. [BaB78]). $\sigma^{\mathrm{ION}}_{\mathrm{L}}$ wird auch häufig als *longitudinaler* Ionisationsquerschnitt bezeichnet. Um den Einfluß zu berücksichtigen, der durch die relativistischen Wellenfunktionen des schweren Projektils hervorgerufen wird, kann in einer ersten Näherung Gleichung 3.25 mit dem Faktor

$$\mathrm{F} = [1 + \left(\frac{\alpha Z_P}{2}\right)^2] \tag{3.26}$$

multipliziert werden. Schließlich muß noch der sogenannte transversale Beitrag zum Ionisationsquerschnitt in Betracht gezogen werden. Im Rahmen der Dipolnäherung folgt für diesen Korrekturterm der Ausdruck

$$\sigma^{\mathrm{ION}}_{\mathrm{T}} = \sigma^{\mathrm{ION}}_{\mathrm{L}} \cdot \frac{\ln(\gamma^2) - \beta^2}{\ln(2\beta^2)/E_{\mathrm{K}}}, \tag{3.27}$$

und der vollständige Ionisationsquerschnitt ist somit gegeben durch:

$$\sigma^{\mathrm{ION}} = \mathrm{F}\cdot [\sigma^{\mathrm{ION}}_{\mathrm{L}} + \sigma^{\mathrm{ION}}_{\mathrm{T}}]. \tag{3.28}$$

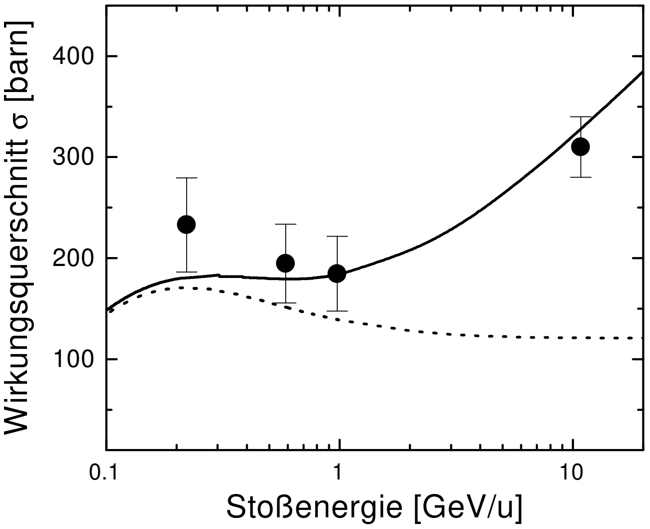

Abbildung 3.10: *Experimentelle Daten [StI97, ClB97] zur Ionisation H-artiger* ${}_{79}Au^{78+}$ *Ionen in Stößen mit Kohlenstoffatomen als Funktion der Stoßenergie. Die Linien geben die theoretische Beschreibung von Anholt wieder [AnB87] (gestrichelte Linie ohne transversalen Beitrag, durchgezogene Linie mit transversalen Beitrag).*

Eine zusammenfassende Darstellung aller experimentellen Daten im Vergleich mit dem diskutierten theoretischen Modell kann der Ref. [StI97] entnommen werden und eine detaillierte, kritische Diskussion der Näherung erfolgt in Ref. [EiM95].

Hier sei nur an einem Beispiel erläutert, wie gut das diskutierte Modell in der Lage ist, die experimentellen Daten zu beschreiben. In der Abbildung 3.10 werden die theoretischen Querschnitte (vgl. 3.28) mit den Daten verglichen, die für das Stoßsystem $Au^{78+} \rightarrow C$ gemessen wurden [StI97] und die mittlerweile bis zu einer Energie von 10.8 GeV/u vorliegen [ClB97]. Bei der durchgezogenen Linie wurde der transversale Beitrag (vgl. Gleichung 3.28) berücksichtigt, während die gestrichelte Linie nur den logitudinalen Wirkungsquerschnitt (vgl. Gleichung 3.25 und 3.26) wiedergibt. Wie aus der Abbildung ersichtlich ist, werden die experimentellen Daten gut durch die einfache Näherung beschrieben, und auch der Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit zunehmender Stoßenergie – Folge des transversalen Beitrags – wird sehr gut durch die Theorie reproduziert. Dies ist ein bemerkenswertes Ergebnis und zeigt, daß die absoluten Querschnitte nicht sensitiv auf die Details der Wechselwirkung sind. Hingegen wurde für den Prozeß der Projektilanregung erstmals experimentell und theoretisch nachgewiesen, daß der transversale Beitrag auch zu einer Reduzierung des absoluten Wirkungsquerschnitts führen kann [StI98, StI98a]. Dies ist Folge einer Interferenz zwischen den elektrischen und magnetischen Beiträgen zum Liénard-Wiechert-Potential. Im Rahmen der obigen Näherung kann dies jedoch nicht verstanden werden, da hier der transversale Beitrag nur durch eine inkohärente Summation berücksichtigt wird.

In Abbildung 3.11 sind die experimentellen Querschnitte zur Projektilanregung

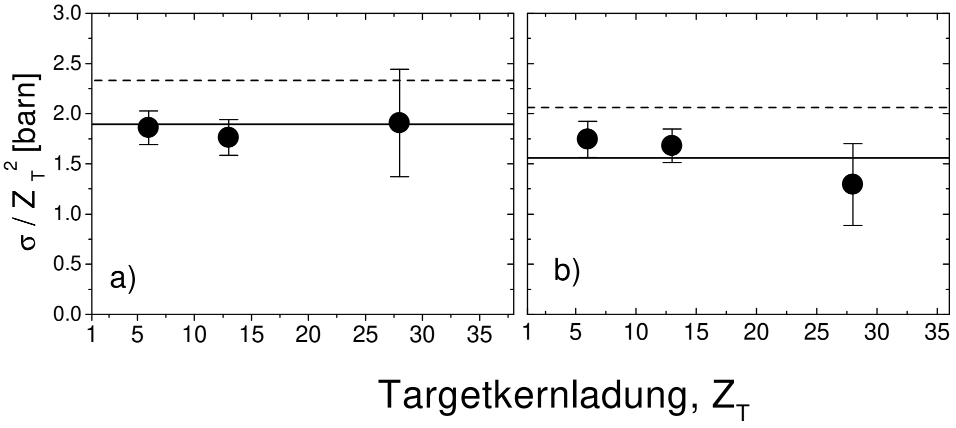

Abbildung 3.11: *Experimentelle Daten [StI98, StI98a] zur Projektilanregung H-artiger Bi-Ionen (Z=83) in Stößen mit leichten Targetatomen. Bei der Darstellung wurde das Skalierungsverhalten der Projektilanregung mit Z_{T}^2 ausgenutzt. Abbildung (a) bezieht sich auf die Produktion von Lyα_2-Übergänge als Folge der Projektilanregung während (b) den Produktionsquerschnitt für Lyα_1-Photonen wiedergibt. Die gestrichelte Linien beziehen sich auf Rechnungen, bei denen nur der elektrische Anteil an der Wechselwirkung berücksichtigt wurde. Die durchgezogenen Linien geben die Resultate wieder, die das Liénard-Wiechert Potential vollständig berücksichtigen.*

[StI98a, StI98a] H-artiger Bi-Ionen (Z=83) in Stößen mit leichten Targetatomen gezeigt. Abbildung (a) bezieht sich auf die Produktion von Lyα_2-Übergängen als Folge der Projektilanregung (zu 90% Anregung in die $2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$-Niveaus), während (b) den Produktionsquerschnitt für Lyα_1-Photonen wiedergibt (zu 90% Anregung in das $2p_{3/2}$-Niveau). Die gestrichelte Linien beziehen sich auf Rechnungen, bei denen nur der elektrische Anteil der Wechselwirkung berücksichtigt wurde. Die durchgezogenen Linien geben hingegen die Resultate wieder, die das Liénard-Wiechert Potential vollständig berücksichtigen. Deutlich ist in der Abbildung zu erkennen, daß die Interferenz zwischen der elektrischen und der magnetischen Amplitude zu einer Absenkung des totalen Querschnitts um nahezu 30% führt.

Schließlich sei hier noch angemerkt, daß auch die Targetelektronen zur Projektilionisation beitragen können. Im Rahmen der Störungstheorien in erster Ordnung ist der Ionisationsprozeß unabhängig vom Vorzeichen der Störung und für Protonen- und Elektronen ergeben sich die gleichen Querschnitte. Dies gilt jedoch nur für $v \gg v_k$, da die Ionisation durch Elektronenstoß aufgrund der *kleinen* Masse ein Schwellenverhalten für $v = v_k$ aufweist und sich hier stark vom Protonenstoß unterscheidet. Zudem treten Korrelationseffekte auf (so z.B. die Breit-Wechselwirkung), die für relativistische Projektile den Querschnitt für Elektronenstoß entscheidend beeinflussen [MaE94]. Ähnliche Resultate wurden auch kürzlich für die L-Schalenionisation hochgeladener Uranionen durch Elektronenstoß gefunden [StK97].

Kapitel 4

Experimentieranlagen für höchstgeladene Ionen

Grundsätzlich sind intensive und monochromatische Strahlungsquellen die wesentliche Voraussetzung für genaue röntgenspektroskopische Untersuchungen. Die Röntgenspektroskopie an höchstgeladenen Schwerionen, wie z.B. U^{91+}, erfordert somit Experimentieranlagen, die solche Ionen mit einer möglichst hohen Intensität produzieren. Außerdem setzt sie eine sehr genaue Kenntnis aller geometrischen Faktoren voraus, die Einfluß auf die Emissionscharakteristik der Ionen haben könnten. Gegenwärtig gibt es weltweit zwei Anlagen, die diesen Anforderungen entsprechen, die sich aber konzeptionell stark voneinander unterscheiden. Dies ist die mit einem Elektronenstrahl betriebene Falle für hochgeladene Ionen *Super-Electron-Beam-Ion-Trap* (Super-EBIT) in Livermore und der *Experimentier-Speicher-Ring* (ESR) in Kombination mit dem *Schwerionensynchrotron* (SIS) der GSI in Darmstadt.

Im folgenden werden die beiden Experimentieranlagen, insbesondere im Hinblick auf röntgenspektroskopische Untersuchungen, näher vorgestellt.

4.1 Produktion hochgeladener, schwerer Ionen

Atome können in Stößen mit Photonen, Elektronen und Ionen ionisiert werden. Um selbst die Innerschalenelektronen in den schwersten Ionen zu *entfernen*, sind sehr hohe Energie- und Impulsüberträge erforderlich, die gegenwärtig nur durch intensive, hochenergetische Elektronenstrahlen und durch Beschuß mit Ionen aufgebracht werden können. Im vorangegangen Kapitel wurde bereits die Ionisation durch Teilchenbeschuß diskutiert und gezeigt, daß bei einer Stoßgeschwindigkeit $v \approx v_K$ bzw. einer Stoßenergie $E_{\mathrm{KIN}} \approx E_{\mathrm{K}}$ der Wirkungsquerschnitt annähernd sein Maximum erreicht und für $v \gg v_{\mathrm{k}}$ Elektronen- und Protonenstoßquerschnitte sich – in einer ersten Näherung – gleich verhalten. Für den Beschuß mit Ionen der Kernladungszahl Z_{T} erreicht man einen im Vergleich zum Protonenbeschuß um Z_{T}^2 höheren Ionisationsquerschnitt und die Produktion hochgeladener Schwerionen ist entsprechend

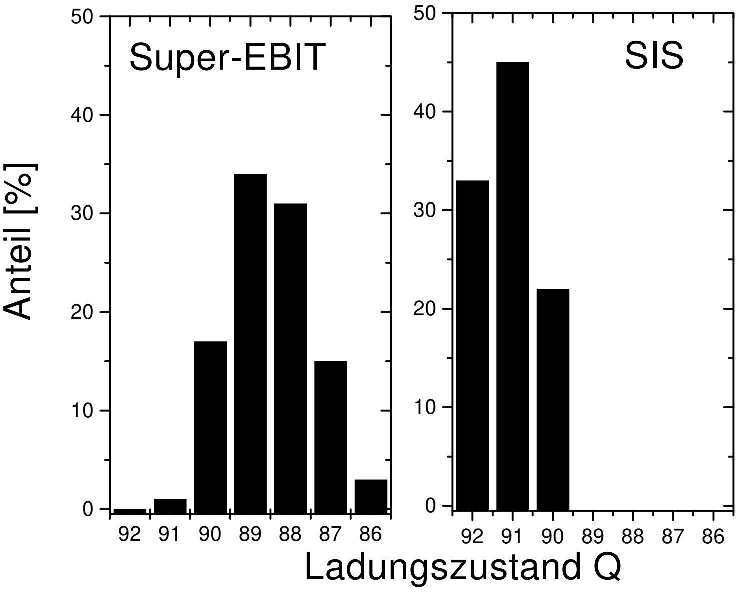

Abbildung 4.1. *Ladungsverteilung hochgeladener Uranionen, gemessen (a) an der Super-EBIT mit einem Elektronenstrom von 200 mA und einer Energie von 198 keV [Mar96] und (b) hinter dem SIS nach dem Durchgang durch eine Cu-Folie bei einer äquivalenten Stoßenergie von 360 MeV/u.*

effizient. An Beschleunigeranlagen wird genau dieses Prinzip ausgenutzt, wobei jedoch die Rolle des Targets mit dem des Projektils vertauscht wird, d.h. hier werden niedrig geladene Schwerionen (Projektile) auf eine *Stripper*-Folie geschossen und beim Durchgang durch diese Folien werden in Stößen mit den Targetatomen (Kernladung Z_{T}) die hochgeladenen Projektile erzeugt. Die hierdurch entstehenden Ladungsverteilungen lassen sich mittlerweile sehr gut für unterschiedliche Folienmaterialien und Dicken als Funktion der Stoßenergie vorhersagen (vgl. hierzu Refs. [StG91, ScS98]). Tatsächlich ist zur effizienten Produktion nackter Uranionen eine Projektilenergie von mindestens $E_{\mathrm{P}} = M/m \cdot E_{\mathrm{KIN}} = 300$ MeV/u erforderlich ($M/m = 1823$ ist das Verhältnis der atomaren Masseneinheit zur Elektronenmasse und E_{KIN} entspricht in etwa der K-Schalenbindungsenergie von 132 keV).

Zwar ist für Elektronenbeschuß der Ionisationsquerschnitt wesentlich kleiner, jedoch besteht hier die Möglichkeit, mit sehr intensiven Elektronenstrahlen und extrem hohen Stromdichten von ca. 5000 A/cm^2 bei einem Strahlradius von ca. 35-μm zu arbeiten, wie es an der Super-EBIT der Fall ist (siehe z.B. [Mar91]). In Abbildung 4.1 sind die Ladungsverteilungen dargestellt, wie sie zum einen an der Super-EBIT für Uran bei einem Elektronenstrom von 200 mA mit einer Elektronenenergie von 198 keV erzeugt wurden. An einem Beschleuniger entspricht dies einer Projektilenergie von ca. 360 MeV/u. Die entsprechende Ladungsverteilung ist ebenso in der Abbildung wiedergegeben.

Wie aus der Abbildung 4.1 entnommen werden kann, ist am Beschleuniger die Ausbeute an nackten Uranionen wesentlich höher, jedoch können einige nackte Ionen – insbesondere aber Ionen mit offener L-Schale – in der EBIT produziert werden.

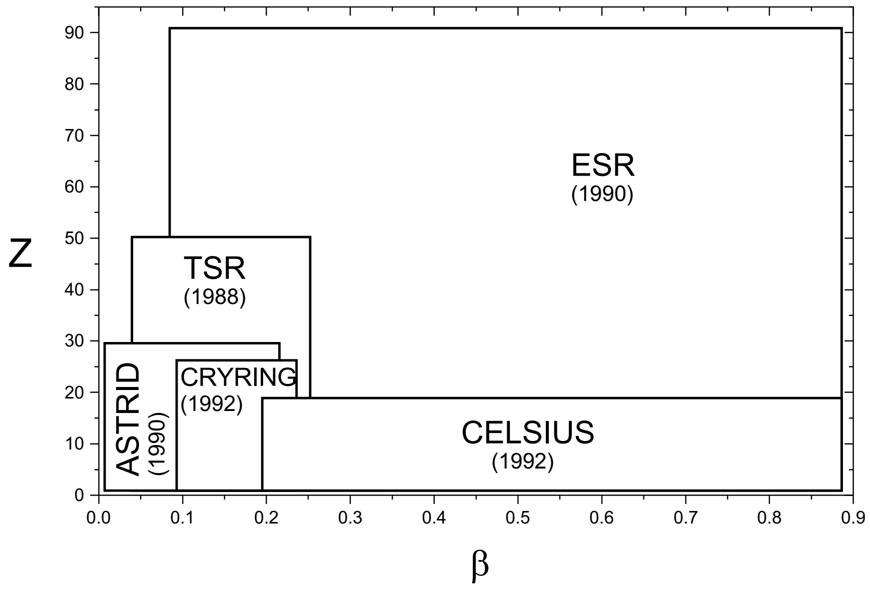

Abbildung 4.2: *Übersicht über den Operationsbereich der verschiedenen Schwerionenspeicherringe, die während der letzten Jahre in Betrieb genommen wurden.*

4.2 Speicherringe für hochgeladene Ionen

In den letzten zehn Jahren war die Atomphysik mit hochgeladenen Ionen geprägt durch die einzigartigen Experimentierbedingungen, die sich durch die Inbetriebnahme zahlreicher Speicherringe eröffneten. Obwohl sich die einzelnen Ringe im Detail sehr unterscheiden, zeichnen sie sich doch durch einige wesentliche Gemeinsamkeiten aus. So erfolgt die Erzeugung der Ionen außerhalb der Ringe, in die sie eingeschossen und solange akkumuliert werden, bis höchste Ionenströme zur Verfügung stehen. Zudem verfügen alle Ringe über einen Elektronenkühler, Garant für eine hervorragende Strahlqualität.

Abbildung 4.2 zeigt den Operationsbereich der einzelnen Ringe, d.h. die Ionengeschwindigkeiten und die Elemente, die für Experimente zur Verfügung stehen. Eine vollständige Übersicht kann der Literatur entnommen werden [Fra88, Pol91, Bos93, Sch93, Lar96, MoS96], wobei angemerkt sei, daß die Auslegung aller Ringe stark durch die Erfahrungen bestimmt ist, die am ersten Speicherring, dem Anti-Protonen Speicherring (LEAR), gesammelt wurden [Pot90].

4.3 Der Speicherring ESR

Der Experimentierspeicherring (ESR) [Fra87, Fra88] ist der einzige Ring, in dem alle Ionen einschließlich nackter Uranionen akkumuliert werden können. Sein Gesamtumfang beträgt 108.36 m, und er besitzt eine magnetische Steifigkeit von 10 Tm, wodurch es grundsätzlich möglich ist, nackte Uranionen bei einer maximalen Energie von 560 MeV/u zu speichern. Üblicherweise erfolgen die Experimente mit schweren Ionen bei einer Energie von ca. 300 MeV/u, was einer Geschwindigkeit von $\beta \simeq 0.65$ entspricht und eine Umlauffrequenz von etwa $2 \cdot 10^6$ s^{-1} zur Folge hat.

In Abbildung 4.3 ist dieser Speicherring mit seinen Diagnose- und Experimentiereinrichtungen schematisch dargestellt. Als ionenoptische Elemente besitzt der Ring sechs 60^o Dipolmagnete und außerdem sechs Quadrupol-Triplets bzw. -Dublets, die benötigt werden, um die Ionen nahe der idealen Bahn zu halten. Diese Bahn kann als ein geschlossenes Orbital betrachtet werden, auf dem sich die Teilchen mit der Energie E_P und dem Impuls p_P bewegen, die durch die Magnetfelder und den Krümmungsradius der Magnete bestimmt sind. Tatsächlich kommt es jedoch zu einer Art sinusförmiger Schwingung der Ionen um diese sogenannte Sollbahn. So fokussieren die Quadrupolmagnete jeweils in einer Ebene und wirken senkrecht zu dieser Ebene defokussierend. Da der Ionenstrahl eine Vielzahl von Quadrupolmagneten durchläuft, kommt es zu Oszillationen um die ideale Bahn, wie es in der Abbildung 4.4 schematisch dargestellt ist. Die Amplitude $A(s)$ dieser Schwingung, die auch Betatronoszillation genannt wird, setzt sich zusammen aus der Amplitudenfunktion $\beta_y(s)$, die durch die magnetischen Führungsfelder festgelegt ist, und der Emittanz des Strahls ϵ_y. y repäsentiert eine transversale Koordinate, während s die longitudinale Koordinate ist. Die Anzahl der Schwingungen pro Umlauf ergibt sich aus $\beta(s)$ durch

$$Q_y = \frac{1}{2\pi} \oint\limits_c \frac{1}{\beta(s)} \mathrm{d}s. \qquad (4.1)$$

Hierbei ist darauf zu achten, daß die Umlauffrequenz nicht ganzzahlig aber auch nicht zu 1/2, 1/3, etc. gewählt werden darf (vgl. Abbildung 4.4). In diesem Fall würden die von Feldfehlern hervorgerufenen Bahnstörungen resonant verstärkt werden, da die Teilchen bei jedem Umlauf eine phasengleiche Auslenkung erfahren.

Eine weitere wichtige Beziehung besteht zwischen dem Impuls der umlaufenden Teilchen p_P und ihrer Umlauffrequenz f_0. Abweichungen Δp_P vom Sollimpuls führen zu einer Änderung der Teilchenbahn, was wiederum eine veränderte Umlauffrequenz zur Folge hat. Zwischen der relativen Impulsänderung $\Delta p_\mathrm{P}/p_\mathrm{P}$ und der relativen Frequenzänderung $\Delta f_0/f_0$ besteht die lineare Beziehung

$$\frac{\Delta f_0}{f_0} = \left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_\mathrm{t}^2}\right) \cdot \frac{\Delta p_\mathrm{P}}{p_\mathrm{P}}. \qquad (4.2)$$

Der Proportionalitätsfaktor berücksichtigt zum einen die relativistische Beziehung zwischen Impuls und Geschwindigkeit eines Teilchens (der Term $1/\gamma^2$ mit $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$) und zum anderen die Beziehung zwischen Impuls- und Bahnänderung ($1/\gamma_\mathrm{T}^2$) [ScB97]. γ_T wird auch als *transition*-γ bezeichnet, das definiert ist durch $df/dE_\mathrm{p}|_{\gamma=\gamma_\mathrm{T}} = 0$, d.h. für $\gamma = \gamma_\mathrm{T}$ hat eine Energie- bzw. Impulsänderung keine

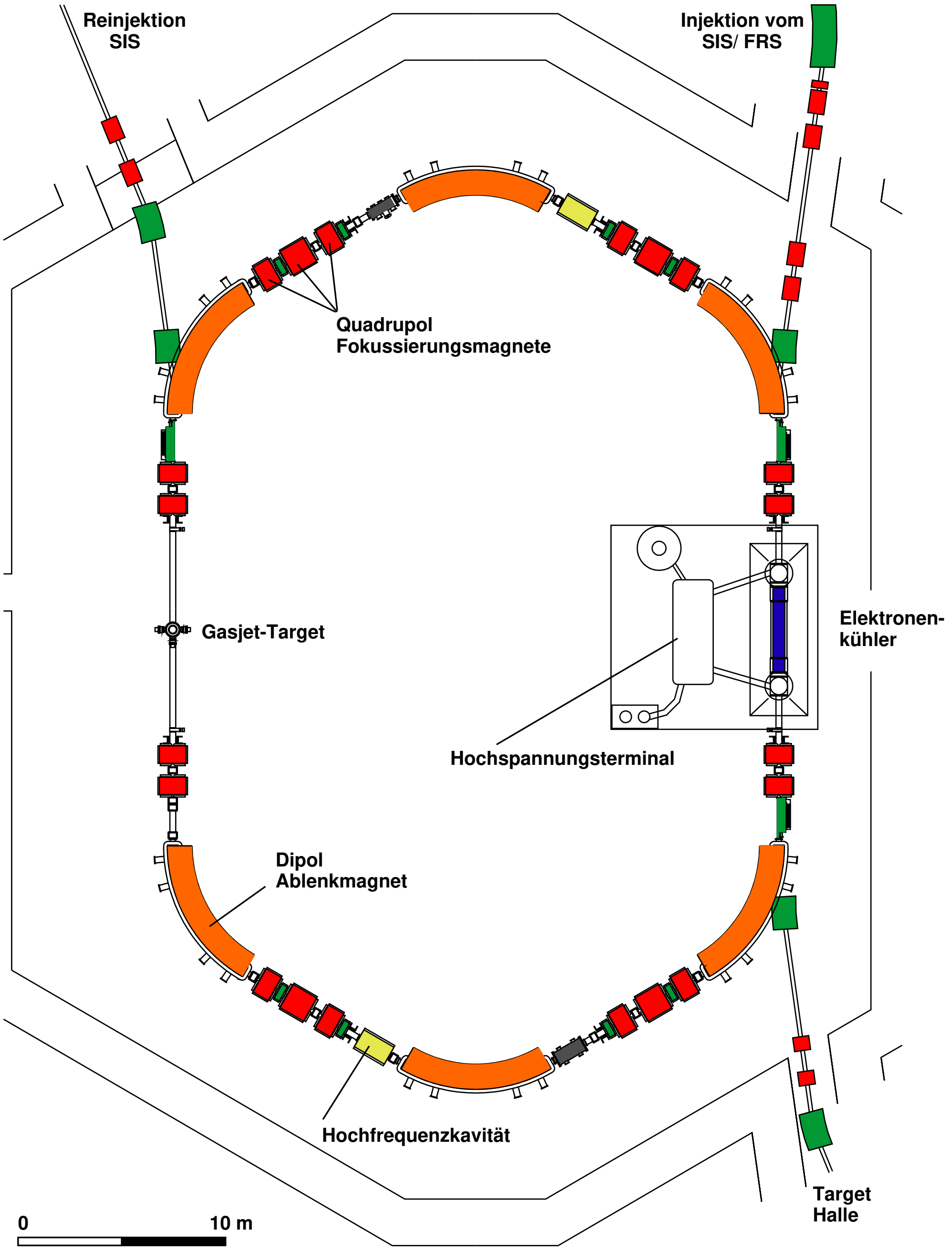

Abbildung 4.3: *Schematische Darstellung des ESR Speicherrings mitsamt seinen Diagnose- und Experimentiereinrichtungen.*

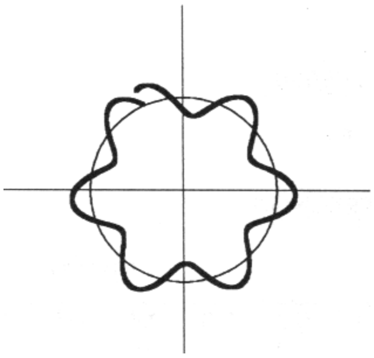

Abbildung 4.4. *Betatron-Oszillationen entlang der idealen Ionenbahn.*

Frequenzänderung zur Folge. Hingegen ist für $\gamma < \gamma_{\mathrm{T}}$ mit zunehmendem Impuls immer eine Frequenzerhöhung verbunden.

4.3.1 Elektronenkühler

Neben diesen generellen ionenoptischen Eigenschaften ist die Elektronenkühlung von zentraler Bedeutung für den Betrieb des Speicherrings. Das Prinzip der Elektronenkühlung wurde erstmals 1966 von Budker [Bud67] zum Kühlen von Protonen am NAP-M Ring in Novosibirsk erfolgreich eingesetzt [Pot90].

Die transversale und longitudinale Emittanz der Ionen kann als eine dreidimensionale willkürliche Bewegung angesehen werden, die somit durch eine Temperatur charakterisiert werden kann. Bei der Elektronenkühlung wechselwirken nun die Ionen bei jedem Umlauf mit einem parallelen Strahl gleich schneller, *kalter* Elektronen. Durch Coulombstöße zwischen den Ionen und den kalten Elektronen nehmen die Ionen zum einen die Geschwindigkeit der Elektronen an, zum anderen wird die Breite der Geschwindigkeitsverteilung erheblich herabgesetzt. Schließlich stellt sich ein Temperaturgleichgewicht ein, das in transversaler Richtung ($T_{\perp}$) durch die Kathodentemperatur des Elektronenkühlers bestimmt ist, die etwa 1300 K (≈ 0.1 eV) beträgt. In longitudinaler Richtung ($T_{\|}$) werden die Elektronen auf Ionengeschwindigkeit beschleunigt, so daß hier wesentlich kleinere Temperaturen erreicht werden. So wird durch den ESR-Kühler die Impulsbreite der Ionen von $\Delta p_{\mathrm{P}}/p_{\mathrm{P}} \sim 10^{-3}$ auf einen Wert von besser als $\Delta p_{\mathrm{P}}/p_{\mathrm{P}} \sim 10^{-5}$ [WiB97, StB97a] verringert. Außerdem kompensiert die Kühlung das Aufheizen des umlaufenden Strahls, das vor allem durch Stöße der Ionen untereinander (*Intra-Beam Scattering*), insbesondere aber auch durch Stöße mit Restgasatomen hervorgerufen werden kann. Neben Umladungsverlusten ist dies ein wesentlicher Grund für die extrem hohen Vakuumanforderungen, die für den Betrieb einer Speicherringanlage erforderlich sind (im ESR bewegt sich der mittlere Druck des Restgases auf dem Niveau von 10^{-11} mbar).

In Abbildung 4.5 ist der Elektronenkühler des ESR schematisch dargestellt, in dem die Elektronen durch Magnetfelder (~ 0.1 T) auf ihrer 2.5 m langen Bahn parallel zum Ionenstrahl geführt werden. Zudem sind in der Tabelle 4.1 die wesentlichen

Durchmesser	50 mm
Strom	5 – 500 mA
Spannung	27 – 200 kV
transversale Temperatur	$\sim$ 0.1 eV
longitudinale Temperatur	$<$ 0.1 meV
Magnetfeld	0.08 – 0.12 T

Tabelle 4.1: *Betriebsparameter des ESR-Elektronenkühlers.*

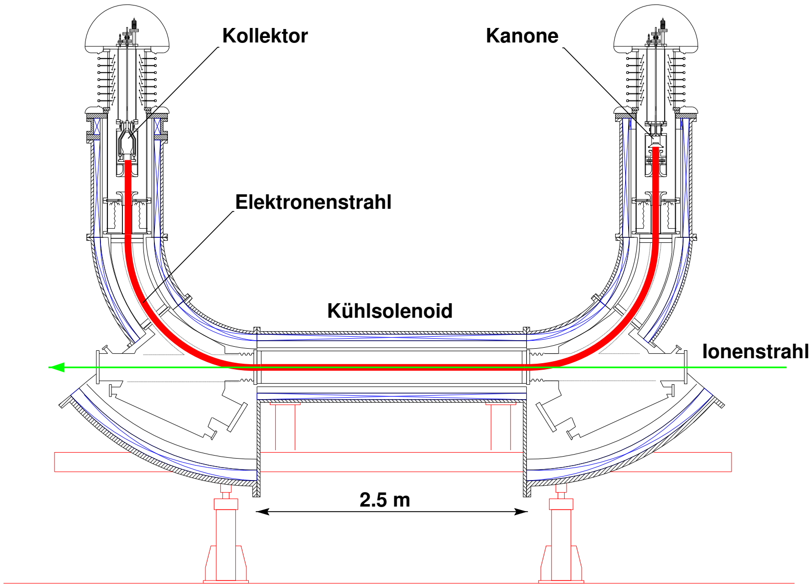

Abbildung 4.5: *Schematische Darstellung des Elektronenkühlers am Speicherring ESR. Die Elektronen, erzeugt in einer Elektronenkanone bei einer Kathodentemperatur von $\approx$1300 K, werden in einem $\sim$ 0.1 T starken Magnetfeld parallel zum Ionenstrahl geführt.*

Betriebsparameter angegeben. In Experimenten mit Schwerionenstrahlen wird üblicherweise mit Elektronenströmen im Bereich zwischen 150 und 250 mA gearbeitet, wobei der Strahldurchmesser der gekühlten Ionen im Bereich weniger Millimeter liegt [Bos89, Bos93].

4.3.2 Strahldiagnose

Eine weitere Voraussetzung für den Betrieb des Speicherrings ist eine Strahldiagnose, die die Messung der Strahllage, der Impulsverteilung, der transversalen Emittanzen und der Zeitstruktur ermöglicht. Von den Diagnosesystemen muß gefordert werden,

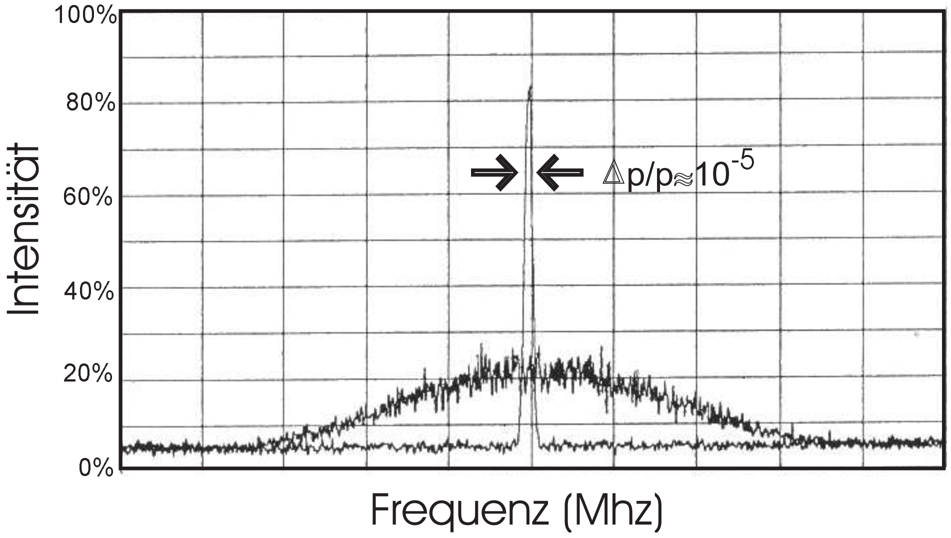

Abbildung 4.6: *Schottky-Spektren eines ungekühlten und eines gekühlten 294 MeV/u* U^{92+} *Ionenstrahls [EiB91].*

daß sie keine Rückwirkung auf den umlaufenden Strahl haben.

Eine der wichtigsten Methoden zur Strahldiagnose an Speicherringen stellt die Schottky-Analyse dar (siehe z.B. [Pot90, Bos93, Ste97]). Die Grundlage hierfür bilden die statistischen Stromschwankungen, die durch die einzelnen Ionen im Strahl hervorgerufen werden. Diese Signale (*Schottky-Rauschen*) werden mit kapazitiven Strahlsonden (*Schottky-Pickup*) aufgenommen, wobei die Signalstärke proportional zur Intensität des umlaufenden Strahls ist. Im Frequenzspektrum des Rauschsignals treten Linien bei jeder Harmonischen der Umlauffrequenz f_0 auf, deren Breite proportional zur Impulsbreite des Strahls ist (vgl. Gleichung 4.2). Als ein Beispiel sind in Abbildung 4.6 die Schottky-Spektren dargestellt, die für einen gekühlten und einen ungekühlten U^{92+} Strahl bei einer Energie von 294 MeV/u aufgenommen wurden [EiB91]. In diesem konkreten Fall verringerte die Elektronenkühlung die Impulsbreite von $\Delta p_{\mathrm{P}}/p_{\mathrm{P}} = 10^{-3}$ auf $\Delta p_{\mathrm{P}}/p_{\mathrm{P}} \approx 1 \cdot 10^{-5}$.

Zudem stehen ortsauflösende Teilchenzähler, die die umgeladenen Ionen nachweisen (vgl. Abbildung 4.3) und ein Strahlprofilmonitor zur Strahldiagnose zur Verfügung. Der Strahlprofilmonitor weist die durch den umlaufenden Strahl ionisierten Restgasatome nach und ermöglicht die Bestimmung des vertikalen und horizontalen Strahlprofils. Eine eingehende Beschreibung der verschiedenen Strahldiagnoseelemente des ESR ist in den Arbeiten von Steck [Ste97] und Winkler [WiB97] gegeben.

4.3.3 Gekühlte Ionenstrahlen

Die Temperatur des Ionenstrahls T_{P} in einem mitbewegten System ist definiert durch

$$k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{P}} = \frac{M}{2}\left(v_{\perp}^2 + v_{||}^2\right) = k_{\mathrm{B}}T_{\perp} + k_{\mathrm{B}}T_{||}, \tag{4.3}$$

wobei sich die Geschwindigkeitskomponenten auf die mittlere Impulsbreite $\Delta p_{\mathrm{P}}/p_{\mathrm{P}}$ beziehen mit der longitudinalen Komponente $v_{||}$ und der transversalen Komponente $v_{\perp}$ [Pot90]. k_{B} stellt die Boltzmann-Konstante dar. Hierbei ist für die totale transversale Geschwindigkeitskomponente die Konvention $v_{\perp}^2 = v_{\mathrm{x}}^2 + v_{\mathrm{y}}^2$ zu beachten mit den beiden transversalen Koordinaten x und y [Pot90]. Für die nichtisotrope, abgeflachte Geschwindigkeitsverteilung (*flattened distribution*) gilt [PaS92]

$$f(v) = \frac{m^2}{2k_{\mathrm{B}}T_{\perp}}\left(\frac{m^2}{2k_{\mathrm{B}}T_{||}}\right)^{1/2}\frac{1}{\pi\sqrt{\pi}}exp\left[-mv_{\perp}^2/2k_{\mathrm{B}}T_{\perp}\right]exp\left[-mv_{||}^2/2k_{\mathrm{B}}T_{||}\right], \tag{4.4}$$

wobei wegen $k_{\mathrm{B}}T_{||} \ll k_{\mathrm{B}}T_{\perp}$ eine Maxwell-Verteilung häufig ausreichend genau das Geschwindigkeitsprofil beschreibt.

Eine weitere wichtige Größe ist die Kühlkraft, die sich unter Annahme eines kalten Elektronengases aus der Bethe-Bloch-Gleichung herleiten läßt und gegeben ist durch

$$F_C = \frac{dE}{dx} \propto \frac{Z_{\mathrm{P}}^2\rho_e}{mv^2} \tag{4.5}$$

mit der relativen Geschwindigkeit v zwischen den Elektronen und der Elektronendichte ρ_e [Pot90], [Ste97]. Wesentlich ist hierbei, daß sich aus der Kühlkraft die Kühlrate herleiten läßt, für die gilt:

$$\tau_C^{-1} \propto \frac{Z_{\mathrm{P}}^2\rho_e}{\gamma^2 mMv^3}. \tag{4.6}$$

Somit skaliert die Kühlkraft proportional zu Z^2/A (mit A der Anzahl der Nukleonen des Projektils), und die Elektronenkühlung sollte für schwere Ionen wesentlich effizienter sein als für Protonen. So sollte die Kühlzeit τ_C^{-1}, die für Protonen im Bereich einer Sekunde liegt (Elektronenstrom 1 A), für Uran aufgrund der A/Z^2-Skalierung nur noch etwa $\sim$ 50 ms betragen. Bevor der ESR in Betrieb genommen wurde, war es durchaus nicht klar, inwieweit es durch Elektronenkühlung möglich ist, das Aufheizen der Strahlen durch *Intra-Beam-Scattering* zu kompensieren, das ebenso mit Z_{P}^2 skaliert.

In der Abbildung 4.7 sind die durch Kühlung im ESR erreichten Emittanzen und Impulsbreiten als Funktion der gespeicherten Ionen dargestellt [StB94]. Deutlich ist zu erkennen, daß selbst für intensivste Ionenstrahlen die Kühlung sowohl die Impulsbreite als auch die Emittanz um mindestens eine Größenordnung verringert. Für kleine Teilchenzahlen tritt sogar eine Reduzierung um nahezu zwei Größenordnungen auf. Oberhalb von 10^4 gespeicherten Ionen bestimmen offensichtlich die Coulomb-Stöße zwischen den Ionen die minimal erreichbare Temperatur. Für wesentlich kleinere Ionenzahlen wurde sogar eine Art Phasensprung in der Impulsbreite nachgewiesen

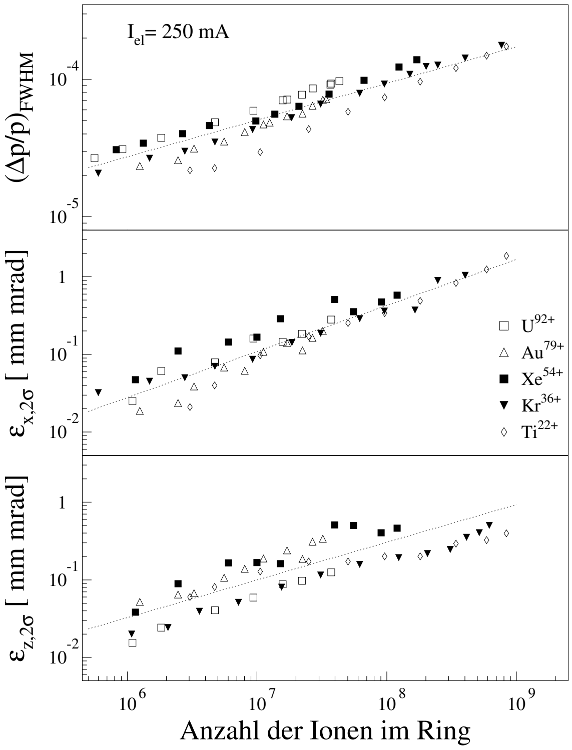

Abbildung 4.7. *Relative Impulsbreiten und transversale Emittanzen gespeicherter Ionenstrahlen im ESR [StB94]. In allen Fällen betrug der Elektronenstrom 250 mA.*

[StB96, Ste97]. Unterhalb einer gewissen Schwelle, die im Bereich einiger Tausend gespeicherter Ionen liegt, fällt die Impulsbreite drastisch auf einen konstanten Wert im 10^{-7} Bereich ab. Folglich scheinen Coulombstöße zwischen den Ionen vollständig unterdrückt zu sein, sobald der mittlere Abstand zwischen den Ionen im Zentimeterbereich liegt.

Vor Inbetriebnahme des Rings war eine weitere offene Frage das Problem des Umladungsverlustes der Strahlen als Folge der Rekombination freier Kühlerelektronen. Alle Abschätzungen erfolgten auf der Grundlage der einfachen nicht-relativistischen Stobbe-Näherung [Sto30], die es erlaubt, die für Protonen gemessenen Einfangsraten auf schwere Ionen wie z.B. Uran zu übertragen.

Die Umladungsrate λ_{RR} in einem Elektronenstrahl der Dichte ρ_e ist gegeben durch

$$\lambda_{\mathrm{RR}} = \frac{N \cdot \rho_e \cdot \eta_l}{\gamma^2} \cdot \alpha_{\mathrm{RR}}, \tag{4.7}$$

wobei N die Anzahl der gespeicherten Ionen und η_l das Verhältnis der Kühlerstrecke zur Gesamtlänge des Rings bezeichnet. Der Ratenkoeffizient α_{RR} erfordert die Faltung des RR-Querschnitts mit der Geschwindigkeit des Ionenstrahls und ist gegeben durch

$$\alpha_{\mathrm{RR}} = \int f(v) \cdot v \cdot \sigma_{\mathrm{RR}} \ \mathrm{d}^3 v. \tag{4.8}$$

Wird die Niederenergie-Näherung der Stobbe-Formel angenommen, so ergibt die Fal-

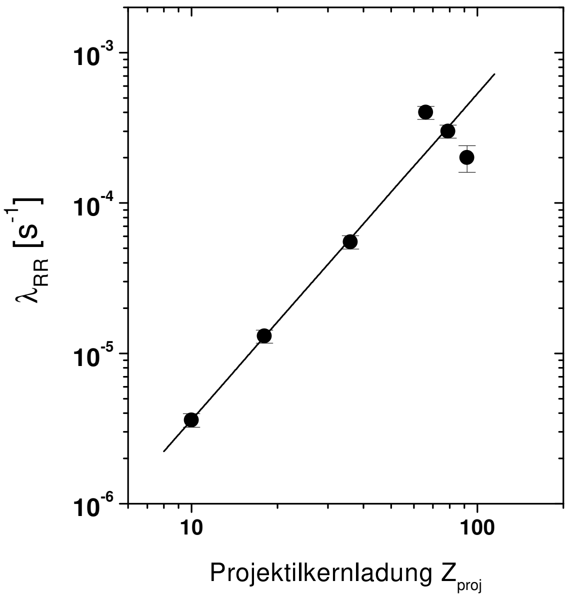

Abbildung 4.8. *Radiative Rekombinationsraten von Kühlerelektronen als Funktion der Projektilkernladung im Vergleich mit der Dipolnäherung [Bos92].*

tung mit einer Maxwell-Verteilung den folgenden einfachen Ausdruck für die Verlustrate durch Rekombination im Kühler [BeL89]:

$$\alpha_{\mathrm{RR}} = 3.02 \cdot 10^{-13} \frac{Z_{\mathrm{P}}^2}{\sqrt{kT_\perp}} \left[\ln \left(\frac{11.32 \cdot Z_{\mathrm{P}}}{\sqrt{kT_\perp}} \right) + 0.14 \cdot \left(\frac{\sqrt{kT_\perp}}{Z_{\mathrm{P}}^2} \right)^{\frac{1}{3}} \right] . \qquad (4.9)$$

In Abbildung 4.8 sind die Rekombinationsraten für Schwerionen, wie sie gleich nach der Inbetriebnahme des Speicherrings gemessen wurden [Bos92], dargestellt und mit der einfachen theoretischen Ratenabschätzung (4.8) verglichen. Offensichtlich befinden sich Theorie und Experiment in guter Übereinstimmung und die Strahllebensdauer liegt selbst für die schwersten, vollständig ionisierten Ionen im Stundenbereich.

4.3.4 Gasjettarget

Der Speicherring ESR ist der einzige Speicherring, der gegenwärtig mit einem internen Target [ReB97] ausgerüstet ist, das es ermöglicht, sowohl atomare Reaktions- als auch Spektroskopieexperimente durchzuführen [StK95].

In Abbildung 4.9 ist eine schematische Darstellung des ESR-Targets und seiner wesentlichen Betriebsparameter gegeben [ReB97]. Bei dem Target handelt es sich um einen vierstufigen Überschalljet, der sehr hohen Anforderungen genügen muß. So muß der Jet möglichst hohe Gasdichten im Bereich von 10^{12} Teilchen/cm^3 gewährleisten, wobei gleichzeitig das Vakuum des Speicherrings ($\approx 10^{-11}$ mbar) nicht beeinträchtigt werden darf. Im Standardbetrieb werden vor allem CH_4, N_2 und auch Ar als Targetgase eingesetzt, und mittlerweile können auch schwere Gase wie Kr und Xe für Experimente verwendete werden. Gegenwärtig wird zudem an einer Kühlung

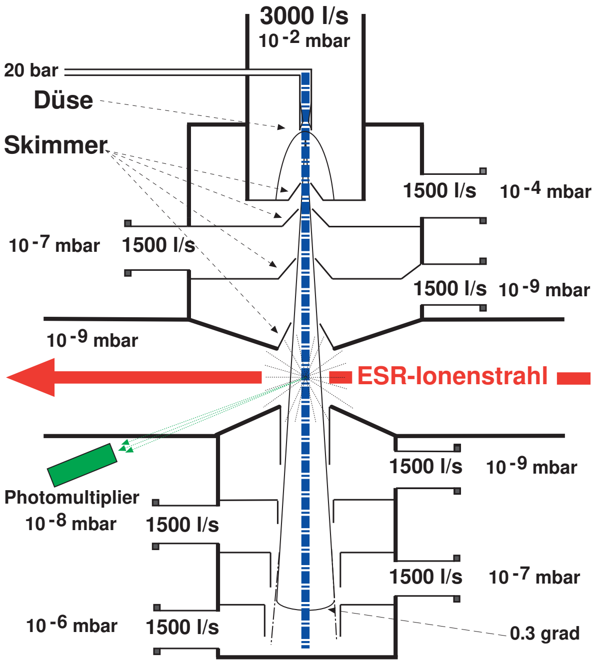

Abbildung 4.9: *Schematische Darstellung des internen Jettargets und seiner Betriebsparameter [ReB97].*

des Jettargets mit flüssigem Stickstoff gearbeitet, wodurch auch der Einsatz leichter Gase (H_2 und He) mit ausreichend hohen Dichten möglich sein sollte.

4.4 Fallen für hochgeladene Ionen

Bereits vor über 40 Jahren konnte erstmals erfolgreich demonstriert werden, daß sich hochgeladene Ionen durch aufeinander folgende Stöße mit hochenergetischen Elektronen erzeugen lassen [Plu57]. Zehn Jahre später erfolgte der eigentliche Durchbruch durch die von Donets entwickelte erste elektronenstrahlbetriebene Quelle für hochgeladene Ionen, der EBIS (*Electron Beam Ion Source*) [Don89]. Aufbauend auf dem EBIS-Konzept wurde in Livermore eine elektronenstrahlbetriebene Falle für hochgeladene Ionen entwickelt, in der zum einen hohe Ladungszustände erzeugt werden können und zum anderen Experimente mit den stationären Ionen möglich sind [MaL88, LeM89, MaB94]. Mittlerweile sind weltweit mehrere EBIT-Fallen in Betrieb, in denen üblicherweise mittelschwere hochgeladene Elemente untersucht werden. Die einzige EBIT, in der selbst nacktes Uran erzeugt werden kann, ist die Super-EBIT in Livermore [MaE94].

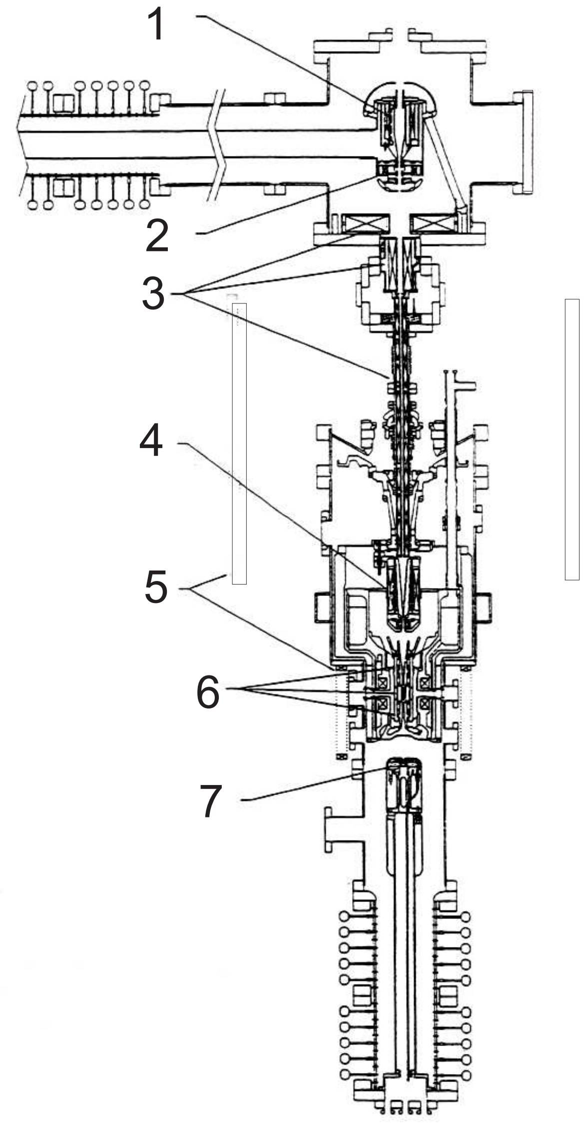

Abbildung 4.10. *Schematische Darstellung der Super-EBIT in Livermore [MaB94]:*
1) Kollektor
2) Suppressor, zur Unterdrückung von Sekundärelektronen
3) Transportmagnete
4) EBIT Kollektor
5) Bahn-Korrekturspulen
6) Driftröhren
7) Elektronenkanone
Die Elektronenkanone und der Kollektor befinden sich auf einem negativen Potential von -170 kV. Der Elektronenstrahl durchläuft die Driftröhren, die die Falle einschließen und an denen ein zusätzliches Potential von bis zu 40 kV angelegt werden kann.

4.5 Super-EBIT

Ein schematische Darstellung der Super-EBIT ist in Abbildung 4.10 gegeben, und die eigentliche Fallengeometrie kann aus Abbildung 4.11 entnommen werden.

Ein monoenergetischer Elektronenstrahl mit einer maximalen Energie von 200 keV und einer maximalen Stromstärke j von 200 mA durchläuft drei Driftröhren, wobei sich die eigentliche Falle in der mittleren Driftröhre befindet. Am Anfang eines Meßzyklus werden einfach und zweifach geladene Ionen aus einer Ionenquelle in die Falle eingeschossen. Zudem besteht auch die Möglichkeit, neutrale Gasatome (z.B. Xenon) direkt in die Falle einzulassen, in der sie durch Stöße mit den Elektronen ionisiert werden.

In der Falle werden die Ionen in radialer Richtung durch das negative Raumladungspotential des Elektronenstrahls gefangen (ca. 10 V). Zwischen der mittleren und den beiden äußeren Driftröhren wird zudem eine Potentialdifferenz zwischen 10 und 100 V angelegt, so daß die Ionen auch in axialer Richtung in der Falle gehalten werden. Außerdem befinden sich die Falle und die Driftröhren in einem drei Tesla starken Magnetfeld, das von zwei supraleitenden Spulen erzeugt wird und den Elektronenstrahl auf die extrem hohe Dichte von 5000 A/cm ^{2} komprimiert. Dies entspricht einem Strahlradius von nur 35 μm. Diese Dichte ist erforderlich, damit durch sehr häufige, aufeinander folgende Stöße hohe Ionisationswahrscheinlichkeiten erreicht werden. Die Ausdehnung der Falle beträgt in axialer Richtung 2 cm und in radialer Richtung ca. 1 mm.

Die Betriebsparameter der Super-EBIT, die zur Produktion nackter Uranionen verwendet wurden, sind zusammenfassend in Tabelle 4.2 wiedergegeben.

Strahlradius	35 μm
Strom	200 mA
Stromdichte	5000 A/cm^2 ($\rho_e \approx 10^{13}$)
Spannung	198 keV (100 eV FWHM)
Anzahl der Ionen	∼5 × 10^4
Ionen Temperatur	∼ 2·Q eV
Radiales Potential	∼8V
Axiales Potential	30 V
Magnetfeld	3 T
Fallenlänge	2 cm

Tabelle 4.2: *Betriebsparameter der Super-EBIT, die zur Produktion nackter Uranionen verwendet wurden [Mar96].*

4.5.1 Produktion und Kühlung hochgeladener Ionen

Das dargestellte Prinzip ist aber noch nicht ausreichend, um den Betrieb der Falle zu gewährleisten. Der Beschuß der Ionen mit dem sehr intensiven und hochenergetischen Elektronenstrahl führt zu einer starken Aufheizung der Ionen, die folgender Abhängigkeit unterliegt [MaB95, StK97]:

$$\frac{\mathrm{d}E_{\mathrm{ION}}}{\mathrm{d}t} \propto \frac{j \cdot m}{E_{\mathrm{KIN}} \cdot M} \cdot Q_{\mathrm{ION}}^2, \tag{4.10}$$

mit j der Stromdichte und E_{KIN} der kinetischen Energie der Elektronen. Unter den obigen Bedingungen (Strahlenergie ≈200 keV und Stromstärke ≈200 mA) würden die U^{89+} Ionen, die im Gleichgewicht am häufigsten in der Falle vorkommen, einen Energieübertrag von 6 keV pro Sekunde erfahren. Ohne zusätzlichen Kühlmechanismus wird somit den hochgeladenen Ionen ausreichend kinetische Energie zugeführt, um das Fallenpotential zu überwinden.

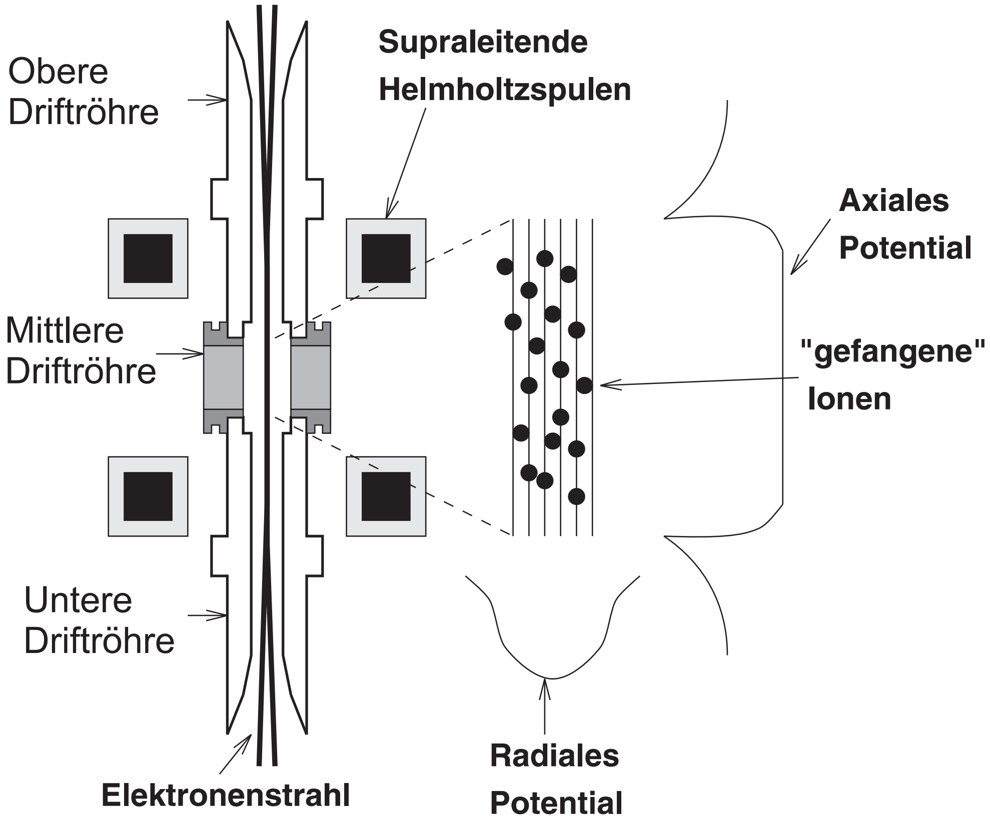

Abbildung 4.11: *Driftröhrengeometrie und der Potentialverlauf an der Super-EBIT [MaB94].*

Zum Kühlen der Ionen in der Falle wird die *evaporative* Kühltechnik angewendet (*Verdampfungskühlung*) [LeM88, ScL89], wozu ein Strahl neutraler Neonatome in die Falle eingelassen wird. Hierbei werden ca. 0.2% der Neonatome ionisiert und in die Falle eingefangen. Die Neonatome werden im wesentlichen durch Coulombstöße mit den schweren Ionen aufgeheizt (vgl. Gleichung 4.10), während das Aufheizen der Neonatome durch Stöße mit den Elektronen nahezu vernachlässigbar ist (das Prinzip der Verdampfungskühlung an der EBIT ist in Abbildung 4.12 illustriert). Durch Computersimulationen läßt sich zeigen, daß die Uranionen auf diese Weise auf eine Temperatur von etwa 80 eV abgekühlt werden können [PeB91].

Neben dem Kühlen der Ionen ist das Ladungsgleichgewicht von entscheidender Bedeutung für die Produktion der hochgeladenen Ionen. Die Gleichgewichtsladungsverteilung ist bestimmt durch die relativen Umladungsraten für Einfang und Ionisation. So folgt für das wichtige Verhältnis nackter und H-artiger Ionen in der Falle [MaB95]

$$\frac{N_{\mathrm{H}}}{N_{\mathrm{Nackt}}} = \frac{\sigma^{\mathrm{RR}}_{\mathrm{Nackt}\rightarrow\mathrm{H}}}{\sigma^{\mathrm{ION}}_{\mathrm{H}\rightarrow\mathrm{Nackt}}} + \frac{(e/j)\cdot\rho_0\cdot v\cdot\sigma^{\mathrm{CX}}_{\mathrm{Nackt}\rightarrow\mathrm{H}}}{\sigma^{\mathrm{ION}}_{\mathrm{H}\rightarrow\mathrm{Nackt}}}. \tag{4.11}$$

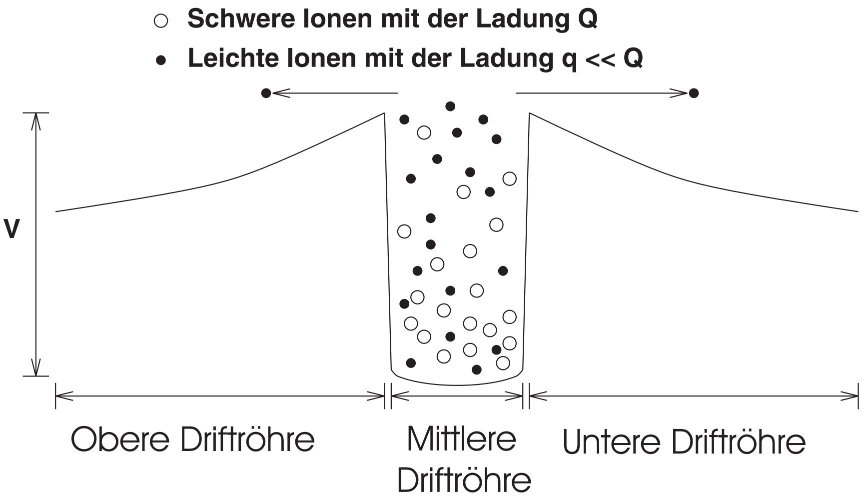

Abbildung 4.12: *Das Prinzip der Verdampfungskühlung an der EBIT. Schwere hochgeladene Ionen werden durch das Potential QV und niedrig geladene leichte Ionen durch qV in der Falle gehalten. Die Temperatur aller Ionen gleicht sich durch Ion-Ion Stöße aus. Vorzugsweise entkommen nur die niedrig geladenen Ionen.*

Der zweite Term in der Gleichung berücksichtigt den Ladungsaustausch zwischen den neutralen Gasatomen und den Ionen mit dem Wirkungsquerschnitt σ^{CX}, wobei v die mittlere Stoßgeschwindigkeit zwischen den Ionen und Atomen ist und ρ_0 die Dichte der Gasatome bezeichnet. Umladung durch Restgasatome kann hingegen vernachlässigt werden, da die gesamte Falle zum Betrieb auf eine Temperatur von 4 K abgekühlt ist. Die maximale Ausbeute an nackten Ionen läßt sich folglich nur erreichen, wenn ρ_0/j möglichst klein ist. Da für Uranionen bei einer Energie von 198 keV das Verhältnis $\sigma^{\mathrm{RR}}_{\mathrm{Nackt}\to\mathrm{H}}/\sigma^{\mathrm{ION}}_{\mathrm{H}\to\mathrm{Nackt}} \simeq 40$ ist, wird immer $N_{\mathrm{Nackt}} \ll N_{\mathrm{H}}$ gültig sein, während für leichtere Elemente bis zu 90% der Ionen vollständig ionisiert sein können. Für Uran hingegen wurden im Mittel 500 Ionen im H-artigen Zustand und etwa 10 nackte Ionen nachgewiesen, wobei insgesamt 5×10^4 hochgeladene Ionen in der Falle gefangen waren [MaE94].

4.5.2 Röntgendiagnostik

Aufgrund der Fallengeometrie stellen die Röntgenspektren der Ionen die einzige Möglichkeit dar, Information über das Ladungsgleichgewicht in der Super-EBIT zu gewinnen. So wurde bereits bei der Konstruktion der EBIT darauf geachtet, daß die mittlere Driftröhre mehrfach unterteilt ist, um eine ungehinderte Messung der Röntgenstrahlung vornehmen zu können [MaB94].

Die Röntgenstrahlung kann an mehreren Stellen außerhalb der Super-EBIT nachgewiesen werden, wobei die verwendeten Detektoren oder auch Spektrometer durch

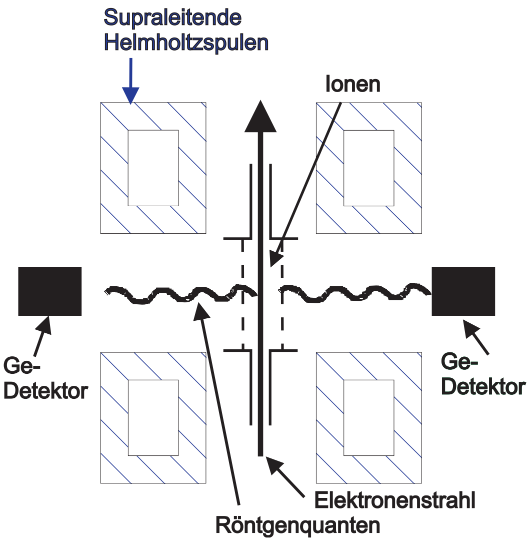

Abbildung 4.13. *Detektorgeometrie zum Nachweis hochenergetischer Röntgenstrahlung an der Super-EBIT.*

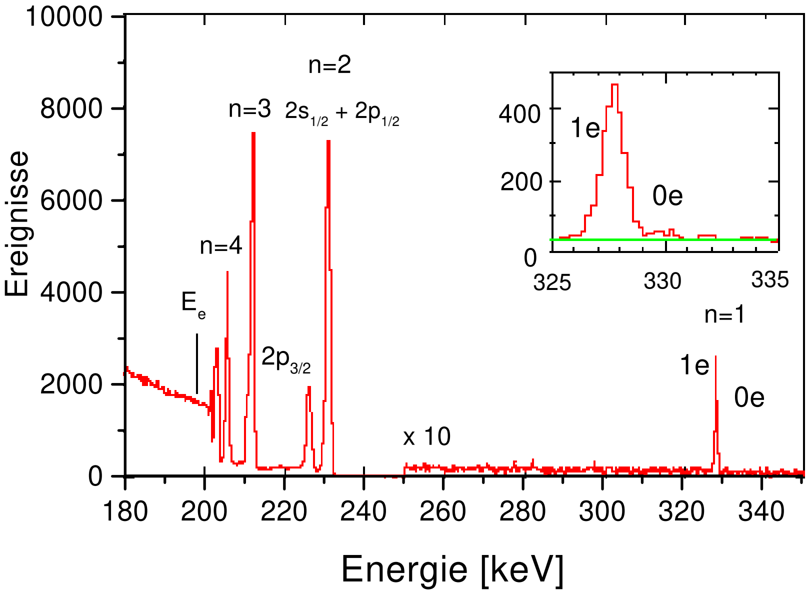

Abbildung 4.14: *Röntgenspektrum hochgeladener Uranionen. Das Spektrum wurde an der Super-EBIT gemessen [MaE94]. Die hierbei verwendeten Betriebsparameter sind in Tabelle 4.1 wiedergegeben. Im oberen Teil der Abbildung ist der K-RR Bereich des Spektrums vergrößert dargestellt.*

Be-Fenster vom Vakuum der Super-EBIT getrennt sind. In Abbildung 4.13 ist die übliche Detektorgeometrie gezeigt, wie sie zum Nachweis der hochenergetischen Röntgenstrahlung durch einen Germanium-Festkörperdetektor verwendet wird. Mit diesem Aufbau wurde auch das Röntgenspektrum von Uran aufgenommen (vgl. Abbildung 4.14) [MaE94], aus dem die oben genannten Daten zur Ladungsverteilung hochgeladener Uranionen gewonnen wurden. Nach Gleichung 4.11 läßt sich diese Information im wesentlichen aus der beobachteten Intensität der K-Schalen Rekombinationsstrahlung und der Annahme gewinnen, daß die theoretischen RR-Querschnitte hinreichend gut bekannt sind (eine ausführliche Darstellung dieser Methode ist in Ref. [MaE94] und Ref. [StK97] gegeben). Die K-Schalenrekombinationslinien treten gut aufgelöst im hochenergetischen Bereich des Röntgenspektrums auf, das noch zusätzlich separat in dem oberen Spektrum in Abbildung 4.14 dargestellt ist. Deutlich ist in dem Spektrum der drastische Intensitätsunterschied zwischen der Rekombinationslinie für nacktes und der für H-artiges Uran zu erkennen (in der Abbildung mit 0e und 1e gekennzeichnet). Ebenfalls gut zu erkennen sind die Rekombinationslinien für die j-Unterzustände der L-Schale ($2p_{3/2}$ und $2s_{1/2}$+$2p_{1/2}$) und auch die Übergänge in die M- und N-Schale bis hin zur Seriengrenze heben sich deutlich vom Untergrund ab. Die Seriengrenze überlappt mit dem Endpunkt der Bremsstrahlung des Elektronenstrahls (E_e), der bei 198 keV liegt.

Neben der Röntgenstrahlung lassen sich ebenso Photonenübergänge, die im optischen Bereich und im VUV und UV-Bereich liegen, zu Diagnosezwecken verwenden. Eine Übersicht über alle zusätzlichen Methoden ist in Ref. [Mar91] gegeben.

Kapitel 5

Röntgenspektroskopie mit relativistischen Schwerionen am Speicherring ESR

Sowohl der Elektronenkühler als auch das Jettarget sind die zentralen Experimentierplätze für die Röntgenspektroskopie am Speicherring. Am Elektronenkühler erfolgt die Bevölkerung angeregter Projektilniveaus durch Rekombination (vgl. Abschnitt 3.1 und Abschnitt 4.3.1) der freien Kühlerelektronen in die umlaufenden nackten Ionen, und der Zerfall dieser Niveaus führt durch Kaskadenübergänge zur Emission eines Lyman-Photons. Ebenso werden am internen Target die angeregten Niveaus durch den Einfang von Elektronen bevölkert. Hier kommt es in Stößen der Projektile mit den Targetatomen entweder zum radiativen oder zum nicht-radiativen Elektroneneinfang. Somit wird an beiden Meßplätzen die Emission von Projektilphotonen durch einen Umladungsmechanismus hervorgerufen, und der Nachweis der Photonen kann in Koinzidenz mit den umgeladenen Projektilen erfolgen.

Im folgenden werden die sehr unterschiedlichen Experimentierbedingungen am Elektronenkühler und am internen Target erläutert, und vor allem wird die Emissionscharakteristik schwerer H-artiger Projektile diskutiert. Es sei hier angemerkt, daß vor der Inbetriebnahme des ESR praktisch keine Information über die Röntgenstrahlung schwerer Projektile mit definiertem Ladungszustand vorhanden war. Erst durch die experimentellen Studien am ESR und durch die begleitende theoretische Forschung konnte ein Detailverständnis der Spektren erreicht werden. Vor der Diskussion der Röntgenemission schwerer Ionen muß jedoch erst auf die Herausforderung eingegangen werden, die sich für alle Spektroskopie-Experimente aus der relativistischen Projektilbewegung ergibt.

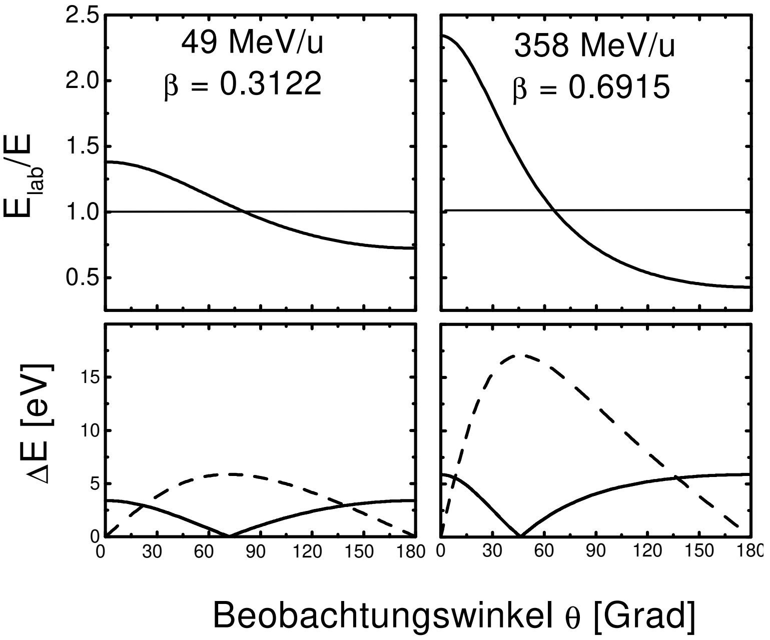

Abbildung 5.1: *Oberer Teil der Abbildung: die Stärke der Dopplerverschiebung als Funktion des Beobachtungswinkels* θ *für zwei Strahlenergien (vgl. Gleichung 5.1). Unterer Teil der Abbildung: Unsicherheiten für die Ly*α_1*-Übergangsenergie (102.171 keV) in* U^{91+} *als Folge der Dopplertransformation (vgl. Gleichung 5.2). Die gestrichelte Linie bezieht sich auf die Unsicherheit, die aus einem Fehler in* β *von* $\Delta\beta = 3 \cdot 10^{-5}$ *folgt. Die durchgezogene Linie gibt den Fehler wieder, der Folge einer unsicheren Kenntnis des Beobachtungswinkels* θ *von* $\Delta\theta$*=0.01° ist.*

5.1 Doppler-Korrekturen

Wie im Kapitel 4 erläutert erfordert die effiziente Produktion schwerster vollständig ionisierter Ionen eine Energie von mindestens 300 MeV/u, was bedeutet, daß sich die Ionen mit mindestens 65% der Lichtgeschwindigkeit bewegen. Hierdurch kommt der relativistische Doppler-Effekt zum Tragen, so daß die Energie der im Projektilsystem emittierten Strahlung im Laborsystem stark verschoben auftritt. Die relativistische Doppler-Transformation, die durch den Transformationsfaktor $D(\beta, \theta)$ beschrieben werden kann, ist gegeben durch

$$\begin{aligned} E &= \gamma \cdot (1 - \beta \cos\theta) \cdot E_{\mathrm{LAB}} \qquad (5.1) \\ &= D(\beta, \theta) \cdot E_{\mathrm{LAB}}. \end{aligned}$$

Um aus einer Messung im Laborsystem auf die Photonenenergie im Projektilsystem schließen zu können, ist somit eine möglichst genaue Kenntnis sowohl des Beobachtungswinkels θ als auch der absoluten Geschwindigkeit β erforderlich. Die Unsicherheiten in β und in θ bestimmen schließlich die erreichbare Genauigkeit einer Messung. Der Einfluß beider Faktoren hängt wiederum stark von der Wahl der Geschwindigkeit und des Beobachtungswinkels ab und läßt sich aus der Ableitung von Gleichung 5.1 bestimmen, die gegeben ist durch:

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = \left(\frac{\beta\sin\theta}{1-\beta\cos\theta}\cdot\Delta\theta\right)^2 + \left(\gamma^2\frac{\cos\theta-\beta}{1-\beta\cos\theta}\cdot\Delta\beta\right)^2 + \left(\frac{\Delta E_{\mathrm{LAB}}}{E_{\mathrm{LAB}}}\right)^2 . \quad (5.2)$$

Der letzte Term in der Gleichung beschreibt den statistischen Fehler der Messung. Somit folgt aus der Gleichung, daß aufgrund des $\sin\theta$-Terms die Unsicherheit $\Delta\theta$ unter den Beobachtungswinkeln 0° und 180° keinen Einfluß auf die Meßergebnisse hat. Jedoch ist hier der Einfluß von $\Delta\beta$ am größten. Des weiteren läßt sich der durch $\Delta\beta$ hervorgerufene Fehler minimieren, indem der Beobachtungswinkel $\theta = \arccos\beta$ gewählt wird, der auch häufig als *magischer Winkel* bezeichnet wird. Jedoch erreicht hier die durch $\Delta\theta$ bedingte Unsicherheit ihren maximalen Wert. Vollständigkeitshalber muß noch angemerkt werden, daß $\Delta\theta$ und $\Delta\beta$ auch als Breiten interpretiert werden können und somit Gleichung 5.2 auch die im Laborsystem auftretende Dopplerbreite beschreibt.

In Abbildung 5.1 sind die diskutierten Eigenschaften der Doppler-Transformation für das konkrete Beispiel des Lyα_1-Übergangs (102 173 eV) in U^{91+} veranschaulicht. Im oberen Teil der Abbildung ist die Stärke der Dopplerverschiebung als Funktion des Beobachtungswinkels θ für zwei Strahlenergien dargestellt. Im unteren Teil der Abbildung sind die Unsicherheiten bzw. Breiten wiedergegeben, wie sie unter der Annahme von $\Delta\beta = 3\cdot 10^{-5}$ (durchgezogene Linie) und $\Delta\theta = 0.01^\circ$ (gestrichelte Linie) aus der Gleichung 5.2 folgen. Die dargestellten Abhängigkeiten legen den Schluß nahe, daß ein experimenteller Aufbau entweder in Bezug auf den Beobachtungswinkel oder in Bezug auf die Ionengeschwindigkeit optimiert werden muß, je nachdem, welcher der beiden Parameter mit der größeren Genauigkeit bekannt ist. Außerdem ist offensichtlich, daß die Strahlenergie so niedrig wie möglich gewählt werden sollte, um den Einfluß der experimentellen Unsicherheiten möglichst zu reduzieren.

Schließlich sei auch noch auf den Effekt der relativistischen Raumwinkeltransformation hingewiesen, der in einem quadratischen Zusammenhang mit der Energietransfomation steht [EiM95] (siehe hierzu auch Gleichung 3.13):

$$\frac{\mathrm{d}\Omega_{\mathrm{LAB}}}{\mathrm{d}\Omega} = \left(\frac{E_{\mathrm{LAB}}}{E}\right)^2 \quad (5.3)$$

Auch diese Transformation ist von großer Relevanz für die Planung und Durchführung von Röntgenexperimenten an Beschleunigern, gibt sie doch Auskunft über die Nachweiseffizienz des geometrischen Aufbaus. So variiert bei einer Geschwindigkeit

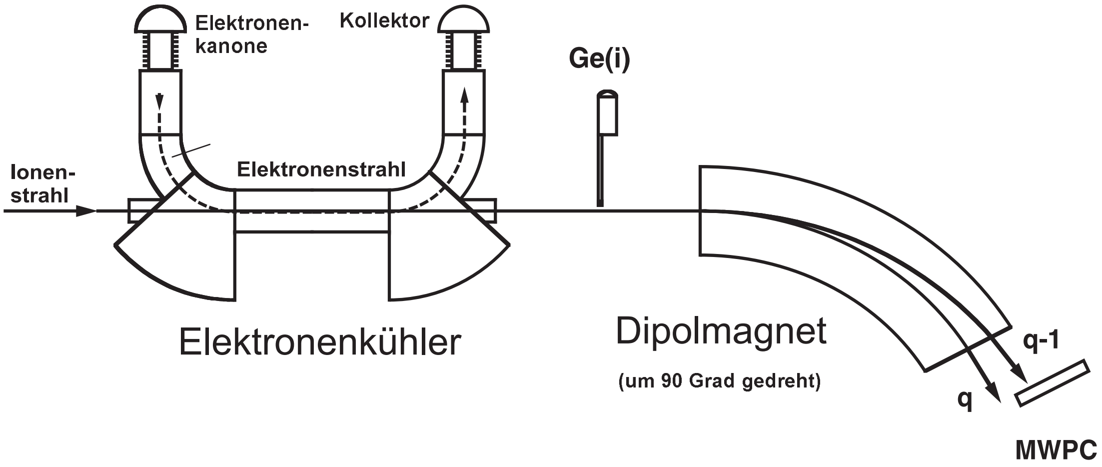

Abbildung 5.2: *Schematische Darstellung der Experimentgeometrie zum Nachweis der Röntgenstrahlung am Elektronenkühler des ESR [Bey95]. Die Photonenemission als Folge der radiativen Rekombination wird nahe unter 0° beobachtet und in Koinzidenz mit den umgeladenen Projektilen nachgewiesen. Hierzu dient der Teilchendetektor (MWPC), der sich hinter dem nächstliegenden Dipolmagneten befindet.*

von $\beta = 0.69$ die Intensität einer im Emittersystem isotropen Röntgenlinie im Laborsystem, abhängig vom Beobachtungswinkel, um eine Größenordnung.

5.2 Röntgenproduktion und Nachweis am Elektronenkühler

Die experimentelle Situation am Elektronenkühler sei anhand der Abbildung 5.2 erläutert. Die Röntgenstrahlung wird am Elektronenkühler mit einem Röntgendetektor nahe einem Beobachtungswinkel von 0° nachgewiesen, dessen Entfernung zur Mitte des Elektronenkühlers 4.2 m beträgt [BeM95]. Bei dem Röntgendetektor handelt es sich um einen konventionellen, planaren Germanium-Detektor (Ge(i)) mit einer Kristalldicke von 15 mm, der, durch ein 100 μm dickes Edelstahlfenster vom Vakuum des ESR getrennt, den Wechselwirkungsbereich zwischen Kühlerelektronen und Ionen beobachtet. Der Detektor ist über einen fernsteuerbaren Schrittmotor verfahrbar und wird für jeden Meßzyklus in vertikaler Richtung auf eine Distanz von nur wenigen Millimetern an den umlaufenden Strahl herangefahren. Wird nach dem Ende eines Meßzyklus der Ring aufs neue mit Ionen gefüllt (akkumuliert), so ist es erforderlich, den Detektor außerhalb der Strahlführung zu positionieren, da zum Akkumulieren der ungekühlten Ionen die volle Ringakzeptanz benötigt wird. In der Meßposition sieht der Detektor unter dem Winkel von 0.55° auf die Mitte des Elektronenkühlers, während über die gesamte Länge des Elektronenstrahls der Beobachtungswinkel zwischen 0.44°

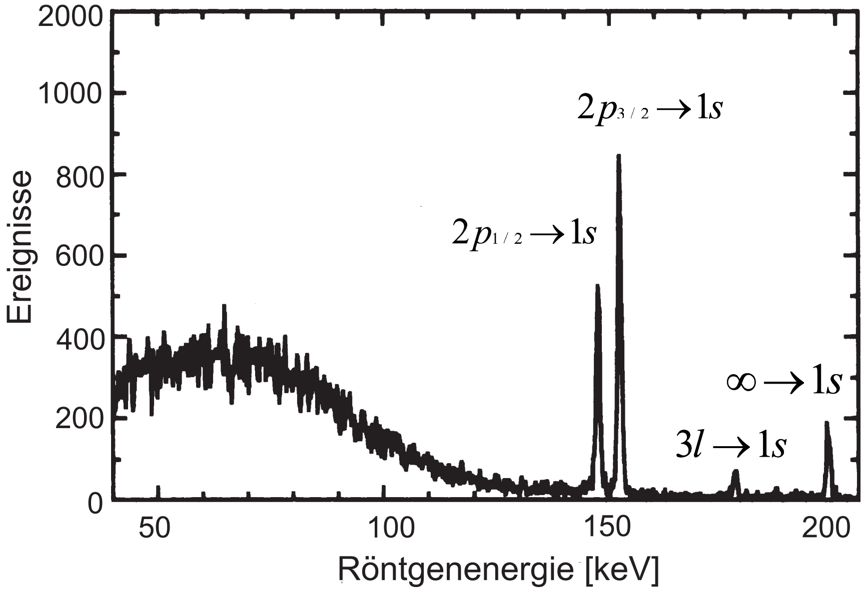

Abbildung 5.3: *Röntgenspektrum H-artiger Goldionen ($Z = 79$), aufgenommen am Elektronenkühler bei einer Energie von 266 MeV/u (Laborsystem) [BeF93]. Die Radiative Rekombinationsstrahlung für Einfang in die K-Schale ist mit $\infty \rightarrow 1s$ gekennzeichnet.*

und 0.8° variiert. Für eine typische Röntgenenergie von ca. 200 keV führt diese Winkelakzeptanz zu einer Dopplerbreite von ca. 30 eV, die im Vergleich zu der Auflösung des Detektors von 700 eV bei 122 keV vernachlässigt werden kann [Bey95, BeM95]. Wie bereits ausgeführt, sind unter diesen geometrischen Voraussetzungen die Unsicherheiten im Beobachtungswinkel unkritisch, jedoch erfordern die Experimente am Elektronenkühler eine möglichst genaue Bestimmung der Geschwindigkeit.

In den Experimenten am Kühler erfolgt die Röntgenmessung in Koinzidenz mit den umgeladenen Ionen (vgl. Abbildung 5.2), die mit einem MWPC (*Multi Wire Proportional Counter*) nachgewiesen werden, der sich hinter dem nächstliegenden Dipolmagneten befindet. Für den Fall von gespeicherten Goldionen ist ein entsprechendes, koinzidentes Röntgenspektrum in Abbildung 5.3 gezeigt [BeF93]. Hier betrug die Ionenenergie 266 MeV/u, und deutlich sind in dem Spektrum die Lyα-Übergänge zu erkennen. Wegen $E_{\mathrm{LAB}} \approx 2.1 \cdot E$ treten sie bei einer Energie von ca. 150 keV auf ($E \approx 72\ keV$). Der niederenergetische Bereich des Spektrums ist durch die Bremsstrahlung der Kühlerelektronen bestimmt, dessen Endpunkt durch die Kühlerspannung U mit

$$eU = mc^2(\gamma - 1) \tag{5.4}$$

gegeben ist.

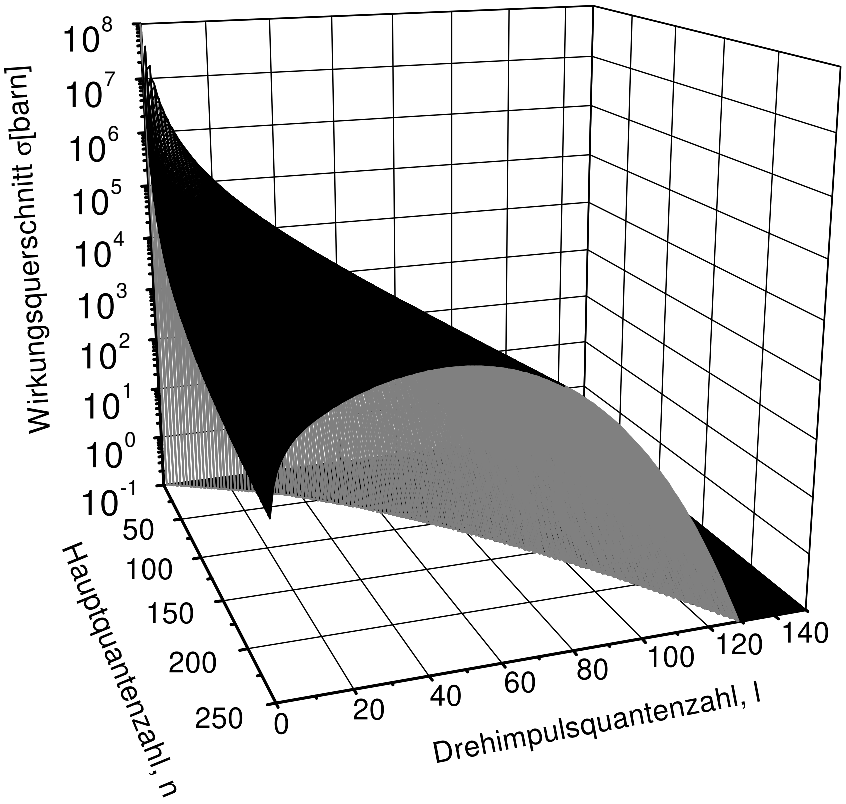

Abbildung 5.4: *Bevölkerungscharakteristik der radiativen Rekombination von Kühlerelektronen in nackte Uranionen, berechnet im Rahmen der Dipolnäherung für eine relative Energie* $E_{\mathrm{KIN}} = 0.2 eV$ *[StB98].*

Hingegen tritt im hochenergetischen Bereich des Spektrums die Rekombinationsstrahlung für Einfang in die K-Schale auf (in der Abbildung mit $\infty \to 1s$ gekennzeichnet). Wegen der mittleren kinetischen Energie von $E_{\mathrm{KIN}} = 0$, die die Elektronen bezüglich der umlaufenden Ionen haben, gibt die Position dieser Linie die Doppler transformierte K-Schalenbindungsenergie wieder (vgl. Gleichung 3.1). Radiative Rekombination in die L- und M-Schale läßt sich im Spektrum nicht erkennen, da diese durch die wesentlich intensivere Bremsstrahlung überlagert wird.

Als Folge der $1/n$-Skalierung der RR-Querschnitte ist die Intensität der K-RR-Strahlung im Vergleich zu der Lyα-Strahlung relativ gering. Interessant ist hier festzustellen, daß das Intensitätsverhältnis für die Lyα_1- und Lyα_2-Strahlung nahezu dem statistischen Gewicht der beiden p-Zustände ($2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$) entspricht (2:1), d.h. es liegt die Vermutung nahe, daß der $2s_{1/2}$-Zustand nur geringfügig zu der Lyα_2-Strahlung beiträgt. Tatsächlich läßt sich dies durch eine Simulation der Bevölkerungscharakteristik des RR-Prozesses bestätigen [BeM95].

Auf der Grundlage der vollständigen Stobbe-Theorie (reine Dipolnäherung ohne zu-

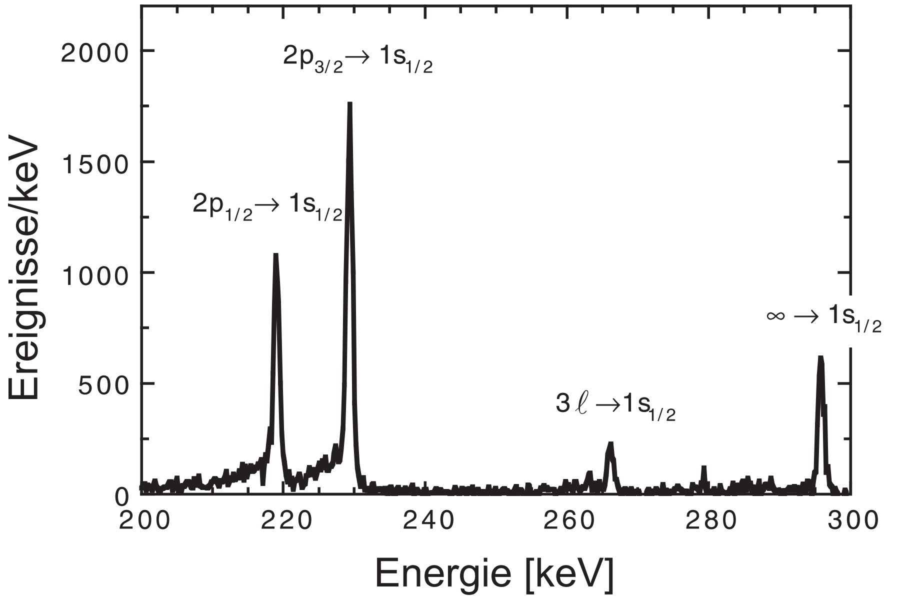

Abbildung 5.5: *Lyman-Spektrum H-artiger Uranionen ($Z = 92$), aufgenommen am Elektronenkühler bei einer Energie von 322 MeV/u (Laborsystem) [Bey95, BeM95]. Die radiative Rekombinationsstrahlung für Einfang in die K-Schale ist mit $\infty \to 1s_{1/2}$ gekennzeichnet.*

sätzliche Annahmen) wurde der RR-Querschnitt für Uranionen für eine relative Energie von 0.2 eV als Funktion der Haupt- und Bahndrehimpuls-Quantenzahl berechnet und das Ergebnis ist in Abbildung 5.4 dargestellt [StB98]. Für noch kleinere Relativenergien, die ebenso zum Umladungsverlust beitragen, ändert sich die n, ℓ-Verteilung nur unwesentlich. Wie aus der Abbildung hervorgeht, bevölkert die Rekombination sehr hohe n-Zustände und weist darüberhinaus eine sehr breite Bahndrehimpulsverteilung auf. Die Niveaus mit hohen Drehimpulsquantenzahlen zerfallen im wesentlichen über Yrast-Kaskaden ($\ell = n - 1 \to \ell' = n' - 1 = \ell - 1$) und bevölkern hierdurch die L-Schalenunterzustände, was zu der beobachteten Lyα-Intensität führt. Während die p-Zustände zu etwa 90% durch die Kaskaden bevölkert werden, tragen sie nur zu etwa 30% zur Bevölkerung des $2s$-Niveaus bei. Durch die Kaskadenübergänge läßt sich auch die asymmetrische Form der charakteristischen Röntgenlinien erklären, die besonders stark bei Uranionen ausgeprägt ist.

In Abbildung 5.5 ist das koinzidente Röntgenspektrum H-artiger Uranionen dargestellt [BeM95], wie es am Elektronenkühler bei einer Energie von 322 MeV/u nachgewiesen wurde. Deutlich ist hierbei eine niederenergetische Verbreiterung der charakteristischen Lyman-Übergänge zu erkennen, die Folge der verzögerten Röntgenemission ist. Hierzu kann es aufgrund der Zeitspanne kommen, die die Elektronen, die in sehr hohe n-Zustände eingefangen werden, zum Erreichen der L-Schale benötigen.

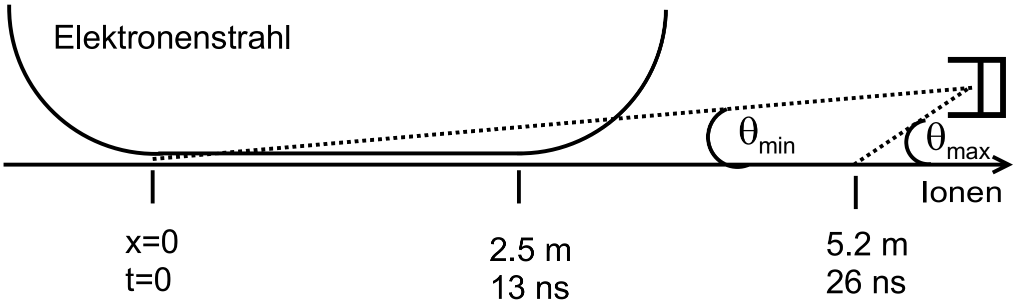

Abbildung 5.6: *Schematische Darstellung der Photonennachweisgeometrie am Elektronenkühler [Bey95]. Die angegebenen Zeiten beziehen sich auf Ionen mit der Geschwindigkeit $\beta = 0.65$. Zudem ist der Winkelbereich dargestellt, der vom Röntgendetektors abgedeckt wird ($\theta_{\min} \leq \theta \leq \theta_{\max}$).*

Für Uran können diese Zeiten im Bereich zwischen 10 bis 50 ns liegen und sind mit der Zeit vergleichbar, die die Ionen zum Durchflug der Kühlerstrecke benötigen (vergleiche hierzu Abbildung 5.6) und es kann somit zur Emission von Photonen in direkter Nähe des Detektors kommen. Im Vergleich zu der Emission aus dem Kühlerbereich werden diese Photonen rotverschoben nachgewiesen und zwar um so stärker, je näher der Zerfallsort beim Detektor liegt. Dies erklärt ebenso, warum bei der Rekombinationslinie für Einfang in die K- Schale keine Verbreiterung zu erkennen ist, da dieser Übergang nur im Kühlerbereich stattfinden kann. Daß dieser Effekt für Goldionen wesentlich schwächer ausgeprägt ist, ist eine Folge der längeren Kaskadenzeiten. Hierdurch treten wesentlich breitere Verteilungen auf, so daß die verzögerte Emission kaum mehr vom Röntgenuntergrund zu unterscheiden ist. Für eine genaue Diskussion der Analyse und Simulation der Form der Röntgenlinien sei auf die Literatur verwiesen [Bey95, BeM95].

5.3 Röntgenproduktion und Nachweis am internen Target

Die experimentelle Situation am internen Target ist schematisch in Abbildung 5.7 dargestellt [StM93b, StM94, Sto97]. Hier wird der Wechselwirkungsbereich Gasjet/Ionenstrahl unter verschiedenen Winkeln beobachtet, und der Nachweis der Röntgenstrahlung erfolgt in Koinzidenz mit den umgeladenen Ionen, die in einem Teilchenzähler (*Particle Counter*, PC) hinter dem nächstliegenden Dipolmagneten nachgewiesen werden [StM93b, StM94]. Im Unterschied zu den Kühlerexperimenten handelt es sich hierbei meist um Szintillationszähler, die zum einen eine sehr hohe Nachweiswahrscheinlichkeit besitzen ($\epsilon \approx 100\%$) und zum anderen ein sehr schnelles Zeitverhalten aufweisen (Anstiegszeiten üblicherweise im Bereich weniger ns). Wie aus der Abbil-

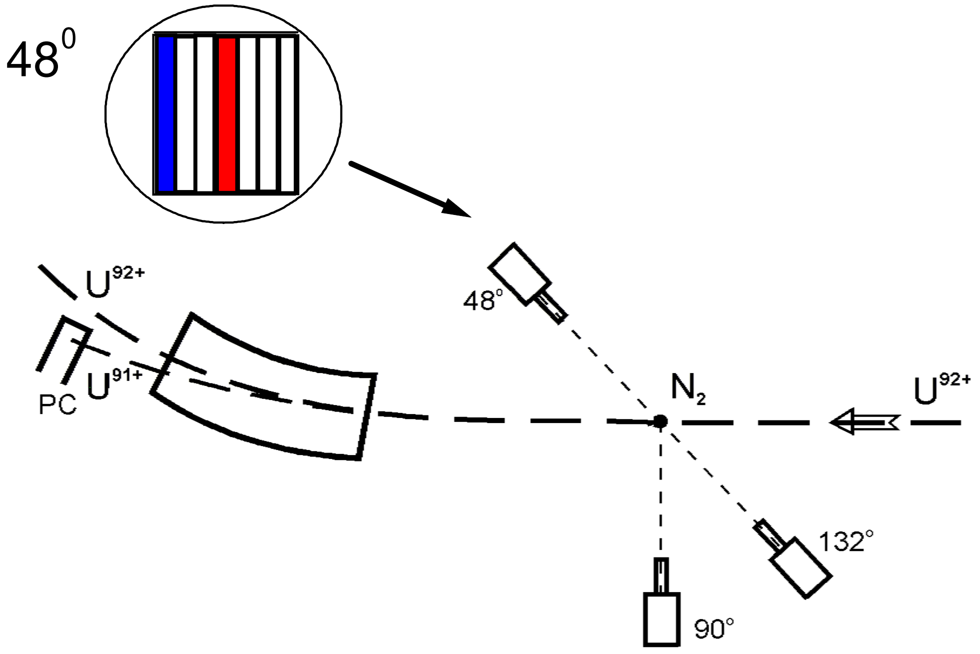

Abbildung 5.7: *Schematische Darstellung der Detektorgeometrie am Jettarget des ESR Speicherrings [StM93b, StM94, Sto97]. Die Röntgenemission aus dem Targetbereich wird gleichzeitig unter drei verschiedenen Beobachtungswinkeln (*$48°$, $90°$ und $132°$*) gemessen, wobei unter 48° stets ein granularer Ge(i)-Detektor eingesetzt wird. Der Teilchendetektor (PC) hinter dem nächstliegenden Dipolmagneten erlaubt den Nachweis der Projektilstrahlung in Koinzidenz mit der Projektilumladung.*

dung 5.7 hervorgeht, stehen drei Beobachtungswinkel zur Verfügung und zwar 48°, 90° und 132°. Unter 90° und 132° werden konventionelle, planare Ge(i)-Detektoren eingesetzt, die über eine aktive Fläche von ca. 500 mm^2 verfügen. Der typische Abstand aller Detektoren zum Jettarget beträgt zwischen 300 mm und 400 mm bei einem Raumwinkel im Bereich von $\Delta\Omega/4\pi \approx 5 \cdot 10^{-4}$. Alle Detektoren sind durch Beryllium- bzw. Edelstahlfenster mit einer Dicke von ca. 100 μm vom Vakuum des ESR getrennt aufgebaut (125 μm unter 48° und 132° und 50 μm Edelstahlfolie unter 90°).

Während somit am Jettarget verschiedene Beobachtungswinkel zur Verfügung stehen, ist der wesentliche Unterschied zu der Kühlergeometrie, daß eine Beobachtung unter 0° ausgeschlossen ist. Dies hat zur Folge, daß am internen Target die Experimente eine äußerst genaue Kenntnis der Detektorgeometrie benötigen.

Unter 132° tritt die Röntgenstrahlung der schnellen Projektile stark rotverschoben auf und die Dopplerbreite liegt im Bereich der Auflösung der Röntgendetektoren. Hingegen handelt es sich bei dem Vorwärtswinkel von 48° um den sogenannten magischen

Winkel, bei dem die Dopplerbreite ihren maximalen Wert erreicht und eine Unsicherheit in β keinen Fehler auf die Dopplerkorrektur nach sich zieht. Um unter diesem Winkel die Dopplerbreite auf dem Niveau der Detektorauflösung zu halten, können nur sehr kleine Winkelakzeptanzen im Bereich von ca. ±0.3° zugelassen werden. Zwar ließe sich dies mit Hilfe von Blenden und unter Einsatz von Standarddetektoren bewerkstelligen, hätte aber eine starke Verringerung der Nachweiswahrscheinlichkeit zur Folge. Aus diesem Grund wurden spezielle granulare Ge(i)-Detektoren entwickelt, deren Kristalle in jeweils sieben unabhängige Segmente aufgeteilt sind, die getrennt auslesbar sind (vgl. hierzu Abbildung 5.7). Die horizontale Breite jedes Segments beträgt 3.57 mm ± 0.01 mm bei einer Höhe von 25 mm. Als ein Beispiel sind in Abbildung 5.8 die Lyman-Spektren von H-artigem Blei (Z=82) dargestellt, die unter 48° nachgewiesen wurden (oberes Spektrum 45.88°, mittleres Spektrum 48.00°, unteres Spektrum 50.23°) [StM94]. Die Messung der Spektren erfolgte in Koinzidenz mit der Projektilumladung für das Stoßsystem 277 MeV/u $\text{Pb}^{82+} \rightarrow \text{N}_2$ [StM94, MoS94]. Wie aus der Abbildung hervorgeht, läßt sich mit dieser Technik die Aufspaltung der Lyman-Strahlung hervorragend auflösen, wobei zugleich eine hohe integrale Nachweiswahrscheinlichkeit gewährleistet ist. Zudem muß hervorgehoben werden, daß die relative Streifenanordnung mit einer Genauigkeit von ±0.01 mm sehr präzise bekannt ist. Hierdurch ist es möglich, die Spektren jedes Streifens einer individuellen Dopplerkorrektur zu unterziehen und aufzuaddieren. Ein entsprechendes Summenspektrum (Emittersystem) ist in Abbildung 5.9 dargestellt [StM94, MoS94]. Neben den gut aufgelösten Lyman-Übergängen ist auch deutlich die Balmerstrahlung zu erkennen. Insbesondere ist auf das Intensitätsverhältnis der Lyα_1- und Lyα_2-Strahlung aufmerksam zu machen, das sich sehr stark von dem am Elektronenkühler beobachteten unterscheidet.

Während am Elektronenkühler die Bevölkerung der angeregten Projektilzustände durch die Physik des radiativen Elektroneneinfangs bei sehr niedrigen Stoßgeschwindigkeiten bestimmt ist, handelt es sich am Jettarget um sehr hochenergetische Stöße eines schweren Projektils mit einem leichten Target. Die quasifreien Targetelektronen weisen hier bereits eine Stoßenergie relativ zum Projektilsystem auf, die annähernd gleich der K-Schalenbindungsenergie im Projektil ist (ca. 100 keV). Somit kommen die Hochenergieeigenschaften des radiativen Elektroneneinfangs zum Tragen, die bereits in Kapitel 3.1 dargelegt wurden, und es werden vorwiegend die s-Zustände bevölkert, wobei der Querschnitt annähernd mit $1/n^3$ skaliert. In der Tat läßt sich zeigen, daß die Intensität der Lyα_2-Strahlung wesentlich (zu etwa 60%) durch den **M1** Zerfall des $2s_{1/2}$-Niveaus bestimmt ist [StM94]. Daß der REC der wesentliche Bevölkerungsmechanismus ist, läßt sich nur schwer aus den dargestellten Spektren entnehmen, da die Effizienz der eingesetzten Röntgendetektoren unter Vorwärtswinkeln zu gering ist, um hochenergetische REC-Strahlung nachzuweisen. Hingegen tritt die REC-Strahlung deutlich in den stark rotverschobenen Spektren auf, die unter 132° beobachtet werden.

In Abbildung 5.10 ist das Röntgenspektrum von H-artigem Pb^{81+} dargestellt, wie es unter 132° in Koinzidenz mit den umgeladenen Ionen in Stößen mit N_2-

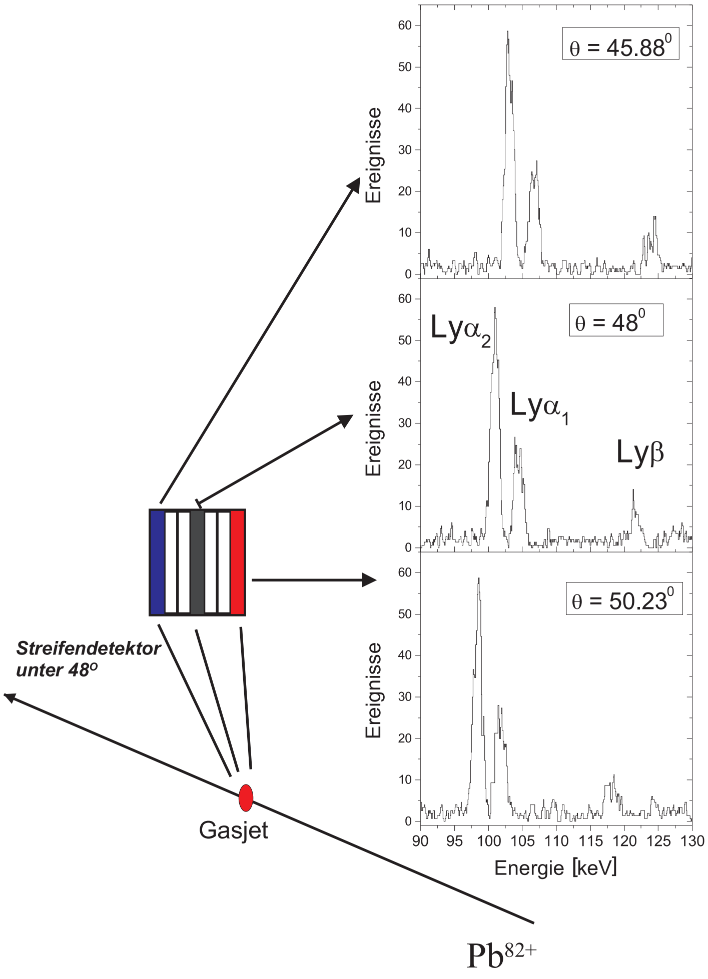

Abbildung 5.8. *Lyman-Spektren H-artiger* Pb^{81+} *Projektile, gemessen mit dem mittleren und den beiden äußeren Segmenten des Ge(i)-Detektors unter* $48°$ *am ESR Jettarget [StM94]. Die Röntgenstrahlung wurde für das Stoßsystem 277 MeV/u* $\mathrm{Pb}^{82+} \rightarrow \mathrm{N}_2$ *in Koinzidenz mit der Projektilumladung nachgewiesen. Die Spektren zeigen deutlich den Einfluß des Dopplereffektes auf die Energie der Projektilstrahlung im Laborsystem.*

Molekülen nachgewiesen wurde [StM94]. In dem Spektrum sind deutlich die REC-Röntgenübergänge für Einfang in die K-, L-, M-, und höhere Schalen zu erkennen, die sogar weit mehr Intensität als die charakteristischen Lyman-Übergänge aufweisen. Im wesentlichen sind hierfür zwei Effekte verantwortlich. Zum einen bevölkert der REC bei hohen Relativenergien zu etwa 80% die K-Schale. Zum anderen jedoch spielen die unterschiedlichen Winkelverteilungen eine ganz entscheidende Rolle. Während die Lyman-Strahlung im wesentlichen isotrop im Projektilsystem emittiert wird und demzufolge ihre Winkelverteilung im Laborsystem der Gleichung 5.3 folgt, weist die K-REC-Verteilung eine Emissionscharakteristik im Laborsystem auf, die in erster Näherung einer $\sin^2\theta$-Verteilung folgt (vgl. hierzu Kapitel 3).

5.3.1 Spektralverteilung des Radiativen Einfangs

Auffällig ist die Breite der REC-Strahlung im Vergleich zu der charakteristischen Projektilstrahlung. Sie wird durch die Impulsverteilung $\rho(\mathbf{q})$ der quasifreien Elektronen in ihrem Anfangszustand im Target hervorgerufen und wurde im Abschnitt

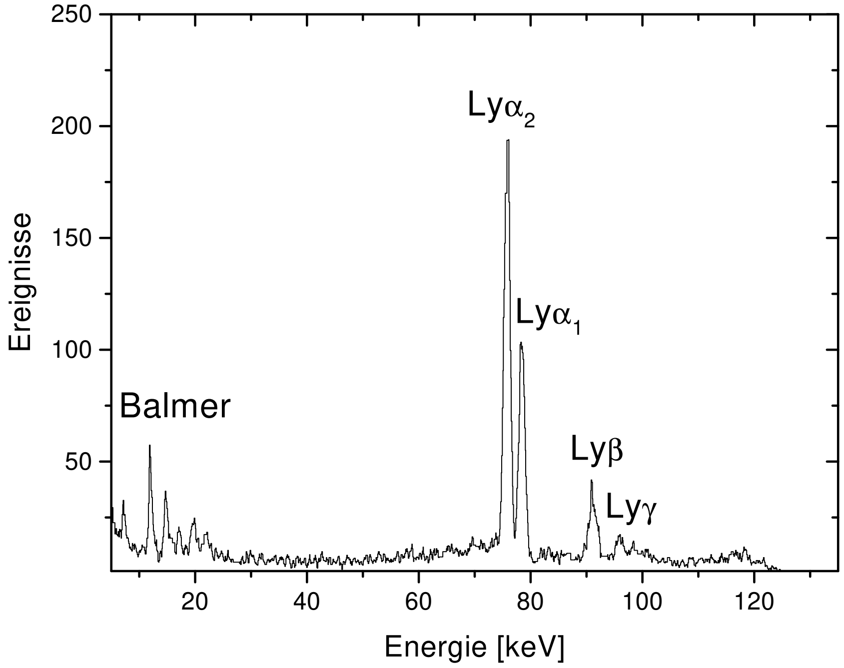

Abbildung 5.9: *Das Röntgenspektrum H-artiger* Pb^{81+} *Projektile, nachgewiesen mit dem segmentierten Ge(i)-Detektor unter 48° (die Röntgenenergie bezieht sich auf das Emittersystem) [StM94, MoS94]. Zur Erzeugung des dargestellten Summenspektrums wurden die Spektren aller einzelnen Segmente der Dopplerkorrektur unterzogen und aufsummiert.*

3.1.2 diskutiert. Aufgrund der hohen Intensität der K-REC-Strahlung liegt die Frage nahe, inwieweit auch diese Röntgenstrahlung zur Gewinnung spektroskopischer Informationen genutzt werden kann, da ihr Linienschwerpunkt in einer ersten Näherung proportional zur K-Schalenbindungsenergie ist. Tatsächlich wurden verschiedene experimentelle Studien durchgeführt, die sich mit dieser Möglichkeit auseinandersetzen [MoS91, StM92, BeF93]. Eine Voraussetzung ist jedoch, daß das Linienprofil, d.h. der zweifach-differentielle Wirkungsquerschnitt (siehe Gleichung 3.9) präzise theoretisch beschrieben werden kann, was für Dysprosiumionen ($Z = 66$) erstmals gezeigt wurde [BeF93]. Daß dies auch für Uranionen im Rahmen der rigorosen relativistischen Theorie möglich ist, kann der Abbildung 5.11 entnommen werden.

In der Abbildung sind die REC-Spektren dargestellt, die für das Stoßsystem 358 MeV/u U^{92+} $\rightarrow$Ar gemessen wurden [Sto97, StL98], und zusätzlich werden die experimentellen Daten mit theoretischen zweifach-differentiellen Wirkungsquerschnitten verglichen [IcS94]. Bei der theoretischen Behandlung wurden alle Anfangszustände im Target berücksichtigt und der Einfang in die Projektil K-Schale und die j-Unterzustände der L- und M-Schale separat berechnet. Die Beiträge, die die einzelnen Targetorbitale zum Comptonprofil liefern, sind getrennt in der Abbildung dargestellt.

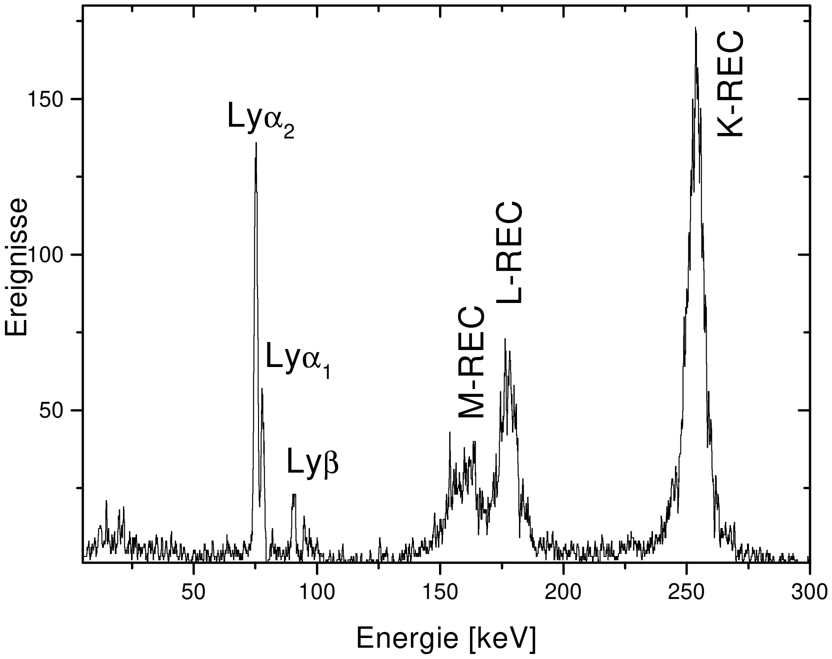

Abbildung 5.10: *Lyman-Spektren H-artiger* Pb^{81+} *Projektile, gemessen unter dem Beobachtungswinkel von* 132°. *Die Röntgenstrahlung wurde in 277 MeV/u* $\mathrm{Pb}^{82+} \rightarrow \mathrm{N}_2$ *Stößen erzeugt und in Koinzidenz mit der Projektilumladung nachgewiesen (die Energien beziehen sich auf das Emittersystem) [StM94, MoS94].*

Aufgrund der sehr umfangreichen Rechnungen beschränkt sich die theoretische Simulation auf Projektilzustände mit $n < 4$ (vgl. oberes Spektrum in Abbildung 5.11). Im unteren Teil der Abbildung 5.11 ist der Vergleich zwischen Experiment und Theorie auf den Bereich des K-REC begrenzt. Insgesamt zeigt die Simulation eine hervorragende Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie (für eine ausführliche Erläuterung der Datenanalyse sei auf Referenz [StL98] verwiesen).

Zwar läßt sich die experimentelle REC-Spektralverteilung hervorragend durch das theoretische Modell beschreiben, aber es bleiben trotzdem Unsicherheitsfaktoren, die es zweifelhaft erscheinen lassen, inwieweit die REC-Strahlung zur Spektroskopie genutzt werden kann. Dies trifft insbesondere auf das relativ schwere Targetgas Ar zu, aber auch auf molekulare Targets wie z.B. N_2. So muß aufgrund der Breite der Linien die Effizienz der Detektoren sehr genau bekannt sein. Außerdem muß angenommen werden, daß der Stoßprozeß selber keinen Einfluß auf die Targetstruktur hat, da die Targetbindungsenergien in der Energiebilanz zu berücksichtigen sind. Im Vergleich hierzu scheinen die spektroskopischen Untersuchungen der Lyα-Übergänge wesentlich vorteilhafter zu sein.

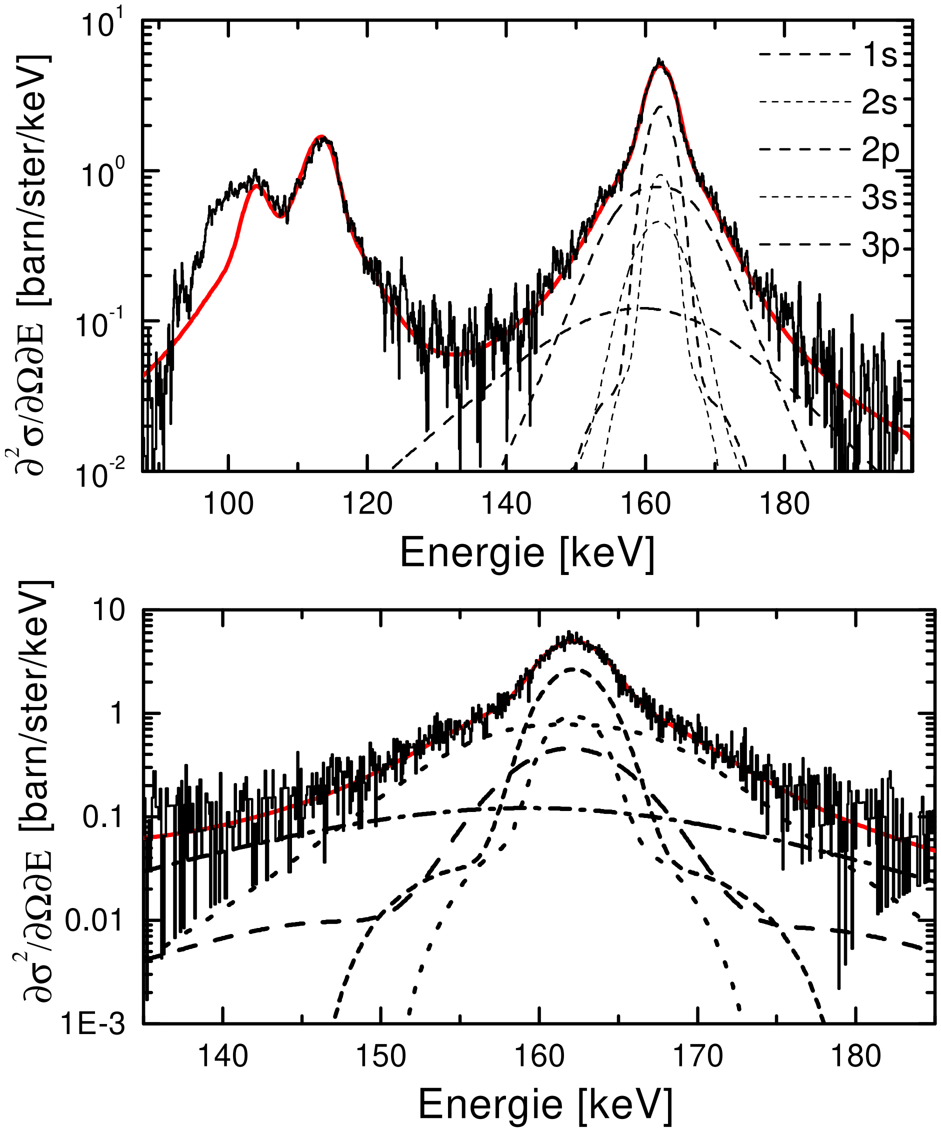

Abbildung 5.11: *Im oberen Teil der Abbildung sind die theoretischen zweifach-differentiellen REC-Wirkungsquerschnitte mit experimentellen Daten verglichen, die unter einem Beobachtungswinkel von* 132° *für das Stoßsystem 358 MeV/u* $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{Ar}$ *aufgenommen wurden [StL98]. Zu Vergleichszwecken wurde die absolute Höhe des experimentellen Spektrums an die theoretischen Daten angepaßt. Der untere Teil der Abbildung beschränkt sich auf den K-REC-Bereich, wobei zusätzlich die Beiträge der einzelnen Targetorbitale zum totalen Comptonprofil wiedergegeben sind.*

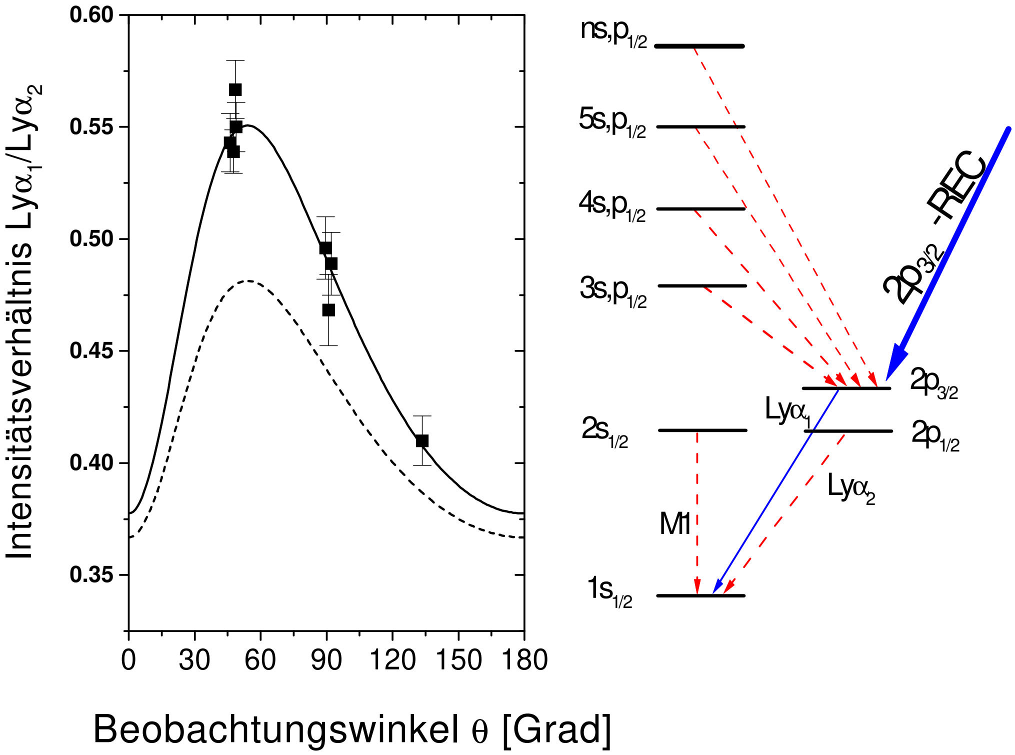

Abbildung 5.12: *Experimentelle Winkelverteilung der Ly*α_1*-Strahlung, normiert auf die gemessene Intensität der Ly*α_2*-Linie als Funktion des Beobachtungswinkels (quadratische Symbole) [StB97]. Die Daten wurden für das Stoßsystem* $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{N}_2$ *gewonnen. Die durchgezogene Linie bezieht sich auf eine* χ^2*-Anpassung von Gleichung 5.7 an die experimentellen Daten, während die gestrichelte Linie das Ergebnis einer vollständigen relativistischen Rechnung wiedergibt. Das vereinfachte Termschema stellt darüber hinaus die Bevölkerungsmechanismen für das* $2p_{3/2}$*-Niveau dar.*

5.3.2 Anisotropie der Lyα_1-Strahlung

Die Spektroskopiemethode am Jettarget beruht auf der gleichzeitigen Messung der Projektilstrahlung unter verschiedenen Beobachtungswinkeln. Wie bereits erläutert, kommt hierbei der Lyα_1-Strahlung eine besondere Bedeutung zu, da nur das $2p_{3/2}$-Niveau zum Röntgenübergang beiträgt. In den zahlreichen am Jettarget durchgeführten Experimenten zeigte sich, daß – entgegen der allgemeinen Annahme – diese Strahlung nicht isotrop im Projektilsystem emittiert wird. Vielmehr wurde in allen Experimenten eine nicht-isotrope Strahlungscharakteristik nachgewiesen [StB97]. Sie kam durch eine Intensitätsverringerung unter dem Rückwärtswinkel von 132° zur Geltung, während unter dem Vorwärtswinkel von 48° eine Intensitätserhöhung beobachtet wurde. Tatsächlich kann die Lyα_1-Strahlung eine nichtisotrope Emissionscharakteristik aufweisen, falls die magnetischen Unterzustände $|\mu_\mathrm{j}| = 1/2$ und $|\mu_\mathrm{j}| = 3/2$

mit unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten bevölkert werden. So ist allgemein das Alignment $\mathcal{A}_2$ eines Zustands n (siehe z.B. [BeK77]) definiert durch

$$\mathcal{A}_2 = \frac{\sigma(\frac{3}{2}, \pm\frac{3}{2}) - \sigma(\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2})}{\sigma(\frac{3}{2}, \pm\frac{3}{2}) + \sigma(\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2})} = \frac{1}{\alpha_{20}}\beta_{20}, \tag{5.5}$$

mit β_{20} dem Alignmentparameter und $\sigma(j_n, \mu_n)$ dem Wirkungsquerschnitt für die Bevölkerung des magnetischen Unterzustands μ_n. Des weiteren gilt für den Fall von $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Übergängen $\alpha_{20} = \frac{1}{2}$ [BeK77]. Zudem ist für Dipolübergänge der Zusammenhang zwischen dem Anisotropieparameter β_{20} und der Emissionscharakteristik $W(\theta')$ gegeben durch [BeK77, Eic94]:

$$W(\theta') \propto 1 + \beta_{20}\left(1 - \frac{3}{2}\sin^2\theta'\right). \tag{5.6}$$

Unter Berücksichtigung der Transformationsgleichungen für Winkel und Raumwinkel (Gleichung 3.12 und Gleichung 3.13) folgt hieraus für die Emission im Laborsystem [Eic94]:

$$W(\theta) \propto \frac{1}{\gamma^2\,(1-\beta\cos\theta)}\left[1 + \beta_{20}\left(1 - \frac{3}{2}\frac{\sin^2\theta}{\gamma^2\,(1-\beta\cos\theta)}\right)\right] \tag{5.7}$$

Hingegen muß die Lyα_2-Strahlung isotrop im Emittersystem sein, da hier nur Unterzustände mit $|\mu_j| = 1/2$ existieren.

In Abbildung 5.12 ist das Intensitätsverhältnis Lyα_1/Lyα_2 als Funktion des Beobachtungswinkels dargestellt, wie es für das Stoßsystem 220 MeV/u $U^{92+} \rightarrow N_2$ nachgewiesen wurde [StB97, StK97a]. Das Verhältnis bietet den Vorteil, daß sich nahezu alle systematischen Fehler aufheben, die bei einer absoluten Intensitätsangabe zu berücksichtigen wären. Zudem tritt im Verhältnis der relativistische Raumwinkelfaktor nicht mehr auf. Die durchgezogene Linie wurde durch eine Anpassung der Gleichung 5.7 nach der χ^2-Methode an die experimentellen Daten gewonnen. Hieraus folgt ein erstaunlich großer β_{20}-Parameter von -0.23 ±0.08. Ähnlich hohe Werte wurden auch in allen anderen Experimenten nachgewiesen [StK97a], so daß sich hieraus ein konsistentes Bild ergibt (vgl. Tabelle 5.1). Es muß hervorgehoben werden, daß bislang kein hochenergetischer Stoßprozeß bekannt war, bei dem ein solch starkes Alignment auftritt.

Zusätzlich werden in der Abbildung 5.12 die experimentellen Daten mit einer theoretischen Rechnung verglichen (gestrichelte Linie) [Eic94], bei der davon ausgegangen wird, daß das Alignment des $2p_{3/2}$-Niveaus durch den direkten radiativen Einfang zustande kommt. Außerdem wurde bei den Rechnungen auch die Bevölkerung des $2p_{3/2}$-Niveaus durch Kaskadenbeiträge berücksichtigt, die fast ausschließlich auf den Zerfall angeregter s-Niveaus zurückzuführen sind und somit einen isotropen Beitrag zur Lyα_1-Emission liefern (vgl. schematische Darstellung der Bevölkerungsmechanismen für das $2p_{3/2}$-Niveau in Abbildung 5.12) [StB97]. Die theoretischen

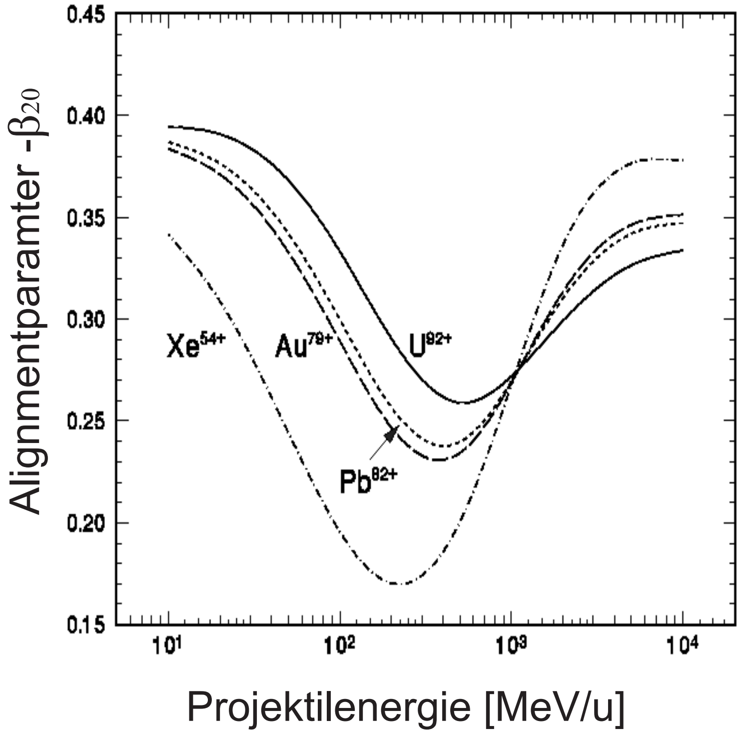

Abbildung 5.13: *Theoretische Alignmentparameter β_{20} für verschiedene Projektilsysteme als Funktion der Stoßenergie [Eil98]. Die dargestellten Parameter beziehen sich auf das Alignment für den $2p_{3/2}$-Zustand, hervorgerufen durch radiativen Einfang in dieses Niveau.*

Ergebnisse von Eichler unterstützen den experimentellen Befund [Eic94], obwohl eine leichte Diskrepanz in der absoluten Größe des Alignmentparameters vorzuliegen scheint. In der Tabelle 5.1 sind alle am ESR gemessenen Alignmentparameter wiedergegeben, die in ihrer großen Mehrzahl für U^{92+}-Projektile gewonnen wurden. Die in der Tabelle aufgeführten theoretischen Daten wurden zum einen im Rahmen einer vollständigen Partialwellenentwicklung und zum anderen im Rahmen der Dipolnäherung hergeleitet. Die große Abweichung der Dipolnäherung weist erneut auf die Notwendigkeit hin, daß Strahlungsprozesse, in die schwere hochgeladene Ionen involviert sind, nur durch *vollständige* Rechnungen korrekt beschrieben werden können.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß die experimentellen Daten eindeutig zeigen, daß in hochenergetischen Stößen der radiative Einfang in den $2p_{3/2}$ Zustand vorwiegend die $|\mu_{\rm j}| = 1/2$ Niveaus bevölkert, was zur Folge hat, daß die Lyα_1-Emission im Emittersystem bevorzugt senkrecht zur Stoßachse erfolgt. Dies erklärt nicht nur die starke Anisotropie der Strahlung, sondern bedeutet auch, daß diese Photonenemission zu etwa 40% polarisiert ist. Auch muß angemerkt werden, daß die neuesten theoretischen Untersuchungen vorhersagen [Eil98], daß das gefundene

Stoßsystem		Experiment	Theorie	Dipolnäherung
277 MeV/u	$Pb^{82+} \rightarrow N_2$	–0.26 ± 0.08	–0.135 (–0.241)	–0.155 (–0.277)
220 MeV/u	$U^{92+} \rightarrow N_2$	–0.23 ± 0.02	–0.172 (–0.284)	–0.209 (–0.345)
295 MeV/u	$U^{92+} \rightarrow N_2$	–0.27 ± 0.09	–0.161 (–0.271)	–0.197 (–0.331)
358 MeV/u	$U^{92+} \rightarrow N_2$	–0.18 ± 0.03	–0.150 (–0.264)	–0.184 (–0.322)
358 MeV/u	$U^{92+} \rightarrow CH_4$	–0.21 ± 0.04	–0.150 (–0.264)	–0.184 (–0.322)

Tabelle 5.1: *Experimentelle Anisotropieparameter β_{20} der Lyα_1-Strahlung in schweren H-artigen Ionen. Die theoretischen Ergebnisse, die sich zum einen aus einer vollständigen Partialwellenentwicklung und zu anderen aus der Dipolnäherung ergeben, sind ebenfalls dargestellt. In beiden Fällen wurden zudem die Kaskadenbeiträge berücksichtigt. Hingegen repräsentieren die in den Klammern dargestellten Werte die theoretische Anisotropie als Folge von REC in den $2p_{3/2}$-Zustand [StB97].*

Alignment für Uran ein Minimum nahe der Energie von 400 MeV/u besitzt und für wesentlich kleinere und für wesentlich höhere Energien extrem große Alignmentwerte im Bereich von $\beta_{20} = -0.4$ erreicht werden. Außerdem zeigt der Vergleich mit anderen Projektilsystemen eine starke Abhängigkeit des Alignments von der Projektilkernladung, das – der Abbildung 5.13 folgend – für Uran maximale Werte erreicht. Die Abhängigkeit des Alignments von der Kernladung und das Auftreten eines ausgeprägten Minimums sind ausgesprochen interessante Effekte, deren genaue Interpretation weitere detaillierte Untersuchungen erfordert.

Kapitel 6

Experimente mit abgebremsten Uranionen

Die *Acceleration – Deceleration* Technik [MoH84] ist wohl die wichtigste Strategie zur Verringerung systematischer Fehler, die durch den Doppler-Effekt hervorgerufen werden. Bei dieser Technik werden die Ionen zuerst auf die erforderlichen Stoßgeschwindigkeiten beschleunigt, die zur effizienten Erzeugung der hohen Ladungszustände benötigt werden. Hierauf erfolgt das Abbremsen der hochgeladenen Ionen auf möglichst niedrige Geschwindigkeiten. Diese Technik wurde nun erstmals am Speicherring ESR für nackte Schwerionen angewandt [Sto95, MoS95, Sto96, StR97]. Aufgrund der hohen Ladung bei gleichzeitig niedriger Ionenenergie war es möglich, einen vollkommen neuen und unerforschten Bereich der atomaren Stoßphysik zu erschließen. In der Tat weisen die gemessenen Röntgenspektren der abgebremsten Uranionen eine Brillanz und Reichhaltigkeit an Strukturen auf, wie sie bislang von keinem anderen Schwerionensystem bekannt war.

Ziel des Experiments war eine möglichst genaue Messung der $1s$-Lamb-Verschiebung und darüberhinaus das genaue Studium der Röntgencharakterisik und der Strahllebensdauer abgebremster Uranionen. Diese Informationen sind von größter Bedeutung für alle zukünftigen Röntgenuntersuchungen am Ring und werden im folgenden erläutert.

6.1 Experimentdurchführung

Für das Experiment wurden nackte Uranionen mit einer Energie von 358 MeV/u eingeschossen und solange akkumuliert, bis zwischen 10^7 und 10^8 Ionen gespeichert waren. Anschließend wurden die gekühlten und gleichmäßig im ESR angeordneten Ionen zu einem Puls komprimiert. Die Pulse wurden mittels der RF-Kavitäten des Rings auf die jeweiligen Energien von 220, 68 und 49 MeV/u abgebremst, d.h. die Projektilgeschwindigkeit wurde von anfänglich $\beta = 0.69$ auf bis zu $\beta = 0.31$ reduziert. Gleichzeitig mit der Änderung der Projektilgeschwindigkeit erfolgte die Anpassung

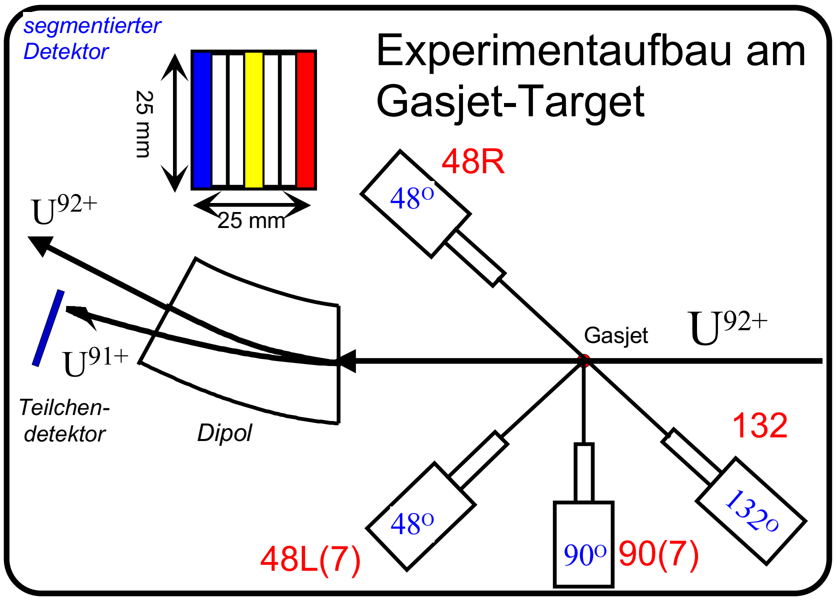

Abbildung 6.1: *Experimentaufbau der Strahlzeit, in der abgebremste Uranionen zum Einsatz kamen [StR97]. Das Jettarget ist umgeben von Röntgendetektoren, die die Photonenemission in Koinzidenz mit der Projektilumladung nachweisen. Die granularen, siebenfach unterteilten Detektoren sind jeweils mit (7) gekennzeichnet.*

aller Magnetfelder an die magnetische Steifigkeit der Ionen. Nach dem Beenden des Abbremszyklus wurden die Ionen erneut gekühlt. Bei den beiden niedrigsten Strahlenergien wurden hierzu Elektronenströme von 50 mA bzw. 20 mA verwendet, um die Umladungsverluste durch Rekombination im Elektronenkühler möglichst gering zu halten (vgl. $1/\gamma^2$ Skalierung der Rekombinationsrate). Durch diese Prozedur konnten bis zu $2{\cdot}10^7$ Ionen abgebremst werden, was einer Abbremseffizienz von ca. 80% entspricht.

Für den Einfang von Elektronen und die damit verbundene Röntgenstrahlung wurde ein N_2-Gasjet verwendet. Der experimentelle Aufbau am Jettarget, der zum Nachweis der Projektilumladung und der Projektilröntgenstrahlung verwendet wurde, ist schematisch in Abbildung 6.1 dargestellt und ähnelt stark dem Aufbau, der bereits in Kapitel 5 beschrieben wurde (s. Abbildung 5.7). Der wesentliche Unterschied besteht darin, daß neben der *Vorwärts-Rückwärtssymmetrie* (Beobachtungswinkel von 48° und 132°) nun zusätzlich eine *Links-Rechtssymmetrie* zum Photonennachweis zur Verfügung stand. Unter 48° wurde zum einen ein segmentierter Ge(i)-Detektor eingesetzt und zum anderen ein konventioneller Standard-Ge(i)-Detektor, der mit einer zweilagigen Pb-Cu Blende ausgestattet war. Zusätzlich erfolgte auch die Beobachtung unter 90° mit einem segmentierten Detektor, so daß für das Experiment insgesamt 16 Detektoren bzw. Detektorsegmente zur Verfügung standen, deren Signale in Koinzidenz mit denen des Teilchendetektors aufgenommen werden konnten. Die genauen Eigenschaften aller im Experiment verwendeten Detektoren sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Die Kalibrierung der Detektoren erfolgte durch ^{179}Yb und ^{182}Ta γ-Quellen, die über eine Verfahreinheit vor allen Detektoren positioniert werden konnten, die sich auf der Ringaußenseite befanden. Nur der auf der Ringinnenseite unter 48° aufgebaute Detektor war permanent mit einer Kalibrierungsquelle ausgerüstet.

	48^o(7)	48^o	90^o(7)	132^o
$\pm\Delta\theta^o$	0.32	0.70	0.43	2.18
$\Delta E_{LAB}/E_{LAB}$ (68 MeV/u)	0.005	0.010	0.005	0.012
$\Delta\Omega/4\pi$	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$
$\Delta E_{LAB}/E_{LAB}$(358 MeV/u)	0.014	0.031	0.007	0.013
$\Delta\Omega/4\pi$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{-4}$	$6.3 \cdot 10^{-5}$	$8.7 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 6.1: *Winkelakzeptanz ($\Delta\theta_{LAB}$), Raumwinkel ($\Delta\Omega/4\pi$), und Dopplerbreiten ($\Delta E_{LAB}/E_{LAB}$) der verschiedenen Ge(i)-Detektoren, die beim ersten Experiment mit abgebremsten Uranionen am Jettarget eingesetzt wurden [StR97]. Die Daten beziehen sich auf die Energie von 68 MeV/u und werden mit den entsprechenden Werten, die für eine Energie von 358 MeV/u gelten, verglichen. Für die Streifendetektoren (mit (7) gekennzeichnet) beziehen sich die angegebenen Werte auf ein einzelnes Segment.*

6.2 Strahllebensdauer und Einfangsquerschnitte

Experimente, die die Untersuchung abgebremster, hochgeladener Ionen zum Gegenstand haben, setzen eine genaue Abschätzung des Strahlverlustes durch Umladungsprozesse voraus, die im Restgas der ESR-Strahlführung auftreten können. Insbesondere für den Fall, daß das Jettarget zum Einsatz kommt, kann es als Folge der niedrigen Ionenenergie zu einer drastischen Abnahme der Strahllebensdauer durch Umladungsverluste kommen.

Im folgenden beschränken wir uns daher auf die Diskussion der Umladungsreaktionen im Jettarget.

Der Zusammenhang zwischen der Lebensdauer eines gespeicherten Ionenstrahls (τ) und dem Querschnitt für Projektilumladung (σ) ist gegeben durch [StR97]

$$\lambda_{\mathrm{ION}} = 1/\tau = \rho \times \sigma \times f. \tag{6.1}$$

Hier bezeichnet λ_{ION} die Umladungsrate, ρ die effektive Targetdicke (Teilchen/cm^2) und f die Umlauffrequenz der gespeicherten Ionen. Für die Lebensdaueruntersuchungen mit den abgebremsten Uranionen wurde ein N_2-Gastarget mit einer Flächendichte von 0.5×10^{12} Teilchen/cm^2 benutzt und die Strahllebensdauer konnte aus den Umladungsraten bestimmt werden, die mit dem Teilchendetektor für umgeladene Ionen (U^{91+}) nachgewiesen wurden.

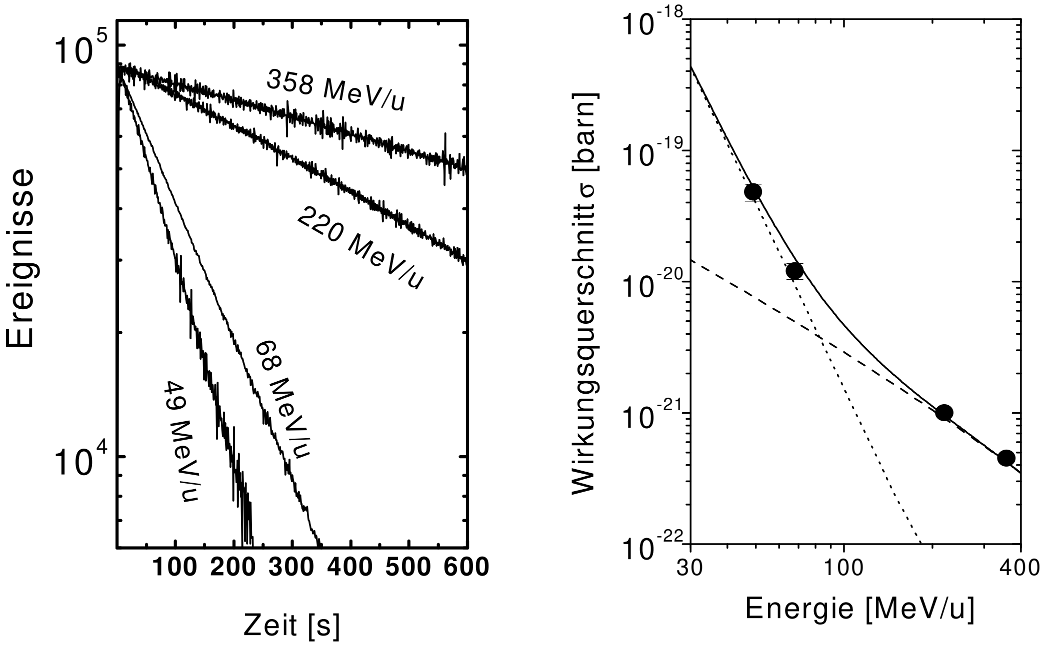

Abbildung 6.2: *Links: Intensitätsabfall der gespeicherten* U^{92+} *Ionenstrahlen im ESR als Funktion der Zeit für verschiedene Projektilenergien [StR97]. Das* N_2*-Jettarget wurde jeweils mit einer Targetdicke von* 0.5×10^{12} *Teilchen/cm*^{2} *betrieben. Rechts: Die totalen Wirkungsquerschnitte als Funktion der Ionenenergie für das Stoßsystem* $U^{92+} \rightarrow N_2$ *[StL98]. Die Daten werden zudem mit einer theoretischen Vorhersage verglichen (durchgezogene Linie), bei denen sowohl der REC-Prozeß (gestrichelte Linie, Dipolnäherung) als auch der NRC-Prozeß (gepunktete Linie, Eikonalnäherung) berücksichtigt wurde.*

In Abbildung 6.2a sind die entsprechenden Zählratenspektren dargestellt, die bei den jeweiligen Strahlenergien gemessen wurden [StR97]. Zum Vergleich wurden alle Spektren auf die Anfangszählrate normiert, die bei der Energie von 358 MeV/u gemessen wurde. Zudem sind alle Strahllebensdauern zusammenfassend in Tabelle 6.2 dargestellt, wobei auch Daten berücksichtigt wurden, die mit anderen Gasen und Flächendichten gemessen werden konnten [StL98].

Wie dramatisch die Lebensdauer mit abnehmender Ionenenergie abfällt, läßt sich deutlich der Abbildung 6.2a entnehmen. Während die Lebensdauer bei der höchsten Strahlenergie noch bei komfortablen 20 Minuten liegt, beträgt sie bei der niedrigsten Energie (49 MeV/u) weniger als eine Minute. Dies ist eine Folge des mit abnehmender Energie stark zunehmenden NRC-Querschnitts (vgl. Gleichung 3.17), während bei den hohen Energien ausschließlich der REC-Prozeß zur Umladung im Jettarget beiträgt. Dieser Sachverhalt läßt sich auch direkt aus den totalen Umladungsquerschnitten ablesen, die ebenso während des Experimentes gemessen werden konnten und in Abbildung 6.2b als Funktion der Strahlenergie dargestellt sind [StL98]. In

Energie (MeV/u)	Target	Flächendichte $p/cm^2 \cdot 10^{+11}$	Kühler-strom [mA]	Lebensdauer [s]
49	N_2	16	20	28
49	CH_4	40	20	57
68	N_2	17	50	49
68	CH_4	17	50	83
68	Ar	5	50	6.7
220	N_2	10	100	468
220	CH_4	48	100	265
220	Ar	9.1	100	192
220	Kr	17	100	33
358	N_2	5	200	1300
358	Ar	2.6	200	931

Tabelle 6.2: *Experimentelle Strahllebensdauern für gespeicherte* U^{92+} *Ionen unter Einsatz des ESR-Jettargets [StL98].*

der Abbildung werden die experimentellen Daten zudem mit theoretischen Vorhersagen für den NRC-Prozeß (gepunktete Linie) und den REC-Prozeß (gestrichelte Linie) verglichen. Die Summe beider Querschnitte wird durch die durchgezogene Linie wiedergegeben. Zur Berechnung der REC-Querschnitte wurde auf die Dipolnäherung zurückgegriffen, während die NRC-Querschnitte mit der vereinfachten Form der Eikonalnäherung behandelt wurden. Zudem wurde bei den NRC-Rechnungen nur der Einfang aus der Target K-Schale berücksichtigt, der selbst für abgebremste Projektile den totalen NRC-Querschnitt zu weit über 90% bestimmt. Zusätzlich sei hier angemerkt, daß sich alle Rechnungen auf ein atomares Stickstoff-Target beziehen, wobei die experimentellen Daten durch einen Faktor Zwei dividiert wurden, um dem molekularen Charakter des Targets Rechnung zu tragen. Wie aus der Abbildung 6.2 hervorgeht, befinden sich Theorie und Experiment in hervorragender Übereinstimmung (zur Diskussion der theoretischen Wirkungsquerschnitte vgl. Kapitel 3).

6.3 Röntgenspektren abgebremster Uranionen

Das Wechselspiel zwischen NRC und REC als Funktion der Ionenenergie findet ebenso seinen Niederschlag in den Röntgenspektren, die in Koinzidenz mit der Projektilumladung nachgewiesen wurden [Sto96, Sto96a, StL98]. In der Abbildung 6.3 sind die koinzidenten Röntgenspektren, die jeweils unter einem Winkel von 132° beobachtet wurden, als Funktion der Projektilenergie dargestellt. Die angegebenen Röntgenenergien beziehen sich auf das Laborsystem und es wurde keine Effizienzkorrektur durchgeführt. Deutlich lassen sich folgende generelle Trends aus den Spektren ablesen:

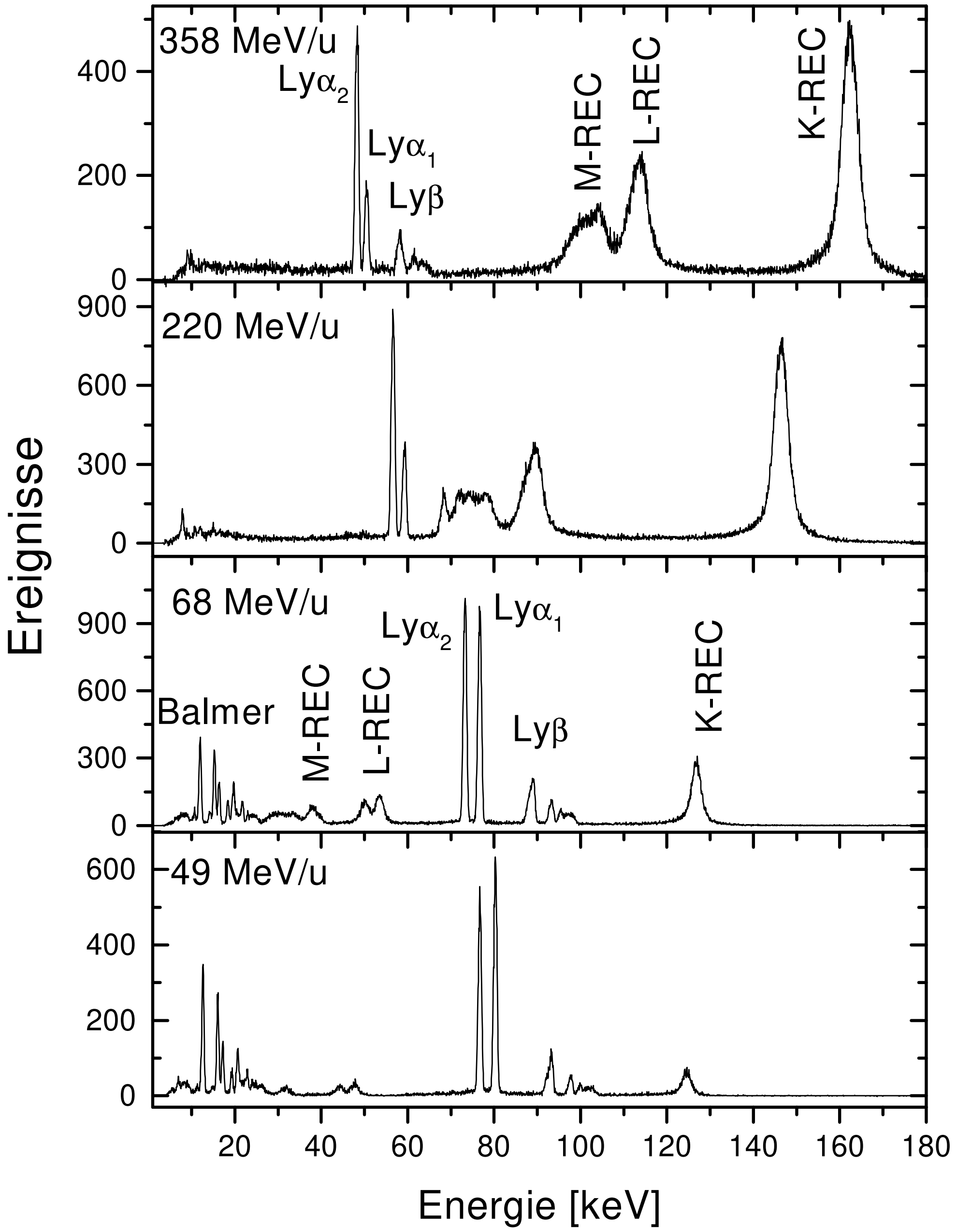

Abbildung 6.3: *Röntgenspektren, aufgenommen bei verschiedenen Projektilenergien am Jettarget des ESR unter einem Beobachtungswinkel von* $132°$ *[Sto96, Sto96a, StL98]. Sämtliche Spektren beziehen sich auf das Stoßsystem* $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{N}_2$ *und wurden in Koinzidenz mit der Projektilumladung registriert. Die angegebenen Röntgenenergien beziehen sich auf das Laborsystem.*

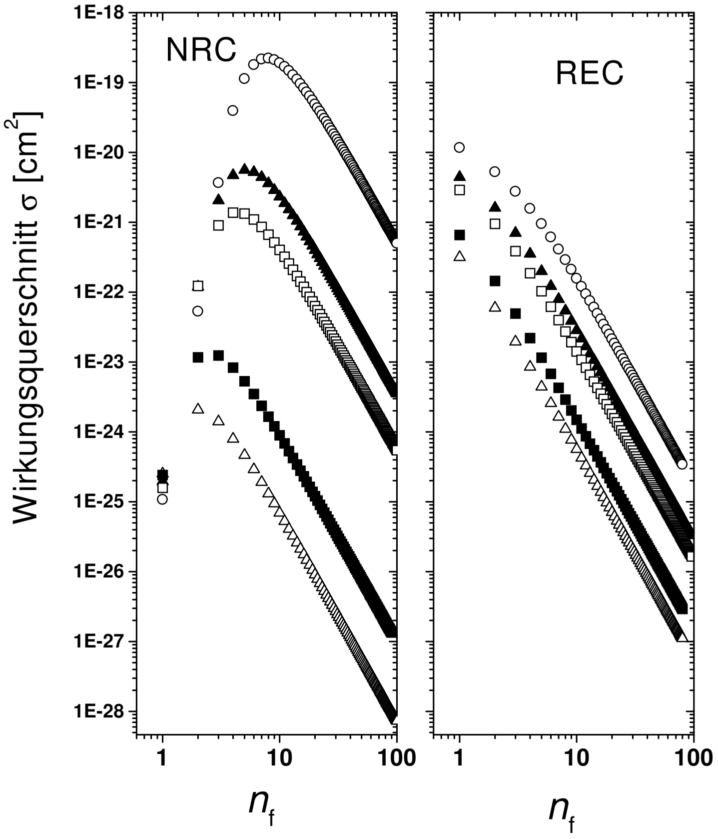

Abbildung 6.4: *Theoretische n_f-Verteilung für den radiativen- und nichtradiativen-Elektroneneinfang in $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{N}_2$ Stößen [StR97]. Die Wirkungsquerschnitte sind für verschiedene Projektilenergien gegeben (○20 MeV/u; ▲49 MeV/u; □68 MeV/u; ■220 MeV/u; △358 MeV/u).*

- Bei den beiden hohen Projektilenergien bestimmt die REC-Strahlung die Röntgenspektren.

- Je niedriger die Projektilenergie ist, desto intensiver ist die charakteristische Lyman-Projektilstrahlung.

- Bei den niedrigsten Energien ist die Lyα_1-Strahlung der intensivste Röntgenübergang und die Balmerstrahlung tritt ähnlich deutlich in Erscheinung. Zudem lassen sich die beiden Feinstrukturkomponenten des L-REC deutlich trennen, was eine Folge der abnehmenden Comptonprofilbreite mit abnehmender Projektilgeschwindigkeit ist.

Besonders bemerkenswert ist, daß – im Gegensatz zu den schnellen Ionen – der Einfang in die abgebremsten Ionen eine intensive Quelle charakteristischer Projektilstrahlung darstellt. Während bei den hohen Energien nur etwa 20% der registrierten Umladungsereignisse zur Emission von Lyman-Strahlung führt, produzieren bei der niedrigsten Energie von 49 MeV/u nahezu 90% aller Einfangsreaktionen Grundzustandsübergänge, was von besonderer Bedeutung für spektroskopische Untersuchungen ist. Ebenso hervorzuheben ist das starke Auftreten der Balmer-Strahlung.

Das diskutierte Erscheinungsbild der Röntgenspektren läßt sich – ebenso wie die totalen Querschnitte – anhand der theoretischen Modelle für die Einfangsprozesse und deren generellem Skalierungsverhalten verstehen. Für den diskutierten Fall des Stoßsystems $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{N}$ sind die berechneten Wirkungsquerschnitte für NRC und REC als Funktion der Projektilhauptquantenzahl n_f für verschiedene Projektilenergien wiedergegeben. Auch hierzu wurde wiederum die Dipolnäherung für REC und für NRC die Eikonalnäherung verwendet. Die Abbildung 6.4 illustriert nicht nur die Bedeutung des NRC-Prozesses für niedrige Projektilenergien, sondern zeigt darüberhinaus, daß NRC fast ausschließlich hohe n_f-Zustände bevölkert, die schließlich über Kaskaden zur Emission von Lyman-Photonen führen [StR97, StL98].

6.3.1 Balmerspektren

Die intensive Balmer-Strahlung, die erstmals im Rahmen dieses Experimentes für schwere H-artige Ionen nachgewiesen wurde, stellt eine weitere bedeutende Quelle von Informationen dar, die bislang experimentell nicht oder nur indirekt zugänglich waren. So ergeben sich aus einer präzisen Untersuchung der Spektren genaue zustandsselektive Informationen über die Einfangsprozesse, die sich wiederum benutzen lassen, um z.B. die **M1**-Kontamination der Lyα_2 -Strahlung zu bestimmen. Im Prinzip läßt sich das Balmer-Spektrum auch zu einer direkten Bestimmung des Dopplerfaktors $D(\beta, \theta)$ nutzen, unter der wohlbegründeten Annahme, daß die Energien der hier auftretenden Röntgenlinien theoretisch genau vorhergesagt werden können.

In Abbildung 6.5 ist das Balmerspektrum gezeigt, das unter dem Vorwärtswinkel von 48° mit dem konventionellen Ge(i)-Detektor bei der Stoßenergie von 68 MeV/u aufgenommen wurde [Sto95, MoS95]. Als Folge der Blauverschiebung der Röntgenlinien unter 48° erweist sich dieser Winkel zur Untersuchung der Balmerspektren als besonders vorteilhaft. Hier treten die Balmer-Übergänge im Laborsystem bei Energien oberhalb 20 keV auf, d.h. weit von der K-Schalenkante des Ge(i)-Detektors entfernt, so daß die Nachweiseffizienz für den Bereich der Balmer-Linien als konstant angesehen werden kann.

Die Energieskala des Balmer-Spektrums in Abbildung 6.5 bezieht sich auf das Emittersystem. Zudem ist in der Abbildung ein Niveaudiagramm dargestellt, aus dem sich die Herkunft der stärksten Röntgenübergänge entnehmen läßt. Die verschiedenen Übergänge zwischen den M- und L-Schalenzuständen lassen sich deutlich auflösen und die Röntgenstrahlung, die vom Zerfall höher gelegener Niveaus stammt, ist ebenso deutlich zu erkennen. Selbst die Rydberg-Seriengrenzen für die $j = 1/2$ und $j = 3/2$ Zustände der L-Schale deuten sich in dem Spektrum an und sind jeweils mit einem Pfeil markiert. Es muß betont werden, daß diese Brillanz des Spektrums Folge

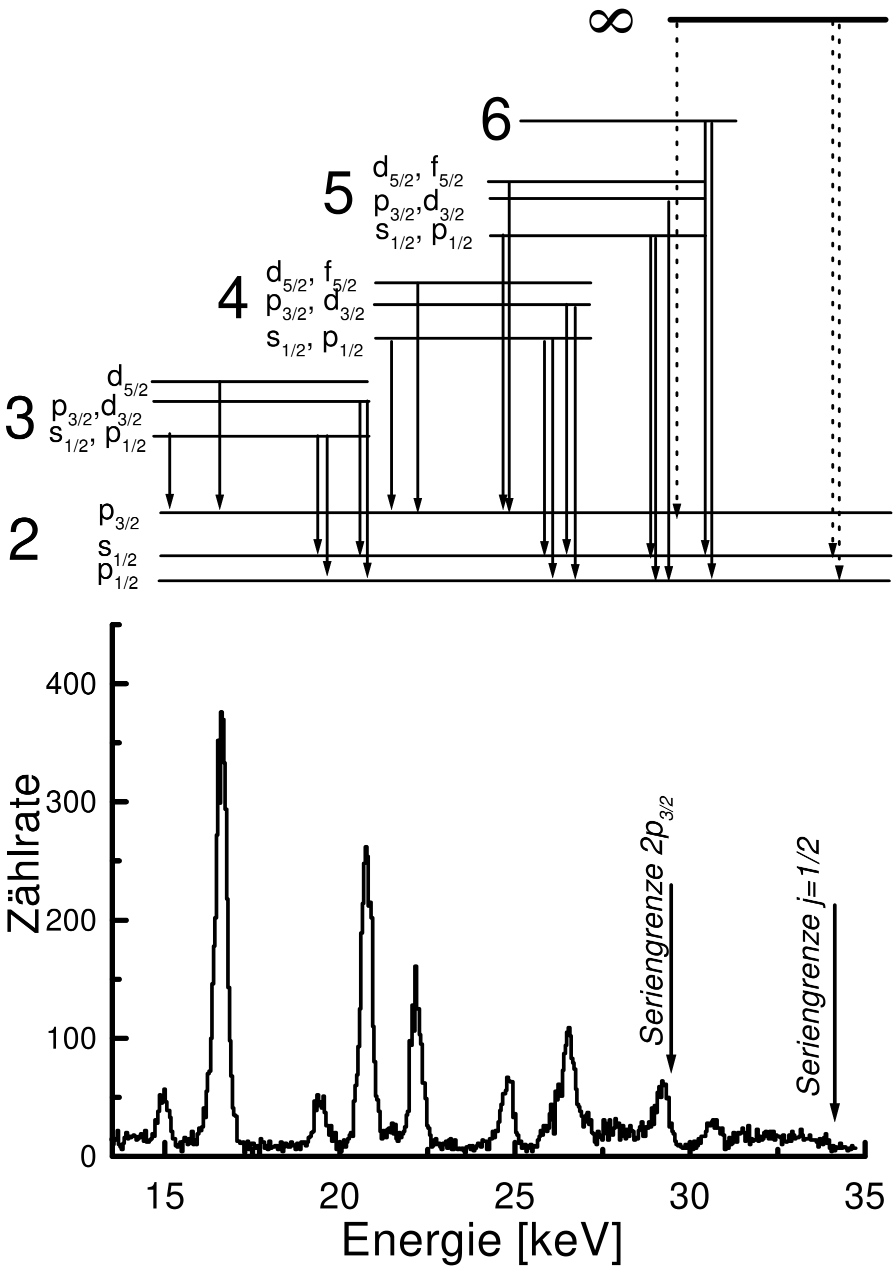

Abbildung 6.5: *Balmerspektrum H-artiger Uranionen ($Z = 92$), aufgenommen am Jettarget bei einer Energie von 68 MeV/u (Emittersystem) [Sto96, StR97]. Das Spektrum wurde für das Stoßsystem $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{N}_2$ in Koinzidenz mit der Projektilumladung unter einem Beobachtungswinkel von 48° registriert. Aus dem Termschema läßt sich die Herkunft der intensivsten Röntgenübergänge entnehmen.*

der Z^4-Skalierung der Feinstrukturaufspaltung ist. Hierdurch und durch die geringe Dopplerbreite (vgl. Tabelle 6.1) wird erst das große *Auflösungsvermögen* erreicht und die damit verbundene Strukturvielfalt des Spektrums möglich. Selbst Kristallspektrometermessungen der Balmerstrahlung in mittelschweren Elementen können keine vergleichbaren Spektren aufweisen (vgl. z.B. [VeR98]).

Es sei hier auch darauf hingewiesen, daß es im Experiment möglich war, selbst Paschen-Übergänge nachzuweisen. Da jedoch die beobachtete Strahlung im Bereich der Germanium-K-Kante liegt und zudem das Auflösungsvermögen des Detektors nicht geeignet zur Untersuchung der Paschen-Strahlung ist, wäre für eine Untersuchung dieser Übergänge der Einsatz von Si(Li)-Detektoren wesentlich vorteilhafter.

6.3.2 Spektrensimulation

Betrachtet man die Vielfalt der auftretenden Röntgenübergänge, so stellt sich die entscheidende Frage, inwieweit sich die relativen Intensitätsverteilungen theoretisch beschreiben und somit die Spektren im Detail verstehen lassen. Das heißt, wie zuverlässig sind die theoretischen Modelle zur Beschreibung des Elektroneneinfangs in beliebige (n, ℓ, j)-Zustände des Projektils? Insbesondere gilt es zu bedenken, daß für schwere Ionen die Untersuchungen des Elektroneneinfangs sich nahezu ausschließlich auf totale Einfangsquerschnitte beschränkten und bislang keine zustandsselektiven Informationen vorlagen.

Zur Modellierung der Balmer-Spektren wurde ein Ansatz entwickelt, der im folgenden kurz erläutert werden soll:

- Berechnung zustandsspezifischer REC- und NRC-Querschnitte für alle Niveaus $(n_\mathrm{i}, \ell_\mathrm{i}, j_\mathrm{i})$ mit $n_\mathrm{i} \leq 40$ und $\ell_\mathrm{i} \leq 12$.

- Berechnung der Übergangsraten $\Gamma_{\mathrm{i}\to\mathrm{d}}$ für einen beliebigen Zustand $(n_\mathrm{i}, \ell_\mathrm{i}, j_\mathrm{i})$ in alle Zustände $(n_\mathrm{d}, \ell_\mathrm{d}, j_\mathrm{d})$ mit $n_\mathrm{i} > n_\mathrm{d}$ und Bestimmung der Verzweigungverhältnisse $\mathcal{R}_{\mathrm{i}\to\mathrm{d}}$, mit:

$$\mathcal{R}_{\mathrm{i}\to\mathrm{d}} = \frac{\Gamma_{\mathrm{i}\to\mathrm{d}}}{\sum_{\mathrm{d}'} \Gamma_{\mathrm{i}\to\mathrm{d}'}}. \tag{6.2}$$

- Berechnung der Linienintensität $\mathcal{I}_{\mathrm{i}\to\mathrm{d}}$ mit

$$\mathcal{I}_{\mathrm{i}\to\mathrm{d}} = \Gamma_{\mathrm{i}\to\mathrm{d}} \cdot \sigma_\mathrm{d}, \tag{6.3}$$

  wobei σ_d der effektive Bevölkerungsquerschnitt für das Niveau $(n_\mathrm{d}, \ell_\mathrm{d}, j_\mathrm{d})$ ist.

- Berechnung der Übergangsenergien $\Delta E_{\mathrm{i}\to\mathrm{d}}$.

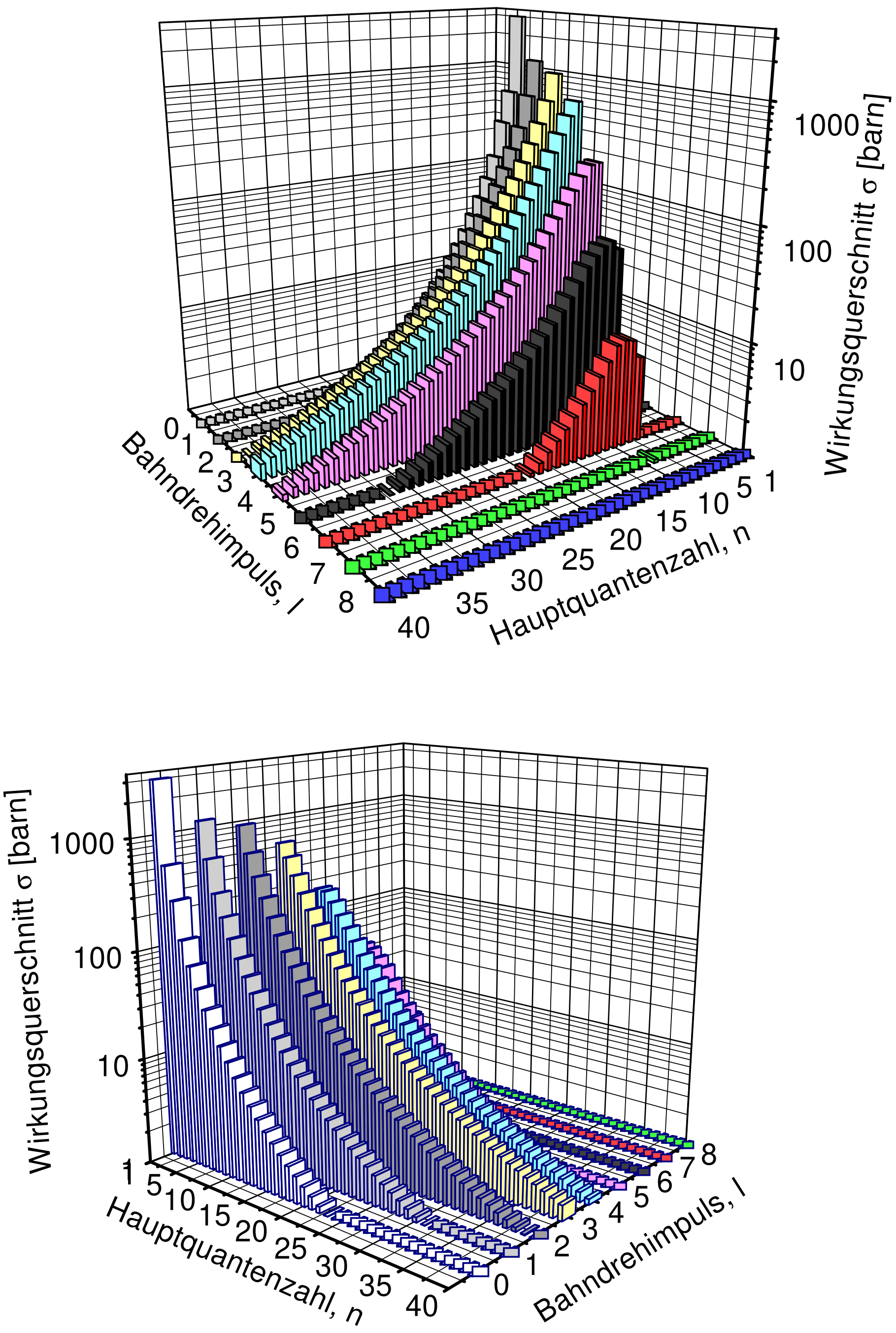

Abbildung 6.6: *Bevölkerungsstruktur von Projektilzuständen für den Elektroneneinfang in 68 MeV/u* $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{N}_2$ *Stößen. Die Querschnittsverteilung ergibt sich aus einer Simulationsrechnung unter Berücksichtigung korrekter relativistischer Querschnitte für den radiativen Einfang [IcS94] und der Eikonal-Näherung für den NRC-Prozesses [Eic81].*

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte wurde die nicht-relativistische Eikonalnäherung in der *Post*-Version verwendet [Eic81, Eic92]. Da der NRC-Prozeß im wesentlichen Zustände mit großen Hauptquantenzahlen ($n_\mathrm{f} \geq 3$) bevölkert, sollte eine nicht-relativistische Beschreibung der atomaren Orbitale ausreichend sein. Des weiteren sollten die verschiedenen relativistischen Effekte, die in der relativistischen Formulierung der Eikonal-Näherung zum Tragen kommen (vgl. Kapitel 3), bei den abgebremsten Ionen keine Bedeutung haben. Von der so bestimmten $(n_\mathrm{d}, \ell_\mathrm{d})$-Verteilung wurde unter Berücksichtiung des statistischen Gewichtes $(2j_\mathrm{d}+1)$ auf die Besetzung der $(n_\mathrm{d}, \ell_\mathrm{d}, j_\mathrm{d})$-Niveaus geschlossen.

Analog wurden die REC-Querschnitte auf der Basis der nicht-relativistischen Dipolnäherung berechnet, wobei für alle Zustände mit $n_\mathrm{d} < 6$ auf korrekte relativistische Wirkungsquerschnitte zurückgegriffen wurde [IcS94, Eic98]. Bei der höchsten Stoßenergie wurden ausschließlich die relativistischen Querschnitte verwendet. Das Problem, das sich bei dieser Vorgehensweise stellt, sind die relativen Einfangsquerschnitte für REC und NRC. Während die theoretischen REC-Querschnitte sehr präzise sind, kann die nicht-relativistische Eikonalnäherung, bei der ausschließlich die *Post*-Formulierung benutzt wird, die Querschnitte durchaus unterschätzen. Um einen hierdurch bedingten Fehler bei der Spektrensimulation auszuschließen, wurden die totalen NRC-Querschnitte auf die theoretischen Daten normiert, die sich aus der *Higher-Potential Beschreibung* der Eikonaltheorie ergeben. Eine ausführliche Diskussion der Problematik der Potentialauswahlkriterien ist in der Referenz [RyS96] gegeben (vgl. hierzu auch Kapitel 3). Das *Higher-Potential*-Kriterium wurde auch zur Beschreibung der totalen Querschnitte verwendet, deren Resultate sich in hervorragender Übereinstimmung mit den experimentellen Daten befinden (vgl. Abbildung 6.2).

Für den Fall $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{N}_2$ bei 68 MeV/u ist in Abbildung 6.6 die berechnete Zustandsverteilungen für den Elektroneneinfang dargestellt, bei der sowohl der REC- als auch der NRC-Prozeß berücksichtigt wurde. Hier ist die Querschnittsverteilung wesentlich durch den NRC-Prozeß bestimmt, die ein ausgeprägtes Maximum für $n_\mathrm{max} \approx \ell_\mathrm{max} = 3$ aufweist, während sie für größere n, ℓ-Werte monoton abfällt. Der REC-Prozeß bestimmt hingegen den Einfang in die s-Zustände und erklärt den hohen Einfangsquerschnitt, der für den Grundzustand zu beobachten ist.

Die Berechnung der Übergangsraten erfolgte relativistisch korrekt für alle Zustände mit $n \leq 7$. Hierzu wurde das Strukturprogramm GRASP verwendet [Dya89] bzw. die Gleichung 2.13 direkt ausgewertet. Aufgrund des sehr aufwendigen Verfahrens wurden für die höher gelegenen Niveaus nur noch die elektrischen Dipolübergänge berücksichtigt [Omi83, StH91]. Trotzdem war es für eine Simulation der Röntgenspektren erforderlich, mehr als 7000 Übergangsraten zu bestimmen, um alle Niveaus bis zu $n = 40$ in die Berechnungen einzuschließen.

Die Berechnung der Übergangsenergien erfolgte auf der Basis der Dirac-Gleichung. Zudem wurden die wesentlichen QED-Korrekturen für alle Zustände mit $n_\mathrm{f} \leq 5$ berücksichtigt. Schließlich wurden die Linienintensitäten mit einer Gaußverteilung gefaltet. Um die experimentellen und theoretischen Spektren vergleichen zu können, wurde

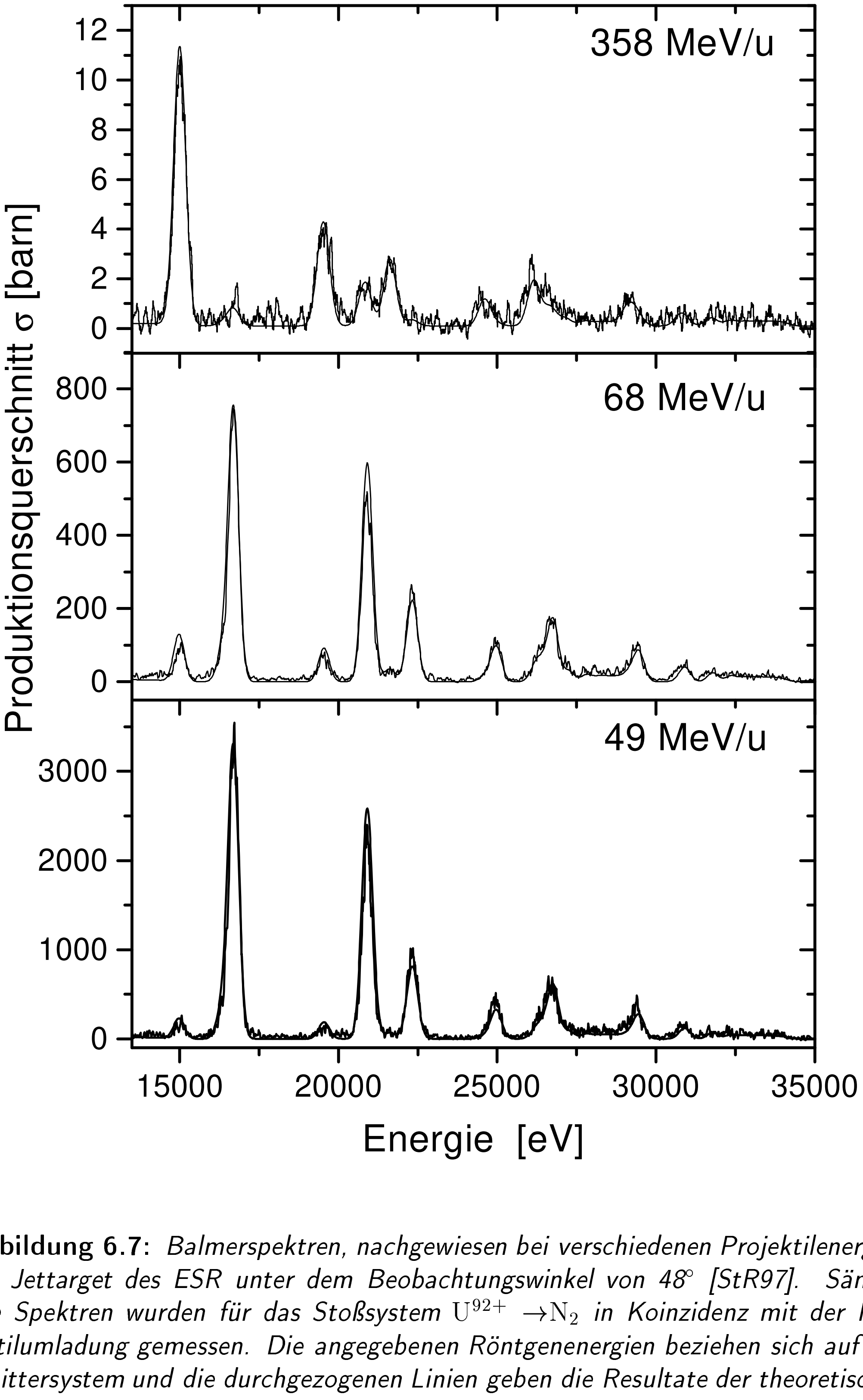

Abbildung 6.7: *Balmerspektren, nachgewiesen bei verschiedenen Projektilenergien am Jettarget des ESR unter dem Beobachtungswinkel von 48° [StR97]. Sämtliche Spektren wurden für das Stoßsystem* $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{N}_2$ *in Koinzidenz mit der Projektilumladung gemessen. Die angegebenen Röntgenenergien beziehen sich auf das Emittersystem und die durchgezogenen Linien geben die Resultate der theoretischen Spektrensimulationen wieder (vgl. Text).*

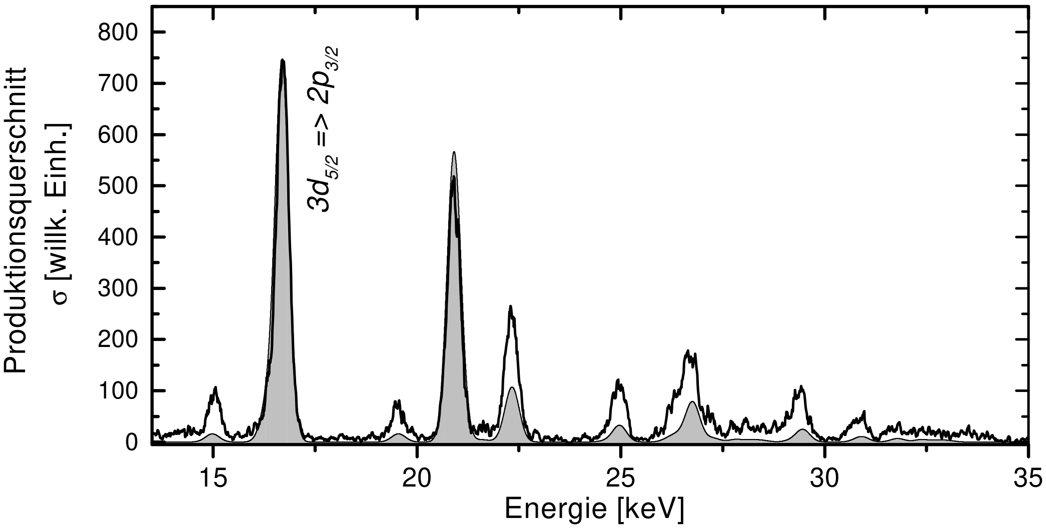

Abbildung 6.8: *Balmerspektrum von* U^{91+} *im Vergleich mit einer Spektrensimulation (ausgefüllte Fläche) (*$\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{N}_2$*, 68 MeV/u). Hierbei wurden die NRC-Querschnitte in der OBK-Näherung bestimmt. Zum Vergleich wurde das theoretische Spektrum auf die gemessene Intensität des* $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ *Übergangs normiert.*

die Intensität der experimentellen Spektren mit einem konstanten Faktor multipliziert, der durch ein χ^2-Verfahren bestimmt wurde.

In Abbildung 6.7 sind die gemessenen Balmer-Spektren H-ähnlicher Uranionen im Vergleich mit der theoretischen Spektrensimulation dargestellt. Die Daten wurden für das System $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{N}_2$ mit den Stoßenergien von 358, 68 und 49 MeV/u gewonnen. In allen drei Fällen ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und der theoretischen Modellrechnung festzustellen. Erneut weist auch das Erscheinungsbild der Balmerspektren eine sehr starke Abhängigkeit von der Stoßenergie auf, die offensichtlich hervorragend durch die theoretischen Einfangsmodelle beschrieben wird. Während bei der hohen Energie das Spektrum durch $s \rightarrow p$ Übergänge bestimmt ist, treten bei den niedrigen Energien im wesentlichen Dipolübergänge mit $\ell \rightarrow \ell - 1$ auf. Somit spiegeln die Balmer-Spektren offensichtlich sehr sensitiv die (n, ℓ)-Verteilung der Einfangsprozesse wieder und die gefundene gute Übereinstimmung mit den Modellrechnungen zeigt, daß die relative Bevölkerungsverteilung sehr genau verstanden werden kann.

Die Voraussetzung für die gefundene Übereinstimmung war eine angemessene Beschreibung der Bevölkerungsmechanismen. So erfolgten ebenso Simulationsrechnungen auf der Basis der OBK-Näherung, die selbst heutzutage noch häufig zur Behandlung des NRC-Prozesses verwendet wird. Hier konnte keine Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden erzielt werden (vgl. Abbildung 6.8). Das vollständige Versagen der OBK-Näherung hat seine Ursache in der fehlenden Berücksichtigung der Coulombstörung der Targetwellenfunktionen, die offensichtlich von ausschlagge-

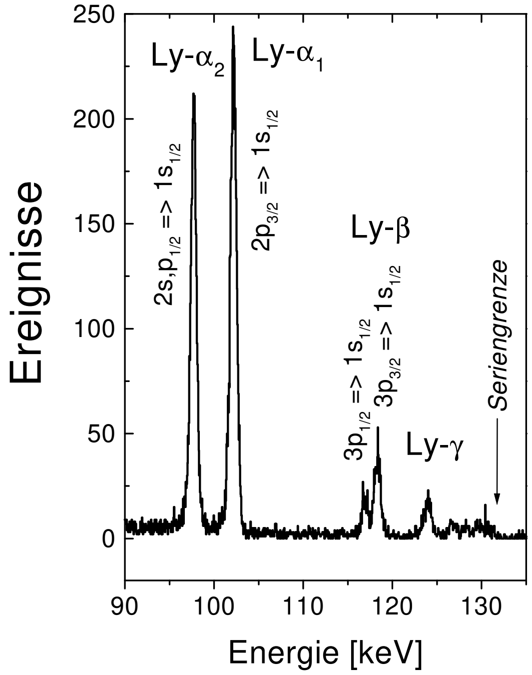

Abbildung 6.9. Lymanspektrum von U^{91+}, aufgenommen bei einer Projektilenergie von 68 MeV/u mit einem Segment des granularen Detektors unter einem Beobachtungswinkel von 48° ($\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{N}_2$) [MoS95, Sto96]. Das Spektrum wurde in Koinzidenz mit der Projektilumladung registriert. Die angegebenen Röntgenenergien beziehen sich auf das Emittersystem.

bender Bedeutung sind. Im Vergleich zur Eikonalnäherung hat dies zur Folge, daß die ℓ-Verteilung um eine Einheit in Richtung höherer Drehimpulse verschoben ist. Daß es bereits hierdurch zu einer wesentlichen Änderung der Röntgenemissionscharakteristik kommt, unterstreicht die Bedeutung der Balmerspektren für eine zustandsselektive Überprüfung theoretischer NRC-Beschreibungen.

6.3.3 Lyman-Strahlung und die Bedeutung der magnetischen Dipol- und elektrischen Quadrupolstrahlung

Betrachtet man die Lyman-Strahlung abgebremster Uranionen, so wird ein weiterer Vorteil der niedrigen Ionengeschwindigkeit ersichtlich, nämlich die geringe Dopplerbreite. Hierdurch ist es erstmals am Jettarget möglich, selbst die Aufspaltung der Lyβ-Strahlung in zwei Komponenten nachzuweisen. In Abbildung 6.9 ist das Lyman-Spektrum dargestellt, das mit einem Segment des granularen Detektors aufgenommen wurde, der unter 48° die Röntgenemission beobachtete. Deutlich ist in dem Spektrum neben der Aufspaltung der Lyα-Linie auch die Trennung der Lyβ-Linie in zwei Feinstrukturkomponenten zu erkennen. In dem Spektrum sind zudem die wesentlichen Übergänge, die zu den beobachteten Röntgenlinien beitragen, gekennzeichnet. Die Aufspaltung der Lyβ-Strahlung bietet grundsätzlich die Möglichkeit, durch genaue Vermessung der Linienschwerpunkte relativ zu dem der Lyα_1-Linie, die Dopplerkorrektur $D(\beta,\theta)$ direkt aus den Spektren zu bestimmen, da der energetische Abstand zwischen zwei p-Niveaus von der Theorie sehr genau beschrieben werden kann. Die

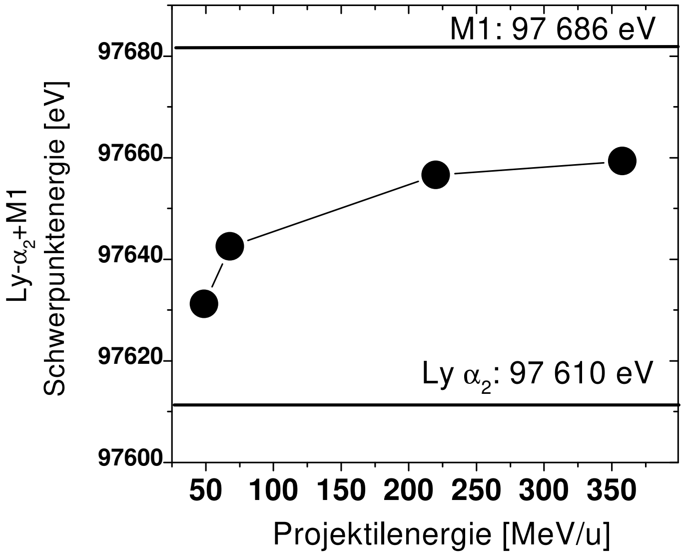

Abbildung 6.10: *Linienschwerpunkt der* $\mathrm{Ly}\alpha_2$*-***M1***-Linie als Funktion der Stoßenergie für das System* $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{N}_2$*. Die starke Variation hat seine Ursache in der unterschiedlich starken* **M1** *Kontamination. Alle dargestellten Resultate sind Ergebnis der diskutierten Spektrensimulation.*

wesentliche Frage, die sich hierbei stellt, ist, inwieweit die dominanten elektrischen Dipolübergänge von zusätzlichen Röntgenlinien kontaminiert sind, die experimentell nicht aufgelöst wurden.

Bekanntestes Beispiel hierfür ist die Überlagerung der **M1**-Linie mit dem $2p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Übergang. Gleiches gilt für den $3p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Übergang, der sich experimentell nicht von der magnetischen $3s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Linie unterscheiden läßt (vgl. hierzu die Übergangsraten in Tabelle 2.5). Ebenso kann die $3p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Strahlung grundsätzlich von den elektrischen Quadrupolzerfällen der $3d$-Niveaus überlagert werden. Die Energiedifferenz zwischen dem $3p_{3/2}$ und dem $3d_{5/2}$-Zustand beträgt 355 eV und ist somit wesentlich kleiner als die experimentelle Auflösung.

Im Rahmen des im vorhergehenden Abschnitts diskutierten theoretischen Modells lassen sich sehr genaue Abschätzungen für die relativen Beiträge der magnetischen Dipol- und der elektrischen Quadrupolstrahlung zu den beobachteten Linienintensitäten gewinnen. So kann aus Abbildung 6.10 der Linienschwerpunkt für die Lyα_2 -Linie als Funktion der Stoßenergie entnommen werden, der sich aus der Berücksichtigung der **M1**-Kontamination und aus den theoretischen Bindungsenergien in Tabelle 2.2 ergibt. Der berechnete relative Beitrag der **M1**-Kontamination der Lyα_2 -Linie ist zudem in Abbildung 6.11 dargestellt. Die Daten beziehen sich auf das Stoßsystem U^{92+} $\rightarrow$N$_2$. Unter der konservativen Annahme, daß die Bevölkerung der angeregten Niveaus mit einer Genauigkeit von 5% bestimmt werden kann, folgt eine Unsicherheit von ±1 eV für die angegebenen Schwerpunktenergien. Deutlich ist aus der Abbildung

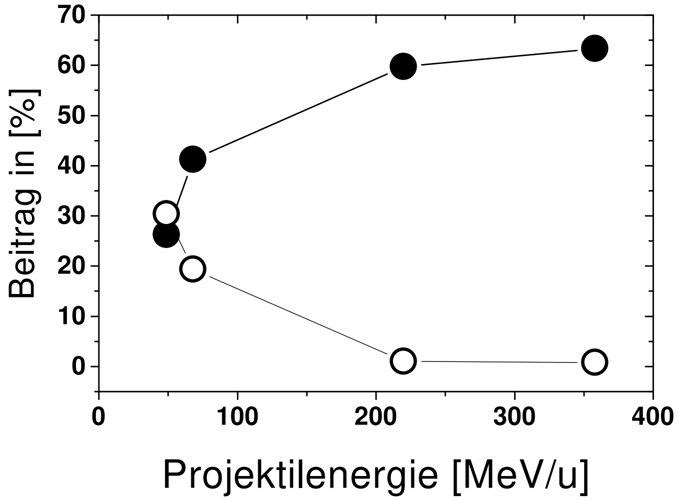

Abbildung 6.11: *Der prozentuale Anteil der* **E2***-Kontamination an der beobachtbaren Ly*β_1*-Strahlung (* ○*) und der* **M1***-Kontamination an der beobachtbaren Ly*α_2*-Strahlung (* ●*) als Funktion der Stoßenergie. Die dargestellten Daten sind das Ergebnis der diskutierten Spektrensimulation für das Stoßsystem* $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{N}_2$.

zu entnehmen, daß aufgrund des **M1**-Beitrags sich der Linienschwerpunkt im Bereich zwischen 358 MeV/u und 49 MeV/u um 30 eV verschiebt. Die übliche Annahme einer statistischen Bevölkerung der Niveaus (siehe z.B. [BrC90, BeF93, StM93b]), die zwangsläufig keine Energieabhängigkeit kennt, wäre demzufolge völlig unzureichend.

Wie bereits aus der Tabelle 2.5 hervorgeht, tragen für U^{91+} die Quadrupolübergänge zu etwa 4% bis 5% zur totalen Zerfallsrate der $3d$-Zustände bei. Bei den niedrigen Energien kommt es durch bevorzugte Bevölkerung von Niveaus mit hohen Bahndrehimpulsen zur einer starken Gewichtung der d-Zustände. Den Modellrechnungen nach bestimmen die Quadrupolbeiträge mit bis zu 30% die beobachtbare Intensität der $3p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Linie. In Abbildung 6.11 ist die Energieabhängigkeit der Quadrupolbeiträge zur Lyβ_1-Strahlung dargestellt, wie sie sich aus den Simulationsrechnungen ergibt. Der einzige Lyman-Übergang, der demzufolge bei den niedrigen Energien für eine interne Dopplerkorrektur genutzt werden kann, ist die Lyβ_1-Linie. Hier tritt zusätzlich nur der **M1**-Zerfall des $3s$-Niveaus auf, dessen Beitrag zum einen sehr klein ist ($< 1\%$) und zum anderen hinreichend gut abgeschätzt werden kann. Hingegen können bei den hohen Stoßenergien die elektrischen Quadrupolübergänge praktisch vernachlässigt werden.

Zusammenfassend sind die berechneten **M1**- und **E2**-Beiträge zu den Lyβ-, Lyγ-, Lyδ-Linien in Abbildung 6.12 wiedergegeben. Die Berechnungen beziehen sich auf das Stoßsystem $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{N}_2$ bei 68 MeV/u. Im Gegensatz zu den **M1**-Übergängen ist ein Vergleich zwischen den theoretischen und experimentellen Lyβ-Spektren nicht sehr aussagekräftig, so daß hieraus eine interne Dopplerkorrektur gewonnen werden

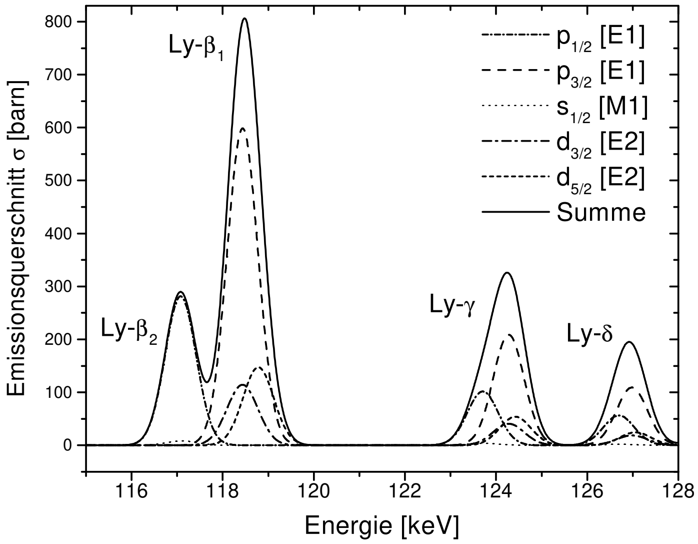

Abbildung 6.12. *Simuliertes Lyman-Spektrum H-artiger Uranionen, produziert durch Elektroneneinfang in* U^{92+} $\rightarrow\mathrm{N}_2$ *Stößen (68 MeV/u). Die individuellen* **E1**-, **M1**-, **E2**- *Beiträge zur Linienintensität sind separat wiedergegeben.*

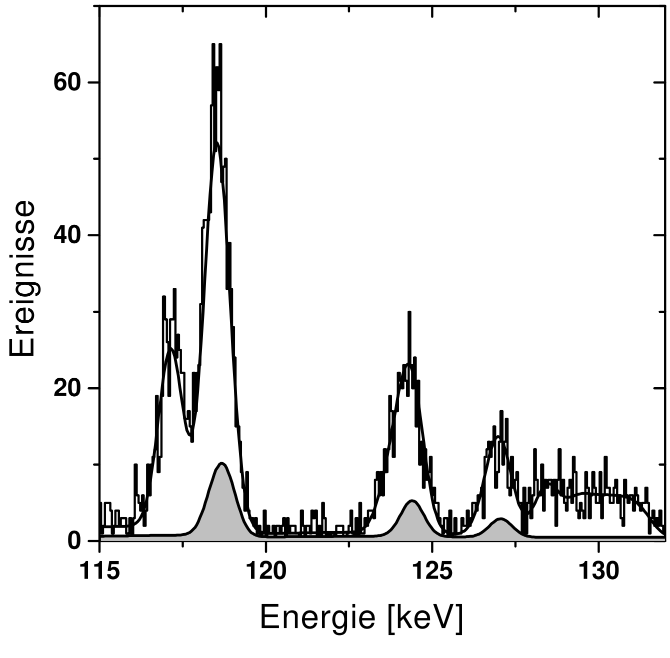

Abbildung 6.13. *Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Ly*$\beta, \gamma, ...$*-Spektren für die Stoßenergie von 68 MeV/u* U^{92+} $\rightarrow\mathrm{N}_2$. *Die berechneten höheren Ordnungsbeiträge zur Photonenemission (***M1*** bzw.* **E2***) sind durch die ausgefüllte Fläche separat wiedergegeben.*

könnte. Grund hierfür ist die Tatsache, daß die vom Zerfall der $j = 3/2$- und $j = 5/2$-Niveaus stammende Strahlung stark anisotrop sein kann (vgl. [Eic98]). Trotzdem unterstreicht der direkte Vergleich zwischen experimentellen und theoretischen Ly$\beta, \gamma, ...$-Spektren (vgl. Abbildung 6.13), daß ohne Berücksichtigung der höheren Ordnungsbeiträge zur Photonenemission die beobachteten Intensitätsverhältnisse nicht verstanden werden können und somit erstmals für K-Schalenübergänge in H-artigen Ionen Quadrupolbeiträge nachgewiesen werden konnten.

Kapitel 7

Experimente zur $1s$-Lamb-Verschiebung in schweren H-artigen Ionen

Die individuellen Experimente, die bislang zur $1s$-Lamb-Verschiebung durchgeführt wurden, verwendeten teilweise sehr unterschiedliche Methoden und Techniken. Die eigentliche Strategie zur experimentellen Bestimmung der Lamb-Verschiebung ist jedoch in allen Untersuchungen die gleiche und kann schematisch wie folgt zusammengefaßt werden:

- Produktion nackter Schwerionen,
- Bevölkerung der angeregten Niveaus durch Elektroneneinfang,
- Nachweis der Lyman-Strahlung,
- Bestimmung der Linienschwerpunkte der Röntgenlinien,
- Transformation der Resultate in das Emittersystem,
- und schließlich folgt aus der Differenz zwischen den Meßresultaten und der Vorhersage der Dirac-Theorie für einen punktförmigen Kern die $1s$-Lamb-Verschiebung. Hierbei wird zudem die Bindungsenergie des $2p_{3/2}$-Zustands als bekannt vorausgesetzt.

Basierend auf den in den vorangegangenen Kapiteln erörterten Emissionseigenschaften schwerer H-artiger Projektile und den Experimentierbedingungen am Speicherring ESR, werden im folgenden die durchgeführten Experimente zur $1s$-Lamb-Verschiebung vorgestellt und diskutiert. Auch die Experimente sollen nicht unerwähnt bleiben, die zur Lamb-Verschiebung in schweren Projektilen vor Inbetriebnahme des Speicherrings durchgeführt wurden. Ein Vergleich dieser Untersuchungen mit den

Ring-Experimenten ist sehr instruktiv und veranschaulicht erst die exzellenten Experimentbedingungen, die der Speicherring ESR bietet.

Zuvor muß aber auf einen bedeutenden technischen Aspekt aufmerksam gemacht werden, der sich zwangsläufig aus den hohen Energien der spektroskopisch zu untersuchenden Röntgenübergängen ergibt (zwischen 50 keV und 250 keV im Laborsystem), also ein Energiebereich, der üblicherweise der γ-Strahlung zugeordnet wird. Hier können nur Halbleiterdetektoren eine ausreichende Nachweiseffizienz gewährleisten, die folglich auch in allen Untersuchungen zur $1s$-Lamb-Verschiebung in schweren Ionen zum Einsatz kamen. Die hierdurch garantierte hohe Nachweiseffizienz (sie liegt abhängig von der Kristalldicke und der Photonenenergie im Bereich zwischen 40% und 100%), war insbesondere bei den ersten Experimenten zur $1s$-Lamb-Verschiebung absolut erforderlich, um die relativ niedrige Photonenintensität zu kompensieren. Grundsätzlich verfügen diese Detektoren über Auflösungen von 500 eV bis 600 eV bei 122 keV. Bei dieser Auflösung stellt bereits die Bestimmung von Linienschwerpunkten mit einer Genauigkeit von wenigen eV eine experimentelle Herausforderung dar. Diese Genauigkeit kann nur gewährleistet werden, wenn die Kalibrierungsquellen sorgfältig ausgewählt werden, so daß sich die Kalibrierungslinien möglichst nahe an den zu untersuchenden Röntgenlinien befinden. Zur Spektroskopie der Grundzustandsübergänge in schweren Ionen haben sich hierfür ^{182}Ta und ^{179}Yb als besonders geeignet herausgestellt. Sie verfügen zum einen über eine Vielzahl von Eichlinien im Bereich zwischen 50 und 300 keV, deren Energien sehr präzise bekannt sind [HeG75, HeJ81]. Außerdem werden häufig auch die γ-Quellen ^{57}Co, ^{133}Ba und ^{241}Am eingesetzt.

7.1 Experimente mit Festkörpertargets

Das erste Experiment zur $1s$-Lamb-Verschiebung an sehr schweren H-artigen Ionen wurde bereits 1990 von Briand [BrC90] am BEVALAC-Beschleuniger durchgeführt. Bei dieser Untersuchung erfolgte die Produktion der Grundzustandsübergänge in H-artigem Uran durch Stöße mit Silberatomen bei einer Projektilenergie von 400 MeV/u.

Die experimentellen Randbedingungen waren hierbei wesentlich schwieriger als am Speicherring ESR. Aufgrund der Strahlintensität von ca. 10^5 Ionen/s belief sich die maximale Ausbeute an nackten Uranionen auf ca. 4×10^4 Ionen/s. Folglich wurde ein sehr schweres und dickes Festkörpertarget (20 μm Ag) verwendet, um eine möglichst hohe Intensität an nutzbaren Lyα-Photonen zu gewährleisten. Der Nachteil dicker Produktionstargets ist jedoch der extrem hohe Röntgenuntergrund als Folge sekundärer Bremsstrahlung. Somit war der Einsatz eines Mosaikkristalls erforderlich, der als Spiegel für die Lyα-Photonen diente und einen Germanium-Detektor beleuchtete. Hierdurch konnte die Lyα-Strahlung detektiert werden, ohne daß der Detektor direkt der Röntgenemission aus dem Targetbereich ausgesetzt war. Der eigentliche Nachweis der Lyman-Strahlung erfolgte schließlich ohne zusätzliche Koinzidenzbedingungen unter einem Beobachtungswinkel von 147°.

Ein typisches Röntgenspektrum, das in diesem Experiment gemessen wurde, ist in

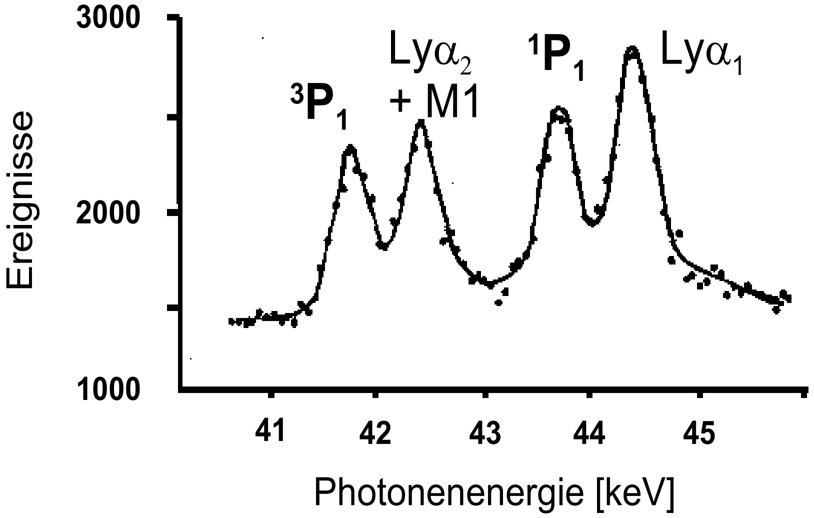

Abbildung 7.1: *Röntgenspektrum der Grundzustandsübergänge in H- und He-artigem Uran, nachgewiesen von Briand [BrC90] am BEVALAC-Beschleuniger. Das Spektrum wurde bei einer Projektilenergie von 400 MeV/u in Stößen mit einem Silbertarget unter einem Beobachtungswinkel von 147° aufgenommen.*

Abbildung 7.1 dargestellt (das Spektrum wurde der Ref. [BrI89] entnommen). Aufgrund der fehlenden Koinzidenzbedingungen weisen die stark rotverschobenen Grundzustandsübergänge in H- und He-artigem Uran einen hohen Untergrund auf.

Die Auswertung der Spektren ergab für die beiden Lyα-Linien die Werte von 102 313 eV (Lyα_1) und 97 744 eV (Lyα_2) bei einem Gesamtfehler von 130 eV [BrI89] (vgl. Tabelle 7.1). Der Fehler ist im wesentlichen auf die Unsicherheit in der Strahlenergie zurückzuführen (120 eV), der sich zum einen zusammensetzt aus der Genauigkeit der BEVALAC-Energie von $\Delta E/E = 3 \times 10^{-3}$ und zum anderen aus der Unsicherheit, die durch den Energieverlust der Ionen im Target hervorgerufen wurde.

Aus dem Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Dirac-Theorie wurde aus diesem ersten Experiment ein Wert für die $1s$-Lamb-Verschiebung von 325 eV ± 133 eV hergeleitet, der sich in Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage von Johnson und Soff [JoS85] befindet (vgl. Tabelle 7.1).

7.1.1 Erstes Experiment am Fragment-Separator

Auch bei der GSI wurde bereits vor Inbetriebnahme des ESR eine erste Untersuchung zur Lamb-Verschiebung in schweren Ionen durchgeführt. Das Experiment erfolgte am Fragment-Separator der GSI mit H- und He-artigen Bi-Ionen ($Z = 83$) [StM92a]. Der Fragment-Separator (FRS) ist ein hochauflösendes ionenoptisches Spektrometer für Schwerionen [GeA92], das sich direkt hinter dem Synchrotron SIS befindet. Hier

		Theorie	Experiment	Δ(Exp. - Theorie)
U^{91+}	Lyα_1	102 180	102 313 ± 120	+133 ± 130
(1990)	Lyα_2 +**M1**(40%)	97 646	97 647 ± 120	+97 ± 130

Tabelle 7.1: *Ergebnisse des ersten $1s$-Lamb-Verschiebungs-Experiments an schweren Ionen, das für H-artige Uranionen am BEVALAC-Beschleuniger durchgeführt wurde [BrI89] (alle Angaben in eV). Die Daten werden mit den theoretischen Vorhersagen von Johnson und Soff [JoS85] verglichen. Der experimentelle Wert für die $1s$-Lamb-Verschiebung ergibt sich zu 325 eV ± 133 eV. Der theoretische Wert betrug zu dieser Zeit 458 eV [JoS85].*

können atomphysikalische Experimente mit wohl definiertem Eingangsladungszustand durchgeführt werden. Ebenso erlaubt der FRS, die Ladungszustände hinter dem Reaktionstarget zu analysieren und separat nachzuweisen. So war es im Bi-Experiment am FRS erstmals für schwere Ionen möglich, die Projektilphotonen in Koinzidenz mit dem Ladungszustand der Projektile nachzuweisen. Diese Technik sorgt für extrem saubere Röntgenspektren und wird mittlerweile standardmäßig in allen Spektroskopie-Experimenten angewendet (vgl. Kapitel 5).

Als Reaktionstargets wurden dünne ($\sim 100 \mu g/\text{cm}^2$) Festkörperfolien verwendet (C, Al, Ni), die Röntgen- und Umladungsmessungen unter Einzelstoßbedingung erlauben. Die Röntgenemission der Projektile erfolgte unter Einsatz fünffach segmentierter Ge(i)-Detektoren unter einem Beobachtungswinkel von 90°.

Die eigentliche spektroskopische Information wurde bei der Stoßenergie von 82 MeV/u gewonnen. Diese sehr niedrige Energie wurde gewählt, um die Dopplerbreiten möglichst gering zu halten. Die absolute Strahlenergie war hierbei mit einer Genauigkeit von $\Delta E/E$ besser als 10^{-3} bekannt. Der Preis, der für die niedrige Energie bezahlt werden mußte, war jedoch die sehr geringe Intensität. So beträgt bei den niedrigen Energien die Ausbeute nackter Ionen durch den Strippingprozeß nur wenige Prozent. Die maximalen Strahlintensitäten lagen von daher immer deutlich unter 10^6 Teilchen/s.

Die Geometrie des Detektoraufbaus wurde durch eine dreidimensionale optische Vermessung mit einer Genauigkeit von besser als 0.1° festgelegt. Während des Experiments konnte zudem mit ortsauflösenden Teilchenzählern, die unmittelbar vor und hinter dem Target in die Strahlführung eingefahren werden konnten, die Position des Ionenstrahls am Target direkt gemessen und kontrolliert werden. Der Strahldurchmesser am Target betrug weniger als 3 mm.

In Abbildung 7.2 sind die entsprechenden Röntgenspektren für H- und He-artiges Wismut dargestellt [StM92a], die gleichzeitig nachgewiesen und aufgrund der Koinzidenztechnik wohl separiert und nahezu untergrundfrei sind. Die dargestellten Spektren wurden mit einem Segment eines granularen Detektors nachgewiesen.

Zur Datenanalyse wurden die Röntgenspektren aller Segmente unter den verschiedenen Koinzidenzbedingungen herangezogen. Unter Berücksichtigung der extern ver-

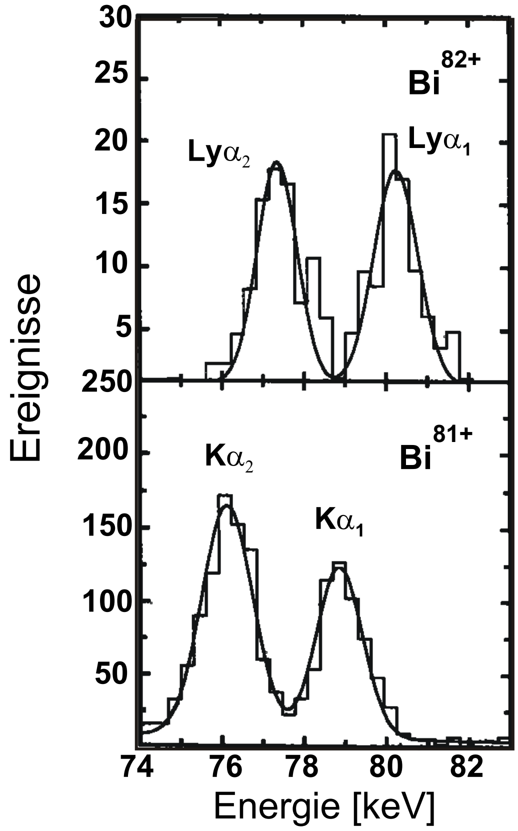

Abbildung 7.2. *Koinzidente Röntgenspektren der Grundzustandsübergänge in H- und He-artigem Wismut, nachgewiesen am Fragment-Separator (Emittersystem) [StM92a]. Die Spektren wurden bei einer Projektilenergie von 82 MeV/u in Stößen mit einem Kohlenstofftarget unter einem Beobachtungswinkel von 88.66° aufgenommen.*

		Theorie	Experiment	Δ(Exp. – Theorie)
Bi^{82+}	Lyα_1	80 143	80 188 ± 100	+45 ± 100
(1992)	Lyα_2 +M1(50%)	77 393	97 647 ± 100(10)	+35 ± 100

Tabelle 7.2: *Ergebnisse des 1s-Lamb-Verschiebungs Experiments an Bi^{82+}, das am Fragment-Separator der GSI durchgeführt wurde [StM92a] (alle Angaben in eV). Die Daten werden verglichen mit den theoretischen Vorhersagen von Johnson und Soff [JoS85]. Der experimentelle Wert für die 1s-Lamb-Verschiebung ergibt sich zu 220 eV ± 100 eV. Der theoretische Wert betrug zu dieser Zeit 260 eV [JoS85].*

messenen Target/Detektor-Geometrie und der bekannten relativen Segmentgeometrie erfolgte die Bestimmung der Beobachtungswinkel für die individuellen Segmente mit einer Genauigkeit von besser als 0.15°. So war es z.B. für den konkreten Fall des Al-Targets und für das mittlere Detektorsegment möglich, den Beobachtungswinkel von 88.66° mit einer Genauigkeit von ± 0.07° festzulegen. Eine detaillierte Beschreibung der Datenanalyse, Kalibrierungstechnik und des geometrischen Aufbaus ist in Ref. [StM92a] gegeben.

Zusammenfassend ermöglichte diese Experimentstrategie die Bestimmung der Übergangsenergien mit einer Genauigkeit von 100 eV und besser (Emittersystem).

Es sei hier noch einmal betont, daß dieser Fehler sich im wesentlichen aus dem statistischen Fehler und den geometrischen Unsicherheiten zusammensetzt. Die gewonnenen Daten für die Lyα-Übergangsenergien in Bi^{82+} sind in der Tabelle 7.2 gegeben, aus denen ein Wert für die $1s$-Lamb-Verschiebung von 220 eV ± 100 eV abgeleitet werden kann, der sich in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage von 260 eV [JoS85] befindet.

7.2 Experimente am Jettarget des ESR

Das erste Spektroskopie-Experiment am ESR wurde für Dysprosiumionen ($Z = 66$) bei einer Ionenenergie von 292 MeV/u am Jettarget durchgeführt. Die Lyman-Strahlung wurde hierbei in Stößen der nackten Dy^{66+} Ionen mit Ar-Atomen durch Elektroneneinfang produziert und in Koinzidenz mit der Projektilumladung nachgewiesen [BeF93]. Der Nachweis der Röntgenemission erfolgte zeitlich aufeinanderfolgend zuerst unter einem Beobachtungswinkel von 48° und schließlich unter 132°. Das experimentelle Arrangement ist nahezu identisch mit dem Aufbau, der schematisch in Abbildung 5.2 dargestellt ist, mit der Ausnahme, daß nur ein Germanium-Detektor zum Einsatz kam.

Die Bestimmung der Strahlgeschwindigkeit erfolgte durch Schottky-Analyse und ermöglichte eine sehr genaue Bestimmung des β-Wertes zu $\beta = 0.6486(1)$, dessen Unsicherheit nahezu keinen Einfluß auf das Endresultat hatte.

Die Beobachtungswinkel des Detektors wurden durch mechanische Justage mit einer Genauigkeit von 0.15° in Bezug auf die ideale ionenoptische Achse des Ionenstrahls und dem angenommenen Schwerpunkt des Wechselwirkungsbereichs zwischen Ionenstrahl und Gastarget bestimmt. Hieraus folgen Unsicherheiten für den Dopplerfaktor $D(\theta, \beta)$ von $2{\times}10^{-3}$ und $9{\times}10^{-4}$ für den Vorwärts- bzw. Rückwärtswinkel. Aufgrund dieser großen Unsicherheit konzentrierte sich die Datenauswertung auf eine korrekte Simulation der unter 132° beobachteten K-REC-Spektralverteilung, um dessen Linienschwerpunkt möglichst genau bestimmen zu können. So läßt sich aus der gemessenen Energiedifferenz zwischen dem K-REC-Schwerpunkt und der Lyman-Strahlung der Dopplerfaktor $D(\beta, \theta)$ herleiten, ohne daß eine Annahme in Bezug auf die K-Schalenbindungsenergie erforderlich ist. Voraussetzung ist jedoch die genaue Kenntnis der K-REC-Spektralverteilung (vgl. hierzu die Diskussion in Abschnitt 5.3.1).

Durch dieses Verfahren wurde das gemessene Lyα-Doublet dopplerkorrigiert und die Energie der Lyα_1-Linie ergab sich zu 48 025 eV±38 eV. Der Gesamtfehler berücksichtigt sowohl die Unsicherheiten, die durch die Strahlenergie und die Kalibration bedingt sind, als auch den statistischen Fehler. Zudem wurde mit ±20 eV die Unsicherheit abgeschätzt, die durch das angewandte REC-Modell hervorgerufen sein könnte. Alle Fehlerbeiträge wurden quadratisch zum Gesamtfehler addiert.

Die erreichte Genauigkeit von ±38 stellt ein überraschend genaues Ergebnis dar. Trotzdem war es aufgrund der relativ niedrigen Kernladung von Dysprosium (Z=66)

Dy^{65+}		Theorie	Experiment	Δ(Exp. - Theorie)
(1993)	Lyα_1 :	48 038	48 025 ± 38	–13 ± 38

Tabelle 7.3: *Ergebnis des Experimentes zur* $1s$*-Lamb-Verschiebung in* Dy^{65+}*, das am ESR Jettarget durchgeführt wurde [BeF93] (alle Angaben in eV). Die theoretische Vorhersage wurde der Ref. [JoS85] entnommen.*

nur möglich, die QED-Korrektur für den $1s$-Grundzustand von 97 eV mit einer Genauigkeit von ca. 30% zu testen.

7.2.1 Experiment zur *1s*-Lamb-Verschiebung in U^{91+}

Sowohl das Bi-Experiment am FRS als auch das Dy-Experiment erreichten beachtenswerte Ergebnisse, die zwar noch keinen aussagekräftigen Test der QED-Korrekturen lieferten, jedoch das Potential der SIS/ESR-Beschleunigeranlage für spektroskopische Untersuchungen aufzeigten. Eine wesentlich höhere relative Genauigkeit konnte hingegen in dem ersten Ringexperiment mit H-artigen Uranionen erreicht werden [StM93b].

Das Experiment erfolgte am Jettarget des Speicherrings bei einer Ionenenergie von 294.68 MeV/u, wobei typischerweise 10^7 Uranionen gespeichert werden konnten. Bei dieser Untersuchung wurde die Ionengeschwindigkeit von $\beta = 0.6503(2)$ mit Hilfe der Schottky-Diagnose bestimmt.

Der experimentelle Aufbau und der Photonennachweis beruhte auf der im Abschnitt 5.3 erläuterten Technik, bei der die Photonenemission aus dem Targetbereich gleichzeitig unter Beobachtungswinkeln von 48°, 90° und 132° beobachtet wurde, wobei unter dem *magischen* Winkel von 48° ein segmentierter Streifendetektor zum Einsatz kam (vgl. Abbildung 5.3). Im Uranexperiment betrug als Folge der Dopplerverschiebung die Energieseparation des Lyα-Doublets unter 48° 6 keV (ca. 4.5 keV im Emittersystem), was mit der Dopplerbreite von 1.3 keV zu vergleichen ist, die durch die Winkelakzeptanz der einzelnen Streifen hervorgerufen wird. Somit war in allen Streifen eine sehr gute Auflösung des Lyα-Doublets gewährleistet. Schließlich wurden Gaußverteilungen an die Lyα-Linien eines jeden Detektors angepaßt und so deren Linienschwerpunkte bestimmt.

In Abbildung 7.3 ist das Summenspektrum des granularen Ge(i)-Detektors ($\theta = 48°$) dargestellt (Emittersystem), aufgenommen für das Stoßsystem 295 MeV/u (U^{92+} →Ar). Das Summenspektrum ergab sich aus der Addition aller Spektren der sieben Detektorsegmente, nachdem diese individuell dopplerkorrigiert wurden. Im oberen Teil der Abbildung 7.3 wird zudem das Spektrum (Laborsystem) des mittleren Segments mit dem Spektrum eines Randsegments verglichen, das die größte Blauverschiebung aufweist. Für den Beobachtungswinkel von $\theta = 132°$ ist ein Übersichtsspektrum in Abbildung 7.4 dargestellt.

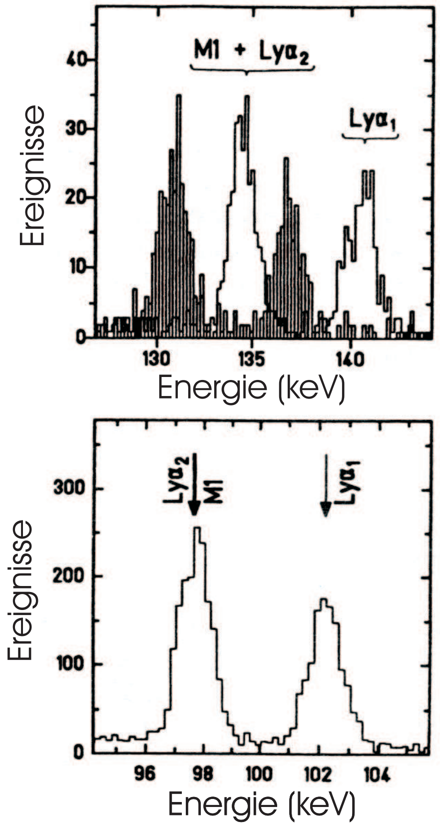

Abbildung 7.3. *Koinzidente Röntgenspektren der Grundzustandsübergänge in H-artigem Uran, nachgewiesen am Jettarget für das Stoßsystem 295 MeV/u* $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow$*Ar [StM93b]. Im oberen Teil der Abbildung ist das Spektrum (Laborsystem) des mittleren Segments des granularen Detektors (*$\theta = 48°$*) verglichen mit dem Spektrum des äußersten Segments, das die größte Blauverschiebung aufweist (Emittersystem). Im unteren Teil der Abbildung ist das Summenspektrum dargestellt (Emittersystem), das sich durch Addition aller Spektren der sieben Detektorsegmente ergab, nachdem diese individuell dopplerkorrigiert wurden.*

Die eigentliche Schwierigkeit bei den Experimenten am Jettarget ist die nur unzureichend genaue Kenntnis der absoluten Position des Wechselwirkungsbereichs zwischen Jettarget und Ionenstrahl. Um diese zu überwinden, wurden alle Detektoren relativ zur idealen ionenoptischen Achse mit einer Genauigkeit von $\pm 0.01°$ eingemessen, um die relative Position der Detektoren zueinander festzulegen. Unter der Annahme, daß der Wechselwirkungsbereich der Ionen mit den Gasatomen für beide Detektoren der gleiche ist, sollte folgende Beziehung zwischen der Röntgenenergie eines Übergangs im Emittersystem E und im Laborsystem gelten:

$$\begin{aligned} E &= \gamma \cdot (1 - \beta \cos \theta_{48}) \cdot E^{48} \\ &= \gamma \cdot (1 - \beta \cos \theta_{132}) \cdot E^{132}, \end{aligned} \tag{7.1}$$

wobei E^{48} und E^{132} die unter den Laborwinkeln nahe 48° (θ_{48}) und nahe 132° (θ_{132}) beobachteten Röntgenenergien sind. Unter der Zwangsbedingung, daß der relative Winkel zwischen den beiden Detektoren bekannt ist, lassen sich aus dieser Beziehung die Winkel (θ_{48}) und (θ_{132}) absolut bestimmen und die Röntgenenergien der Lyα-Strahlung für das Emittersystem herleiten.

Unter Berücksichtigung aller Detektoren bzw. Detektorsegmente wurde mit Hilfe der Beziehung 7.1 und einer Fehlerminimierungsmethode die absoluten Beobacht-

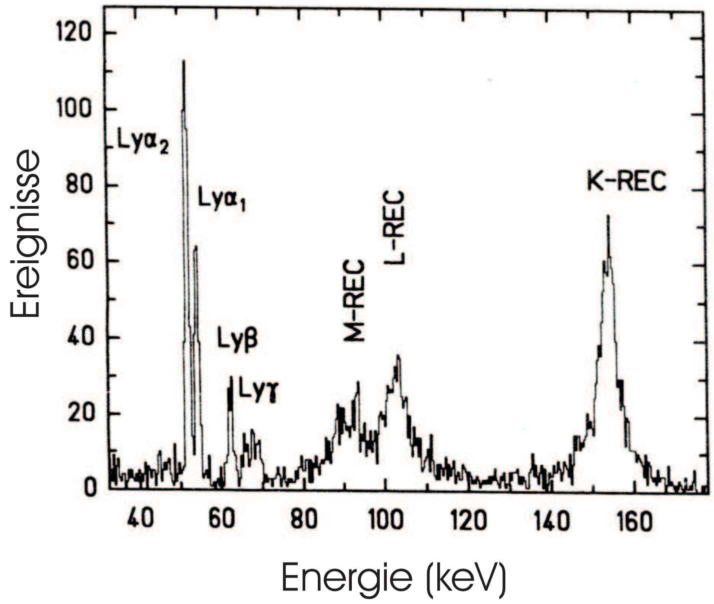

Abbildung 7.4. *Koinzidente Röntgenspektren der Grundzustandsübergänge in H-artigem Uran, nachgewiesen am Jettarget für das Stoßsystem 295 MeV/u* $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{Ar}$ *[StM93b].*

		Theorie	Experiment	Δ(Exp. – Theorie)
U^{91+}	Lyα_1	102 180	102 209 ± 63	+29 ± 63
(1993)	Lyα_2 +**M1**(75%)	97 673	97 706 ± 61	+33 ± 61

Tabelle 7.4: *Ergebnisse des Experiments zur* $1s$*-Lamb-Verschiebung in* U^{91+}*, das am Jettarget des Speicherrings der GSI durchgeführt wurde [StM93b] (alle Angaben in eV). Aus der Ly*α_2*-Übergangsenergie folgt ein Wert für die* $1s$*-Lamb-Verschiebung von 429 eV ± 63 eV. Die Daten werden zudem mit den theoretischen Vorhersagen von Johnson und Soff [JoS85] verglichen. Der theoretische Wert für die* $1s$*-Lamb-Verschiebung betrug zu dieser Zeit 458 eV [JoS85].*

ungswinkel bestimmt. Es muß hier betont werden, daß aufgrund des Einsatzes eines Streifendetektors mit sehr gut bekannter Geometrie diese Methode hochgradig redundant ist. So konnten die absoluten Beobachtungswinkel mit einer Genauigkeit von ±0.04° bestimmt werden (θ_{48} = 48.30(4) und θ_{132} = 131.78(4)). Dieser Fehler ist im wesentlichen statistischer Natur und führt zu einer Unsicherheit von $\Delta E/E$ = 4.5×10^{-4} (Emittersystem). Wird zudem die Unsicherheit in der Strahlgeschwindigkeit berücksichtigt, die einen Fehler von $\Delta E/E$ = 3.1×10^{-4} hervorruft, so folgt eine Genauigkeit von $\Delta E/E$ = 5.5×10^{-4}. Der Fehler, der durch die Strahlgeschwindigkeit bedingt ist, wurde sehr konservativ abgeschätzt, indem er mit dem Fehler gleichgesetzt wurde, wie er durch $\Delta\beta$ unter 132° hervorgerufen wird.

In Tabelle 7.4 sind die experimentell bestimmten Schwerpunkte der Lyα-Übergänge im Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen von Johnson und Soff wiedergegeben. Die hier aufgeführten Fehler berücksichtigen sowohl die bereits diskutierten Fehlerquellen, als auch eine Abschätzung von systematischen Unsicherhei-

U^{91+}	$1s$-Bindungenergie [eV]	$1s$-Lamb-Verschiebung [eV]	$\Delta\beta$ [eV]	Statistische Unsicherheit [eV]	Kalibrierung [eV]
(1993)	131 769±63	429±63	±32	± 46	±30

Tabelle 7.5: *Experimentelle Ergebnisse zur Grundzustands-Bindungsenergie in* U^{91+}*, gemessen am Jettarget des Speicherrings [StM93b]. Die einzelnen Fehlerbeiträge sind separat aufgeführt und wurden quadratisch zum Gesamtfehler aufaddiert.*

ten. Letztere umfaßt die Unsicherheiten, die durch die Spektrenkalibrierung und durch mögliche Instabilitäten des elektronischen Aufbaus hervorgerufen sein könnten. Wie der Tabelle 7.4 zu entnehmen ist, befinden sich die experimentellen Befunde in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen. In dem Fall der Lyα_2-**M1**-Strahlung wurde aus der gemessenen Intensitätsverteilung des Lyman-Doublets die **M1**-Kontamination mit 75% abgeschätzt (80% für das N_2-Target und 70% für das Ar-Target). Wie die neueren Untersuchungen zum **M1**-Beitrag zeigen (siehe Abschnitt 2.3.1), ist dessen Anteil bei den hohen Energien nicht 75% sondern 63% (siehe Abbildung 6.11), woraus ein *theoretischer Wert* für den Lyα_2-Übergang von 97 664 eV folgt.

Zur Bestimmung der $1s$-Lamb-Verschiebung wurde nur das Ergebnis für die Lyα_1-Strahlung verwendet, um möglichst unabhängig von zusätzlichen Annahmen zu sein. Unter Berücksichtigung der Vorhersage der Dirac-Theorie für die Lyα_1-Energie folgt aus dem Experiment ein Wert für die $1s$-Lamb-Verschiebung von 429±63 eV in hervorragender Übereinstimmung mit der Theorie von Johnson und Soff [JoS85].

Zusammenfassend sind in der Tabelle 7.5 die Resultate dieser ersten Strahlzeit zur $1s$-Lamb-Verschiebung in U^{91+} am Speicherring ESR wiedergegeben, die zum damaligen Zeitpunkt den genauesten Test der QED-Theorie in schweren Systemen darstellte.

7.3 Experimente am Elektronenkühler des ESR

Wie bereits im Kapitel 5 beschrieben, können die Experimente am Elektronenkühler als komplementär zu denen am Jettarget angesehen werden. Die sehr unterschiedlichen Randbedingungen führen auch zu einer sehr unterschiedlichen Gewichtung der einzelnen Fehlerquellen, die zum Gesamtfehler beitragen.

Faßt man die im Kapitel 5 geführten Erläuterungen zusammen, so verfügen die Experimente, die am Kühler unter 0° durchgeführt werden, grundsätzlich über folgende Vorteile:

- Vernachlässigbare Dopplerbreiten.
- Unsicherheiten im Beobachtungwinkel beeinträchtigen praktisch nicht die Genauigkeit der Messung.

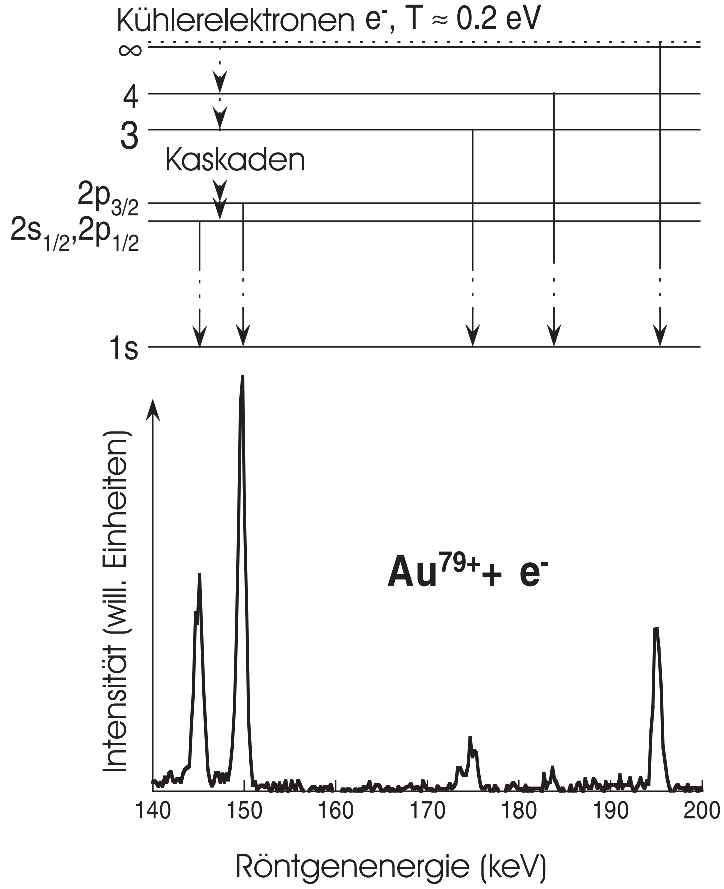

Abbildung 7.5. *Koinzidente Röntgenspektren der Grundzustandsübergänge in H-artigem Gold, nachgewiesen am Elektronenkühler des ESR [BeL94]. Die Bezeichnung 0.2 eV in Bezug auf den Elektronenstrahl bezieht sich auf dessen Temperaturverteilung.*

Die Nachteile sind hingegen:

- Der durch $\Delta\beta$ bedingte Fehler erreicht sein Maximum unter 0°.
- Die Spektralverteilung der Lyα-Übergänge ist äußert kompliziert.

Wie im folgenden ausgeführt wird, überwiegen bei den hohen Energien die Vorteile im Vergleich zu den Targetexperimenten.

7.3.1 Experimente zur *1s*-Lamb-Verschiebung in Au^{78+} und U^{91+}

Am Elektronenkühler wurden bislang zwei Experimente zur Lamb-Verschiebung in schweren H-artigen Ionen durchgeführt und zwar für Gold- und Uranionen [BeL94, BeM95].

Ein typisches Spektrum, das alle Röntenübergänge darstellt, die grundsätzlich bei der Auswertung zur $1s$-Lamb-Verschiebung von Bedeutung sind, ist in Abbildung 7.5 gegeben. Das Spektrum wurde für nackte Au-Ionen bei einer Kühlerspannung von

146 kV aufgenommen [BeL94], was einer Projektilenergie von 266 MeV/u entspricht. Das Termschema zeigt darüberhinaus die Herkunft der einzelnen Linien auf, wobei das Lyα-Doublet und die K-RR-Linie aufgrund ihrer Intensität von besonderer Bedeutung sind. Besonders erwähnenswert ist hierbei, daß der Schwerpunkt der K-RR-Linie am Kühler exakt die dopplerverschobene Grundzustandsbindungsenergie wiedergibt. Unter Berücksichtigung des Linienschwerpunkts der dopplerverschobenen Lyα_1-Linie ($E(Ly\alpha_1)$) und der theoretischen Bindungsenergie für das $2p_{3/2}$ ($E(2p_{3/2})$ ist es hierdurch möglich, den Dopplerfaktor $D(\beta,\theta)$ direkt aus dem Spektrum zu bestimmen, der gegeben ist durch

$$D(\beta,\theta) = \frac{E(K-RR) - E(Ly\alpha_1)}{E(2p_{3/2})}. \tag{7.2}$$

Hieraus war es bereits möglich, den β-Wert unabhängig von zusätzlichen Annahmen mit einer Genauigkeit 2×10^{-4} zu bestimmen.

Wesentlich genauere Werte konnten jedoch aus der Kühlerspannung gewonnen werden, wobei der Zusammenhang zwischen dem Fehler in der Kühlerspannung und der Unsicherheit in β gegeben ist durch:

$$\Delta\beta = \frac{1}{\beta\gamma^3} \cdot \frac{e}{mc^2} \cdot \Delta U. \tag{7.3}$$

Für das Uranexperiment [BeM95], das bei einer Kühlerspannung von 176.437 kV durchgeführt wurde, ergab sich der β-Wert zu 0.66884(3), d.h. er konnte mit einer Genauigkeit von $\Delta\beta/\beta = 5.5\cdot10^{-5}$ bestimmt werden. Zudem wurde die Raumladungskorrektur von -30 V berücksichtigt, die durch das Raumladungspotential des Elektronenstrahls (150 mA) hervorgerufen wurde.

Für die Auswertung der Lyα-Übergänge am Elektronen-Target ist die präzise Modellierung der Spektralverteilung der Röntgenübergänge besonders bedeutsam. Wie bereits eingehend im Kapitel 5 diskutiert, weisen am Elektronenkühler die charakteristischen Projektillinien eine niederenergetische Verbreiterung auf, die Folge einer verzögerten Photonenemission ist, die durch den Elektroneneinfang in hochangeregte Rydbergzustände erklärt werden kann (vgl. Abschnitt 5.2). Dieser Effekt tritt besonders stark bei Uranionen auf und ein entsprechendes Lyα-Spektrum ist in Abbildung 7.6 dargestellt.

In der Abbildung sind die experimentellen Lyα-Linien zusammen mit dem theoretischen Linienprofil wiedergegeben, das zur Bestimmung der Linienschwerpunkte verwendet wurde. Eine detaillierte Beschreibung der theoretischen Spektrensimulation ist in Ref. [Bey95, BeM95] gegeben. Wie aus der Abbildung zu entnehmen ist, beschreibt das theoretische Linienprofil hervorragend die gemessenen Daten.

In Tabelle 7.6 sind die aus der Spektrensimulation resultierenden Unsicherheiten für die Schwerpunktenergien zusammen mit den statistischen Fehlern aufgeführt. Alle in der Tabelle angegebenen Werte beziehen sich auf das Laborsystem und müssen noch in das Emittersystem transformiert werden. Hier kommt ein weiterer großer

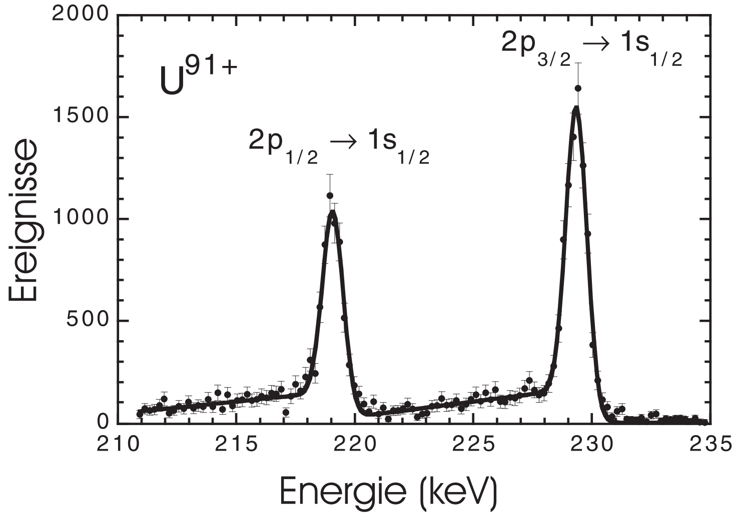

Abbildung 7.6: *Koinzidentes Lyman-Spektrum von H-artigem Uran, nachgewiesen am Elektronenkühler [BeM95]. Die durchgezogene Linie gibt das theoretische Linienprofil wieder, das zur Bestimmung der Schwerpunktenergien verwendet wurde [Bey95a, BeM95].*

	Röntgenlinie	Energie			
U^{91+}	$2p_{3/2} \to 1s_{1/2}$	229 351	+ 19	+ 8	+ 0
(1995)	$2p_{1/2}$,$2s_{1/2} \to 1s_{1/2}$	219 084	+ 25	+ 12	+ 9
	K-RR	295 867	+ 38	+ 0	+ 0

Tabelle 7.6: *Übergangsenergien der Grundzustandsübergänge in* U^{91+}*, gemessen am Elektronenkühler (Laborsystem) [BeM95]. In der zweiten Spalte ist der statistische Fehler und in der dritten Spalte die Unsicherheit, die durch das theoretische Linienprofil bestimmt ist, angegeben. Zudem gibt die vierte Spalte den Fehler an, der durch die* **M1**-*Kontamination der Ly*α_2-*Linie hervorgerufen wird. Alle Angaben in eV.*

	$1s$-Bindungenergie [eV]	$1s$-Lamb-Verschiebung [eV]	Statistische Unsicherheit [eV]	$\Delta\beta$ [eV]
Z=79	93 257.4±7.9	202±7.9	±4.5	±3.4
Z=92	131 810 ±16	470±16	±6.9	±9.1

Tabelle 7.7: *Experimentelle Ergebnisse zur Grundzustands-Bindungsenergie in schweren H-artigen Ionen, die am Elektronenkühler des Speicherrings gewonnen werden konnten [BeL94, Bey95a, BeM95]. Die einzelnen Fehlerbeiträge sind separat aufgeführt und wurden linear zum Gesamtfehler aufaddiert.*

Vorteil der 0°-Spektroskopie zum Tragen, da alle Daten und auch deren Fehler durch die Doppler-Transformation in das Emittersystem (Faktor $\approx$2.2) reduziert werden.

Die aus den beiden Kühlerexperimenten gewonnenen Daten sind in der Tabelle 7.6 und in der Tabelle 7.7 im Vergleich zusammengefaßt [BeL94, Bey95, BeM95]. Die in den Tabellen aufgeführten Gesamtfehler ergeben sich durch lineare Addition des statistischen Fehlers und der Unsicherheit in β.

Vergleicht man die Daten mit den experimentellen Ergebnissen des vorangegangenen Targetexperiments, so läßt sich erneut eine wesentliche Steigerung der experimentellen Genauigkeit feststellen. Die wichtigsten Gründe hierfür sind zum einen die geometrischen Randbedingungen, zum anderen konnten die Kühlerexperimente ganz wesentlich von der zwischenzeitlich gesteigerten Luminosität des Speicherrings und der neuen Technik zur Bestimmung der Strahlgeschwindigkeit profitieren, die sich an der Kühlerspannung und nicht mehr an der Schottky-Diagnose ausrichtet.

7.4 Erstes Experiment mit abgebremsten Uranionen

Das letzte Experiment, das bislang am ESR zur $1s$-Lamb-Verschiebung in schweren Ionen durchgeführt wurde, nutzte die Möglichkeit, selbst nackte Uranionen auf niedrige Strahlenergien abzubremsen [Sto95, MoS95, Sto96, StR97]. Der verwendete experimentelle Aufbau wurde bereits in Kapitel 6 vorgestellt und diskutiert. In diesem Kapitel wurde ebenso die Charakteristik der Röntgenstrahlung abgebremster Uranionen eingehend erörtert.

Das eigentliche Ziel der Messung war eine möglichst genaue Bestimmung der $1s$-Lamb-Verschiebung in H-artigem Uran. Die Strategie, die dem Experiment zugrunde lag, ist eng verwandt mit der Technik, die bereits im ersten Uranexperiment am Jettarget zum Tragen kam (vgl. Abschnitt 7.2.1). Der wesentliche Unterschied besteht jedoch in der Tatsache, daß zum erstenmal abgebremste Ionen eingesetzt wurden und daß die Messung bei unterschiedlichen Strahlenergien erfolgte.

Im folgenden werden nun die wesentlichen Aspekte der Datenauswertung kurz erläutert und die Ergebnisse präsentiert.

7.4.1 Kalibration und Schwerpunktbestimmung

Um den Einfluß elektronischer Schwankungen auf die Ergebnisse möglichst auszuschließen, erfolgten während des Experiments in regelmäßigen Abständen insgesamt über 30 Kalibrierungsmessungen. Bei der Auswertung dieser Daten stellte sich heraus, daß während der dreiwöchigen Strahlzeit elektronische Schwankungen auftraten. Jedoch erwies sich die Steigung der Kalibrierungsgeraden als sehr stabil gegenüber möglichen zeitabhängigen Verschiebungen. Zur Kalibrierung wurden die Daten in mehrere Gruppen unterteilt, in denen keine Schwankungen für die Kalibrierungsgera-

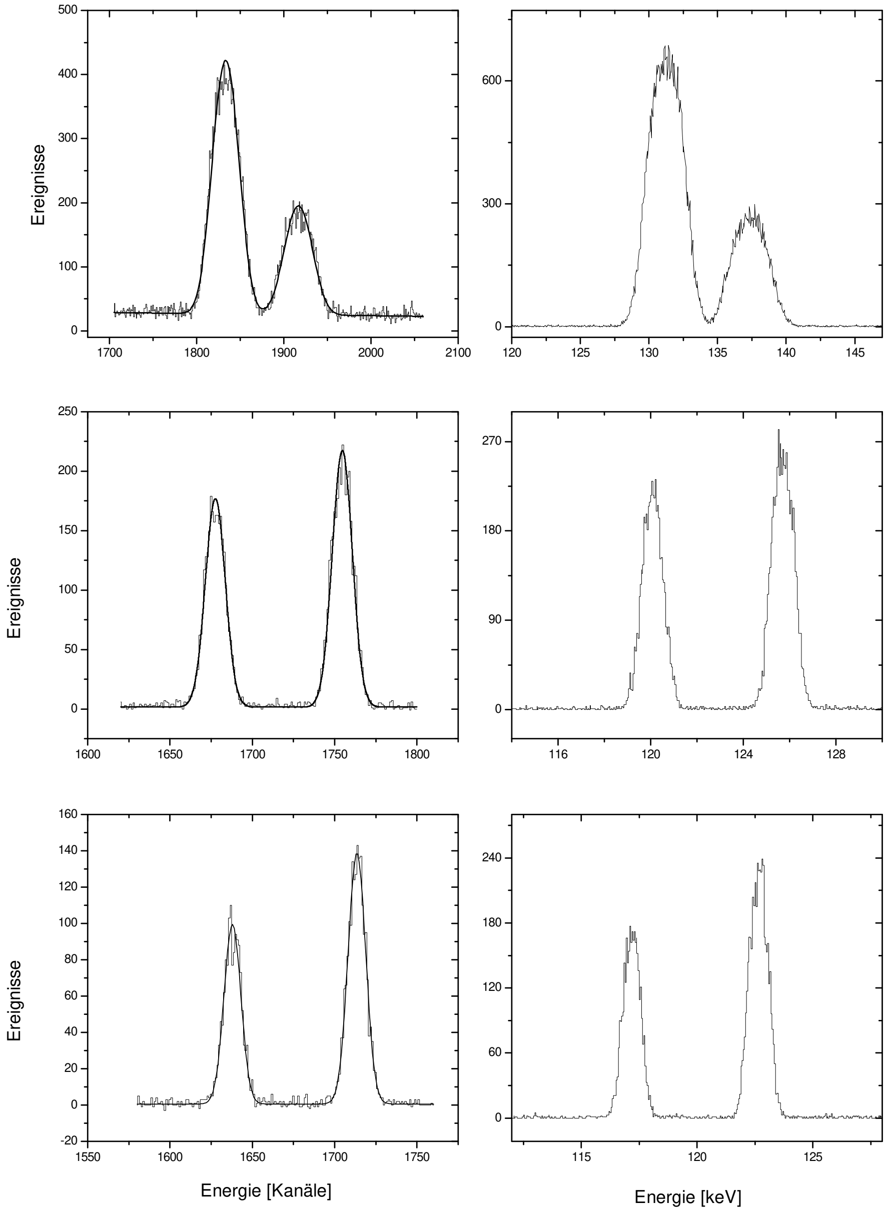

Abbildung 7.7: *Simulierte Lyα-Spektren (rechte Seite) als Funktion der Energie im Vergleich zu den gemessenen Spektren (linke Seite) [StR97]. Die dargestellten Spektren beziehen sich auf den 48° Detektor, dessen Winkelakzeptanz durch eine Blende definiert war und die größte Dopplerbreite von allen Detektoren aufwies.*

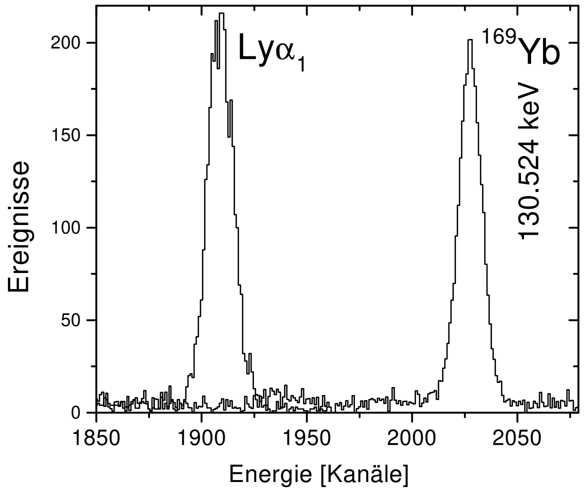

Abbildung 7.8. *Die Lyα_1-Linie, die mit dem mittleren Segment des 48°-Detektors bei der Energie von 49 MeV/u gemessen wurde. Zudem ist die 130 keV ^{169}Yb-Linie dargestellt. Zu Vergleichszwecken wurde letztere – auf Grund der besseren Zählratenstatistik – auf das Maximum der Lyα_1-Linie angepaßt.*

den im Rahmen des statistischen Fehlers feststellbar waren. So erfolgte die Aufteilung der Daten, die bei der Energie von 49 MeV/u registriert wurden, in vier Untergruppen, während bei der Energie von 68 MeV/u sechs Untergruppen notwendig waren. Schließlich wurden die verschiedenen Datengruppen separat analysiert.

Die Schwerpunkte der Kalibrationslinien wurden mit speziellen Germanium-Detektorfunktionen bestimmt. Hierdurch können mögliche Asymmetrien der Röntgen- oder Gammalinien berücksichtigt werden, die durch den Detektor selbst bedingt sind, und die meist zu einer niederenergetischen Verbreiterung des Linienprofils führen [LoN90]. Von besonderer Bedeutung am Gastarget ist die korrekte Beschreibung des Linienprofils der Lyman-Strahlung. Aufgrund des Doppler-Effektes weisen vor allem die unter 48° beobachteten Röntgenspektren beachtliche Verbreiterungen auf. Als Folge der geometrischen Formfaktoren kann es zudem zu einer Asymmetrie der Linienform kommen, die auch eine Verlagerung der Linienschwerpunkte hervorrufen kann.

In Abbildung 7.7 sind die Lyα-Spektren als Funktion der Strahlenergie dargestellt, wie sie unter 48° beobachtet wurden. Die Spektren wurden mit dem Detektor registriert, dessen Winkelakzeptanz durch eine Blende definiert war und der die größte Dopplerbreite aufwies. Deutlich ist in dem Spektrum die große Dopplerbreite von ca. 2 keV zu erkennen, wie sie bei der Strahlenergie von 358 keV auftritt. Hingegen kommt es bei den abgebremsten Ionen zu Dopplerbreiten, die wesentlich geringer als die Detektorauflösung sind. So wurden für den Streifendetektor unter 48° Detektorauflösungen im Bereich von ca. 750 eV nachgewiesen (FWHM bei 120 keV), die nur unwesentlich von der eigentlichen Detektorauflösung abweichen (ca. 650 eV). Dies sei anhand der Abbildung 7.7 illustriert. In der Abbildung ist die Lyα_1-Linie, die mit dem mittleren Segment des 48°-Detektors bei der Energie von 49 MeV/u gemessen wurde, im Vergleich mit der 130 keV ^{169}Yb Kalibrierungslinie dargestellt.

Um Informationen über die korrekte Beschreibung der Linienform zu gewinnen, wurde ein Monte-Carlo-Programm entwickelt [SwW98]. In diesem Programm wird die räumliche Ausdehnung des Jettargets von 5 mm durch eine Gaußverteilung be-

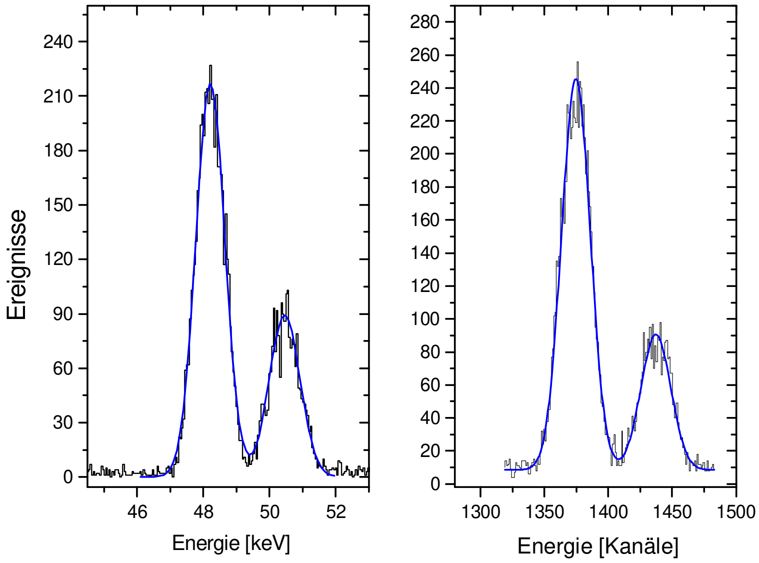

Abbildung 7.9. *Simuliertes Lyα-Spektrum (linke Seite) im Vergleich zum gemessenen Spektrum, das bei der Energie von 358 MeV/u unter 132° registriert wurde (rechte Seite).*

schrieben und ebenso wird die räumliche Ausdehnung des Ionenstrahls berücksichtigt (3 mm). Zudem erlaubt das Programm die Simulation jeder beliebigen Detektorgeometrie am Jettarget. Die hiermit durchgeführten Simulationen ergaben, daß die dopplerverbreiterten Linienprofile sehr gut mit Gaußverteilungen beschrieben werden können und daß die Faltung einer Gaußverteilung mit einem Rechtecksprofil die Beschreibung der Spektren am Jettarget nicht verbessert. In Abbildung 7.9 ist ein simuliertes Lyα-Spektrum mit einem gemessenen Spektrum gezeigt, das bei der Energie von 358 MeV/u unter 132° registriert wurde. Zudem konnte mit einer Genauigkeit von 5 eV keine Verschiebung der Linienschwerpunkte durch den Doppler-Effekt beobachtet werden.

Die Schwerpunkte der Lyα-Linien wurden mit Hilfe von Germanium-Detektor-Funktionen bestimmt. Dieses Verfahren wurde für jede Untergruppe an Daten separat durchgeführt. Die Genauigkeit der Schwerpunktbestimmung betrug typischerweise 20 eV bis 30 eV (für die Spektren der abgebremsten Ionen), ein Fehler, der bereits die kalibrierungsbedingten Unsicherheiten mit einschließt.

7.4.2 Energiebestimmung

Für die abgebremsten Ionen wurden Kühlerspannungen von 37 277 V bei 68 MeV/u bzw. von 26 822 V eingesetzt, die die Geschwindigkeit der umlaufenden Ionen festlegte. Um hieraus β zu bestimmen, muß die Raumladungskorrektur berücksichtigt werden, die eine Folge des negativen Raumladungspotentials des Elektronenstroms ist. Letztere läßt sich mit Hilfe der Schottky-Analyse bestimmen, in dem die Frequenzänderung der umlaufenden Ionen als Funktion der Stromstärke des Elektronenstrahls gemessen wird. Als Beispiel ist in Abbildung 7.10 die gemessene Änderung der Umlauffrequenz als Funktion der Stromstärke dargestellt.

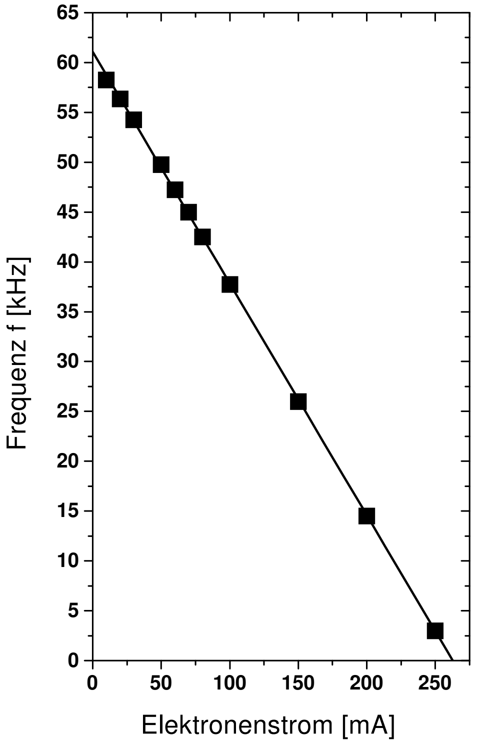

Abbildung 7.10. *Durch Schottky-Diagnose gemessene Änderung der Umlauffrequenz des Ionenstrahls als Funktion des Kühlerstroms. Die Messung erfolgte bei der Energie von 68 MeV/u und die Frequenz bei 250 mA belief sich auf 76 231 kHz.*

Aus Gleichung 4.2 folgt für die Beziehung zwischen der Umlauffrequenz der Kühlerelektronen und ihrer kinetischen Energie

$$\begin{aligned} \frac{\Delta f_0}{f_0} &= \eta_e \cdot \frac{\Delta p_{\mathrm{P}}}{p_{\mathrm{P}}} \\ &= \eta_e \frac{\gamma}{\gamma+1} \cdot \frac{\Delta E_{\mathrm{KIN}}}{E_{\mathrm{KIN}}}, \end{aligned} \tag{7.4}$$

wobei η_e den Proportionalitätsfaktor zwischen der Frequenzänderung und der Impulsänderung darstellt, der den γ_T-Wert beinhaltet (vgl. Gleichung 4.2). So ergibt sich aus Abbildung 7.10 und aus dem experimentellen γ_T-Wert von 2.65 eine Raumladungskorrektur von -0.302 V/mA. Für die im Experiment eingesetzte Stromstärke von 50 mA beläuft sich die Korrektur auf -15.1 V.

Bei der Abschätzung der Unsicherheit des β-Wertes wurde davon ausgegangen, daß diese durch die Kühlerspannung bestimmt ist. Die Unsicherheit der Kühlerspannung ist geprägt durch einen für alle Spannungen konstanten Wert von 10 V, der aus der Kalibration der Kühlerspannung abgeleitet wurde. Hierbei ist anzumerken, daß zur Kalibration Spannungen von bis zu 30 kV berücksichtigt wurden. Somit bewegen sich die Kühlerspannungen bei Experimenten mit abgebremsten Ionen nahe des kalibrierten Bereichs, während Experimente bei hohen Energien (z.B. 180 kV) auf eine Extrapolation angewiesen sind. Auf der anderen Seite wird aufgrund der kleineren Kühlerspannungen die relative Unsicherheit im β-Wert größer. So ergeben sich aus den darge-

Detektor	Sollwinkel (Grad)	Meßresultat (Grad)	Abweichung (Grad)	Δx [mm]	Δy [mm]
48L(7)	48	47.596 ± 0.0135	–0.404 ± 0.0135	1.07	0.70
48R)	48	48.868 ± 0.018	0.868 ± 0.0180	0.25	0.07
90(7)	90	89.995 ± 0.004	–0.005 ± 0.004	0.41	0.14
132	132	133.493 ± 0.005	1.493 ± 0.005	0.04	0.10

Tabelle 7.8: *Detektorwinkel relativ zur idealen Strahlachse, wie sie aus der optischen Vermessung des Detektoraufbaus folgt. Die aufgeführten Fehler folgen aus den Abweichungen zwischen den Werten der beiden geometrischen Einmessungen. Die entsprechenden x- und y-Koordinaten der einzelnen Detektoren sind ebenso aufgeführt.*

stellten Betrachtungen relative Fehler von $\Delta\beta/\beta$ zu $\Delta\beta/\beta = 1.7 \cdot 10^{-4}$ (49 MeV/u, $\beta = 0.3119$) und von $\Delta\beta/\beta = 1.2 \cdot 10^{-4}$ (68 MeV/u, $\beta = 0.3624$). Hingegen konnte bei dem Uranexperiment am Elektronenkühler ein Wert von $\Delta\beta/\beta = 4.5 \cdot 10^{-5}$ erreicht werden (vgl. Abschnitt 7.3).

7.4.3 Geometrie des Aufbaus

Ebenso wie in dem ersten Uranexperiment am Jettarget wurde versucht, aus der Kenntnis der relativen Winkel zwischen den Detektoren auf das Quellvolumen der Projektil-Röntgenstrahlung zu schließen, um so die Beobachtungswinkel absolut zu bestimmen. Die genaue Lage der Detektoren relativ zueinander wurde hochpräzise durch eine dreidimensionale optische Vermessung bestimmt. Um den Einfluß möglicher mechanischer Instabilitäten abschätzen zu können, erfolgte die Vermessung direkt vor Beginn des Experiments und wurde nach dessen Abschluß wiederholt. Die sich hieraus ergebenden Detektorwinkel relativ zur idealen Strahlachse sind in der Tabelle 7.8 aufgeführt. Die dort aufgeführten Fehler folgen aus den Abweichungen zwischen den Werten der beiden geometrischen Einmessungen. Die entsprechenden x- und y-Koordinaten der einzelnen Detektoren können ebenso der Tabelle entnommen werden. Die x-Achse wird hierbei durch die Strahlachse festgelegt und die xy-Ebene definiert die Ebene, in der sich der Detektoraufbau befindet. Ebenso wurde die Höhe der einzelnen Detektoren relativ zur idealen Strahlachse berücksichtigt (z-Achse), auf die aber wegen ihrer geringeren Bedeutung im folgenden nicht eingegangen wird.

Die Daten in der Tabelle zeigen, daß die typische Positionsgenauigkeit der Detektoren im Bereich von ~0.5 mm liegt. Dies entspricht in etwa auch der Genauigkeit, mit der die Kristallposition im Detektor, der unter 132° verwendet wurde, bekannt ist. Bei den beiden Streifendetektoren ist hingegen die Position des Kristalls wesentlich präziser bekannt (ca. 0.1 mm), währen sie keine Bedeutung für den Detektor hat, der auf der Ringinnenseite unter 48° positioniert war, dessen effektiver Beobachtungswinkel durch eine Blende bestimmt war. Darüberhinaus weisen die Daten daraufhin, daß

Detektor	Sollwinkel	Fitresultat	ΔE $\Delta\beta$	ΔE (FIT)	ΔE Geometrie	Lyα_1
48L(7)	48	48.048 ± 0.025	± 3.7	± 22.6	± 14	102 182.9± 26.6
48R	48	48.050 ± 0.033	± 3.7	± 23.1	± 14	102 168.7± 27.0
90(7)	90	90.038 ± 0.077	± 4.1	± 56.0	–	102 226 ± 56.3
132	132	132.015 ± 0.13	± 8.4	± 51.0	–	102 155 ± 51.7

Lyα_1 (eV) : 102 178.3 ± 17 eV

Tabelle 7.9: *Experimentelle Daten für die Lyα_1-Übergangsenergie in U^{91+}, hergeleitet aus der unabhängigen Behandlung aller Detektoren und unter Berücksichtigung aller Ionenenergien. Der Wert in der letzten Zeile gibt den fehlergewichteten Mittelwert für die Lyα_1-Energie im Emittersystem wieder (alle Energieangaben in eV und Winkelangaben in Grad).*

offensichtlich die Detektorwinkel extrem stark von den Sollwinkeln abweichen (vgl. Tabelle 7.8), was auch nicht durch eine mögliche Verdrehung der Referenzachse in Bezug zum Detektoraufbau erklärt werden kann.

7.4.4 Resultate

Aufgrund der gewählten Experimenttechnik – Verwendung unterschiedlicher Ionenenergien bei gleichzeitigem Einsatz mehrerer Detektoren unter verschiedenen Beobachtungswinkeln – ist es möglich, bei der Datenauswertung zwei unabhängige Strategien zu verfolgen.

So wurden bei dem einen Verfahren, unter Berücksichtigung der Daten aller Projektilenergien, die Detektoren unabhängig behandelt und für jeden Detektor separat der Beobachtungswinkel θ und die Lyα_1-Übergangsenergie im Projektil bestimmt. Hierbei wurde der energetische Abstand zwischen den beiden Linien des Lyα-Doublets – im Rahmen einer statistischen Unsicherheit von 5 eV – als bekannt vorausgesetzt (vgl. hierzu Abschnitt 6.3.2). Somit war bereits hierdurch die Dopplerkorrektur aller Spektren mit einer Genauigkeit von $\Delta E/E \approx 10^{-3}$ festgelegt.

Die sich aus diesem Verfahren ergebenden Lyα_1-Übergangsenergien und die entsprechenden Beobachtungswinkel sind der Tabelle 7.9 zu entnehmen. Zudem ist in der Tabelle die Lyα_1-Energie für das Emittersystem aufgeführt, wie sie aus der Berücksichtigung aller einzelnen Daten folgt.

In der Tabelle 7.9 sind ebenso die individuellen Fehlerbeiträge aufgelistet. Der Faktor *Geometrie* berücksichtigt die Unsicherheit, die aus der mechanischen Stabilität des Aufbaus folgt. Dieser kommt vor allem bei den beiden Vorwärtsdetektoren zum Tragen, wohingegen er für die beiden verbleibenden Detektoren vernachlässigt werden kann (vgl. Tabelle 7.8). Letzteres ist auch eine Folge der höheren Sensitivität der Vorwärtswinkel auf eine mögliche Unsicherheit in θ. Auffallend in der Tabelle ist vor allem, daß die höchste Genauigkeit unter den Vorwärtswinkeln erreicht wird. Dies hat seine Ursache in der hier vorhandenen starken Blauverschiebung, die durch die Dopplertransfomation in das Projektilsystem zu einer Verringerung aller Fehler führt. Hingegen ist unter Rückwärtswinkeln das Gegenteil der Fall. Zudem erscheint es auffallend, daß die *spektroskopisch* bestimmten Winkel – im Gegensatz zu den Ergebnissen der optischen Vermessung – sehr gut mit den Sollwinkeln in Übereinstimmung sind.

Daß in der Tat die Sollwinkel viel näher an der tatsächlichen Detektorgeometrie liegen als die *spektroskopisch* bestimmten Winkel, läßt sich anhand der beiden 48°-Detektoren zeigen. In Abbildung 7.11 sind die Linienpositionen für beide Lyα-Übergänge (Lyα_1: Vierecke; Lyα_2: Kreise) als Funktion der Sollwinkel dargestellt. Die ausgefüllten Symbole beziehen sich hierbei auf den Detektor, der auf der Ringinnenseite positioniert und mit einer Blende ausgestattet war, während die offenen Symbole die Daten des segmentierten Detektors wiedergeben. Die Abbildung bezieht sich auf die beiden Energien von 49 MeV/u und 68 MeV/u. Offensichtlich stimmen die Linienschwerpunkte des einfachen Detektors gut mit den Schwerpunkten überein, die mit dem mittleren Segment des Streifendetektors gemessen wurden. Würden hingegen die Resultate der geometrischen Einmessung in Bezug auf die ideale Strahlachse gültig sein, so wäre die relative Position zwischen beiden Detektoren um 1.2° verschoben. Die energetische Lage der Linien des einfachen Detektors müßte demzufolge um zwei Segmente versetzt auftreten, was offensichtlich nicht der Fall ist. Dieses Beispiel unterstreicht auch die hohe Redundanz des angewandten Meßprinzips.

Eine Klärung der Winkelproblematik ergibt sich aus der zweiten Methode, die zur Datenauswertung herangezogen wurde. Durch sie läßt sich die effektive Position (x_0,y_0) des Quellpunktes der Photonenemission bestimmen, indem die Lyα-Energien aller Detektoren und Detektorsegmente berücksichtigt werden. Hierzu ist die oben diskutierte Kenntnis der relativen Detektorgeometrie erforderlich (vgl. Abschnitt 7.4.3).

Basierend auf einer Fehlerminimierungsroutine wurden die Koordinaten des Quellpunktes und ebenso die Lyα_1-Energie im Projektilsystem variiert, bis – im Rahmen der statistischen Fehler – die Laborsystemenergien der Lyα_1-Strahlung mit den gemessenen Übergangsenergien übereinstimmten. Zudem wurde bei diesem Verfahren, das separat für alle Energien durchgeführt wurde, der energetische Abstand zwischen den beiden Linien des Lyα-Doublets in Analogie zum ersten Verfahren als bekannt vorausgesetzt.

Zur Veranschaulichung der Methode sind in Abbildung 7.12 die experimentellen Daten für die Lyα-Schwerpunktenergien als Funktion des Beobachtungswinkels dargestellt. Die durchgezogene Linie bezieht sich auf die durch eine Fitprozedur bestimmte Lyα_1-Energie, während die gepunktete Linie die Lyα_2-Energie wiedergibt.

Die aus der zweiten Methode folgenden Ergebnisse sind in Tabelle 7.9 zusammengestellt, wobei der fehlergewichtete Mittelwert in der letzten Zeile der Tabelle separat aufgeführt ist. Bei der Fehlerbehandlung wurde von einer quadratischen Feh-

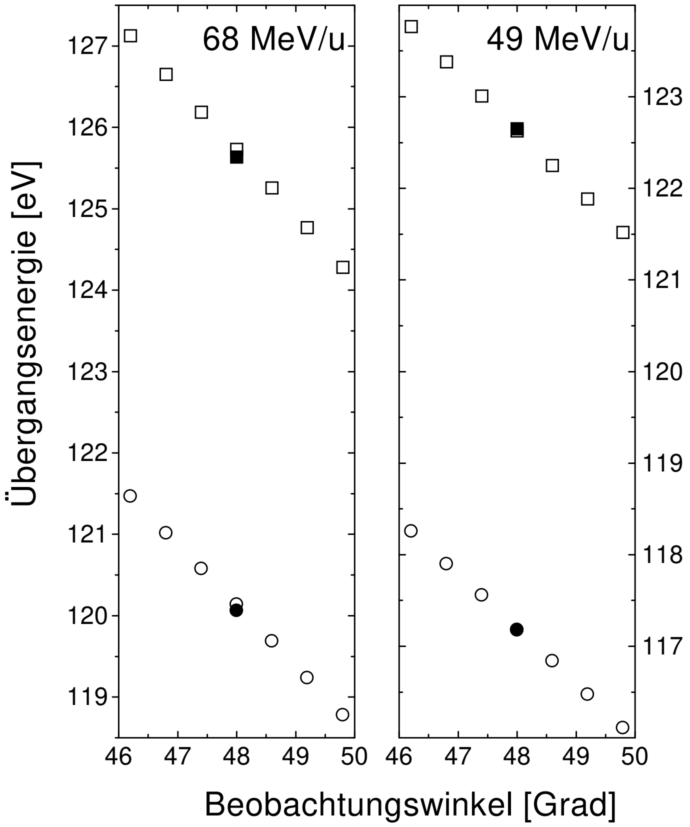

Abbildung 7.11: *Linienposition der Lyα-Übergänge (Lyα_1: Vierecke; Lyα_2: Kreise) als Funktion der Sollwinkel. Die ausgefüllten Symbole beziehen sich auf den Detektor, der auf der Ringinnenseite (48°) positioniert und mit einer Blende ausgestattet war, während die offenen Symbole die Daten des segmentierten Detektors (48°) wiedergeben.*

lerverteilung ausgegangen. Auf der anderen Seite wurde der geometrische Fehler sehr konservativ abgeschätzt. Als geometrischer Fehler wurde die Differenz zwischen den Ergebnissen verwendet, wie sie sich aus der Fehlerminimierungsprozedur unter Annahme der beiden unterschiedlichen Detektorgeometrien ergibt.

Aufgrund der vergleichsweise großen Unsicherheit bei der höchsten Energie von 358 MeV/u, ist das dort gewonnene Ergebnis von 102 129 eV ± 45 eV ohne Relevanz für das Endergebnis und wurde nicht in der Tabelle berücksichtigt.

Neben den Energiewerten folgten aus der Analyseprozedur auch die Koordinaten für den Quellpunkt der Projektilstrahlung. Hier stellte es sich heraus, daß alle Datensätze einen konsistenten x_0-Wert innerhalb einer Schwankung von ± 0.2 mm lieferten. Bei dem y_0-Wert traten hingegen wesentlich größere Schwankungen auf, die im Bereich zwischen -1 mm und -2 mm lagen und somit eine große Abweichung vom Sollwert von $x_0 = 0$ mm aufwiesen. Hierdurch wird auch der große Unterschied

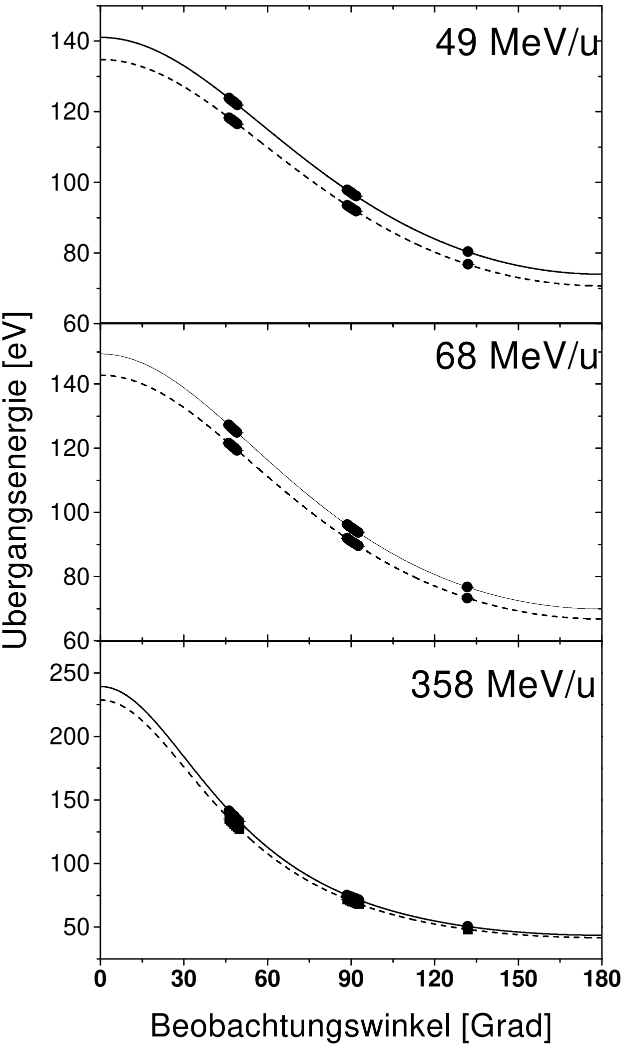

Abbildung 7.12: *Experimentelle Lyα-Energien als Funktion des Beobachtungswinkels. Die durchgezogenen Linien beziehen sich auf die durch eine Fitprozedur bestimmte Lyα_1-Energie, während die gepunktete Linie die Lyα_2-Energie wiedergibt.*

zwischen der optischen Vermessung der Beobachtungswinkel und den spektroskopisch bestimmten Werten verständlich. Dieser gefundene Sachverhalt ist auch konsistent mit einer später durchgeführten Justage und Neuvermessung des Speicherrings, bei der sich herausstellte, daß sich in der Tat die Position des Jettargets um Δx = -2 mm (Richtung Ringinnenseite) verlagert hatte.

Wie aus der Tabelle 7.10 zu entnehmen ist, ist die erreichte Genauigkeit im wesentlichen durch den geometrischen Faktor bedingt und zudem durch den Fehler, wie er aus der Minimierungsroutine für die Lyα_1-Energie folgt (in der Tabelle mit *FIT* gekennzeichnet). Dieser ist zwangsläufig eng mit der geometrischen Unsicherheit

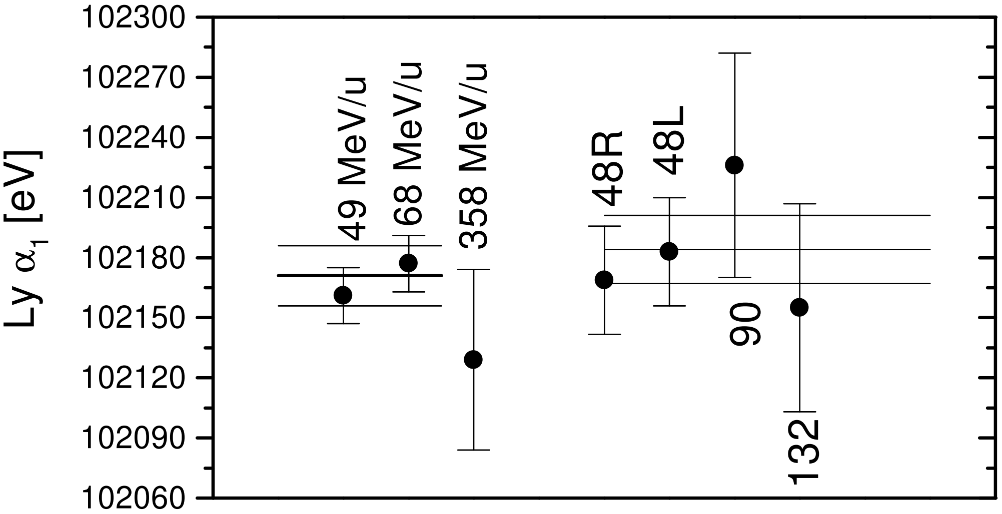

Abbildung 7.13: *Zusammenfassende Darstellung aller Resultate, die mit Hilfe der unterschiedlichen Analysemethoden zur Lyα_1-Übergangsenergie gewonnen werden konnten. Die rechte Datengruppe bezieht sich auf die unabhängige Analyse aller Detektoren, wobei der Mittelwert mit resultierendem Fehler durch die durchgezogene Linien repräsentiert ist. Die Datengruppe auf der linken Seite bezieht sich auf die Analyse, die für die einzelnen Energien unter Berücksichtigung aller Detektoren separat durchgeführt wurde. Der entsprechende Mittelwert mit seiner Unsicherheit wird durch die durchgezogenen Linien wiedergegeben.*

verkoppelt. Außerdem muß sich hier auch der Fehler niederschlagen, der Folge der Kalibrierung bzw. Schwerpunktbestimmung ist. Daß die eigentliche Zählratenstatistik nahezu keinen Beitrag liefert, läßt sich aus der Anzahl der registrierten Lyα_1-Photonen abschätzen. So entspricht die Zahl nachgewiesener Lyα_1-Photonen (ein Detektorsegment unter 48° bei einer Projektilenergie) einem statistischen Fehler von ca. 8 eV.

Schließlich sind in der Tabelle alle Resultate zusammenfassend dargestellt, die mit Hilfe der unterschiedlichen Analysemethoden gewonnen werden konnten (vgl. hierzu auch Tabelle 7.9 und Tabelle 7.10). Wie sich aus der Abbildung entnehmen läßt, zeigen alle Daten ein in sich konsistentes Bild. Ebenso folgt aus der Abbildung, daß sich der genaueste Wert aus der Berücksichtigung der relativen Detektorgeometrie ergibt. Dieser Wert beträgt 102 170.7 ±13.2 eV (vgl. 7.10) und repräsentiert die bislang genaueste Messung des Lyα_1-Übergangs in U^{91+} [StM98]. Die $1s$-Bindungsenergie ergibt sich hieraus zu 131 812.2 eV $\pm$ 13 eV und dementsprechend folgt für die $1s$-Lamb-Verschiebung $\Delta E_{1s} = -468\ eV \pm 13\ eV$.

Energie	ΔE $\Delta\beta$	ΔE (FIT)	ΔE Geometrie	Lyα_1
49 MeV/u	± 3	± 13.2	± 8	102 162 ± 15.7
68 MeV/u	± 2.3	± 14.3	± 9	102 179 ± 17.0
Mittelwert	± 2.6	± 9.7	± 8.5	102 170.7 ± 13.2

Tabelle 7.10: *Experimentelle Daten für die Lyα_1-Übergangsenergie in U^{91+}, hergeleitet unter Einbeziehung aller Detektoren und unter Berücksichtigung der relativen Detektorgeometrie (alle Angaben in eV).*

7.5 Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

Alle experimentellen Resultate, die mittlerweile für die $1s$-Lamb-Verschiebung in H-artigen Systemen vorliegen, sind zusammenfassend in Abbildung 7.14 als Funktion der Kernladung Z dargestellt. Die Daten sind in einer normierten Darstellung wiedergegeben (vgl. Gleichung 2.6) und die ausgefüllten Symbole beziehen sich auf die Meßergebnisse, die am SIS/ESR-Beschleunigerkomplex gewonnen werden konnten (FRS: ■[StM92a]; ESR-Kühler: ▲[BeL94, Bey95, BeM95]; ESR-Target: ●[BeF93, StM93b, StM98]). Zudem werden die Daten mit der theoretischen Vorhersage von Johnson und Soff [JoS85] verglichen, die durch die durchgezogene Linie repräsentiert ist. Für den konkreten Fall von Uran, für den bislang die meisten Daten vorliegen, sind die Meßergebnisse noch einmal separat sowohl in Abbildung 7.15 als auch in Tabelle 7.11 zusammengefaßt. (Hierbei wird auch auf ein *Doppler-Tuned* Experiment verwiesen [LuD94], das in diesem Kapitel nicht näher vorgestellt wurde, dessen Technik jedoch eine eigene Behandlung verdient, was im letzten Kapitel erfolgen soll.) Sowohl die Abbildung als auch die Tabelle verdeutlichen, daß durch die Untersuchungen am ESR die experimentelle Präzision in der Bestimmung der $1s$-Lamb-Verschiebung in U^{91+} um eine Größenordnung gesteigert werden konnte und daß sich die Daten in exzellenter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen befinden. Faßt man darüber hinaus alle für Uran gewonnenen experimentellen Daten zusammen, so läßt sich die Aussage treffen, daß mittlerweile *unser experimentelles Wissen über die Lamb-Verschiebung in dem schwersten stabilen Element eine Genauigkeit von 10 eV erreicht hat.* Somit kann der Selbstenergie-Beitrag von ≈360 eV und der Beitrag der Vakuumpolarisation von ≈97 eV auf dem Niveau von 2.7% bzw. 9.7% als gesichert angesehen werden. Hierdurch erfährt die Theorie der QED in sehr starken Feldern eine hervorragende Bestätigung.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß es im Laufe der letzten acht Jahre durch eine Serie von Experimenten gelang, unser experimentelles Wissen über die

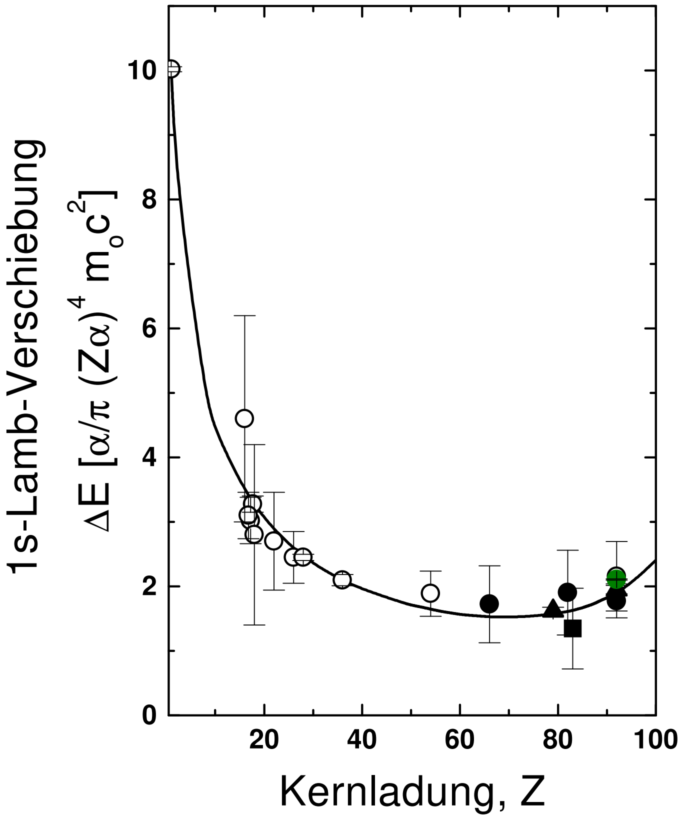

Abbildung 7.14: *Normierte Darstellung der experimentellen Daten für die Grundzustands-Lamb-Verschiebung in H-artigen Systemen als Funktion der Kernladung (vgl. Gleichung 2.6). Die durchgezogene Linie gibt die theoretische Vorhersage von Johnson und Soff wieder [JoS85]. Die ausgefüllten Symbole beziehen sich auf die experimentellen Ergebnisse, die am SIS/ESR-Beschleunigerkomplex erzielt wurden (FRS: ■[StM92a]; ESR-Kühler: ▲[BeL94, Bey95, BeM95]; ESR-Target: ●[BeF93, StM93b, StM98]).*

Quanten-Elektrodynamik in sehr starken Feldern beträchtlich zu steigern. Der zu verzeichnende Gewinn an Präzision konnte nur erreicht werden, indem immer wieder neue Techniken und Methoden eingeführt wurden. Ganz wesentlich hierbei war die Einführung der Röntgen-Umladungskoinzidenz-Methode [StM92a], die die zweifelsfreie Identifikation der Strahlung erlaubt. Trotzdem ermöglichten – als Folge des Dopplereffektes – die ersten Experimente an sehr schweren Ionen ($Z \geq$66) [BeF93, StM92a] nur einen Test der QED auf dem Niveau von 30%, wobei das Problem der Zählratenstatistik ebenfalls von großer Bedeutung war. Erst durch den Einsatz von granularen Röntgendetektoren und der gleichzeitigen Beobachtung der Röntgenemission unter verschiedenen Beobachtungswinkeln war eine bessere Kontrolle der Dopplerkorrekturen möglich und die experimentelle Präzision konnte um einen Faktor Zwei

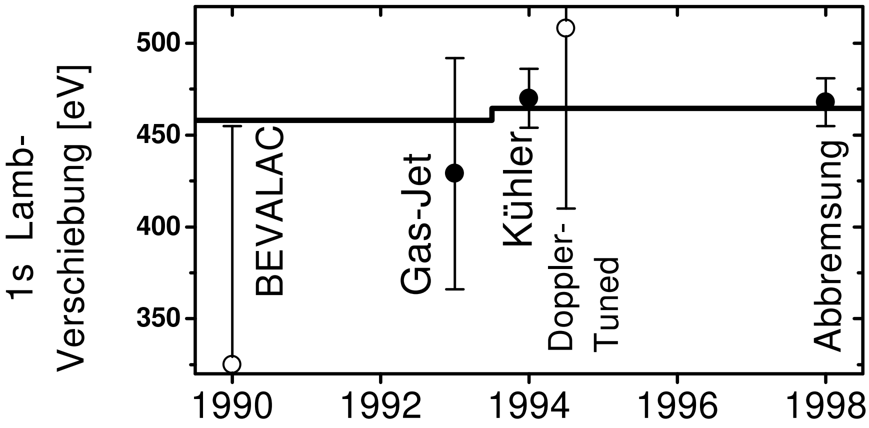

Abbildung 7.15: *Alle experimentellen Daten, die bislang zur* $1s$*-Lamb-Verschiebung in H-artigem Uran vorliegen (vgl. Tabelle 7.11). Die ausgefüllten Symbole beziehen sich auf die diskutierten Experimente [StM93b, BeM95, StM98] und sind entsprechend markiert. Zudem ist das Ergebnis vom BEVALAC-Beschleuniger dargestellt [BrC90] und das Ergebnis der Doppler-Tuned-Methode [LuD94], das ebenso am BEVALAC gewonnen wurde. Die durchgezogene Linie bezieht sich auf die theoretischen Vorhersagen von Johnson und Soff [JoS85], Soff und Beier [SoB98], wobei die Breite der Linie die theoretische Unsicherheit wiedergibt.*

gesteigert werden [StM93a]. Ein weiterer Durchbruch wurde erreicht, indem sich die Experimente die Vorteile der $0°$-Spektroskopie am Elektronenkühler zunutze machten [BeL94, Bey95, BeM95], die es erlaubten, die durch den Beobachtungswinkel bedingten Unsicherheiten zu eliminieren. So konnte für Gold die $1s$-Lamb-Verschiebung mit einer Präzision von 3.9% und für Uran mit einer Genauigkeit von 3.4% bestimmt werden. Voraussetzung war die mittlerweile erhöhte Luminosität des Speicherrings ESR und auch die Bestimmung der Ionengeschwindigkeit über die Kühlerspannung. Schließlich erfolgte die genaueste Messung am Jettarget unter Anwendung der Abbremstechnik [StR97], die einen Nachweis der $1s$-Lamb-Verschiebung für Uran auf dem Niveau von 2.7% erlaubte [StM98]. Hier ist schließlich die erreichte Genauigkeit begrenzt durch die mechanische Stabilität des Aufbaus, insbesondere aber durch die Linienbreiten der nachgewiesenen Lyman-Strahlung, während die Zählratenstatistik und die Unsicherheit in β nur eine untergeordnete Rolle spielen. Zwar ließe sich aufgrund der Erfahrung, die in diesem Experiment gesammelt wurde, der experimentelle Aufbau weiter optimieren. Ob hierdurch eine erhebliche Präzisionssteigerung gelingen kann, muß jedoch bezweifelt werden.

Ähnliches gilt für die Experimente am Elektronenkühler. Hier kann sicherlich noch mit einer Steigerung der Genauigkeit gerechnet werden, indem – ebenso wie es bereits am Jettarget erfolgte – die Brillanz abgebremster Ionenstrahlen ausgenutzt wird. Zwar ist die experimentelle Methode bei weitem nicht so komplex wie am Jettarget,

Experiment	
325±130	[BrC90]
508±98	[LuD94]
429±63	[StM93b]
470±16	[BeM95]
468±13	[StM98]
Theorie	
458.4 ± 2.7	[JoS85]
465.8 ± 2.0	[BeM97]

Tabelle 7.11: *Experimentelle Resultate für die $1s$-Lamb-Verschiebung in U^{91+} im Vergleich mit älteren theoretischen Vorhersage von Johnson und Soff [JoS85] und mit dem neueren Wert von Beier und Mitarbeitern [BeM97].*

jedoch stößt man hier auf die komplizierte Linienform der Lyα-Linien. Auch hier erscheint eine Genauigkeit von wesentlich kleiner als 10 eV kaum erreichbar zu sein. Die notwendige Steigerung der experimentellen Genauigkeit um einen weiteren Faktor Zehn, der zur Untersuchung der noch unbekannten QED-Korrekturen der Ordnung α^2 erforderlich ist, macht somit den Einsatz neuer Technologien unumgänglich.

Kapitel 8

Experimente zur Struktur He-artiger, schwerer Ionen

Die Röntgenspektroskopie am Speicherring ESR konzentrierte sich bislang auf die schwersten H-artigen Ionen, während die schweren Viel-Elektronensysteme ausschließlich an der Super-EBIT untersucht wurden. An der Super-EBIT stehen die Li- bis Ne-artigen Systeme im Vordergrund, bei denen sich die Δn=0 L-Schalenübergänge (mit einer typischen Übergangsenergie von ca. 4 keV) hochpräzise mittels Kristallspektroskopie untersuchen lassen. Seit neuestem läßt sich an der Super-EBIT auch der Grundzustand in He-artigen Ionen sehr genau untersuchen, wobei eine neue Experimentiertechnik zum Tragen kommt, die es sogar ermöglicht, die Zwei-Elektronenanteile an der Bindungsenergie direkt zu vermessen [MaE95, StE96]. Erste Resultate, die mit der neuen Technik gewonnen wurden, erreichten bereits eine wesentlich höhere Genauigkeit als alle bislang an Beschleunigern durchgeführten Experimente. Zudem ist diese Methode auch anwendbar, um Differenzen zwischen den Ionisationspotentialen verschiedener Elemente zu vermessen.

Es sei darauf hingewiesen, daß traditionell der Untersuchung schwerer Zwei-Elektronen-Systeme nur eine geringe Bedeutung beigemessen wurde. Erst durch die Ergebnisse von der Super-EBIT änderte sich diese Situation grundlegend. Sie stimulierten neue theoretische Beschreibungen für den Grundzustand in schweren He-artigen Ionen, die mittlerweile eine Präzision erreicht haben, wie sie zuvor nur von den Ein-Elektronensystemen bekannt war.

Bevor nun näher auf die Experimente eingegangen wird, erfolgt eine kurze zusammenfassende Darstellung und Diskussion der Beschleunigerexperimente, die sich mit den Bindungsenergien des Grundzustands in He-artigen Ionen befaßten.

8.1 $K\alpha$-Spektroskopie an Beschleunigern

Die konventionelle Kα-Spektroskopie ist an Beschleunigern die Standardmethode zur Untersuchung der K-Schalenbindungsenergien in He-artigen Ionen, d.h. in vollstän-

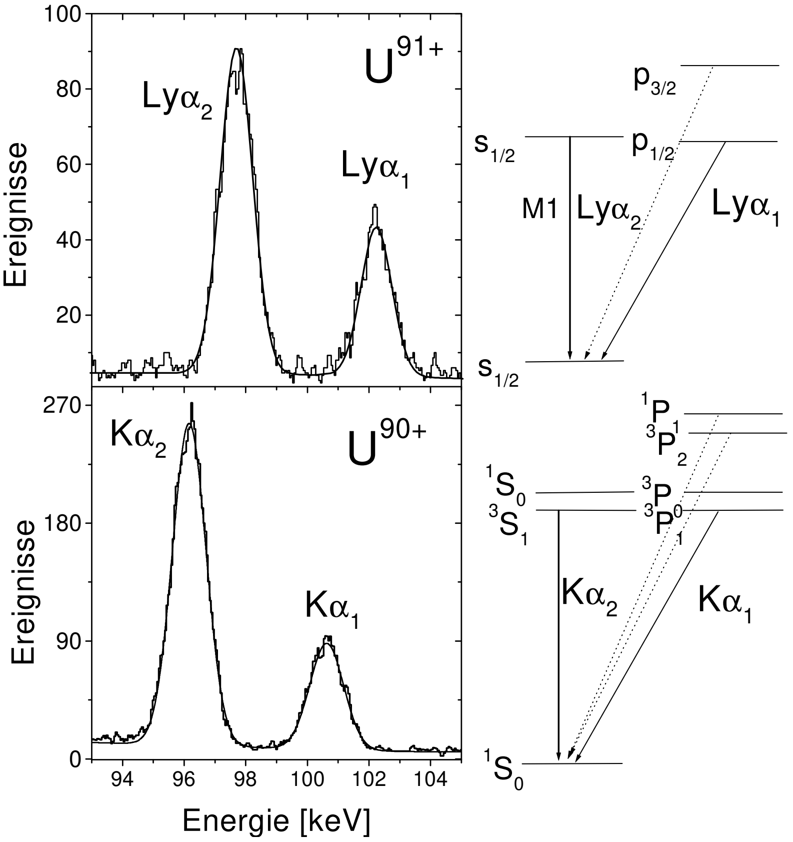

Abbildung 8.1: *Lyα-Spektrum H-artiger Uranionen und das Kα-Spektrum He-artiger Uranionen. Beide Spektren wurden in der ersten ESR-Strahlzeit mit Uranionen nachgewiesen und in Koinzidenz mit der Projektilumladung gemessen [StM93b, MoS94, StM94]. Deutlich ist der Unterschied in den Linienschwerpunkten zwischen den H- und He-artigen Ionen zu erkennen. Die auf der rechten Seite dargestellten Termschemata veranschaulichen die Niveaus, die zu den beobachtbaren Röntgenlinien beitragen.*

diger Analogie zu den Experimenten zur $1s$-Lamb-Verschiebung werden die $L \to K$ Übergänge in den He-artigen Ionen untersucht. So erfolgten auch alle bislang an Beschleunigern durchgeführten Kα-Experimente während den gleichen Strahlzeiten, in denen auch die Lyα-Übergänge in den H-artigen Ionen untersucht wurden. Zum Vergleich ist in Abbildung 8.1 das Kα-Spektrum He-artiger Uranionen und das Lyα-Spektrum H-artiger Uranionen wiedergegeben, wie sie in der ersten ESR-Strahlzeit mit Uranionen nachgewiesen wurden [StM93b, MoS94, StM94]. Beide Spektren wurden in Koinzidenz mit der Projektilumladung gemessen und der Unterschied in den Linienschwerpunkten zwischen den H- und He-artigen Ionen ist deutlich zu erkennen.

Zwischen den H- und He-artigen Systemen besteht jedoch ein wesentlicher Unterschied: Während zum Lyα_1-Übergang nur ein angeregtes Niveau beiträgt, nämlich der $2p_{3/2}$-Zustand, besitzen die Kα_1- und Kα_2-Röntgenlinien in den He-artigen Systemen jeweils zwei Feinstrukturkomponenten, die bei der gegenwärtig vorhandenen Auflösung experimentell nicht getrennt werden können (vgl. Termschemata in Abbildung 8.1). Die Kα_1-Linie kommt durch den Zerfall des $^1P_1$- und des $^3P_2$-Niveaus zustande und zur Kα_2-Linie trägt der $^3P_1$- und der $^3S_1$-Zustand bei. Für U^{90+} weisen die beiden Komponenten der Kα-Linie einen Energieunterschied von 66 eV auf, während die Energiedifferenz zwischen den Kα_2-Komponenten sogar 144 eV beträgt. Ohne äußerst genaue Modellannahmen über die relative Bevölkerung der einzelnen Niveaus erscheint es somit ausgeschlossen, mittels Kα-Spektroskopie Detailinformationen über den Grundzustand zu gewinnen.

In der Tabelle 8.1 sind alle Resultate der Kα-Experimente zusammengefaßt, die für schwere Ionen an Beschleunigern durchgeführt wurden [BrI89, StM92a, BrC90, StM93b, LuD94]. Der Vergleich mit den theoretischen Daten erfordert Annahmen bezüglich des relativen Beitrags der einzelnen Zustände zur beobachteten Röntgenlinie. Diese sind ebenfalls in die Tabelle aufgenommen. Der sich hieraus ergebende *theoretische Wert* ist in der zweiten Spalte der Tabelle dargestellt. Es muß darauf hingewiesen werden, daß alle Autoren grundsätzlich eine statistische Bevölkerung der jeweiligen Zustände annahmen, was aufgrund der Ausführungen im letzten Kapitel durchaus in Frage gestellt werden kann. Eine Abschätzung der hierdurch bedingten Unsicherheit für den theoretischen Wert wurde nur in zwei Fällen [StM92a, StM93b] angegeben, während in einem Fall kein direkter Vergleich mit der Theorie angestellt wurde [LuD94]. Nur in Bezug auf das Xenon-Experiment [BrI89] fallen die hier diskutierten Schwierigkeiten weniger stark ins Gewicht. In Xenon ist der $^3P_2$-Zustand praktisch metastabil und trägt somit nicht zur Kα_1-Linie bei, während das $^3S_1$-Niveau mit einer Übergangsrate von $\Gamma \approx 2 \cdot 10^{12}$s^{-1} einen Beitrag liefern kann. Die Annahme der Autoren, daß für das vorliegenden Stoßsystem dieser Kanal vernachlässigt werden kann, scheint sich durch die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie zu bestätigen.

8.2 Direkte Bestimmung der Zwei-Elektronenbeiträge

An der Super-EBIT erscheint es gegenwärtig ausgeschlossen, durch Nachweis der Kα-Strahlung spektroskopische Informationen über die Struktur hochgeladener Schwerionen zu gewinnen. Hier ist die Ausbeute an wasserstoffartigen und insbesondere an nackten Schwerionen äußerst gering und die Röntgenemission läßt sich nicht in Koinzidenz mit dem Ladungszustand des Ions nachweisen. Aufgrund der geringen Photonenintensität können spektroskopische Untersuchungen nur mit effizienten Festkörperdetektoren durchgeführt werden, deren geringe Energieauflösung es jedoch nicht erlaubt, die beobachtbare Kα-Strahlung eindeutig einem Ladungszustand zuzuordnen. In der Tat überlagern sich energetisch nicht nur die Lyα- und Kα-Übergänge

Z	Exp.	Exp. − Theorie	Theorie	Beitrag
54	Kα_1:30 629.1±3.5	+38 ±35	$^1P_1$: 100 608	100%
[BrI89]			$^3P_2$: 100 534	0%
	Kα_2:30 209.6±3.5	+5 ±52	$^3P_1$: 96 168	100%
			$^3S_1$: 96 024	0%
83	Kα_1:78 825±85	+4 ± 85 (20)	$^1P_1$: 78 860	37.5%
[StM92a]			$^3P_2$: 78 797	62.5%
	Kα_2:76 085±85	+24 ± 85(20)	$^3P_1$: 76 128	50%
			$^3S_1$: 75 995	50%
92	Kα_1:100 626±35	+38 ± 35	$^1P_1$: 100 608	70%
[BrC90]			$^3P_2$: 100 534	30%
	Kα_2:96 171±52	+52±52	$^3P_1$: 96 168	60%
			$^3S_1$: 96 024	40%
92	Kα_1:100 649±65	+87±65(20)	$^1P_1$: 100 608	37.5%
[StM93b]			$^3P_2$: 100 534	62.5%
	Kα_2:96 160±60	+64±60(20)	$^3P_1$: 96 168	50%
			$^3S_1$: 96 024	50%
92	Kα_1:100 598± 107		$^1P_1$: 100 608	
[LuD94]			$^3P_2$: 100 534	

Tabelle 8.1: *Zusammenfassung der Ergebnisse aller Kα-Experimente an He-artigen Ionen. Der prozentuale Anteil der individuellen L-Schalen-Unterzustände, deren Zerfall zur beobachteten Kα_1- und Kα_2-Intensität führt, wurden den einzelnen Referenzen entnommen und ist mit aufgeführt.*

der H- und He-artigen Ionen, sondern auch die energetisch nur geringfügig verschobenen K-Schalen-Röntgenlinien aller übrigen in der Falle vorhandenen Ionen in den unterschiedlichsten Ladungszuständen.

Somit stellt die Kα-Spektroskopie eine für die Super-EBIT ungeeignete Methode dar, jedoch läßt sich hier die Radiative-Rekombinationsstrahlung ausnutzen, um direkt die Zwei-Elektronen-Anteile an der Bindungsenergie am Grundzustand in He-artigen Ionen zu vermessen.

8.2.1 Experimentelle Methode

In der Super-EBIT werden die verschiedensten Ladungszustände eines Elementes gleichzeitig in der Falle gehalten, was im wesentlichen durch den Beschuß mit einem extrem dichten und hochenergetischen Elektronenstrahl gewährleistet wird. Unter solchen Stoßbedingungen kann es zur radiativen Rekombination eines freien Elektrons mit der kinetischen Energie E$_{\mathrm{KIN}}$ in einen gebundenen Zustand der stationären Ionen kommen, wobei das Photon die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand wegträgt (siehe Abbildung 8.2). Somit ist die Photonenenergie gegeben durch

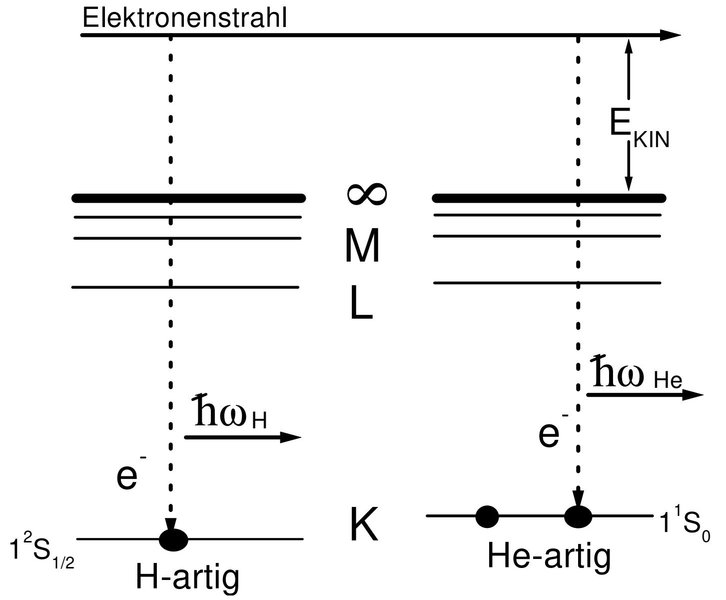

Abbildung 8.2. *Schematische Darstellung der radiativen Rekombination in nackte und H-artige Ionen. Die Energiedifferenz $\hbar\omega_{\rm H} - \hbar\omega_{\rm He}$ entspricht exakt dem Zwei-Elektronen-Anteil des Ionisationspotentials in He-artigen Ionen.*

$$\hbar\omega = E_{\rm KIN} + I, \tag{8.1}$$

wobei I die Bindungsenergie des Elektrons im gebundenen Endzustand ist (vgl. hierzu Abschnitt 3.1). Präzise formuliert bedeutet das: I entspricht dem Ionisationspotential der durch den Einfangsprozeß gebildeten elektronischen Konfiguration (für den Fall H-artiger Ionen ist das Ionisationspotential identisch mit der elektronischen Bindungsenergie). Von besonderem Interesse ist der Rekombinationsprozeß für den Einfang in nackte und H-artige Ionen. Für die Energiedifferenz zwischen den Photonen, die beim Einfang in die K-Schale der nackten ($\hbar\omega_{\rm H}$) und H-artigen ($\hbar\omega_{\rm He}$) Systeme entstehen, folgt:

$$\begin{aligned}\Delta\hbar\omega &= \hbar\omega_{\rm H} - \hbar\omega_{\rm He}\\ &= [E_{\rm KIN} + I_{\rm H}] - [E_{\rm KIN} + I_{\rm He}]\\ &= I_{\rm H} - I_{\rm He},\end{aligned} \tag{8.2}$$

mit $I_{\rm H}$ und $I_{\rm He}$ den Ionisationspotentialen für den Grundzustand der durch den Einfang gebildeten H- und He-artigen Ionen. Des weiteren kann $I_{\rm He}$ theoretisch in zwei Anteile separiert werden mit $I_{\rm He} = I_{\rm H} + \epsilon_{\rm He}$, wobei ϵ_{He} den Einfluß der Elektron-Elektron-Wechselwirkung auf das Ionisationspotential der He-artigen Ionen beschreibt. Demzufolge erlaubt eine Messung der Energiedifferenz $\hbar\omega_H - \hbar\omega_{He}$ die direkte experimentelle Bestimmung der relevanten Größe ϵ_{He}, d.h. des Zwei-Elektronenanteils an der Bindungsenergie He-artiger Ionen.

In einer ersten Serie von Experimenten, durchgeführt für insgesamt sechs Elemente (Germanium: Z=32, Xenon: Z=54, Dysprosium: Z=66, Wolfram: Z=74, Osmium: Z=76 und Wismut: Z=83), erfolgte die Messung der Zwei-Elektronenanteile

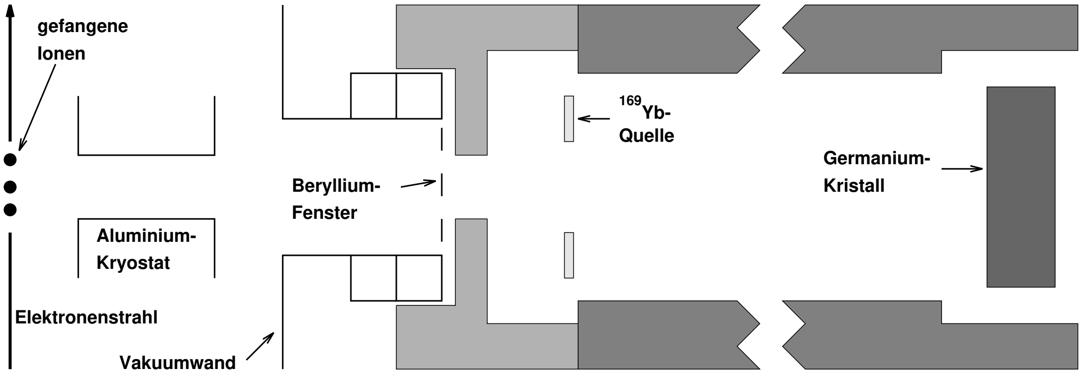

Abbildung 8.3: *Detektorgeometrie zum Nachweis hochenergetischer Röntgenstrahlung an der Super-EBIT [MaE95].*

am Ionisationspotential der He-artigen Ionen [MaE95, StE96]. Die gesamte Meßzeit betrug hierzu etwa zwei Monate, wobei nahezu sechs Wochen lang das Element Bi vermessen wurde.

Die Röntgenemission aus der EBIT wurde mit Germanium-Detektoren nachgewiesen. Die verwendete Detektorgeometrie ist schematisch in Abbildung 8.3 dargestellt, in der auch die Positionen der Kalibrierungsquellen angedeutet sind, die während des gesamten Experimentes vor den Detektoren montiert waren. Hierdurch war nicht nur die Kalibrierung der Röntgenspektren gewährleistet, sondern sie dienten auch zur Kontrolle möglicher elektronischer Schwankungen (vgl. Ref. [MaE95]).

Als ein Beispiel ist in Abbildung 8.4 ein Röntgenspektrum von hochgeladenen Xe-Ionen wiedergegeben. Im hochenergetischen Bereich des Spektrums sind deutlich die zwei Rekombinationslinien (RR(n=1)) zu erkennen, die als Folge des Eingangs in die K-Schale nackter und H-artiger Ionen auftreten. Ebenso deutlich getrennt sind die Übergänge für den Eingang in die L- und M-Schale der hochgeladenen Ionen zu erkennen, wobei die intensiven γ-Linien von einer ^{169}Yb Kalibrierungsquelle stammen.

Die relative Intensität der RR-Linen für Einfang in die K-Schale nackter und H-artiger Ionen spiegelt deutlich deren relativen Anteil an der in der EBIT vorhandenen Ladungsverteilung wieder. In Abbildung 8.5 sind die gemessenen Ausbeuten an K-Schalen RR-Photonen für drei verschiedene Elemente dargestellt. Deutlich ist hier zu erkennen, daß mit zunehmender Kernladungszahl der Anteil der nackten Ionen stark abnimmt, was bislang eine Ausdehnung des Experimentes auf Elemente schwerer als Wismut verhinderte.

Während des Experimentes konnten ebenso Daten für die Differenz zwischen den Ionisationspotentialen von He-artigem Xenon und He-artigem Wismut gewonnen werden. Hierzu wurde neutrales Xenon über einen Gasinjektor in die EBIT eingelassen. Als ein Beispiel ist in Abbildung 8.6 ein Röntgenspektrum dargestellt, in dem die RR-Linien für den Einfang in die Xenon K-Schale und die Wismut K-Schale zu erkennen

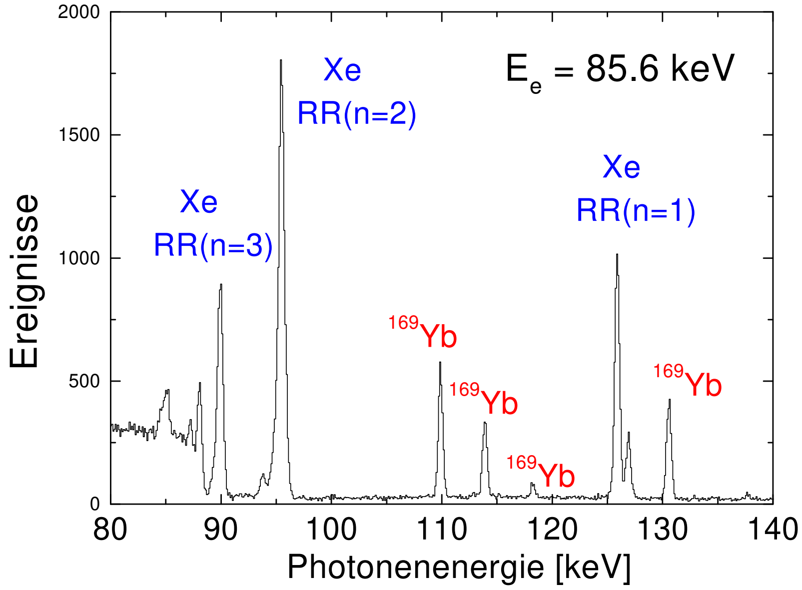

Abbildung 8.4. *Röntgenspektrum hochgeladener Xe-Ionen, gemessen an der Super-EBIT, mit einer Elektronenstrahlenergie von 85.6 keV und einem Elektronenstrom von 170 mA [StE96].*

sind. Die Daten wurden teilweise bei relativ niedrigen Elektronenstrahlenergien von 86.6 keV und 145 keV gewonnen, da nur die H-artigen Ionen von Bedeutung waren.

8.2.2 Systematische Fehlerquellen

Der grundsätzliche Vorteil, den die EBIT für röntgenspektroskopische Untersuchungen bietet, folgt aus der Tatsache, daß die Röntgenemission im Laborsystem stattfindet und somit keinerlei Dopplerkorrekturen erforderlich sind. Damit sind jedoch keineswegs alle systematischen Fehlerquellen ausgeschlossen. Eine genaue Diskussion dieser *möglichen* Fehlerquellen ist in Ref. [MaE95] gegeben und soll hier in Kürze dargestellt werden:

- *Stabilität des elektronischen Aufbaus:* Um mögliche elektronische Instabilitäten auszuschließen bzw. zu kontrollieren, wurden die Daten in Zeitintervalle von jeweils zwei Stunden eingeteilt und separat analysiert. Hierbei stellte sich heraus, daß der OFFSET der linearen Eichung Schwankungen ausgesetzt war, während die Steigung im Bereich der statistischen Signifikanz keinerlei Schwankungen unterlag. Bei einer Relativmessung ist jedoch nur die Steigung von Bedeutung. Zudem wurden ca. 50% der Daten gleichzeitig mit einem zweiten Verstärker und einem ADC aufgenommen. Eine Überprüfung ergab konsistente Ergebnisse zwischen beiden unabhängigen Aufnahmesystemen.

- *Detektorgeometrie:* Der Schwerpunkt einer Röntgenlinie, die mit einem Ge(i)-Detektor nachgewiesen wird, kann abhängig von dem Einfallswinkel der Strahlung sein [HeG75]. Während die Röntgenstrahlung aus der Super-EBIT direkt unter 90^0 nachgewiesen wurde, war der Nachweiswinkel für die Kalibrierungslinien relativ zu 90^0 um 3.5^0 versetzt. Um den Einfluß dieses geometrischen

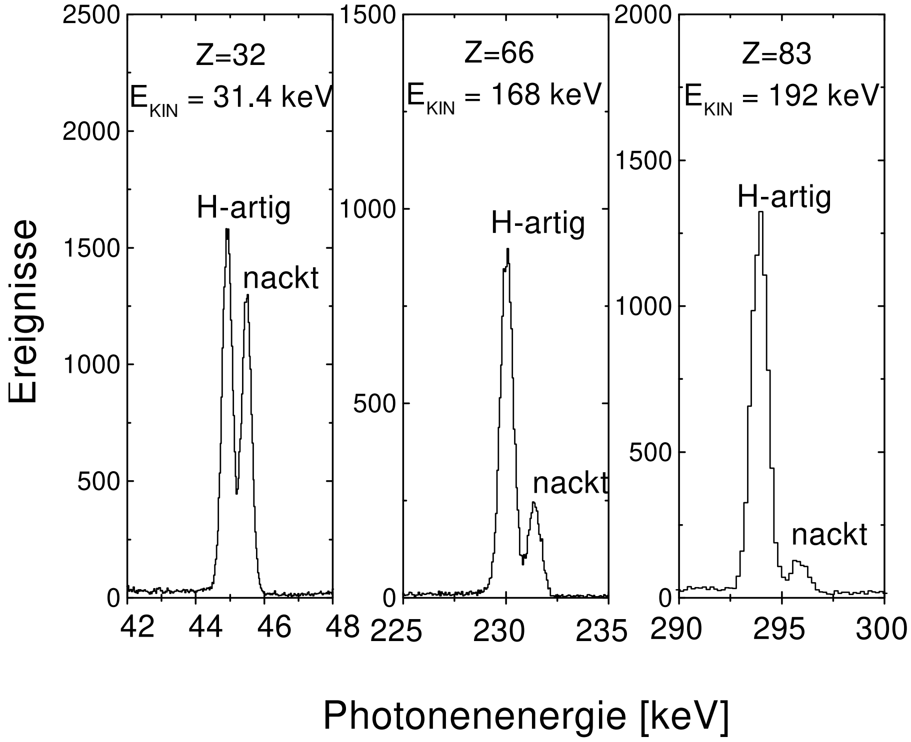

Abbildung 8.5: *K-Schalen RR-Linien, wie sie für Germanium (Z=32), Dysprosium (Z=66) und Wismut (Z=83) nachgewiesen wurden [StE96].*

Faktors auszuschließen, erfolgten Testmessungen mit den Kalibrierungsquellen für einen Winkelbereich zwischen 0^0 und 40^0. Mit einer Genauigkeit von 4 eV wurde keine geometrisch bedingte Abhängigkeit der Linienlagen gefunden, was den Schluß nahelegt, daß für den Winkelbereich zwischen 0^0 und 3.5^0 dieser Effekt vernachlässigt werden kann. Zudem würde hierdurch nicht die Messung der Aufspaltung zwischen den beiden RR(n=1) beeinträchtigt werden, sondern nur die Wismut-Xenon Messung.

- *Zuschauerelektronen:* Die relativen Ionisationspotentiale ergeben sich aus den gemessenen Daten unter der Annahme, daß die Rekombination in nackte und H-artige Ionen erfolgt. So könnte die Gegenwart von Elektronen in Rydbergzuständen Einfluß auf die Meßdaten haben. Alle Umladungsraten liegen im Bereich von ca. 1 Hz (für RR-Einfang, Ladungsaustausch mit dem Kühlgas, Anregung bzw. Ionisation), während die Zerfallszeit eines Rydbergzustands ($n \approx 400$) im Bereich von 10 – 100 ns liegt. Somit beläuft sich die Wahrscheinlichkeit für die Rekombination in den Grundzustand bei gleichzeitiger Gegenwart eines Zuschauerelektrons auf ca. 10^{-7}. Dieser Prozeß kann somit vernachlässigt werden.

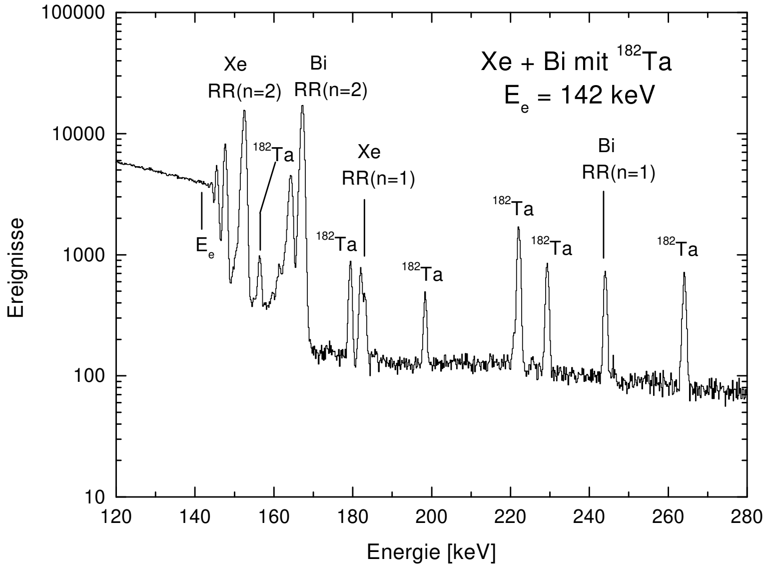

Abbildung 8.6. *Typisches Röntgenspektrum, das bei einer Energie von 142 keV für hochgeladene Xe- und Bi-Ionen gewonnen wurde, die gleichzeitig in der Falle gehalten wurden [MaE95].*

- *Hyperfeinstruktur-Aufspaltung:* Die meisten der untersuchten Elemente besitzen einen Kernspin, der ungleich Null ist, und somit weisen die H-artigen Ionen eine Hyperfeinstrukturaufspaltung auf. Für die nackten Ionen werden durch Elektroneneinfang die Hyperfeinstruktur-Niveaus statistisch bevölkert und der Schwerpunkt der RR-Linie wird hierdurch nicht beeinflußt. Für H-artige Ionen hingegen ist der Grundzustand stets besetzt, was eine leichte Energieverschiebung für die RR-Strahlung zur Folge hat, da in He-artigen Ionen keine Hyperfeinaufspaltung existiert. Für alle untersuchten Elemente, mit Ausnahme von Wismut, beträgt die hierdurch bedingte Korrektur weniger als 0.1 eV, die vernachlässigt wurde. Für Wismut kommt es hingegen zu einer Verschiebung von +2.79 eV [KlB94], die als Korrektur berücksichtigt wurde.

8.2.3 Ergebnisse und Diskussion

In der Tabelle 8.2 sind die experimentellen Daten für den Beitrag der Elektron-Elektron-Wechselwirkung zum Ionisationspotential in schweren He-artigen Ionen zusammengefaßt. Zusätzlich werden in der Tabelle die experimentellen Daten mit den Vorhersagen zweier Theorien verglichen, nämlich mit a) der *Unified Method* [Dra88] und b) der *Relativistic Many Body Perturbation Theory* (RMBPT) [PeS96].

Unter Berücksichtigung der erreichten Genauigkeit befinden sich die experimentellen Ergebnisse in guter Übereinstimmung mit beiden Theorien. Für die schwersten Ionen scheinen die Daten jedoch näher an den Vorhersagen der RMPT-Theorie zu liegen. In der Tat benutzt die Unified-Methode eine relativistische $1/Z$-Entwicklung von der bekannt ist, daß sie auf dem Niveau $(Z\alpha)^3$ unvollständig ist.

Um die Sensitivität des vorgestellten Experiments aufzuzeigen, ist in der Tabelle 8.3 ein detaillierter Vergleich mit den Vorhersagen der RMPT-Theorie gegeben. In der

Tabelle sind die verschiedenen Korrekturen, die zur Elektron-Elektron-Wechselwirkung beitragen, getrennt aufgeführt. Aus dem Vergleich geht deutlich hervor, daß die erreichte Genauigkeit bereits eine Bestätigung der zweiten Ordnungsbeiträge liefert. Für den Fall von Dysprosium erreicht sie sogar nahezu die Größe der abgeschirmten Lamb-Verschiebung.

Generell ist das Experiment nicht sensitiv auf die Zwei-Elektronen-QED-Anteile. Auf der anderen Seite zeigt die Tabelle aber, daß bereits eine Steigerung der experimentellen Genauigkeit um einen Faktor zwei bis fünf auch einen genauen Test der 2eQED-Beiträge liefern würde. Daß dies mit der angewandten Methode zu erreichen ist, verdeutlicht unser für Germanium gewonnenes Meßergebnis.

Um eine ähnliche Präzision auch für die schwersten Systeme zu gewinnen, ist eine wesentlich höhere Ausbeute an nackten und H-artigen Ionen erforderlich. In naher Zukunft sollte dies mit der neuen Super-EBIT möglich sein, die sich im Moment im Aufbau befindet [Mar98]. Diese sogenannte *Intense EBIT* soll mit Spannungen von bis zu 250 kV und Elektronenströmen von bis zu 500 mA betrieben werden können [Mar96].

Z	Experiment	RMBPT [PeS96]	Unified [Dra88]
32	562.5 ± 1.6	561.9 (+0.6)	562.1(+0.4)
54	1027.2± 3.5	1028.1(–0.9)	1028.8(–1.6)
66	1341.6± 4.3	1336.6(+5.0)	1338.2(+3.4)
74	1568 ± 15	1574.6(–7)	1576.6(–9)
76	1608 ± 20		1641.2(–33)
83	1876 ± 14	1882.7(–7)	1886.3(–10)

Tabelle 8.2: *Der Zwei-Elektronenbeitrag zum Ionisationspotential in schweren He-artigen Ionen (in eV). Die Zahlen in den Klammern geben die Differenz zwischen Experiment und Theorie wieder.*

Z	Erste Ordnung	Zweite Ordnung	Araki-Sucher	Abgeschirmte Lamb-Versch.	Total	Experiment [MaE95]
32	567.6	–5.2	0.03	–0.5	561.9	562±1.6
54	1036.5	–6.9	0.16	–1.6	1028.1	1027.2±3.5
66	1347.4	–8.6	0.35	–2.5	1336.6	1341.6±4.3
74	1586.9	–9.4	0.55	–3.4	1574.6	1568.9±15
83	1897.5	–11.0	0.85	–4.5	1882.7	1876±14

Tabelle 8.3: *Vergleich der experimentellen Daten [MaE95, StE96] mit den theoretischen Vorhersagen von Persson [PeS96].*

8.2.4 Kα-Spektroskopie versus Relativmessung der Ionisationspotentiale

Der eigentliche Vorteil einer Relativmessung der Ionisationspotentiale gegenüber der konventionellen Kα-Spektroskopie sei anhand der Tabelle 8.4 näher erläutert. Hier sind die wichtigsten individuellen Ein- und Zwei-Elektronen-Beiträge zu den Ionisationspotenialen in H- und He-artigen Wismutionen zusammengefaßt. Wie sich direkt aus der Tabelle entnehmen läßt, sind die höheren Ordnungsbeiträge in der Elektron-Elektron-Wechselwirkung und die abgeschirmte Lamb-Verschiebung wesentlich kleiner als die dominanten Ein-Elektronen-Effekte. Somit testen die Kα Messungen im wesentlichen die Ein-Elektronen-Korrekturen. Es sei daran erinnert, daß bei der Kα-Spektroskopie absolute Bindungsenergien bestimmt werden.

Im Gegensatz hierzu ermöglicht die relative Vermessung der Ionisationspotentiale eine experimentelle Isolation der Zwei-Elektronen-Beiträge, wobei sich alle Ein-Elektronenanteile gegenseitig aufheben, was insbesondere in Bezug auf die endliche Kernausdehnung von größter Bedeutung ist. Sie stellt bei den schweren H-artigen Ionen den größten theoretischen Unsicherheitsfaktor dar, während sie nahezu keinen Einfluß auf die Elektron-Elektron-Wechselwirkung hat. In der Tat konnten Persson und Mitarbeiter für U^{90+} zeigen, daß eine Änderung des mittleren quadratischen Kernradius um 1% nur eine 0.1 eV Korrektur für die Zwei-Elektronen-Beiträge bewirkt.

Ein-Elektronenanteil		Zwei-Elektronenanteil	
[JoS85]:	–104 132.9	[PeS96]:	1 882.7
Selbstenergie :	+236.5	2te Ordnung :	-11
Vakuum Polarisation:	–51.6	Abgeschirmte Lamb-Versch. :	–4.5
Nuclear Size :	+74.9	Araki Sucher :	+0.85
Totales Ionisationspotential in He-artigen Bi:–102 250.2			

Tabelle 8.4: *Die Ein- and Zwei-Elektronenanteile am totalen Ionisationspotential He-artiger Wismutionen (in eV).*

8.2.5 Relativmessung zwischen zwei Elementen und deren Bedeutung für H-artige Ionen

Das Ergebnis der durchgeführten Relativmessung der Energiedifferenz zwischen den Ionisationspotentialen He-artiger Xenon- und He-artiger Wismut-Ionen ist in Tabelle 8.5 dargestellt. Da hier nur die He-artigen Ionen von Bedeutung waren, konnte eine wesentlich höhere Genauigkeit erreicht werden, als bei der direkten Messung des Zwei-Elektronen-Beitrags zum Ionisationspotential von Wismut. In der Tabelle ist das Meßergebnis zusätzlich verglichen mit den theoretischen Vorhersagen von Drake und Plante. Die vollständige Rechnung von Persson wurde hier nicht berücksichtigt, da sich diese nur auf die Zwei-Elektronen-Anteile beziehen. Für die Xenon-Wismut Differenz sind aber auch Ein-Elektronen-Beiträge von Bedeutung. Wie aus dem Vergleich hervorgeht, favorisiert das Experiment die Rechnungen von Plante und Mitarbeitern.

Z	Experiment	[PlJ94]	[Dra88]
Bi–Xe	61984.0 ± 8.2	61980.5(+3.5)	61975.6(+8.4)

Tabelle 8.5: *Differenz zwischen den Ionisationspotentialen He-artiger Xenon- und Wismut-Ionen (alle Angaben in eV) [MaE95]. Die Angaben in den Klammern geben die Abweichungen zwischen Experiment und Theorie wieder.*

$1s$-Xe [JoS85]	+41 299.7	
2eXe	–1 027.3	± 3.5
Bi – Xe	+61 984.0	± 8.2
2eBi	+1 876	± 14
Experiment $1s$-Bi	104 124	± 17
Theorie [JoS85]	104 133	
Exp.-Theorie	–9	± 17

Tabelle 8.6: *Bestimmung der $1s$-Bindungsenergie in H-artigem Bi ($1s$-Bi) unter Verwendung der gemessenen Daten für den Zwei-Elektronen-Beitrag zur Bindungsenergie in He-artigem Xe (2eXe), in He-artigem Bi (2eBi) und der Wismut-Xenon Energiedifferenz (Bi–Xe) (alle Angaben in eV) [MaE95, StE96]. Die separat aufgeführten Daten geben den Beitrag der einzelnen Terme zur $1s$-Bindungsenergie in Wismut an. Zudem wurde die $1s$-Bindungsenergie in Xe^{53+} als bekannt vorausgesetzt und der Referenz [JoS85] entnommen.*

Die durchgeführte Relativmessung besitzt eine Bedeutung, die weit über die He-artigen Ionen hinausgeht. So lassen sich hierdurch z.B. Ketten von Elementen relativ zueinander vermessen. Darüberhinaus kann die Relativmessung für verschiedene He-artige Elemente kombiniert werden mit einer Messung der K-RR-Aufspaltung zwischen den H- und He-artigen Ionen. So ist es möglich, selbst Aussagen über die QED-Korrekturen des $1s$-Grundzustands zu gewinnen.

Unter der Voraussetzung, daß die Bindungsenergie in H-artigem Xenon mit einer theoretischen Genauigkeit von besser 1 eV beschrieben wird, ergibt sich aus der Addition der für Xenon und Wismut gemessenen K-RR Aufspaltung, zusammen mit der gemessenen K-RR Energiedifferenz zwischen Xenon und Wismut, ein Wert für die Grundzustandsbindungsenergie in Bi^{82+} von 104 124 ± 16 eV (vgl. hierzu Tabelle 8.6). Hierbei wurde angenommen, daß alle Fehler statistischen Ursprungs sind. Wie aus der Tabelle entnommen werden kann, befindet sich das Resultat in hervorragender Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage von Johnson und Soff [JoS85].

Dieses Ergebnis ist höchst bemerkenswert, zumal systematische Fehler nahezu ausgeschlossen sind. Außerdem liegt die erreichte Genauigkeit bereits nahe bei den besten Resultaten, die für H-artige Ionen am ESR erzielt werden konnten.

Diese Methode sollte es somit erlauben, die Energien des Grundzustands in H-artigen Ionen sehr präzise zu vermessen, falls es in zukünftigen Experimenten gelingen sollte, die Zählratenstatistik wesentlich zu verbessern. So erscheinen Genauigkeiten auf dem Niveau von nur wenigen eV durchaus erreichbar.

8.3 Δn=0 Übergänge

Wie bereits in Kapitel 2 erörtert, ermöglichen die $\Delta n = 0$ Übergänge in hochgeladenen Ionen die Struktur atomarer Vielkörpersysteme sehr präzise zu untersuchen. Während die $\Delta n = 0$ Übergänge He-artiger Ionen nahezu für jedes Element mit $Z \leq 36$ genau untersucht wurden (siehe z.B. Ref. [KuL95]), ist für die schwersten Ionen nur eine einzige Messung bekannt: Hier wurde der $1s2p\ ^3P_0 \rightarrow 1s2p\ ^3S_1$ Übergang in He-artigem Uran indirekt durch eine Lebensdauermessung mit einer Genauigkeit von 7.6 eV bestimmt [MuG86]. Ebenso liegt für Ionen mit $Z \geq 36$ auch nur eine Messung des $1s2p\ ^3P_2 \rightarrow 1s2p\ ^3S_1$ Übergangs vor, die an Xe^{52+} erfolgte und eine Genauigkeit von 1.74 eV erreichte [MaB89]. Ein genauer Überblick über den gegenwärtigen experimentellen Stand, bei dem auch leichte und mittelschwere Ionen berücksichtigt werden, ist in der Literatur gegeben [KuL95, StL96]

8.3.1 Die Suche nach dem $1s2p\ ^3P_2 \rightarrow 1s2p\ ^3S_1$ Übergang in U^{90+}

An der Super-EBIT wurden bereits die $\Delta n = 0$ Übergänge in den Li- bis Ne-artigen Sequenzen für sehr schwere Ionen intensivst untersucht, so z.B. für Wismut, Thorium und Uran [BeK93, Bei95, BeO98a]. So gelang hierbei der bislang genaueste Test von QED-Effekten in schweren Ionen durch die Messung der $2p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ Zerfallsenergie in Li-artigem Wismut, wobei eine absolute Genauigkeit von 0.03 eV erreicht werden konnte [BeO98]. Bei keinem dieser Experimente konnte aber die $1s2p\ ^3P_2 \rightarrow 1s2p\ ^3S_1$ Linie nachgewiesen werden.

Das wesentliche Problem, das es hierbei zu überwinden gilt, stellt die Bevölkerung des angeregten $^3P_2$-Zustands dar. Da selbst unter optimalen Bedingungen die Anzahl an H-artigen Ionen in der Falle sehr gering ist, kann die Bevölkerung des $^3P_2$-Niveaus nur durch Stoßanregung der He-artigen Ionen erfolgen. Die Anregung des $1s^2\ ^1S_0$-Grundzustands in das $^3P_2$-Niveau erfordert einen Spinflip-Übergang, der selbst für schwere Ionen sehr unwahrscheinlich ist. Zwar trifft das Argument nicht vollständig auf die Stoßanregung mit Elektronen zu, da hier zusätzliche Elektronen-Austausch-

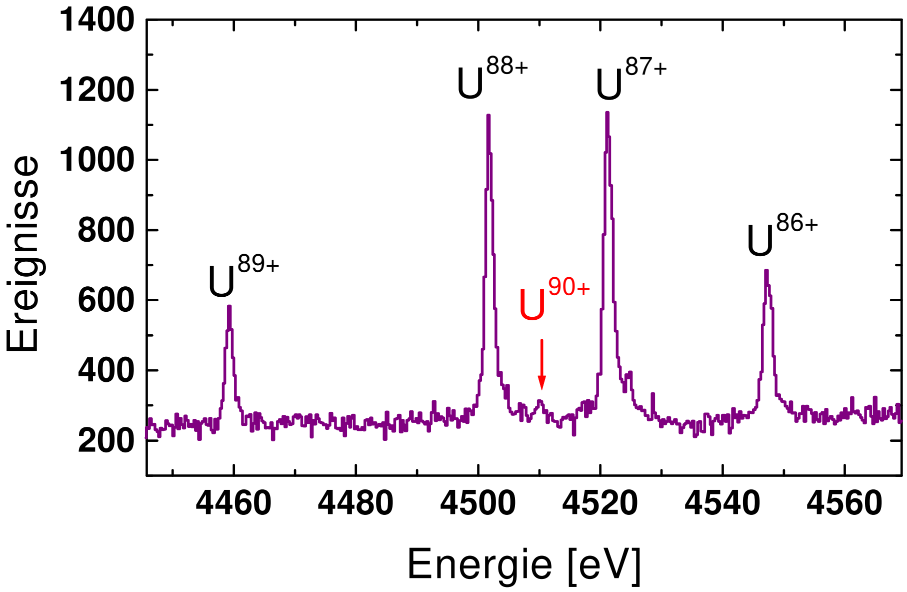

Abbildung 8.7: *Spektrum der* $\Delta n = 0$ $2p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ *Übergänge in hochgeladenen Uranionen, aufgenommen mit einem Kristallspektrometer an der Super-EBIT [BeE96].*

effekte auftreten. Trotzdem bewegen sich für Uran die direkten Bevölkerungsquerschnitte nur auf dem Niveau von etwa 1 barn [BeE96].

In einem an der Super-EBIT durchgeführten Experiment wurde erstmals versucht, den $1s2p\ ^3P_2 \rightarrow 1s2p\ ^3S_1$ Übergang in einem schweren He-artigen System – und zwar für Uran – zu identifizieren und genau zu vermessen [BeE96, StL96]. Die Betriebsparameter der EBIT wurden so optimiert, daß eine maximale Ausbeute an He-artigen Ionen gewährleistet war (E_{KIN}=140 keV bei einem Elektronenstrom von 190 mA). Zudem war das Fallenpotential so niedrig wie möglich eingestellt, wodurch Uranionen in niedrigeren Ladungszuständen schneller aus der Falle entweichen konnten. Die Meßzeit erstreckte sich auf insgesamt 800 Stunden, was in etwa acht mal länger ist als eine durchschnittliche Spektroskopiestrahlzeit an der Super-EBIT. Schließlich wurde auch die Auflösung des zum Photonennachweis verwendeten Hamos-Kristallspektrometers [BeM90] um einen Faktor 2.5 verbessert. Dies gelang durch den Einsatz eines LiF(200)-Kristalls mit einem Krümmungsradius von 75 cm (eine detaillierte Beschreibung der Experimentdurchführung ist in Ref. [BeE96] gegeben).

In Abbildung 8.7 ist das Kristallspektrometerspektrum dargestellt, das während einer Periode von 400 Stunden an der Super-EBIT gemessen wurde. Deutlich sind in dem Spektrum die $2p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ $\Delta n = 0$ Übergänge der verschiedenen Ionen zu erkennen. An der Position, an der der Übergang in U^{90+} zu erwarten ist (vergleiche Spektrum in Abbildung 8.7), deutet sich jedoch nur eine schwache Struktur an, die sich mit einer statistischen Signifikanz von 2.5 Standardabweichungen vom Untergrund abhebt.

Des weiteren muß darauf hingewiesen werden, daß in dem relevanten Spektralbereich grundsätzlich auch ein zweiter Übergang auftreten könnte, der dem Be-artigen Uran zuzuschreiben ist. Hierbei handelt es sich um den Zerfall des $1s^2 2p_{1/2} 2p_{3/2}\ {}^3P_1 \rightarrow 1s^2 2s_{1/2} 2p_{1/2}\ {}^3P_0$ Niveaus, das durch Stoßanregung des metastabilen $1s^2 2s_{1/2} 2p_{1/2}\ {}^3P_0$-Zustands bevölkert werden kann. Zwar ist der Produktionsquerschnitt für diesen Übergang recht gering, doch kann eine Überlagerung mit der Röntgenlinie der He-artigen Ionen nicht vollständig ausgeschlossen werden. Zudem muß erwähnt werden, daß während einer 100-stündigen Periode ^{233}U und ^{235}U an Stelle von ^{238}U im Experiment eingesetzt wurden. Aufgrund des Kernspins beider Isotope ist der $1s^2 2s_{1/2} 2p_{1/2}\ {}^3P_0$-Zustand in Be-artigem Uran nicht länger metastabil. Somit ist hier die Bevölkerung des doppelt angeregten $1s^2 2p_{1/2} 2p_{3/2}\ {}^3P_1$ stark reduziert, wenn auch nicht vollständig ausgeschlossen. Die Spektren der ungeraden Uranisotope zeigen aber ebenso die schwache Röntgenlinie, wie sie bereits in Abbildung 8.7 zu erkennen war [BeE96].

Unter Berücksichtigung der Daten aller Isotope folgt für die Energie der diskutierten Röntgenlinie ein Wert von 4510.05 eV ± 0.24 eV (vgl. Tabelle 8.7). Der angegebene Fehler berücksichtigt hierbei sowohl die statistische Unsicherheit als auch den Fehler, der durch die Kalibrierungslinie bestimmt ist. Die Spektrenkalibrierung wurde aus den beiden genau vermessenen Linien des Be- und B-artigen Urans gewonnen (vgl. Abbildung 8.7 [BeK93]).

Experiment	[Dra88]	[ChC93]	[PlJ94]
4510.05 ± 0.24	4510.01	4510.64	4510.45

Tabelle 8.7: *Experimentell bestimmte Röntgenenergie für den $1s2p\ {}^3P_2 \rightarrow 1s2p\ {}^3S_1$-Übergang in He-artigem Uran [BeK93]. Der angegebene Fehler berücksichtigt sowohl die statistische Unsicherheit als auch den Fehler, der durch die Energiekalibrierung hervorgerufen wird. Ebenso sind verschiedene theoretische Vorhersagen für die Zerfallsenergie aufgeführt.*

Vergleicht man das Ergebnis mit den theoretischen Vorhersagen, so läßt sich eine hervorragende Übereinstimmung mit dem Wert von Drake [Dra88] feststellen. Hingegen weichen die vollständigeren Rechnungen von Chen, Cheng und Johnson [ChC93] und von Plante, Johnson und Saphirstein [PlJ94] stark vom experimentellen Befund ab. Alle drei Theorien beinhalten die gleichen QED-Rechnungen, die – wie bereits oben diskutiert – nur vollständig bis zur Ordnung $(Z\alpha)^3$ sind. Die Tatsache, daß unser experimenteller Wert gut durch die Theorie von Drake beschrieben wird, kann von daher als ein Anzeichen interpretiert werden, daß die nicht berücksichtigten höheren QED-Beiträge zu einer Verringerung der Übergangsenergie führen.

Letztlich weist die diskutierte Untersuchung aber auf die großen Schwierigkeiten hin, mit denen man bei der Untersuchung schwerer He-artiger Ionen an der Super-EBIT konfrontiert wird. Zukünftige Untersuchungen sollten daher ausschließlich an den ungeraden Uranisotopen durchgeführt werden, um eine mögliche Überlagerung des $1s^2 2p_{1/2} 2p_{3/2} {}^3P_1 \rightarrow 1s^2 2s_{1/2} 2p_{1/2} {}^3P_0$ Übergangs in Be-artigem Uran weitestgehend auszuschließen.

Die sauberste Methode stellt sicherlich eine Messung am ESR Jettarget dar, wo bislang noch keine Kristallspektrometer zum Einsatz kamen. Am Jettarget schließt der koinzidente Nachweis der Röntgenstrahlung mit dem Ladungszustand des Projektils eine mögliche Linien-Überlagerungen von vornherein aus [StL96].

Kapitel 9

Ausblick – neue Techniken und Strategien zur Untersuchung der Atomphysik in starken Feldern

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit diskutierten Experimente zeigen deutlich das einzigartige Potential auf, das durch den Speicherring ESR für die Präzisionsspektroskopie an den schwersten hochgeladenen Ionen gewonnen werden konnte. So war es in den am ESR durchgeführten Untersuchungen zur $1s$-Lamb-Verschiebung in U^{91+} möglich, die experimentelle Präzision um eine Größenordnung zu steigern. Diese außerordentliche Präzissionssteigerung erlaubt es, die theoretischen Rechnungen zur QED in extrem starken Feldern auf dem Niveau von 2.7% als gesichert anzusehen.

Die ultimative Überprüfung unseres Verständnisses der QED in starken Feldern – Ziel der experimentellen Bemühungen – erfordert eine Steigerung der experimentellen Genauigkeit um mindestens eine weitere Größenordnung. Wie im Kapitel 7 ausführlich erläutert, scheint die erreichte Genauigkeit an eine Grenze gestoßen zu sein, die sich mit den bislang angewandten Methoden nicht überwinden läßt. Hierzu sind neue Methoden zum Photonennachweis zwingend erforderlich, die über eine wesentlich höhere spektrale Auflösung verfügen als die bislang eingesetzten Halbleiterdetektoren. Letztere waren eine notwendige Antwort auf die niedrigen Strahlintensitäten am ESR. Diese Situation hat sich mittlerweile grundlegend geändert, wie am Beispiel des Experimentes mit den abgebremsten Uranionen erläutert wurde (vgl. Kapitel 6). Eine weitere wesentliche Erhöhung der Luminosität konnte zudem kürzlich durch die Inbetriebnahme eines Elektronenkühlers für das Schwerionensynchrotron erreicht werden. Somit sind alle Voraussetzungen für den Einsatz hochauflösender Nachweismethoden erfüllt, Techniken, die im Vergleich zu Halbleiterdetektoren über sehr geringe Nachweiseffizienzen verfügen.

In diesem abschließenden Kapitel sollen die hierfür geeigneten Methoden dargestellt werden, die teilweise bereits in ersten Testexperimenten eingesetzt werden konnten.

Abschließend soll auch auf die einmaligen Möglichkeiten aufmerksam gemacht werden, die sich aus den extrem sauberen Experimentierbedingungen an Speicherringen für Untersuchungen zur atomaren Stoßdynamik ergeben. Beispielhaft soll hierbei der interessanten Fragestellungen nachgegangen werden, inwieweit QED-Effekte auch atomare Stoßprozesse beeinflussen und sich nachweisen lassen.

9.1 Hochaufgelöster Nachweis harter Röntgenstrahlung

Gegenwärtig werden drei unterschiedliche Strategien verfolgt, von denen eine wesentliche Verbesserung der vorhandenen Spektralauflösung erwartet werden kann. Dies sind

- die Absorptionskantenmethode,
- Nachweis der Photonen durch Transmissions-Kristallspektrometer,
- der Einsatz von Kalorimetern.

9.2 Absorptionskantenmethode

Bei der Absorptionskantenmethode [ScM73, Sch74, ScM82] wird das Schwellenverhalten der Photoionisationsquerschnitte ausgenutzt. Treffen Photonen mit der Energie $\hbar\omega$ auf eine Folie, bestehend aus einem Element mit der Kernladung Z und der Dichte ρ, so folgt die Transmissionswahrscheinlichkeit dem Ausdruck:

$$f(\hbar\omega) = exp\left[-d \cdot \rho \cdot \mu(\hbar\omega)\right] \tag{9.1}$$

und der Absorptionskoeffizient $\mu(\hbar\omega)$ ist hierbei gegeben durch:

$$\mu(\hbar\omega) \propto \arctan\left(\frac{\hbar\omega - E_{edge}}{\Gamma/2}\right), \tag{9.2}$$

wobei Γ die Breite der Kante angibt, die sowohl vom Element Z als auch von dem zu ionisierenden atomaren Zustand abhängig ist. Hingegen bestimmt die Dicke d in Gleichung 9.1 den *Kontrast* des Absorptionskantenprofils.

Daten für die Absorptionskoeffizienten liegen in tabellierter Form vor [Cha95] und sind für das konkrete Beispiel der K-Schalenkante von Blei in Abbildung 9.1 dargestellt. Hier befindet sich die energetische Position der Kante bei einer Energie von ca. 88 keV und sie weist eine Breite von etwa 80 eV auf. Generell liegt die Breite der K-Schalenkante schwerer Absorber ($66 \leq Z \leq 82$) im Bereich zwischen 40 eV und 80 eV, was mit der Auflösung von Halbleiterdetektoren von etwa 500 eV zu vergleichen ist. Dies verdeutlicht die große Relevanz des Absorptionskantenprofils für spektroskopische Untersuchungen falls es gelingt, die zu untersuchenden Röntgenlinien energetisch

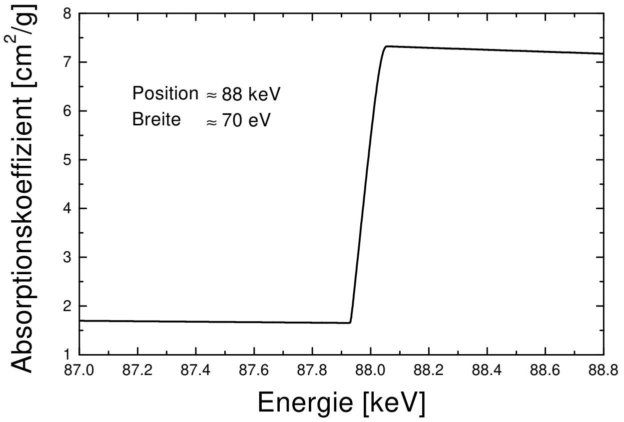

Abbildung 9.1. *Verlauf der K-Schalenkante von Blei als Funktion der Photonenenergie $\hbar\omega$. Die theoretischen Daten wurden der Referenz [Cha95] entnommen.*

über die Kante eines eingesetzten Absorbers *zu verschieben*. Grundsätzlich bieten sich hierfür die folgenden Möglichkeiten an:

(a) Es wird die Abhängigkeit der RR-Photonenenergie von der Energie des Elektronen- bzw. Ionenstrahls ausgenutzt, und die Photonenintensität wird hinter einem Absorber als Funktion der Strahlenergie nachgewiesen [StK97, KrE98].

(b) Erfolgt die Messung mit sich schnell bewegenden Ionen, so kann die Abhängigkeit des Dopplerfaktors $D(\theta,\beta)$ vom Beobachtungswinkel und der Strahlenergie ausgenutzt werden [ScM73, Sch74, ScB91, ScM82, Gou93]. Wird hingegen die Winkelabhängigkeit verwendet, so ist ein ortsaufgelöster Nachweis der Photonenintensität notwendig, was auch häufig als *Doppler-Tuned* Methode bezeichnet wird [ScB91]. Kommt jedoch die Abhängigkeit von β zur Spektroskopie zum Tragen, so hat sich die Bezeichnung *Velocity-Tuned* durchgesetzt [Bey95a], obwohl hier ebenfalls die Doppler-Verschiebung ausgenutzt wird.

Obwohl die Absorptionskantentechnik als ideale Methode zur Spektroskopie an Beschleunigern angesehen werden muß, sind bislang nur zwei Experimente bekannt, bei denen diese Technik zum Einsatz kam und Resultate lieferte. Am bekanntesten ist die Pionierarbeit von Schweppe und Mitarbeitern [ScB91], denen es unter Ausnutzung der L-Schalenkante von Argon gelang, den $2p_{3/2} \to 2s_{1/2}$ $\Delta n = 0$ Übergang in Li-artigem Uran von $\approx$ 4.5 keV mit einer absoluten Präzision von 0.09 eV zu vermessen. Dieses Resultat stellte über viele Jahre den genauesten Test zur QED in starken Feldern dar und wurde erst 1997 durch eine Messung des entsprechenden Übergangs in Li-artigem Wismut übertroffen [BeO98]. Ebenso wurde die Kantenmethode in einem Experiment am BEVALAC-Beschleuniger zur Untersuchung der Lyα-Übergänge in U^{91+} eingesetzt [LuD94]. Auf Grund der geringen Strahlintensität konnte hier jedoch nur eine Genauigkeiten von ca. 100 eV erreicht werden.

9.2.1 Absorptionskanten-Spektroskopie an der EBIT

Die Abhängigkeit der RR-Photonenenergie von der Energie der freien Elektronen wurde erstmalig in einem an der Super-EBIT durchgeführten Absorptionskanten-

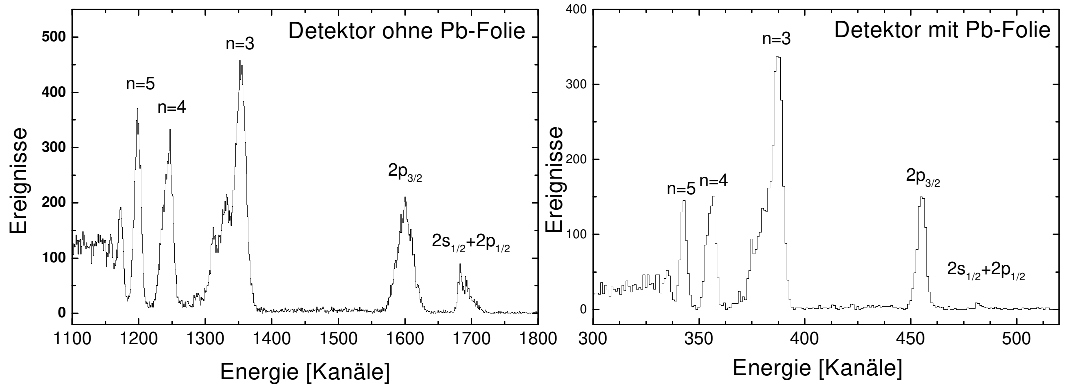

Abbildung 9.2: *Röntgenspektren hochgeladener Uranionen, aufgenommen an der Super-EBIT bei einer Elektronenstrahlenergie von 60 keV [StK97]. Das Spektrum auf der linke Seite wurde ohne Absorber mit einem konventionellen Ge(i)-Detektor aufgenommen, wohingegen das Spektrum auf der rechte Seite mit einem Detektor nachgewiesen wurde, der mit einer 0.6 mm dicken Bleifolie ausgestattet war [KrE98].*

Experiment ausgenutzt [StK97, KrE98]. Gegenstand der Untersuchung war der Nachweis der RR-Strahlung in die L-Schale hochgeladener Uranionen mit dem Ziel, die L-Schalenionisations-Querschnitte für schwere hochgeladene Ionen als Folge von Stößen mit Elektronen zu bestimmen [StK97, KrE98]. Eine weitere Motivation für das Experiment war die Fragestellung, inwieweit sich die in Kapitel 8 beschriebene Experimentiertechnik zur Bestimmung relativer Ionisationspotentiale auch auf die L-Schale ausdehnen läßt.

Der experimentelle Aufbau war nahezu identisch mit dem Aufbau, der schematisch in Abbildung 4.13 wiedergegeben ist. Der einzige Unterschied bestand darin, daß einer der beiden Röntgendetektoren, die zum Nachweis der Röntgenemission aus der EBIT verwendet wurden, mit einem 0.6 mm dicken Pb-Absorber ausgestattet war. Der zweite Detektor hingegen beobachtete die Strahlung ohne Absorber und diente zur Normierung der Absorptionskanten-Spektren. Insgesamt wurden in dem Experiment 42 verschiedene Elektronenstrahlenergien eingesetzt, die alle im Bereich zwischen 58.5 keV und 62.5 keV lagen. Die typische Strahlzeit pro Energieschritt betrug zwei Stunden.

Als ein Beispiel sind in Abbildung 9.2 die Röntgenspektren dargestellt, die mit den beiden Detektoren bei einer festen Elektronenstrahlenergie von 60 keV registriert wurden [KrE98]. Deutlich geht aus dem Vergleich der Spektren der Einfluß der Absorptionsfolie hervor. Während ohne Folie sowohl die RR-Strahlung für Einfang in die $j = 3/2$ und $j = 1/2$ Zustände der L-Schale zu erkennen ist, wird durch die Folie die $j = 1/2$-Strahlung vollständig und die $j = 3/2$-Strahlung teilweise absorbiert. Das heißt, bei dieser gewählten Elektronenstrahlenergie liegt die Absorptionskante im Bereich der Photonenenergie der $j = 3/2$ RR-Strahlung.

Die gemessene Transmission für die $j = 3/2$ RR-Strahlung ist in Abbildung 9.3 als

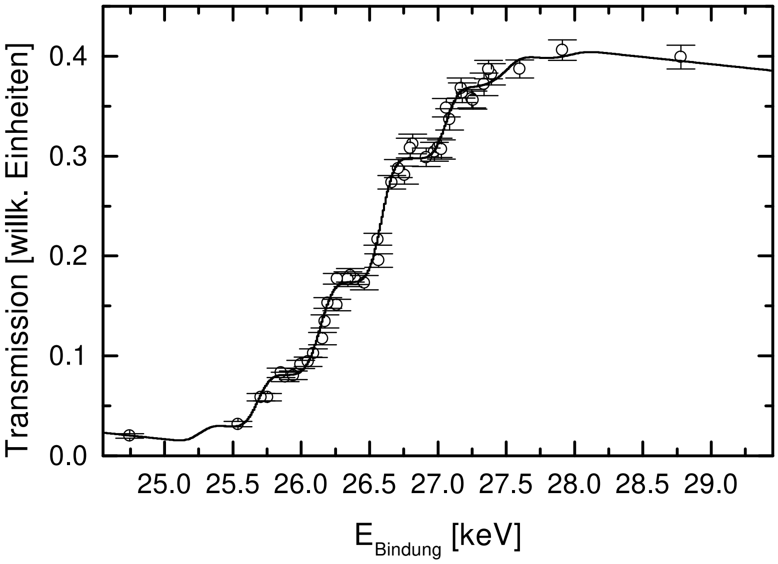

Abbildung 9.3: *Transmissionsspektrum der RR-Photonen für Einfang in die L-Schale hochgeladener Uranionen als Funktion der Energiedifferenz* $\hbar\omega - E_{\mathrm{KIN}}$*. Die ausgeprägten Strukturen treten als Folge des Einfangs in Ionen mit unterschiedlichen Ladungszuständen auf. Die durchgezogene Linie bezieht sich auf eine Modellfunktion, die an die experimentellen Daten angepaßt wurde [StK97].*

Funktion der Energiedifferenz $\hbar\omega - E_{\mathrm{KIN}}$ wiedergegeben, die nach Gleichung 3.3 der Bindungsenergie der Elektronen im Endzustand entspricht. Die Transmission folgt aus dem Verhältnis der RR-Linien für Einfang in die $j = 3/2$-Zustände, wie sie gleichzeitig mit beiden Detektoren beobachtet wurden. Als Folge der unterschiedlichen Ladungszustände der Uranionen, die alle gleichzeitig in der Falle gehalten werden (im wesentlichen He- bis Ne-artige Ionen), sind im Transmissionsspektrum ausgeprägte Strukturen zu erkennen. Die ebenfalls in der Abbildung zu erkennende Linie gibt das Ergebnis einer Fehlerminimierungsprozedur wieder [StK97], durch die Gleichung 9.1 an die experimentellen Daten angepaßt wurde. Hierzu wurden die Bindungsenergien der Elektronen in den einzelnen Ladungszuständen als bekannt vorausgesetzt. Wie aus der Abbildung hervorgeht, konnte auf diese Weise eine hervorragende Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und dem theoretischen Linienprofil erreicht werden (vgl. [Kra97]).

Um die im EBIT-Experiment erzielte Auflösung zu demonstrieren, ist in Abbildung 9.4 die erste Ableitung des an die Daten angepaßten Linienprofils wiedergegeben und im Vergleich mit einem Röntgenspektrum der $j = 3/2$-Linien dargestellt. Das Spektrum wurde bei der Elektronenstrahlenergie von 60 keV mit einem konventionellen Halbleiterdetektor aufgenommen (die Auflösung betrug ca. 450 eV). Der Vergleich manifestiert beeindruckend die durch die Absorptionskantenmethode gewonnene Auflösung von weniger als 100 eV, die es erlaubte, die individuellen Beiträge der einzelnen

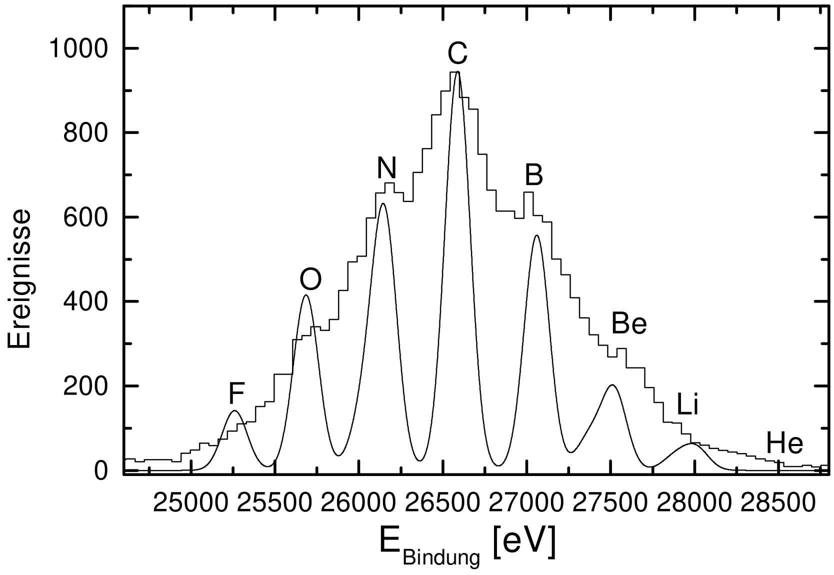

Abbildung 9.4: *Röntgenspektrum für radiative Rekombination in die $j = 3/2$-Niveaus hochgeladener Uranionen im Vergleich mit der ersten Ableitung des an die Daten angepaßten Absorptionskantenprofils (durchgezogene Linie, vgl. hierzu Abbildung 9.3). Das Spektrum wurde bei der Elektronenstrahlenergie von 60 keV mit einem konventionellen Halbleiterdetektor aufgenommen (die Auflösung betrug ca. 450 eV) [KrE98].*

Ladungszustände zur integralen $j = 3/2$-Linie aufzulösen.

Bei dem dargestellten Experiment handelte es sich um die erstmalige Anwendung der Absorptionskantentechnik an einer EBIT, in dem das Potential dieser Methode zum hochaufgelösten Nachweis harter Röntgenstrahlung eindeutig aufgezeigt wurde. In zukünftigen Untersuchungen, die sich gegenwärtig in Vorbereitung befinden, sollte es hierdurch möglich sein, auch die L-Schalenbindungsenergien für die $j = 1/2$- und $j = 3/2$-Unterzustände in He- bis Ne-artigen Schwerionen präzise zu vermessen.

9.2.2 Absorptionskanten-Spektroskopie am ESR

Am Speicherring ESR besteht die Möglichkeit, die Absorptionskantenmethode mit einer präzisen Variation der Kühlerspannung zu kombinieren, um so äußerst genau unter Ausnutzung des Dopplereffektes das Profil einer Absorptionskante *abzufahren*. Hierdurch sind ideale Voraussetzungen für die Anwendung der Kantentechnik gegeben, die kürzlich in einem ersten Testexperiment genauer untersucht wurden [KrS98].

Das Experiment wurde für H-artige Goldionen am Jettarget des Speicherrings bei einer Projektilenergie von 258 MeV/u durchgeführt. Der experimentelle Aufbau ist schematisch in Abbildung 9.5 skizziert. Im Experiment erfolgte die Beobachtung der Röntgenemission aus dem Jettarget unter den Winkeln von 35°, 90° und 150°,

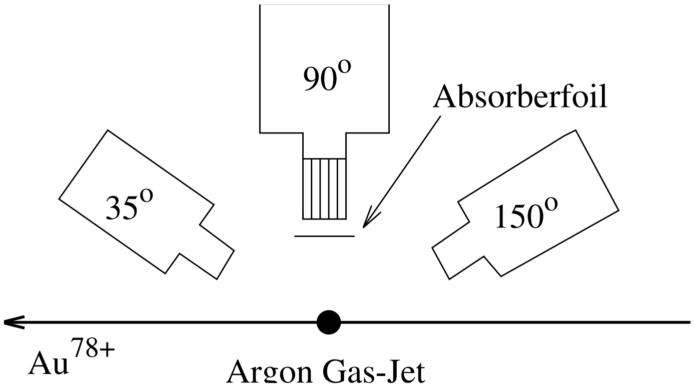

Abbildung 9.5. *Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus, der im ersten Doppler-Tuned Experiment am ESR eingesetzt wurde [KrS98]. Unter 90° wurde ein segmentierter Detektor verwendet, der mit einer Absorptionsfolie ausgerüstet war. Die beiden übrigen Detektoren dienten zur Normierung der Kantendaten.*

wobei unter 90° ein segmentierter Streifendetektor eingesetzt wurde, der zusätzlich mit einer Absorptionsfolie ausgestattet war. Hingegen wurden unter 35° und 150° konventionelle Ge(i)-Detektoren verwendet, die in Analogie zum EBIT-Experiment zur Normierung der Absorptionskantendaten und somit zur Bestimmung der Transmission notwendig waren.

In Reaktionen der H-artigen Projektile mit dem Jettarget kann es zum einen zur Produktion von Lyα-Photonen durch Projektilanregung, zum anderen zur Erzeugung von Kα-Photonen als Folge von Einfangsereignissen kommen. Sowohl die $L \to K$ Übergänge in H-artigem Gold als auch die in He-artigem Gold waren Gegenstand des Experimentes. Aus diesem Grund wurde Argon als Targetgas eingesetzt, da hier Projektilanregung und Elektroneneinfang in etwa gleiche Querschnitte aufweisen. Darüberhinaus erfolgte die Beobachtung der Röntgenemission sowohl mit als auch ohne koinzidenten Nachweis der Projektilumladung. Hierdurch können die Röntgenübergänge in den He-artigen Ionen eindeutig identifiziert werden. Da die Projektilanregung nicht mit einer Änderung des Projektilladungszustands einhergeht, ergeben sich die Röntgenspektren der H-artigen Ionen aus einer *Anti-Koinzidenzbedingung* mit der Projektilumladung. Die Anti-Koinzidenztechnik wurde in diesem Experiment erstmals für Schwerionen eingesetzt [Sto98] und den exzellenten Strahlbedingungen am ESR ist es zu verdanken, daß hier die Methode zu hervorragenden Ergebnissen führte. Dies sei anhand der Röntgenspektren veranschaulicht, die in Abbildung 9.6 dargestellt sind und unter dem Beobachtungswinkel von 35° nachgewiesen wurden. Das Spektrum im oberen Teil der Abbildung bezieht sich auf die Röntgenemission, die ohne jegliche Koinzidenzbedingung gemessen wurde. Das mittlere Spektrum hingegen wurde durch koinzidenten Nachweis der Projektilstrahlung mit der Umladung gewonnen und erlaubt eine saubere Trennung der Röntgenübergänge in den He-artigen Ionen von der restlichen Röntgenemission. Das Spektrum der H-artigen Ionen – Folge der Projektilanregung – folgt schließlich aus der Differenz der Spektren

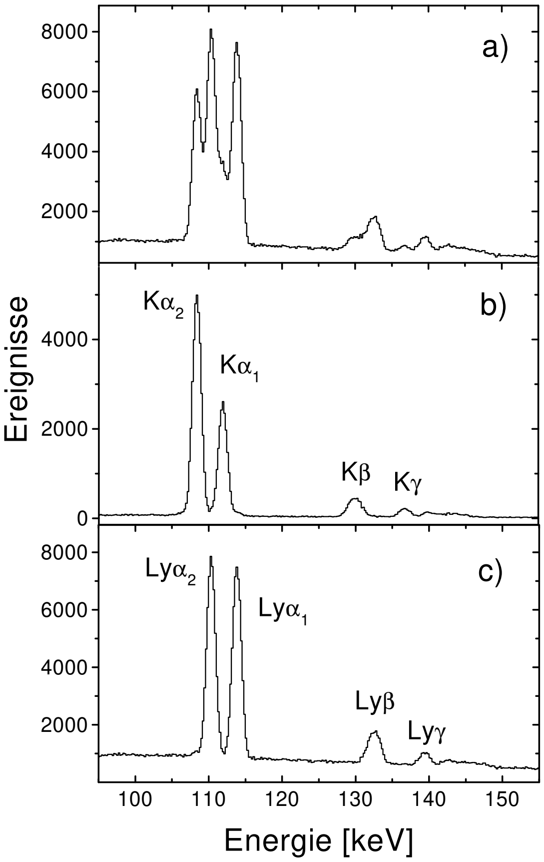

Abbildung 9.6. *Die Röntgenspektren, die für das Stoßsystem Au*$^{78+}$ *→Ar bei einer Energie von 258 MeV/u unter 35° aufgenommen wurden [Sto98]. (a): Röntgenspektrum, nachgewiesen ohne Koinzidenz mit der Projektilumladung (b): Röntgenspektrum, nachgewiesen in Koinzidenz mit der Projektilumladung (Elektroneneinfang) (c): Röntgenspektrum, nachgewiesen in Anti-Koinzidenz mit der Projektilumladung (Projektilanregung).*

(a) und (b) und ist im unteren Spektrum (c) dargestellt. Der offensichtliche Erfolg dieser Technik hat neben ihrer Bedeutung für das Absorptionskanten-Experiment auch weitreichende Konsequenzen für zukünftige Studien atomarer Reaktionsprozesse und sollte es ermöglichen, den fundamentalen Prozeß der Coulomb-Anregung in schweren Projektilen sehr präzise zu vermessen.

Unter Anwendung der Anti-Koinzidenzmethode wurde zur Untersuchung der Lyα_1- und Kα_1-Strahlung ein Holmiumabsorber (Z=66) eingesetzt, während für die Lyα_2- und Kα_2-Strahlung ein Dysprosiumabsorber verwendet wurde. Die eigentliche Verschiebung der Röntgenlinien über die Absorptionskanten erfolgte durch Variation der Elektronenkühlerspannung. Im Falle des Ho-Absorbers waren Messungen bei insgesamt acht verschiedenen Kühlerspannungen möglich, die im Bereich zwischen 139.4 kV und 140.8 kV lagen (Schrittweite von 200 V). Hingegen erfolgten für den Dy-Absorber wegen der sehr kurzen Strahlzeit (insgesamt zwei Tage) nur Messungen bei vier Kühlerspannungen, die sich bei einer Schrittweite von 400 V ebenfalls im Spannungsbereich von 139.4 kV – 140.8 kV befanden. Diese Schrittweiten führen unter dem Beobachtungswinkel von 90° zu einer Änderung der Laborenergien von ca. 15 eV bzw. 30 eV. Darüberhinaus beträgt bei konstanter Kühlerspannung die Dopplerverschiebung zwischen zwei Segmenten des Streifendetektors 300 eV.

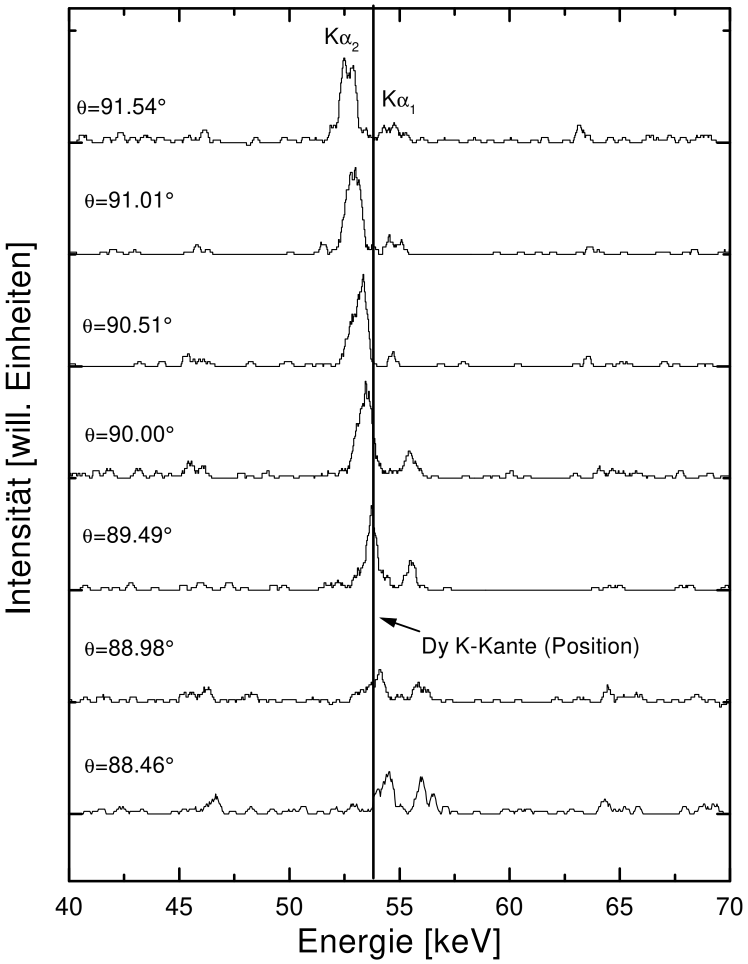

Abbildung 9.7. *Kα-Spektren der individuellen Segmente des Streifendetektors. Die Spektren wurden mit einem Dy-Absorber bei der Kühlerspannung von 140.8 kV aufgenommen [KrS98]. Die durchgezogene Linie gibt die theoretische Lage der K-Schalenkanten wieder.*

Um die Auswirkungen der Absorber auf die Röntgenspektren zu illustrieren, sind in der Abbildung 9.7 die Kα-Spektren der individuellen Segmente des Streifendetektors dargestellt. Die Spektren wurden mit einem Dy-Absorber bei der Kühlerspannung von 140.8 kV aufgenommen. Deutlich geht aus der Abbildung die starke Variation der relativen Kα_2-Intensität als Funktion der Segmentposition hervor. Ähnliche Spektren konnten mit dem Ho-Absorber für die Lyα-Übergänge in Au^{78+} nachgewiesen werden.

Als ein Beispiel ist in der Abbildung 9.8 die aus den Daten resultierende Transmission für die Kα_2-Linie (Dy-Absorber) wiedergegeben. Deutlich kann aus der Abbildung die drastische Intensitätsänderung als Funktion der Photonenenergie entnommen werden kann. Zudem werden in der Abbildung die experimentellen Daten mit einer Modellfunktion verglichen (vgl. Gleichung 9.1), bei der eine Breite von 200 eV angenommen wurde. Hier ist anzumerken, daß im Unterschied zum EBIT-Experiment die beobachtete Breite des Transmissionsprofils nicht nur durch die Kantenbreite ($\approx$ 40 eV), sondern vor allem durch die Dopplerbreite ($\approx$ 200 eV) bestimmt ist. Wie aus der Abbildung 9.8 zu entnehmen ist, können die experimentellen Daten sehr gut durch die angenommene Breite von 200 eV beschrieben werden, die sich aber im

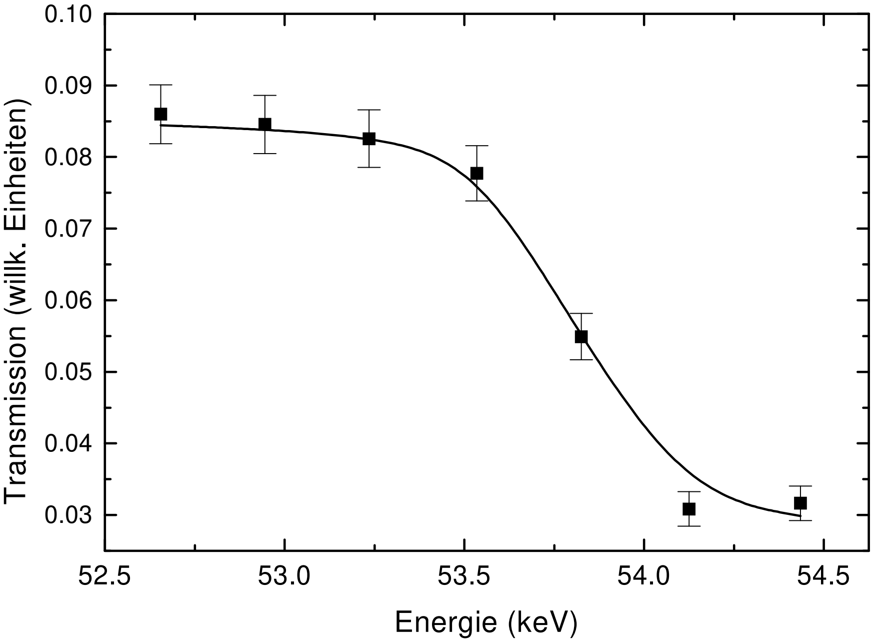

Abbildung 9.8: *Die gemessene Transmission der Kα_2-Linie von* Au^{77+} *(Dy-Absorber) [KrS98]. Die experimentellen Daten werden zudem mit einer Modellfunktion verglichen (vgl. Gleichung 9.1), wobei eine Breite von 200 eV angenommen wurde.*

Rahmen des statistischen Fehler nicht exakt bestimmen läßt. Trotzdem weist bereits dieses Ergebnis einen beträchtlichen Gewinn an Auflösungsvermögen im Vergleich zu konventionellen Halbleiterdetektoren auf.

Die beiden erläuterten Testexperimente zeigen die deutlichen Vorteile der Absorptionskantenspektroskopie gegenüber der konventionellen Photonennachweismethode auf. Sie belegen aber auch, daß die Anwendung dieser Methode noch wesentlich zu optimieren ist, um die Grundzustandsübergänge in H-artigen Schwerionen mit einer Genauigkeit von ≈ 1 eV bestimmen zu können. Einen wesentlichen Schritt in diese Richtung stellt ein Xenon-Gasdetektor dar, der sich gegenwärtig in der Entwicklung befindet, und der einen ortsaufgelösten Nachweis von harter Röntgenstrahlung im Bereich zwischen 60 keV und 100 keV gewährleisten soll [FoH96]. Die der Entwicklung zugrunde liegenden Spezifikationen fordern in einer Richtung eine Ortsauflösung von ≈ 200 μm und senkrecht hierzu eine Auflösung von < 2 mm. Ein Prototyp konnte bereits in einem ersten Testexperiment am ESR-Jettarget eingesetzt werden und die hierbei gewonnenen Daten werden gegenwärtig analysiert [Men98].

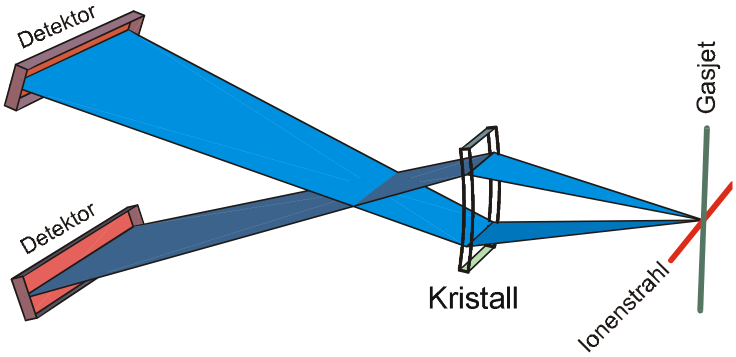

Abbildung 9.9: *Schematische Darstellung der Cauchois-Geometrie für ein in Transmission betriebenes Spektrometer, bei dem ein zylindrisch gebogener Kristall eingesetzt wird [FoH96].*

9.3 Einsatz hochauflösender Kristallspektrometer

Alternativ zur Absorptionskantentechnik können Kristallspektrometer zum hochauflösenden Nachweis der Röntgenstrahlung, die im Bereich von 100 keV liegt, eingesetzt werden [FoH96, WiB97a, WiB97b]. Als Folge der geringen Wellenlänge der Strahlung treten hierbei kleine Braggwinkel $\theta \approx 1^\circ$–2° auf, die den Einsatz von Transmissionspektrometern erforderlich machen. Genaue Untersuchungen hierzu zeigen, daß für den Einsatz solcher Spektrometer die Cauchois-Geometrie am vorteilhaftesten ist und die höchste Effizienz verspricht [FoH96]. Hierbei wird das Röntgenspektrum auf einen ortsauflösenden Detektor abgebildet. Während einer solchen Messung ist weder ein Verfahren des Detektors noch des Kristalls erforderlich, jedoch muß der ortsempfindliche Nachweis der Strahlung, in Analogie zur Doppler-Tuned-Methode, gewährleistet sein. In Abbildung 9.9 ist eine schematische Darstellung der Cauchois-Geometrie für ein in Transmission betriebenes Spektrometer mit zylindrisch gebogenem Kristall dargestellt. Die abzubildende Röntgenquelle befindet sich hierbei auf der konvexen Seiten des gebogenen Kristalls und die Abbildungseigenschaften sind durch einen polychromatischen und zwei monochromatische Fokalpunkte auf dem Rowlandkreis bestimmt.

Die Cauchois-Geometrie wird auch bei dem Kristallspektrometer, das sich gegenwärtig bei der GSI im Aufbau befindet, eingesetzt. Hierbei wird ein Si-Kristall in der (2,2,0) Orientierung und mit einem Krümmungsradius von $\approx$ 2 m verwendet. Aufgrund der Abbildungseigenschaften des Spektrometers erfordert der Photonennachweis einen Detektor, der in der Dispersionsrichtung über eine Ortsauflösung von besser als 200 μm verfügt bei einer Akzeptanz von 30 bis 60 mm [FoH96]. Senkrecht hierzu sind die Anforderungen wesentlich geringer und die Ortsauflösung sollte hier

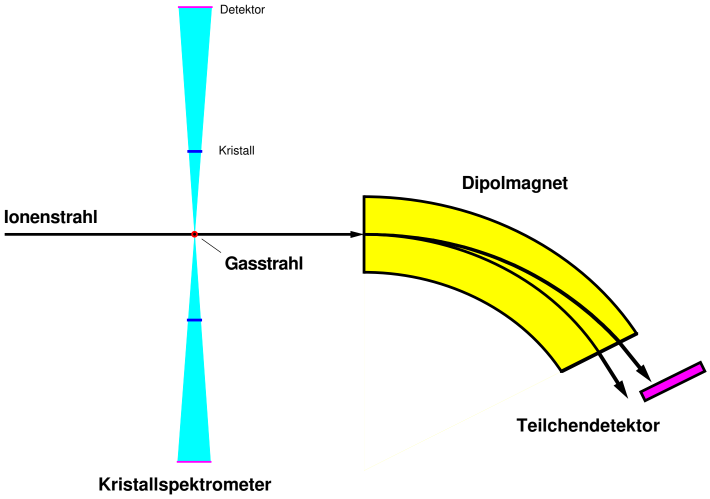

Abbildung 9.10: *Schematische Skizze der Spektrometeranordnung, die in einem geplanten Kristallspektrometer-Experiment am Jettarget des ESR zum Einsatz kommen soll [FoH96]. Jeweils drei Spektrometer sollen vertikal übereinander angeordnet werden und die Röntgenemission aus dem Targetbereich unter einem Winkel nahe 90° nachweisen.*

im Bereich von 2 mm liegen (vgl. hierzu Abbildung 9.9).

Bei der im Moment vorliegenden Planung eines Kristallspektrometer-Experimentes zur $1s$-Lamb-Verschiebung in U^{91+} wird davon ausgegangen, daß insgesamt sechs Spektrometer mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von jeweils $\epsilon \approx 10^{-7}$ gleichzeitig am Jettarget des ESR zum Einsatz kommen. Die Spektrometer sollen hierzu symmetrisch nahe 90° aufgebaut werden, wobei jeweils drei Spektrometer vertikal übereinander angeordnet und mit einer relativen Positionsgenauigkeit von 0.1 mrad eingemessen werden sollen. Der genaue Beobachtungswinkel sollte dem magischen Winkel entsprechen, der für abgebremste Ionen nahe bei 90° liegt. Eine schematische Skizze der geplanten Spektrometeranordnung ist in Abbildung 9.10 dargestellt. Unter den genannten Spezifikationen ist die Voraussetzung für die Durchführbarkeit des Experimentes, daß insgesamt 10^8 Ionen pro Minute im ESR gepeichert werden. Im gleichen Zeitraum müssen die Ionen durch Reaktionen im Jettarget aufgebraucht werden und hierbei nutzbare Lyα-Photonen emittieren. Basierend auf den Erfahrungen, die in dem Experiment mit den abgebremsten Ionen gewonnen werden konnten [StR97] (vgl. hierzu Kapitel 6), kann davon ausgegangen werden, daß für abgebremste Ionen $\approx$ 50% aller Umladungsreaktionen zur Lyα-Emission führen. Hierdurch wäre eine mittlere Zählrate von 0.2 Hz gewährleistet (0.04 Hz pro Spektrometer). Somit wäre eine Strahlzeit von $\approx$ 10 Tagen erforderlich, um eine statistische Genauigkeit von 1 eV zu erreichen. Um darüberhinaus den Einfluß systematischer Fehler zu minimieren bzw. zu kontrollieren, wird das Experiment bei insgesamt fünf Ionenenergien durchzuführen sein. Insgesamt muß von einer Strahlzeit von mindestens vier Wochen

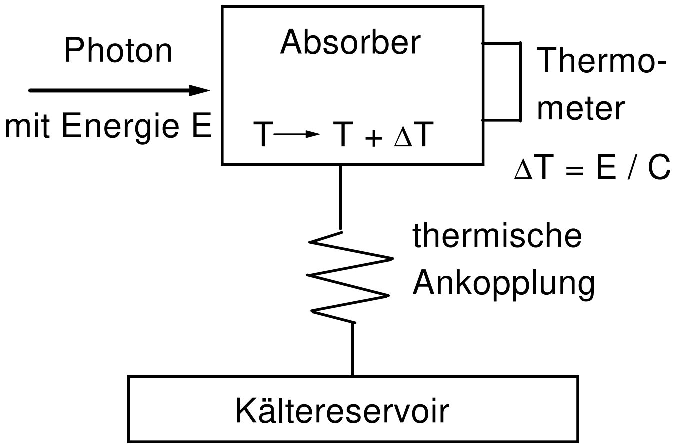

Abbildung 9.11: *Schematische Darstellung des Funktionsprinzips eines Bolometers [MeE97].*

ausgegangen werden, um die angestrebte absolute Präzision von ≈1 eV erreichen zu können.

9.4 Kalorimeter

Schließlich sei noch auf eine weitere Entwicklung hingewiesen, die gegenwärtig bei der GSI im Rahmen der Untersuchungen zur $1s$-Lamb-Verschiebung betrieben wird [FoH96, EgB96]. Hierbei handelt es sich um den Versuch, Tieftemperaturdetektoren – auch *Kalorimeter* bzw. *Bolometer* genannt – zur Messung hochenergetischer Photonen einzusetzen.

Das Nachweisprinzip dieser Systeme sei anhand von Abbildung 9.11 veranschaulicht [MeE97]. Die Photonen werden in einem Absorber gestoppt und die hierdurch bedingte Energiedeposition führt zu einer Erwärmung ΔT des Detektors, d.h., die Energie wird in thermische Phononen konvertiert, die mit einem Thermometer nachgewiesen werden. Schließlich wird die Energie über eine thermische Verbindung einem Kältereservoir zugeführt. Das hierbei beobachtete thermische Signal $\Delta T = \hbar\omega/C$ ist umgekehrt proportional zur Wärmekapazität C des Absorbers, die bei Festkörpern stark von der Temperatur (T) abhängig ist. Im allgemeinen besteht hier die Abhängigkeit $C = a \cdot T + b \cdot T^3$, wobei der lineare Term den Beitrag der Leitungselektronen und der kubische Term denjenigen des Kristallgitters beschreibt. Die Faktoren a und b sind materialspezifische Konstanten. Um die höchste Sensitivität erreichen zu können, sollte somit der Absorber auf einem möglichst niedrigen Temperaturniveau von kleiner 0.1 K betrieben werden (für eine Übersicht zum gegenwärtigen Stand der Entwicklung von Kalorimetern vgl. [Pro95]).

Im Vergleich zu konventionellen Halbleiterdetektoren bieten die Kalorimeter den

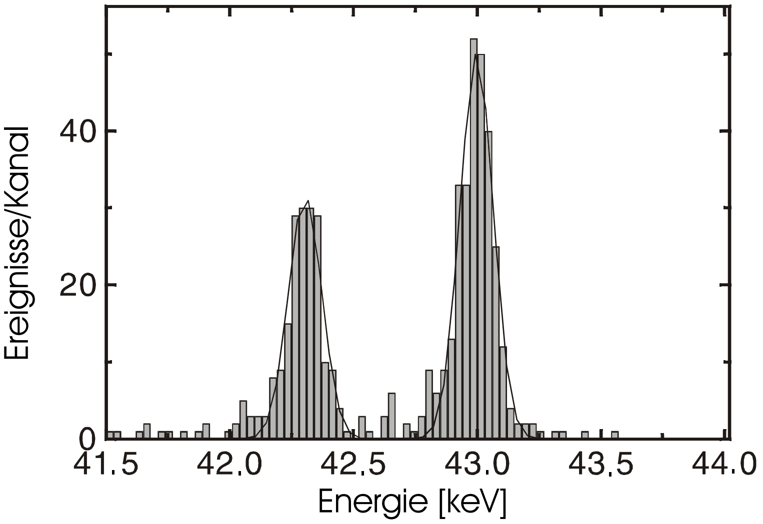

Abbildung 9.12: *Röntgenspektrum der Kα-Übergänge von Gadolinium (Z=64; Kα_1: 43.0 keV; Kα_2: 42.3 keV), aufgenommen mit einem Bolometer-Detektor [Mei98]. Die mit dem hierbei eingesetzten Sn-Absorber (0.3 mm^2 × 66 μm) erreichte Auflösung beträgt 156 eV bei 43 keV.*

Vorteil, daß sie zum einen die Energiedeposition vollständiger nachweisen. Zum anderen gewährleistet die sehr hohe Zahl von Phononen (im Vergleich zu Elektronen, die bei konventionellen Festkörperdetektoren nachgewiesen werden) eine entsprechend gute Zählratenstatistik, was somit zu einer hervorragenden Energieauflösung führt. Tatsächlich konnten mit solchen Detektoren sehr beeindruckende Ergebnisse erreicht werden. So betrug die bislang beste Auflösung, die mit einem solchen Detektortyp erzielt wurde, 7.3 eV bei 6 keV [McC93], was das Auflösungsvermögen konventioneller Detektoren um nahezu zwei Größenordnungen übertrifft. Der Preis, der hierfür gezahlt werden muß, besteht in dem sehr kleinen aktiven Volumen bzw. in der sehr kleinen aktiven Fläche (typischerweise von 1 mm^2), was sich zwangsläufig aus der Forderung nach einer möglichst kleinen Wärmekapazität ergibt. Zudem weisen sie ein relativ schlechtes Zeitverhalten auf, da die Signalanstiegszeiten im Bereich von 100 μs und die Abfallzeiten im Bereich von 10 ms liegen [FoH96].

Bei dem gegenwärtigen Kalorimeterprojekt zur $1s$-Lamb-Verschiebung in schweren Ionen wird davon ausgegangen, daß letztlich ein Detektor zum Einsatz kommt, der aus 3×36 Pixeln besteht, wobei eine Energieauflösung von $\Delta E/E = 10^{-3}$ für Energien im Bereich zwischen 50 keV und 100 keV angestrebt wird. Die totale aktive Fläche sollte im Bereich von ca. 100 mm^2 liegen. Hierbei ist die wesentliche Schwierigkeit, einen Absorber zu finden, der auf Grund seiner hohen Kernladung über einen großen Photoabsorptionsquerschnitt verfügt, gleichzeitig aber auch eine geringe Wärmekapazität aufweist. Zudem muß die Energie der nachgewiesenen Quanten schnell und vollständig thermalisieren [Sta96]. Der große Photoabsorptionsquerschnitt ist

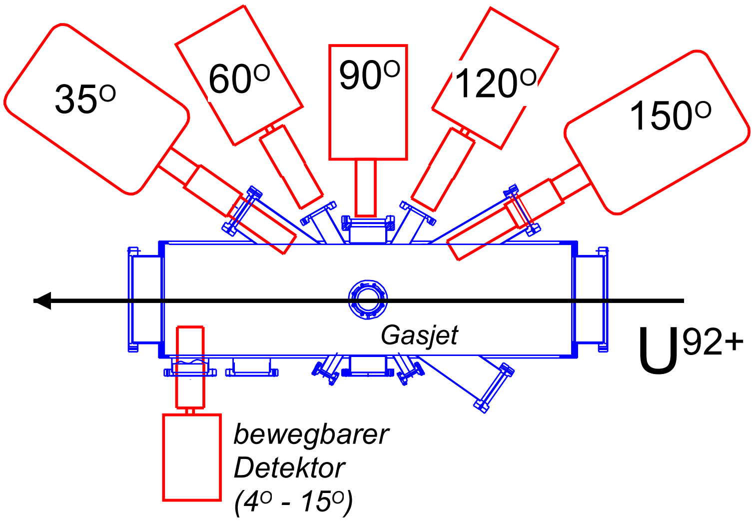

Abbildung 9.13: *Targetkammer, wie sie gegenwärtig zum Nachweis von Projektilphotonen am ESR Jettarget eingesetzt wird [Sto98].*

erforderlich, da die Nachweiswahrscheinlichkeit im Bereich von 30 % liegen sollte, wobei die Dicke des Absorbers 50 μm nicht wesentlich überschreiten darf. Bislang konnten bereits sehr gute Ergebnisse mit einem HgTe-Absorber (0.25 mm^2 × 12 μm) erzielt werden, mit dem eine Auflösung von 81 eV bei 43 keV erreicht werden konnte [Mei98, BaB98]. Ebenso vielversprechend verliefen erste Testmessungen mit einem Sn-Absorber (0.3 mm^2 × 66 μm), in denen bei 43 keV eine Auflösung von 156 eV erreicht werden konnte (vgl. hierzu Abbildung 9.12) [Mei98].

9.5 Stoßdynamik hochgeladener Schwerionen

Die dargestellten technischen Entwicklungen, die in naher Zukunft eine Messung der Grundzustands-QED in U^{91+} auf dem Niveau von ±1 eV ermöglichen sollen, erfordern eine neue Streukammer am Jettarget des ESR, die bereits am Ring installiert werden konnte [Sto98]. Beim Design der Kammer wurde auch den Wünschen Rechnung getragen, die eine neue Generation von Experimenten zur atomaren Stoßdynamik ermöglichen sollen. Den Schwerpunkt werden hierbei winkeldifferentielle Messungen zur Photonenemission schwerster Projektile bilden, über die bislang nur sehr wenig Informationen vorliegen.

9.5.1 Identifizierung von Spinflip-Prozessen

In Abbildung 9.13 ist eine schematische Darstellung der neuen Streukammer gegeben, die grundsätzlich die Beobachtung der Röntgenemission unter den Winkeln von

≈ 0°, 35°, 60°, 90°, 120°, 145°, 150°, ≈ 180° erlaubt. Zudem ist in der Abbildung ein Detektoraufbau schematisch skizziert, der kürzlich in einem ersten dezidierten Experiment zur atomaren Stoßdynamik nackter Schwerionen eingesetzt wurde [StL98a]. Ziel dieses Experimentes war die vollständige differentielle Messung der K-REC Winkelverteilung für nackte Uranprojektile. Das besondere Interesse gilt hierbei dem Nachweis von Spinflip-Beiträgen, die den differentiellen Querschnitt unter ≈0° bestimmen, was somit zur eindeutigen Identifizierung der magnetischen Beiträge ausgenutzt werden kann (vgl. hierzu Kapitel 3). Es muß hervorgehoben werden, daß zur Beobachtung der Röntgenstrahlung nahe 0° die gekühlten Strahlen des ESR Speicherrings eine absolute Voraussetzung darstellen. Nur auf Grund der Kühlung ist es möglich, den Detektor nahe – etwa 1 mm Abstand – am Ionenstrahl zu positionieren, ohne daß der Detektor durch Projektile getroffen bzw. durch sekundäre Photonenemission überladen wird. In der Tat ermöglichte diese erste Untersuchung, deren Daten gegenwärtig analysiert werden, erstmals den Nachweis von REC-Photonen unter extrem kleinen Vorwärtswinkeln.

In Abbildung 9.14 sind zwei während dieser Strahlzeit unter ≈4 ° nachgewiesenen Spektren wiedergegeben [StL98a]. Die Spektren wurden bei einer Energie von 310 MeV/u für das Stoßsystem $U^{92+} \rightarrow N_2$ in Koinzidenz mit der Projektilladung nachgewiesen. Das erste Spektrum ((a) in Abbildung 9.14) wurde mit einem planaren Ge(i)-Detektor gemessen, um mit guter Auflösung die K-REC-Strahlung eindeutig zu identifizieren, die deutlich bei einer Energie von ≈ 670 keV auftritt. Auf Grund der geringen Nachweiseffizienz (≈ 2%) erfolgte – nach der Identifikation der Strahlung – die eigentliche Querschnittsmessung mit einem NaJ-Szintillationsdetektor, der über eine wesentliche höhere Effizienz verfügt (≈ 80%)(vgl. Spektrum (b) in Abbildung 9.14). Wie aus der Abbildung entnommen werden kann, ist die K-REC-Strahlung eindeutig und nahezu ohne Untergrund in den Spektren zu erkennen. Obwohl die quantitative Datenauswertung noch nicht abgeschlossen ist, belegen bereits die vorliegenden Spektren, daß es in diesem Experiment erstmals gelang, den Einfluß der magnetischen Wechselwirkung eindeutig und isoliert nachzuweisen.

Das dargestellte Experiment zeigt beispielhaft das einmalige Potential des Speicherrings für atomare Reaktionsuntersuchungen auf. Darüberhinaus muß beachtet werden, daß es hier möglich ist, die totalen und winkeldifferentiellen Querschnitte aller atomaren Prozesse, die entweder zur Projektilumladung oder zur Produktion von Projektilphotonen führen, mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Hierbei wird davon ausgegangen, daß die REC-Strahlung im Winkelbereich zwischen 30° und 150° als sehr gut verstanden angesehen werden kann, so daß die zu bestimmenden Querschnitte sich aus einer Messung relativ zur REC-Strahlung bestimmen lassen. Die zu erreichende Präzision sollte im Bereich von wenigen Prozent liegen [StL98], während üblicherweise Querschnittsdaten, die an Beschleunigern gewonnen werden, Unsicherheiten im Bereich zwischen 30% und 50% aufweisen [EiM95]. Diese neue Qualität experimenteller Daten würde einen Einblick in die atomare Stoßdynamik ermöglichen, wie er zuvor als praktisch nicht möglich schien.

Als ein sehr interessantes Beispiel sei die Frage aufgeworfen, inwieweit der radia-

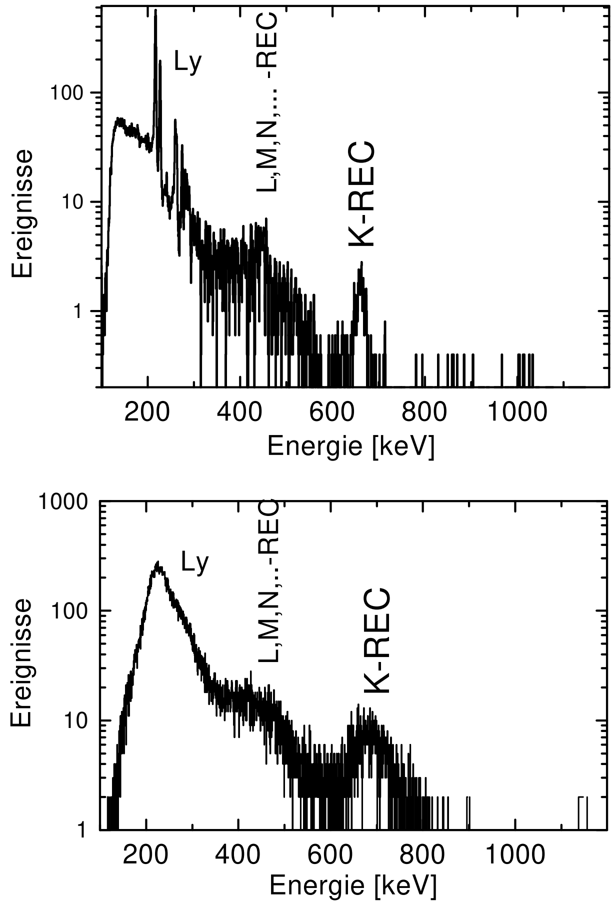

Abbildung 9.14. Koinzidente Röntgenspektren, nachgewiesen unter $\approx 4^\circ$ bei einer Energie von 310 MeV/u für das Stoßsystem $\mathrm{U}^{92+} \rightarrow \mathrm{N}_2$. Das obere Spektrum wurde mit einem planaren Ge(i)-Detektor gemessen, während das untere Spektrum mit einem NaJ-Szintillator aufgenommen wurde [StL98a] .

tive Einfang in die schwerste Projektile, und somit auch die Photoionisation, dem Einfluß von QED-Effekten unterworfen ist [StM97, KeS98]. Bislang liegen hierzu nur sehr unvollständige Rechnungen vor [McG77], obwohl die Photoionisation als wohl einer der fundamentalsten Wechselwirkungsprozesse zwischen Photonen und Materie angesehen werden kann. So werden gegenwärtig von Shabaev und Eichler [ShE98] erste vollständige QED-Rechnungen zur Photoionisation schwerer Atome durchgeführt, jedoch liegen bislang noch keine Ergebnisse vor. Obwohl die von Gavrilla durchgeführten Rechnungen [McG77] kaum auf schwere Ionen anwendbar zu sein scheinen, geht aus ihnen ein Sachverhalt hervor, der generelle Gültigkeit haben sollte. So zeigt Gavrilla, daß die QED-Effekte abhängig vom Emissionswinkel der Photoelektronen sind und die größte Korrektur unter einem Winkel von 180° auftritt, d.h. dort, wo der Impulsübertrag auf den Kern sein Maximum erreicht. In der hierzu inversen Kinematik des REC-Prozesses entspricht dies dem 0°-Beobachtungswinkel. Eine ideale Untersuchung wäre somit eine Messung der Photonenemission unter Vorwärtswinkeln relativ zu der unter Rückwärtswinkeln. Würden die QED-Effekte im Bereich von wenigen Prozent liegen, so sollten sie ohne Zweifel nachweisbar sein. Ob solch große Korrekturen bereits bei Stoßenergien von ca. 400 MeV/u auftreten, muß bezweifelt werden. Jedoch erscheint es durchaus möglich, daß sie diese Größe bei Energien von 5 GeV/u bis 10 GeV/u erreichen, d.h. in einem Bereich, der durch einen Hochenergiespeicherring abgedeckt würde, wie er gegenwärtig bei der GSI diskutiert wird [GSI97].

9.5.2 Zukünftige Entwicklungen

In der näheren Zukunft werden sich die Experimente zur Stoßdynamik schwerster hochgeladener Ionen am ESR auf das Studium der elementaren Reaktionsprozesse mit abgebremsten Ionen konzentrieren. Während für den in der vorliegenden Arbeit diskutierten Energiebereich von 50 MeV/u die gemessenen Einfangsquerschnitte noch hervorragend theoretisch beschrieben werden können, kann sich diese Situation für noch niedrigere Energien, so z.B. 10 MeV/u, dramatisch ändern. So weichen hier für nackte Uranprojektile und leichte Gastargets die Querschnittsabschätzungen, die sich aus einer empirischen Formel gewinnen lassen [ScS83], um Faktoren von den Vorhersagen der Eikonalnäherung ab. Letztlich bestimmen diese Querschnitte die Strahllebensdauern und somit aber auch die Realisierbarkeit von Projekten, so z.B. das HITRAP-Projekt [BeB90], bei denen die Projektile auf sehr geringe Energien (keV/u Bereich) abgebremst werden sollen. Neben diesen Untersuchungen, die von großer praktischer Bedeutung sind, werden aufgrund der mittlerweile wesentlich gesteigerten Luminosität des Speicherrings, Röntgen-Röntgen-Koinzidenzexperimente von großer Relevanz sein. So bietet diese – für schwerste Ionen – neue Experimentiertechnik [ScM98] faszinierende Möglichkeiten zur Untersuchung der Einfangsprozesse REC und NRC. Im Falle des REC in angeregte Zustände kann das REC-Photon in Koinzidenz mit dem Photon nachgewiesen werden, das bei der radiativen Stabilisierung des angeregten Niveaus entsteht. Für den NRC sollte es hingegen möglich sein, sowohl den Anfangszustand im Target als auch den Endzustand im Projektil durch Nachweis der Target-Röntgenstrahlung in Koinzidenz mit der Projektilstrahlung zu untersuchen. Völlig neue Aspekte werden zudem durch die bald erfolgende Inbetriebnahme eines Magneten für den Experimentierplatz *Cave A* [PrD97] zugänglich. Hier können Experimente mit Ionen durchgeführt werden, die zuvor im ESR abgebremst wurden, wobei der Magnet die Kontrolle des Endladungszustands ermöglichen soll. In Cave A werden Untersuchungen mit Festkörpertargets im Vordergrund stehen, die durch vergleichende Messung am Jettarget des ESR ergänzt werden können. So läßt sich hierdurch z.B. Aufschluß über die Bedeutung von Festkörpereffekten für die Bildung angeregter Projektilniveaus und deren Zerfall gewinnen und ebenso lassen sich hier Multiple-Einfangsreaktion gezielt untersuchen.

Sicherlich werden auch in Zukunft die Experimente bei relativistischen Stoßgeschwindigkeiten ein großes Gewicht haben, ein Bereich der Stoßphysik, in dem vor allem korrelierte Viel-Elektronenprozesse von großem Interesse sind, so z.B. der korrelierte radiative Elektroneneinfang [WaK95] und die K-Schalenionisation bei simultaner Projektilanregung [RyS98]. Dieses weite Gebiet, das bislang noch nahezu unbearbeitet ist, kann hervorragend mit dem ESR abgedeckt werden.

Kapitel 10

Zusammenfassung

Die in der vorliegenden Arbeit dargestellten Röntgen-Experimente ermöglichten erstmals den direkten Einblick in die Struktur und die Dynamik einfachster, höchstgeladener Ionen, die entscheidend durch relativistische und quantenelektrodynamische Effekte geprägt sind. Voraussetzung hierfür war die vor wenigen Jahren erfolgte Inbetriebnahme der beiden einzigen Experimentieranlagen (der Experimentier-Speicherring ESR in Darmstadt und die Falle für hochgeladene Schwerionen in Livermore), die atomphysikalische Untersuchungen selbst an nackten Uranionen erlauben.

Einen besonderen Schwerpunkt stellten die Experimente zur Quantenelektrodynamik dar. Die Quantenelektrodynamik konnte zwar für leichte H-artige Ionen und insbesondere für Wasserstoff mit einer außerordentlichen Präzision bestätigt werden, hingegen war sie im Bereich starker Felder, wie sie in den schwersten Ein-Elektronensystemen vorliegen, bislang nur sehr unzureichend überprüft. Hier gelang es nun in einer Serie von Experimenten, die am ESR zur $1s$-Lamb-Verschiebung in den schwersten H-artigen Ionen durchgeführt wurde, die experimentelle Präzision um eine Größenordnung zu steigern. Für den konkreten Fall H-artiger Uranionen kann hierdurch der Selbstenergie-Beitrag für den $1s$-Zustand von $\approx$ 360 eV und der Beitrag der Vakuumspolarisation von $\approx$ 97 eV auf dem Niveau von 2.7% bzw. 9.7% als gesichert angesehen werden, wodurch die Theorie der Quantenelektrodynamik in sehr starken Coulomb-Feldern eine hervorragende Bestätigung erfährt. Dieser Erfolg war nur aufgrund der stetigen Weiterentwicklungen der Experimentiertechniken zu erreichen, wobei dem Abbremsen der hochgeladenen Ionen im Speicherring eine zentrale Bedeutung zukommt. Diese Technik, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals eingesetzt werden konnte, führt zu charakteristischen Röntgenspektren, deren Qualität und Intensität sicherlich ein bedeutender Faktor in allen zukünftigen Experimenten sein wird. Der Einsatz abgebremster Ionen zusammen mit der Verwendung hochauflösender Photonen-Nachweissysteme sollte es erlauben, die $1s$-Lamb-Verschiebung im Uran mit einer Präzision von nahe ± 1 eV zu vermessen, ein Wert, der die gegenwärtige theoretische Genauigkeit darstellt. Die in zukünftigen Experimenten zum Tragen kommenden Strategien und Techniken – Absorptionskantenmethode, Kristallspektrometer und Bolometer – konnten, wie dargestellt, zum Teil bereits in ersten

Voruntersuchungen getestet werden.

Die erreichten Ergebnisse setzten vor allem auch ein gezieltes Studium der Wechselwirkungsprozesse der hochgeladenen Ionen mit Materie voraus, durch die die Röntgenübergänge hervorgerufen werden. Wie im Detail erläutert wurde, ist dieser dynamische Aspekt der Untersuchungen, der häufig nur als *ein Mittel zum Zweck* betrachtet wird, von besonderem atomphysikalischen Interesse und tatsächlich sind Dynamik und Struktur engstens miteinander verkoppelt. So konnte für schwere Ionen intensive Balmerstrahlung nachgewiesen werden, deren Interpretation auf der Basis dynamischer Prozesse erfolgte und es z.B. erlaubte, den Beitrag des $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{/2}$ **M1**-Zerfalls an der Lyα_2-Linie quantifiziert anzugeben. Insbesondere war es hierdurch erstmals für ein H-artiges System möglich, eindeutig den **E2**-Zerfall der d-Zustände in den Grundzustand nachzuweisen. Zudem erlaubt die Dynamik selbst einen tiefen Einblick in die Physik starker Felder, was an Hand der Untersuchungen zur *Zeitumkehrung des Photoelektrischen Effektes* dargelegt wurde. Die Ergebnisse, die für diesen fundamentalen Wechselwirkungsprozeß zwischen Photonen und Materie gewonnen wurden, weisen Effekte auf, die zuvor nicht zugänglich waren. Als ein Beispiel sei die gemessene ausgeprägte Winkelverteilung der $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ Photonen genannt, die einen direkten Zugang zur zweistufigen Photoionisation erlaubt. Vor allem konnte aber gezeigt werden, daß es aufgrund der Stoßkinematik möglich ist, Spinflip-Übergänge für den Übergang von Kontinuumszuständen in den $1s$-Grundzustand eindeutig experimentell zu identifizieren.

Ein weiteres zentrales Ergebnis ist, daß sich auch der Grundzustand in schweren He-artigen Ionen hervorragend zum Test atomarer Strukturtheorie und der QED eignet, wobei hier der Einfluß der Elektron-Elektron-Wechselwirkung auf die Bindungsenergie von wesentlichem Interesse ist. Hierzu gelang es, eine neue Technik zu etablieren, die es erlaubt, den Zwei-Elektronenbeitrag an der Bindungsenergie experimentell zu isolieren und zu untersuchen. Die gewonnenen Ergebnisse erfuhren durch neue Rechnungen zur Zwei-Elektronen-QED eine hervorragende Bestätigung. Letztere zeigen zudem, daß bereits eine weitere Steigerung der bislang erreichten experimentellen Präzision um nur einen Faktor Zwei bis Drei eine sehr wertvolle Überprüfung der QED repräsentieren würde. Insbesondere würden sie einen Test der höheren Ordungskorrekturen in α erlauben, der bislang noch aussteht. Erneut war dieser Erfolg nur möglich, indem der dynamische Prozeß der radiativen Rekombination ausgenutzt wurde.

Insgesamt steht die hier behandelte Atomphysik der schwersten Ein- und Zwei-Elektronensysteme erst am Anfang einer breiten Entwicklung und die vorliegende Arbeit konnte nur einen geringen Teil der faszinierenden Aspekte beleuchten, die sich aus dem Studium dieser elementaren Systeme ergeben und die wir gegenwärtig auch nur zum Teil überblicken. Zukünftige Untersuchungen werden sicherlich wesentlich von den gegenwärtigen Entwicklungen auf dem Gebiet der Photonennachweistechnologien profitieren. Ebenso wird die enge Zusammenarbeit zwischen experimenteller und theoretischer Forschung von wesentlicher Bedeutung sein, ohne die viele der hier gewonnenen Ergebnisse nicht denkbar gewesen wären.

Literaturverzeichnis

[AlW55] K. Alder and A. Winther, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. **29**, 18 (1955).

[AnA84] 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, D.H.H. Hoffmann, Phys. Rev. Lett. **53**, 234 (1984).

[AnB87] R. Anholt and U. Becker, Phys. Rev. A **36**, 4628 (1987).

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

[Ara57] H. Araki, Prog. Theor. Phys. **17**, 619 (1957).

[ArS95] A.N. Artemyev, V.M. Shabaev, and V.A. Yerokhin, Phys. Rev. A **52**, 1884 (1995).

[BaB78] G. Basbas, W. Brant, and R. Laubert, Phys. Rev. A **7**, 983 (1978).

[BaB98] 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. Ludzijewski, D. McCammon, J. Meier, G. Menzel, T. Mohara, H.W. Schenk, J. Schweppe, O. Sebastian, A. Simionovici, C.K. Stahle, M. Steck, L. Stenner, R. Stiehler, C. Striezel, Th. Stöhlker, J. Tschischgale, I. Uschmann, A.W. Walenta, M. Weber, O. Wehrhan, H. Wesp, GSI Scientific Report 1997, GSI 98-1, 181 (1998).

[BaI89] G.F. Bassani, M. Inguscio, and T.W. Hänsch, Eds., Springer Verlag *The Hydrogen Atom*, 1989.

[BeB90] H.F. Beyer, G. Bollen, F. Bosch, P. Egelhof, B. Franzke, R.W. Hasse, H.J. Kluge, C. Kozhuharov, T. Kühl, D. Liesen, R. Mann, P.H. Mokler, A. Müller, R.W. Müller, G. Münzenberg, H. Poth, L. Schweikhard, R. Schuch, G. Werth, GSI-Report, GSI-90-20, (1990).

[BeE96] P. Beiersdorfer, S.R. Elliott, A. Osterheld, Th. Stöhlker, J. Autry, G.V. Brown, A.J. Smith, and K. Widmann, Phys. Rev. A **53**, 4000 (1996).

[BeF93] H.F. Beyer, K.D. Finlayson, D. Liesen, P. Indelicato, C.T. Chantler, R.D. Deslattes, J. Schweppe, F. Bosch, M. Jung, O. Klepper, W. Koenig, R. Moshammer, K. Beckert, H. Eickhoff, B. Franzke, A. Gruber, F. Nolden, P. Spädtke, M. Steck, J. Phys. B **26**, 1557 (1993).

[Bei95] P. Beiersdorfer, Nucl. Instr. Meth. B **99**, 114 (1995).

[Bei97] T. Beier, private Mitteilung (1997).

[BeK77] E.G. Berezhko and N.M. Kabachnik, J. Phys. B **10**, 2467 (1977).

[BeK93] P. Beiersdorfer, D. Knapp, R.E. Marrs, S.R. Elliott, and M.H. Chen, Phys. Rev. Lett. **71**, 3939 (1993).

[BeL89] H.F. Beyer, D.Liesen, and O. Guzman, Part. Accel. **24**, 163 (1989).

[BeL94] H.F. Beyer, D. Liesen, F.Bosch, K.D. Finlayson, M. Jung O. Klepper, R. Moshammer, K. Beckert, F. Nolden, H. Eickhoff, B. Franzke, and M. Steck, Phys. Lett. A **184**, 435 (1994).

[BeM90] P. Beiersdorfer, R.E. Marrs, J.R. Henderson, D.A. Knapp, M.A. Levine, D.B. Platt, M.B. Schneider, D.A. Vogel, and W.L. Wong, Rev. Sci. Instrum. **61**, 2338 (1990).

[BeM95] H.F. Beyer, G. Menzel, D. Liesen, A. Gallus, F. Bosch, R. Deslattes, P. Indelicato, Th. Stöhlker, O. Klepper, R. Moshammer, F. Nolden, H. Eickhoff, B. Franzke, M. Steck Z. Phys. D **35**, 169 (1995).

[BeM97] T. Beier, P.J. Mohr, H. Persson, G. Plunien, M. Greiner, G. Soff, Phys. Lett. A **236**, 329 (1997).

[BeO98] P. Beiersdorfer, A.L. Osterheld, J.H. Scofield, J.R. Crespo Lopez-Urrutia, and K. Widmann, Phys. Rev. Lett. **80**, 3022 (1998).

[BeO98a] P. Beiersdorfer, A.L. Osterheld, S.R. Elliott, eingereicht bei Phys. Rev. A (1998), LLNL preprint UCRL-JC-130631 (1998).

[BeP97] T. Beier, G. Plunien, and G. Soff, Hyperfine Inter. **108**, 19 (1997).

[BeS57] H.A. Bethe and E.E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms* (Springer-Verlag, Berlin 1957).

[BeS88] T. Beier and G. Soff, Z. Phys. D **8**, 129 (1988).

[Bet47] H.A. Bethe, Physical Review **72**, 339 (1947).

[Bet72] H.-D. Betz, Rev. Mod. Phys. **44**, 465 (1972).

[Bey95] H.F. Beyer, *X-ray spectroscopy of highly charged ions in a storage ring*, in: D. Liesen (Ed.), Physics with Multiply Charged Ions, Plenum Press, New York, 31 (1995).

[Bey95a] H.F. Beyer, IEEE Trans. Instrum. Meas. **44**, 510 (1995).

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

[Bos92] F. Bosch, Nucl. Instr. Meth. A **314**, 269 (1992).

[Bos93] F. Bosch, in: *The Physics of Electronic and Atomic Collisions*, AIP Conference Proc. 295, eds.: T. Andersen, B. Fastrup, F. Folkmann, H. Knudsen, N. Andersen, New York 1993, p. 3.

[BrC90] J.P. Briand, P. Chevallier, P. Indelicato, K.P. Ziock, D.D. Dietrich, Phys. Rev. Lett. **65**, 2761 (1990).

[BrI89] J.P. Briand, P. Indelicato, A. Simionoivici, V. San Vicente, D. Liesen, and D. Dietrich, Europhys. Lett. **9**, 225 (1989).

[Bud67] G.I. Budker, Part. Accel. **7**, 167 67

[Bur64] A. Burgess, Mem. Roy. Ast. Soc. **69**, (1964).

[Cha95] NIST Standard Reference Database 66, NIST Form Factors, Attenuation and Scattering Tables (1995); C.T. Chantler, Journ. of Phys. and Chem. Ref. Data **24**, 71 (1995).

[ChC93] M.H. Chen, K.T. Cheng, W.R. Johnson, Phys. Rev. A **47**, 3692 (1993).

[ChC94] K.T Cheng, M.H. Chen, W.R. Johnson, J. Sapierstein, Phys. Rev. A **50**, 247 (1994).

[ClB97] N. Claytor, A. Belkacem, T. Dinneen, B. Feinberg, H. Gould, Phys. Rev. A **55**, R842 (1997).

[ClR74] E. Clementi, C. Roetti, At. Data Nucl. Data Tables **14**, 177 (1974).

[DeE94] D.P. Dewangan, J. Eichler, Phys. Rep. **247**, 59 (1994).

[Don89] E.D.Donets, in *The Physics and Technology of Ion Sources,* I.G. Brown, ed., Eoley, New York, p. 245, 1989

[Dra88] G.W.F. Drake, Can. J. Phys. **66**, 586 (1988).

[Dya89] K. Dyall, Computer Physics Communication **55**, 425 (1989).

[EgB96] P. Egelhof, H.F. Beyer, D. McCammon, F. v. Freilitzsch, A. v. Kienlin, H.-J. Kluge, D. Liesen, J. Meier, H.S. Moseley, Th. Stöhlker Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research A **370**, 263 (1996).

[EiB91] H. Eickhoff, K. Becker, B. Franczak, B. Franzke, F. Nolden, H. Poth, U. Schaaf, H. Schulte, P. Spädtke, and M. Steck, *Cooler Rings and Their Application* (T. Katayama and A. Noda, eds.), p. 11, World Scientific, Singapore (1991).

[Eic81] J. Eichler, Phys. Rev. A **32**, 498 (1981).

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

[Eic92] Zur Berechnung der nicht-relativistischen Eikonalquerschnitte wurde das Programm von J. Eichler verwendet, J. Eichler private Mitteilung (1992).

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

[Eic98] J. Eichler, private Mitteilung (1998).

[EiI95] J. Eichler, A. Ichihara, T. Shirai, Phys. Rev. A **51**, 3027 (1995).

[EiI98] J. Eichler, A. Ichihara, T. Shirai, Phys. Rev. A , im Druck (1998).

[EiM95] J. Eichler, W.E. Meyerhof *Relativistic Atomic Collisions* (Academic Press, San Diego, 1995).

[FoH96] E. Förster, G. Hölzer, I. Uschmann, O. Wehrhan, G. Borchert, P. Indelicato, H.J. Besch, A.H. Walenta, H.W. Schenk, R.D. Deslattes, J. Schweppe, D. McCammon, F. v. Feilitzsch, R.L. Kelley, S.H. Moseley, C.K. Stahle, A. Simionovici, H.F. Beyer, F. Bosch, P. Egelhof, A. Gallus, J. Gildemeister, H.-J. Kluge, U. Kopf, D. Liesen, G. Menzel, J. Meier, M. Steck, Th. Stöhlker, *Precision X-Ray Spectroscopy on One- and Two-Electron Heavy Ions*, GSI Technical Proposal (1996).

[Fra87] B. Franzke, Nucl. Instr. Meth. B **24/25**, 18 (1987).

[Fra88] B. Franzke, Phys. Scr. T **22**, 41 (1988).

[Fri96] S. Fritzsche, Habilitationsschrift Universität Kassel (1996).

[FrS91] T. Franosch and G. Soff, Z. Phys. D **18**, 219 (1991).

[Gau29] J.A. Gaunt, Proc. R. Soc. **A122**, 513 (1929).

[GeA92] H. Geissel, P. Armbruster, K.-H. Behr, B. Blank, A. Brünle, H.G. Burkhard, K.H. Burkhard, G.-G. Clerc, M. Chen, J.P. Dufour, B. Franczak, Y. Fujita, J.J. Gaimard, E. Hanelt, R. Kirchner, O. Klepper, B. Langenbeck, F. Nickel, K. Poppensieker, M.D Pravikoff, E. Roeckel, D. Schardt, K.-H. Schmidt, Th. Schwab, H.J. Schött, B. Sherrill, K. Sümmerer, H. Wollnik, G. Münzenberg, Nucl. Instr. Meth. B **70**, 286 (1992).

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

[Gou93] H. Gould, Physica Scripta T **46**, 61 (1993).

[GSI97] *Long Range Perspectives of GSI*, Working Group Reports, GSI-Report, 97-05 (1997).

[Hae95] T. Hänsch, AIP Conference Proceedings **23**, D.J. Wineland, C.E Wieman, S.J. Smith, Eds, 63 (1995).

[HaS79] T.W. Hänsch, A.L. Schawlow, and G.W. Series, Scientific American, **240**, 93 (1979).

[HeG75] R.G. Helmer, R.J. Gehrke, and R.C. Greenwood, Nucl. Instrum. Meth. **132**, 51 (1975).

[Hei54] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, Clarendon Press (1954).

[HeJ81] R.G. Helmer, A.J. Jeffrey, R.J. Gehrke, and R.C. Greenwood, Nucl. Instrum. Meth. **188**, 671 (1981).

[HiW87] K.I. Hino, and T. Watanabe, Phys. Rev. A **36**, 581 (1987).

[HuM85] W.J. Humphries, B.L. Moiseiwitsch, J. Phys. B **17**, 2655 (1984), **18**, 2295 (1985).

[IcS93] A. Ichihara, T. Shirai, J. Eichler, At. Data Nucl. Data Tables **55**, 63 (1993).

[IcS94] A. Ichihara, T. Shirai, J. Eichler, Phys. Rev. A **49**, 1875 (1994).

[IcS96] A. Ichihara, T. Shirai, J. Eichler, Phys. Rev. A **54**, 4954 (1996).

[InC95] M. Inguscio, F.S. Cataliotti, P. De Natale, G. Giusfredi, F. Martin, F.S. Pavone, AIP Conference Proceedings **23**, D.J. Wineland, C.E Wieman, S.J. Smith, Eds, 81 (1995).

[Ind95] P. Indelicato, Phys. Rev. A **51**, 1132 (1995).

[Ind95a] P. Indelicato, private Mitteilung,
siehe auch R.E. Marrs, S.R. Elliott, and Th. Stöhlker, Phys. Rev. A **52**, 3577 (1995).

[Ind98] P. Indelicato, private Mitteilung (1998).

[InH51] L. Infeld and T.E. Hull, Rev. Mod. Phys. **23**, 21 (1951).

[JaV74] C.W. de Jager, H. de Vries, and C. de Vries, At. Data Nucl. Data Tables **14**, 479 (1974).

[JoP95] W.R. Johnson, D.R. Plante, J. Sapierstein, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **35**, 255 (1995).

[JoS85] W.R. Johnson and G. Soff, At. Data Nucl. Data Tables **33**, 405 (1985).

[JuB92] M. Jung, F. Bosch, K. Beckert, H. Eickhoff, H. Folger, B. Franzke, P. Kienle, O. Klepper, W. Koenig, C. Kozhuharov, R: Mann, R. Moshammer, F. Nolden, U. Schaaf, G. Soff, P. Spädtke, M. Steck, Th. Stöhlker, K. Sümmerer, Phys. Rev. Lett. **69**, 2164 (1992).

[KeS98] S. Keller and Th. Stöhlker, Phys. Lett. A, im Druck (1998).

[KlB94] I. Klaft, S. Borneis, T. Engel, B. Fricke, R. Grieser, G. Huber, T. Kühl, D. Marx, R. Neumann, S. Schröder, P. Seelig, and L. Völker, Phys. Rev. Lett. **252**, 152 (1994).

[KlJ74] M. Kleber and D.H. Jakubassa, Nucl. Phys. A **252**, 152 (1974).

[KoK92] V.I. Kogan, A.B. Kukushkin, V.S. Lisitsa, Phys. Rep. **213**, 1 (1992).

[Kra23] H.A. Kramers, Phil. Mag. **46**, 836 (1923).

[Kra97] A. Krämer, Diplomarbeit Universität Frankfurt (1997).

[KrE98] A. Krämer, S.R. Elliott, R.E. Marrs, J.H. Scofield, Th. Stöhlker, im Druck, Hyperfine Interact. (1998).

[KrS98] A. Krämer, Th. Stöhlker, F. Bosch, T. Ludziejewski, H.F. Beyer, C. Kozhuharov, D. Liesen, P.H. Mokler, P. Rymuza, Z. Stachura, P. Swiat, A., Warczak, im Druck, Nucl. Instr. Meth. B (1998).

[KuL95] K.W. Kukla, A.E. Livingston, J. Suleiman, H.G. Berry, R.W. Dunford, D.S. Gemmell, E.P. Kanter, S. Cheng, and L.J. Curtis, Phys. Rev. A **51**, 1905 (1995).

[LaR47] W.E. Lamb, and R.C. Retherford, Physical Review **72**, 241 (1947).

[LaR52] W.E. Lamb, and R.C. Retherford, Physical Review **86**, 1014 (1952).

[Lar96] M. Larsson, im Druck (1996).

[LeM88] M.A. Levine, R.E. Marrs, J.R. Henderson, D.A. Knapp, and M.D. Schneider, Phys. Scr. T **22**, 157 (1988).

[LeM89] M.A. Levine, R.E. Marrs, J.N. Bardsley, P. Beiersdorfer, C.L. Benett, M.H. Chen, T. Cowan, D. Dietrich, J.R. Henderson, D.A. Knapp, A. Osterheld, B.M. Penetrante, M.B. Schneider, J.H. Scofield, Nucl. Instrum. Meth. A **334**, 431 (1989).

[LiP95] I. Lindgren, H. Persson, S. Salomonson, and L. Labzowski, Phys. Rev. A **51**, 1167 (1995).

[LoN90] L.C. Longoria, A.H. Naboulsi, P.W. Gray, and T.D. MacMahon, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A, **299**, 308 (1990).

[LuD94] J.H. Lupton, D.D. Dietrich, C.J. Hailey, R.E. Stewart, and K.P. Ziock, Phys. Rev. A **50**, 2150 (1994).

[MaB89] S. Martin, J.P. Buchet, M.C. Buchet-Poulizac, A. Denis, J. Desesquelles, M. Druetta, J.P. Grandin, D.Hennecart, X. Husson, and D. Lecler, Europhys. Lett. **10**, 645 (1989).

[MaB94] R.E. Marrs, P. Beiersdorfer, and D. Schneider, Physics Today, p.27, October 1994.

[MaB95] R.E. Marrs, P. Beiersdorfer, S.R. Elliott, D.A. Knapp, and Th. Stöhlker, Phys. Scr. T **59**, 183 (1995).

[MaE94] R.E. Marrs, S.R. Elliott, and D.A. Knapp, Phys. Rev. Lett. **72**, 4082 (1994).

[MaE95] R.E. Marrs, S.R. Elliott, and Th. Stöhlker, Phys. Rev. A **52**, 3577 (1995).

[MaL88] R.E. Marrs, M.A. Levine, D.A Knapp, J.R. Henderson Phys. Rev. Lett. **60**, 1715 (1988).

[MaM75] D.H. Madison and E. Merzbacher, in *Atomic Inner-Shell Processes* (B. Craseman, ed.), Academic Press, London (1975).

[MaM78] R. Marrus and P.J. Mohr, Adv. At. Mol. Phys. **14**, 181 (1978).

[Mar91] R.E. Marrs, Adv. At. Mol. Phys. **27**, 57 (1991).

[Mar96] R.E. Marrs, Rev. Scien. Instr. **67**, 941 (1996).

[Mar98] R.E. Marrs, private Mitteilung (1998).

[McC93] D. McCammon, Nucl. Instr. Meth. A **326**, 157 (1993).

[McG77] J. McEnnan and M.Gavrilla, Phys. Rev. A **15**, 1537 (1977).

[McH91] D.J. McLaughlin, Y. Hahn, Phys. Rev. A **43**, 1313 (1991).

[MeE97] H.J. Meier, P. Egelhof, W. Henning, A. v. Kienlin, G. Kraus, A. Weinbach, Nuclear Physics A **626**, 451c (1997).

[Mei98] H.J. Meier, private Mitteilung (1998).

[Men98] G. Menzel, private Mitteilung; G. Menzel, Dissertation, Universität Heidelberg (1998).

[MiL95] A. Mitrushenkov, L. Labzowsky, I. Lindgren, H. Persson, and S. Salomonson, Phys. Lett. A **200**, 51 (1995).

[MoH84] P.H. Mokler, D.H.H. Hoffmann, W.A. Schönfeld, D. Maor, W.E. Meyerhof, Z. Stachura, Nucl. Instr. Meth. B **4**, 34 (1984).

[Moh96] P. Mohr, Atomic Molecular and Optical Physics Handbook, (ed. G.W.F. Drake), AIP, Woodbury, New York, 341 (1996).

[Moi89] B.L. Moiseiwitsch, Phys. Rev. A **39**, 5609 (1989).

[MoP98] P.J. Mohr, G. Plunien, G. Soff Phys. Rep. **293**, 227 (1998).

[MoS91] P.H. Mokler, Th. Stöhlker, C. Kozhuharov, Z. Stachura, A. Warczak, Z. Phys. D **21**, 197 (1991).

[MoS94] P.H. Mokler, Th. Stöhlker, C. Kozhuharov, R. Moshammer, P. Rymuza, F. Bosch, T. Kandler, Phys. Scr. T **51**, 28 (1994).

[MoS95] P.H. Mokler, Th. Stöhlker, R.W. Dunford, A. Gallus, T. Kandler, G. Menzel, H.-T. Prinz, P. Rymuza, Z. Stachura, P. Swiat, A. Warczak, Z. Phys. D **35**, 77 (1995).

[MoS96] P.H. Mokler and Th. Stöhlker, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **37**, 297 (1996).

[MuG86] C.T. Munger and H. Gould, Phys. Rev. Lett. **57**, 2927 (1986).

[Omi83] K. Omidar, At. Data Nucl. Data Tables **28**, 1 (1983).

[PaS92] M. Pajek and R. Schuch, Phys. Rev. A **46**, 6962 (1992).

[PaS92a] M. Pajek and R. Schuch, Phys. Rev. A **45**, 7894 (1992).

[PeB91] B.M. Penetrante, J.N. Bardsley, D. DeWitt, M.Clark, D. Schneider, Phys. Rev. A **43**, 4861 (1991).

[PeL93] H. Persson, I. Lindgren, S. Salomonson, and P. Sunnergren, Phys. Rev. A **48**, 2772 (1993).

[PeL96] H. Persson, I. Lindgren, L. Labzowsky, G. Plunien, T. Beier, and G. Soff, Phys. Rev. A **54**, 2805 (1996).

[PeS96] H. Persson, S. Salomonson, P. Sunnergren, and I. Lindgren, Phys. Rev. Lett. **76**, 204 (1996).

[PeS97] H. Persson, S. Salomonson, P. Sunnergren, I. Lindgren and M.G.H. Gustavsson, Hyperfine Inter. **108**, 3 (1997).

[PlJ94] D.R. Plante, W.R. Johnson, and J. Sapierstein, Phys. Rev. A **49**, 3519 (1994).

[PlM91] G. Plunien, B. Müller, W. Greiner, G. Soff, Phys. Rev. A **43**, 5853 (1991).

[Plu57] R.H. Plumlee, Rev. Sci. Instrum. **28**, 830 (1957).

[Pol91] R.E. Pollock, Annu. Rev. Part. Sci. **41**, 357 (1991).

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

[PrD97] H.-T. Prinz, D. Dauvergne, S. Andriamonje, K. Beckert, M. Chevallier, C. Cohen, J. Dural, H. Eickhoff, B. Franzke, H. Geissel, R. Kirsch, A. L'Hoir, P.H. Mokler, R. Moshammer, F. Nickel, F. Nolden, J.C. Poizat, H. Reich, J. Remillieux, F. Sanuy, C. Scheidenberger, D. Schmaus, M. Steck, Th. Stöhlker, and M. Toulemonde, Hyperfine Interactions **108**, 325 (1997).

[Pro95] Proceedings of the *Sixth International Workshop on Low Temperature Detectors*, Beatenberg/Interlaken, 1995, im Druck, Nucl. Instr. Meth. A **326** (1996).

[RaK97] T. Radon, Th. Kerscher, B. Schlitt, K. Beckert, T. Beha, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, Y. Fuijta, H. Geissel, M. Haussmann, H. Irnich, H.C. Jung, O. Klepper, H.-J. Kluge, C. Kozhuharov, G. Kraus, K.E.G. Löbner, G: Münzenberg, Yu. Noikov, F. Nickel, F: Nolden, Z. Patyk, H. Reich, C. Scheidenberger, W. Schwab, M. Steck, K. Sümmerer, and H. Wollnik, Phys. Rev. Lett. **78**, 4701 (1997).

[ReB97] H. Reich, W. Bourgeois, B. Franzke, A. Kritzer, and V. Varentsov, Nuclear Physics A **626**, 473c (1997).

[RyS96] P. Rymuza, Th. Stöhlker, H. Geissel, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, R. Moshammer, F. Nickel, C. Scheidenberger, Z. Stachura, and A. Warczak, Acta Physica Polonica **27**, 573 (1996).

[RyS98] P. Rymuza, Th. Stöhlker, D.C. Ionescu, F. Bosch, C. Kozhuharov, D. Liesen, T. Ludziejewski, A. Krämer, P.H. Mokler, R.W. Dunford, Z. Stachura, P. Swiat, A. Warczak, Hyperfine Interactions, zur Veröffentlichung angenommen (1998).

[ScB91] J. Schweppe, A. Belkacem, L. Blumenfeld, N. Claytor, B. Feinberg, H. Gould, V.E. Kostroun, L. Levy, S. Misawa, H.J.R. Mowat, Phys. Rev. Lett. **66**, 1434 (1991).

[ScB97] B. Schlitt, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, Y. Fujita, H. Geissel, M. Hausmann, H. Irnich, O. Klepper, H.J. Kluge, C. Kozhuharov, G. Kraus, G. Münzenberg, F. Nickel, F. Nolden, Z. Patyk, T. Radon, H. Reich, C. Scheidenberger, W. Schwab, M. Steck, K. Sümmerer, T. Winkler, T. Beha, M. Falch, Th. Kerscher, K.E.G. Löbner, H.C. Jung, H. Wollnik, and Yu. Novikov, Nuclear Physics A **315**, 485c (1997).

[ScG93] S.M. Schneider, W. Greiner, and G. Soff J. Phys. B **26**, L529 (1993).

[ScG94] C. Scheidenberger, H. Geissel, Th. Stöhlker, Th. Brohm, H. Folger, H. Irnich, C. Kozhuharov, A. Magel, P.H. Mokler, R. Moshammer, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, P. Rymuza, W. Schwab, J. Ullrich, B. Voss, Nucl. Instr. Meth. B **90**, 36 (1994).

[Sch49] J. Schwinger, Physical Review **75**, 651 (1949).

[Sch74] R.W. Schmieder, Rev. Sci. Instrum. **45**, 687 (1974).

[Sch93] R. Schuch, in: *Review of Fundamental Processes and Applications of Atoms and Ions*, (C.D. Lin, ed), p. 169, World Scientific, Singapore (1993).

[Sch94] S.S. Schweber, *QED and the Men Who Made it: Dyson, Feynman, Schwinger, Tomonaga*, Princeton University Press, Pinceteon (1994).

[ScL89] M.D. Schneider, M.A. Levine, C.L. Benett, J.R. Henderson, D.A. Knapp, and R.E. Marrs, in *Proceedings of the International Symposium on Electron Beam Ions Sources and Their Applications*, edited by A. Hershcovitchm AIP Conf. Proc., No. 188 (New York 1989), p. 188.

[ScM73] R.W. Schmieder and R. Marrus, Nucl. Instr. Meth. **110**, 459 (1973).

[ScM82] R.W. Schmieder and R. Marrus, Nucl. Instr. Meth. **202**, 343 (1982).

[ScM98] H.W. Schäffer, P.H. Mokler, C. Kozhuharov, A. Krämer, T. Ludziejewski, H.-T. Prinz, Th. Stöhlker, R.W. Dunford, P. Rymuza, L. Sarkadi, P. Swiat, A. Warczak, GSI Scientific Report 1997, GSI 98-1, 96 (1998).

[ScS83] A.S. Schlachter, J.W. Stearns, W.G. Graham, J.-H. Berkner, R.V. Pyle, J.A. Tanis, Phys. Rev. A **27**, 3372 (1983).

[ScS89] A. Schäfer, G. Soff, P. Indelicato, B. Müller, W. Greiner, Phys. Rev. A **40**, 7362 (1989).

[ScS98] C. Scheidenberger, Th. Stöhlker, H. Geissel, W.E. Meyerhof, P.H. Mokler, B. Blank, Nucl. Instr. Meth. B im Druck (1998).

[ShE98] V.M. Shabaev and J. Eichler, private Mitteilung (1998).

[SoB98] G. Soff, T. Beier, M. Greiner, H. Persson, G. Plunien, Adv. Quant Chem. **20**, 125 (1998).

[SoR89] G. Soff and J. Rafelski, Z. Phys. D **14**, 187 (1989).

[SpB79] E. Spindler, H.-D. Betz, F. Bell, Phys. Rev. Lett. **42**, 832 (1979).

[StB94] M. Steck, K. Beckert, H. Eickhoff, B.Franzke, O. Klepper, R. Moshammer, F. Nolden, P. Spädtke, and T. Winkler, *Proc. 4th Europ. Part. Accel. Conf. London, 1994,* eds. V. Suller and Ch. Petit-Jean-Genaz (World Scientific, Singapore, 1994) p. 1197.

[Sta96] C. Stahle, *Cryogenic High Resolution X-Ray Detectors*, special CD-ROM issue, Proc. Conf. on Synchrotron Radiation, Review. Sci. Instrum. (1996).

[StB96] M. Steck, K. Beckert, H. Eickhoff, B. Franzke, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt and T. Winkler, Phys. Rev. Lett. **77**, 3803 (1996).

[StB97] 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, A. Warczak, Phys. Rev. Lett. **79**, 3270 (1997).

[StB97a] M. Steck, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, O. Klepper, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt, P. Spädtke, T. Winkler, Nuclear Physics A **626**, 495c (1997).

[StB98] Th. Stöhlker und O. Brinzanescu, in Vorbereitung zur Veröffentlichung in Phys. Rev. A., 1998.

[StE96] Th. Stöhlker, S.R. Elliott, and R.E. Marrs, Hyperfine Inter. **99**, 217 (1996).

[Ste97] M. Steck, Nuclear Physics A **626**, 473c (1997).

[StG91] Th. Stöhlker, H. Geissel, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, G. Münzenberg, Th. Schwab, H. Stelzer, and K. Sümmerer, Nucl. Instr. Meth. B **61**, 408 (1991).

[StG94] Th. Stöhlker, H. Geissel, H. Irnich, 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, R.W. Dunford, J. Eichler, A. Ichihara, T. Shirai, Phys. Rev. Lett. **73**, 352 (1994).

[StH91] P.J. Storej, and D.G. Hummer, Comp. Phys. Comm. **66**, 129 (1991).

[StI97] Th. Stöhlker, D.C. Ionescu, P. Rymuza, T. Ludziejewski, P.H. Mokler, C. Scheidenberger, F. Bosch, B.Franzke, H. Geissel, O. Klepper, C. Kozhuharov, R. Moshammer, F. Nickel, H. Reich, Z. Stachura, A. Warczak, Nucl. Instr. Meth. B **124**, 160 (1997).

[StI98] Th. Stöhlker, D. C. Ionescu, P. Rymuza, F. Bosch, H. Geissel, C. Kozhuharov, T. Ludziejewski, P.H. Mokler, C. Scheidenberger, Z. Stachura, A. Warczak, R.W. Dunford, Phys. Rev. A **57**, 845 (1998).

[StI98a] Th. Stöhlker, D.C. Ionescu, P. Rymuza, F. Bosch, H. Geissel, C. Kozhuharov, T. Ludziejewski, P.H. Mokler, C. Scheidenberger, Z. Stachura, A. Warczak, R.W. Dunford, Phys. Lett. A **238**, 43 (1998).

[StK95] Th. Stöhlker, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, A. Warczak, F. Bosch, H. Geissel, C. Scheidenberger, R. Moshammer C. Scheidenberger, J. Eichler, A, Ichihara, T. Shirai, Z. Stachura, P. Rymuza, Phys. Rev. A **51**, 2098 (1995).

[StK97] Th. Stöhlker, A. Krämer, S.R. Elliott, R.E. Marrs, J.H. Scofield, Phys. Rev. A **56**, 2819 (1997).

[StK97a] Th. Stöhlker, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, T. Ludziejewski, P. Rymuza, Z. Stachura, P. Swiat, A. Warczak, J. Eichler, Physica Scripta T **73**, 252 (191997).

[StL96] Th. Stöhlker and A.E. Livingston A. Phys. Pol. B **37**, 297 (1996).

[StL98] 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, im Druck, Phys. Rev. A., (1998).

[StL98a] Th. Stöhlker, T. Ludziejewski, F. Bosch, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, H.F. Beyer, J. Eichler, B. Franzke, S. Hagmann, A. Krämer, D. Liesen, G. Menzel, F. Nolden, H. Reich, P. Rymuza, M. Steck, Z. Stachura, P. Swiat, and A. Warczak, GSI Scientific Report 1997, GSI 98-1, 106 (1998); in Vorbereitung zur Veröffentlichung in Phys. Rev. Lett. (1998).

[StM92] Th. Stöhlker, P.H. Mokler, A.E. Livingston, C. Kozhuharov, Z. Stachura, A.Warczak, Z. Phys. D **23**, 121 (1992).

[StM92a] Th. Stöhlker, P.H. Mokler, H. Geissel, R. Moshammer, P. Rymuza, E.M. Bernstein, C.L. Cocke, C. Kozhuharov, G. Münzenberg, F. Nickel, C. Scheidenberger, Z. Stachura, J. Ullrich, A. Warczak, Phys. Lett. A **168**, 285 (1992).

[StM93] Th. Stöhlker, P.H. Mokler, H. Geissel, E.M. Bernstein, C.L. Cocke, C. Kozhuharov, R. Moshammer, G. Münzenberg, F. Nickel, P. Rymuza, C. Scheidenberger, Z. Stachura, J. Ullrich, A. Warczak, Rad. Effects and Defects in Solids, **126**, 319 (1993).

[StM93a] Th. Stöhlker, P.H. Mokler, H. Geissel, R. Moshammer, P. Rymuza, E.M. Bernstein, C.L. Cocke, C. Kozhuharov, G. Münzenberg, F. Nickel, C. Scheidenberger, Z. Stachura, J. Ullrich, A. Warczak, GSI Annual Rep. **168**, 285 (1993).

[StM93b] 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, M. Steck, Phys. Rev. Lett. **71**, 2184 (1993).

[StM94] 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, and A.Warczak, Nucl. Instr. Meth. B **87**, 64 (1994).

[StM94a] 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, A. Warczak, Nucl. Instr. Meth. B **87**, 64 (1994).

[StM97] Th. Stöhlker, P.H. Mokler, C. Kozhuharov, A. Warczak, Comments At. Mol. Phys. 33(5), 271 (1997)

[StM98] 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, and M. Steck, GSI Scientific Report 1997, GSI 98-1, 99 (1998).

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

[Sto95] Th. Stöhlker, GSI Internal Report. **05-95**,4 (1995).

[Sto96] Th. Stöhlker, Physikalische Blätter **52**, 42 (1996).

[Sto96a] Th. Stöhlker, AIP Conference Proceedings **23**, D.J. Wineland, C.E Wieman, S.J. Smith, Eds, 81, 1996.

[Sto97] Th. Stöhlker, Phys. Scr. T **73**, 29 (1997).

[Sto98] Th. Stöhlker, im Druck, Hyperfine Interact. (1998).

[StR97] 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, and A. Warczak, Hyperfine Interactions **108**, 29 (1997).

[Suc58] J. Sucher, Physical Review **109**, 1010 (1957).

[SwW98] P. Swiat, A. Warczak, Th. Stöhlker, and P.H. Mokler, in Vorbereitung zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. Meth. B. (1998).

[Ueh35] E.A. Uehling, Physical Review **48**, 55 (1935).

[VeR98] D. Vernhet, J.P. Rozet, I. Bailly-Despiney, C. Stephan, A. Cassimi, J.P. Grandin, and L.J. Dube, J. Phys. B, im Druck (1998).

[WaK95] A. Warczak, M. Kucharski, Z. Stachura, H. Geissel, H. Irnich, T. Kandler, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, G. Münzenberg, F. Nickel, C. Scheidenberger, Th. Stöhlker, T. Suzuki, P. Rymuza, Nucl. Instr. Meth. B **98**, 303 (1995).

[WiB97] T. Winkler, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt, M. Steck, Nuclear Physics A **626**, 485c (1997).

[WiB97a] K. Widmann, P. Beiersdorfer, J.R. Crespo Lopez-Urrutia, and S.R. Elliott, Hyperfine Inter. **108**, 73 (1997).

[WiB97b] K. Widmann, P. Beiersdorfer, G.V. Brown, J.R. Crespo Lopez-Urrutia, and V. Decaux, D.W. Savin, Rev. Sci. Instrum. **68**, 1087 (1997).

[WiK56] E.H. Wichman and N.M. Kroll, Physical Review **101**, 843 (1956).

[YeS95] V.A. Yerokhin and V.M. Shabaev, Phys. Lett. A **207**, 274 (1995).

[YeS96] V.A. Yerokhin and V.M. Shabaev, Phys. Lett. A **210**, 437 (1996).

[ZuS84] J.D. Zumbro, E.B. Shera, Y. Tanaka, C.E. Bemis Jr., R.A. Naumann, M.V. Hoehn, W. Reuter, and R.M. Steffen, Phys. Rev. Lett. **53**, 1888 (1984).

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Prof. P.H. Mokler für die langjährige intensive Zusammenarbeit, seine vielfältige Unterstützung und vor allem auch für seinen Zuspruch und die Ermunterung, den dynamischen Aspekt der Physik niemals außer Acht zu lassen.

Des weiteren möchte ich mich bei Herrn Prof. J. Kluge und Herrn Prof. H. Schmidt-Böcking herzlichst für die vielseitige Unterstützung, die Motivation und dem Interesse an meiner Forschung bedanken.

Herrn Prof. K. Bethge, dem geschäftsführenden Direktor des Institutes für Kernphysik der Universität Frankfurt, danke ich für die freundliche Aufnahme am Institut und die Unterstützung meiner Tätigkeit.

Mein Dank gilt den Herren Prof. F. Bosch und Dr. C. Kozhuharov für die immer vorhandene Hilfs- und Diskussionsbereitschaft, die zur Klärung vieler Probleme beitrug. Ebenso möchte ich Herrn Dr. H. Beyer und Herrn Prof. D. Liesen für die langjährige gute Zusammenarbeit auf dem Gebiet der Röntgenspektroskopie danken. Ebenso möchte ich mich bei meinen Kollegen Dr. T. Ludziejewski, Dr. P. Rymuza, Dr. Z. Stachura und Prof. A. Warczak für die freundschaftliche Zusammenarbeit bedanken, ohne deren Unterstützung die Durchführung der meisten Experimente nicht möglich gewesen wäre. Hier sei auch den Doktoranden gedankt, insbesondere Frau O. Brinzanescu, Herrn A. Krämer und Herrn G. Menzel, deren Arbeit in die vorliegende Schrift eingegangen ist.

Auch gilt mein Dank den Herren Dr. B. Franzke, Dr. M. Steck, Dr. H. Reich und dem ESR-Team für deren Einsatz und Unterstützung bei den Experimenten am ESR und den Herren Dr. H. Geissel und Dr. C. Scheidenberger für die gute Zusammenarbeit am FRS. Hier sei auch der GSI für die Arbeitsmöglichkeiten und die Bereitstellung von Strahlzeiten an der SIS/ESR-Beschleunigeranlage gedankt.

Herrn Prof. D. Schneider danke ich für seine freundschaftliche Unterstützung und die Bereitstellung von Strahlzeit an der Super-EBIT und Herrn Dr. R.E. Marrs für die hervorragende Zusammenarbeit bei den dortigen Experimenten.

Für die langjährige intensive Unterstützung und die enge Zusammenarbeit gebührt mein besonderer Dank Herrn Prof. J. Eichler. Seine theoretischen Arbeiten lieferten häufig erst das Verständnis vieler experimenteller Ergebnisse. Weiterhin bedanke ich mich bei den Herren Dr. T. Beier, Dr. D.C. Ionescu, Dr. S. Keller, Dr. H. Persson, Dr. G. Plunien, Prof. V. Shabaev und Prof. G. Soff für die vielen, sehr nützlichen Diskussionen.

Für die verläßliche Hilfsbereitschaft insbesondere auch bei der Durchsicht des Manuskripts gilt mein Dank Frau S. Lüttges.

Schließlich möchte ich mich ganz herzlich bei meinen Eltern und Schwiegereltern und besonders bei Dagmar, Dorothea und Simon bedanken. Ohne ihre Unterstützung und große Geduld wäre die vorliegende Arbeit nicht möglich gewesen.