

**Spektroskopie von Lyman- α Übergängen
schwerster wasserstoffähnlicher Ionen
mittels
Kristallspektrometrie und Absorptionskanten-Technik**

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Markus Czanta
aus Heidelberg

eingereicht beim Fachbereich 7
der Universität-Gesamthochschule-Siegen

Siegen 2001

Gutachter:

Prof. Dr. A.H. Walenta
Universität Siegen

Prof. Dr. D. Liesen
Universität Heidelberg

Datum der Disputation:

30.11.2001

Abstract

Die ausstehende Überprüfung der Quantenelektrodynamik im Fall sehr starker elektrischer Felder, wie sie durch die Spektroskopie von Lyman- α Übergängen schwerster wasserstoffähnlicher Systeme zugänglich ist, erfordert die Entwicklung neuartiger experimenteller Ansätze.

Daher erfolgte der Aufbau eines Kristallspektrometers. In Labormessungen konnte eine Energieauflösung von 60 eV für Photonen mit einer Energie von 50 keV erzielt werden. Für das Detektionssystem auf Basis einer Driftkammer wurde eine Linearität der Ortsauflösung von 200 μm verifiziert. Ferner erfolgte der Nachweis einer erhöhten Dunkelrate bei Verwendung von Xenon als Detektorgas. Schließlich wurde das Ausleseverfahren an die Verhältnisse am Gasjet-Target des Experimentier-Speicher-Rings ESR der GSI Darmstadt angepaßt. Dieses Spektrometer wurde erstmalig am ESR eingesetzt, jedoch konnten wegen einer zu geringen Effizienz keine quantitativ verwertbaren Resultate erzielt werden.

Ferner wurde am ESR eine Messung an wasserstoffähnlichem Gold mit der Absorptionskanten-Technik durchgeführt. Durch geometrische Überbestimmung gelang der Nachweis von Abweichungen des Ionenstrahls von der Sollachse, welche infolge des Dopplereffekts Verschiebungen der Photonenenergien von etwa 200 eV implizieren. Es konnte die 1s-Lambverschiebung von Au^{78+} zu $(210,5 \pm 8,8)$ eV bestimmt werden. Die relative Genauigkeit in der photonischen Energiebestimmung ist mit $1,27 \times 10^{-4}$ die höchste, welche mit der Absorptionskanten-Technik bislang erzielt werden konnte. Die Ergebnisse zeigen, daß eine absolute Auflösung von 1 eV erreichbar ist.

The theory of Quantumelectrodynamics in the case of strong electric fields still remains untested. An experimental verification with an accuracy comparable to modern calculations can be realized by the spectroscopy of Lyman- α transitions of heavy, highly-charged atomic systems. However, new kinds of experimental approaches have become indispensable.

Therefore, a special crystal spectrometer has been set up. An energy resolution of 60 eV for photons of 50 keV energy has been verified. The detection system used is based on the principle of a drift chamber. It exhibits a linearity in position resolution of 200 μm . Investigations show an increased darkrate when Xenon is used as the detector gas. In addition, the electronic read-out system has been adjusted to the conditions at the gasjet-target of the ESR storage ring at the GSI Darmstadt. Moreover, an experiment at the ESR storage ring was performed with this spectrometer for the very first time. Due to the low efficiency of the spectrometer, no quantitative results could be obtained.

Making use of these detectors, an experiment exploring the hydrogen-like system Au^{78+} was performed at the ESR, based on the absorption-edge technique. As a result of the stringent geometrical control applied, deviations of the ion-beam from its expected position have been found. These imply a change in photonic energy of about 200 eV as induced by the Doppler shift. Nevertheless, the 1s-Lambshift of Au^{78+} could be determined to (210.5 ± 8.8) eV. The relative accuracy in the determination of photonic energies of 1.27×10^{-4} represents the most precise one reached with the absorption-edge technique. Moreover, the experimental results show that an absolute energy resolution of 1 eV is attainable.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Hintergrund	1
1.2	Inhalt	3
1.3	Aufbau	4
2	Die Struktur schwerer Ein-Elektronen-Systeme	7
2.1	Historische Entwicklung und grundlegende Gleichungen	7
2.2	Quantenelektrodynamische Effekte	9
2.3	Moderne Tests der QED	12
2.4	QED in starken elektrischen Feldern	15
2.4.1	QED Korrekturen erster Ordnung	16
2.4.1.1	Die Selbstenergie	16
2.4.1.2	Die Vakuumpolarisation	17
2.4.2	Korrekturen für Kernmasse und -ausdehnung	18
2.4.3	QED Korrekturen höherer Ordnung	19
2.4.4	Zusammenfassung	21
3	Experimenteller Zugang zur 1s-Lambverschiebung	25
3.1	Grundprinzip einer Untersuchung der QED in starken elektrischen Feldern	25
3.2	Experimentieranlagen der GSI Darmstadt	27
3.2.1	Die Produktion hochgeladener schwerer Ionen	27
3.2.2	Der Experimentier-Speicher-Ring ESR	28
3.2.2.1	Der Elektronenkühler	30
3.2.2.2	Das Gasjet-Target	31
3.2.2.3	Die Targetkammer	31
3.3	Bevölkerungsprozesse	32
3.3.1	Rekombination und Elektroneneinfang	33
3.3.2	Nicht-strahlender Elektroneneinfang	35
3.3.3	Sonstige Prozesse	35
3.3.4	Lebensdauer des Ionenstrahls	35
3.4	Emissionscharakteristik relativistischer schwerer Ionen	37
3.5	Bisherige Experimente zur 1s-Lambverschiebung	39
3.5.1	Experimente mit Festkörpertargets	40

3.5.2	Experimente am Gasjet-Target des ESR	40
3.5.3	Experimente am Elektronenkühler des ESR	42
3.5.4	Erstes Experiment mit abgebremsten Uran-Ionen	43
3.5.5	Zusammenfassung	45
4	Neue Techniken zur Messung der 1s-Lambverschiebung	49
4.1	Kalorimeter	49
4.2	Das hochauflösende Kristallspektrometer	51
4.2.1	Geometrie des Kristallsystems	51
4.2.2	Anpassung an relativistisch bewegte Quellen	54
4.2.3	Erste Ergebnisse einer Laboruntersuchung	56
4.2.4	Anforderungen an ein Detektionssystem	57
4.3	Die Absorptionskanten-Technik	58
4.3.1	Grundlagen	58
4.3.2	Spektrales Auflösungsvermögen	60
4.3.3	Anforderungen an einen Absorber	63
4.3.4	Form der Absorptionskante	64
4.3.5	Anforderungen an ein Nachweissystem	65
5	Der ortsauflösende Driftdetektor	67
5.1	Funktionsprinzip	68
5.2	Geometrie	69
5.2.1	Aufbau	69
5.2.2	Elektrische Felder	71
5.2.3	Gassystem	72
5.3	Auslesesystem	74
5.4	Röntgennachweis	79
5.4.1	Photonenabsorption	79
5.4.2	Wahl des Gasmediums	81
5.4.3	Energieinformation	85
5.5	Ortsinformation	90
5.5.1	Primärionisation	90
5.5.2	Elektronendrift	93
5.5.3	Diffusion	96
5.5.4	Ortsauflösung	98
5.6	Dunkelrate	102
6	Erstes Experiment mit dem Kristallspektrometer	109
6.1	Spektroskopie der Ly- α Übergänge in Pb ⁸¹⁺	109
6.1.1	Meßprinzip	109
6.1.2	Kristallspektrometer	110
6.1.3	Experimentelle Durchführung	112
6.2	Ergebnisse	116

7 Experiment zur Absorptionskanten-Technik	121
7.1 Experimentelle Gegebenheiten	121
7.2 Monte-Carlo Simulation	127
7.2.1 Prinzip	128
7.2.2 Emissionsvolumen	130
7.3 Resultate aus den Messungen	133
7.3.1 Kontrollmessung ohne Absorber	133
7.3.2 Beobachtungen unter 90°	134
7.3.3 Beobachtungen unter 120° und 145°	141
7.3.4 Energetische Auflösung	145
7.4 Zusammenfassung	149
8 Zusammenfassung	153
A Betrachtungen zur Driftgeschwindigkeit	155
B Energieauflösungen und Driftgeschwindigkeiten	161
C Herleitung des Ionenstrahl-Versatzes	163
Literaturverzeichnis	165

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Hintergrund

Das heutige naturwissenschaftliche Verständnis bezüglich der Struktur und Dynamik von Atomen resultiert aus einer langen Entwicklung, welche für die meiste Zeit durch die Nicht-Sichtbarkeit solcher Systeme geprägt war. Die frühesten überlieferten Vorstellungen reichen hierbei bis zu den griechischen Philosophen Leukipp und Demokrit zurück. Im 17. Jahrhundert entstand durch die präzise Massenbestimmung der an chemischen Reaktionen beteiligten Stoffe als neue Vorstellung die Atomistik. Schließlich kam es im 19. Jahrhundert zu einer starken Zunahme experimenteller Ergebnisse sowie zur Ausarbeitung theoretischer Ansätze wie der kinetischen Gastheorie. Das heutige Verständnis der Atomstruktur gelang jedoch erst zu Beginn des 20. Jahrhunderts, wobei solide theoretische Modelle erst nach 1930 durch die Quantenmechanik möglich waren.

Die besondere Bedeutung, welche dem heutigen Verständnis der Atome zukommt, ergibt sich nicht nur aus den zahlreichen Verfahren in Physik, Chemie, Biologie und Medizin sowie den vielfältigen resultierenden technologischen Entwicklungen. Atomphysik und Quantenmechanik haben vielmehr entscheidend unser heutiges gesamtes Naturbild geprägt.

Eine grundlegende Methode zur Untersuchung des Aufbaus und der Struktur von Atomen und deren gegenseitiger Wechselwirkungen sowie jener mit elektromagnetischen Feldern stellt die Spektroskopie dar. Hierdurch gelang wiederholt das Aufdecken unerwarteter Effekte. Dies war nicht zuletzt Folge einer verbesserten Auflösung und schlug sich in präziseren Modellen und neuen Vorstellungen nieder.

Ein Beispiel für einen Dialog zwischen Experiment und Theorie von grundlegender physikalischer Bedeutung ist die sogenannte Lambverschiebung. Zwischen 1947 und 1952 gelang Lamb und Retherford [Lam47, Lam50, Lam51, Lam52a, Lam52b] der Nachweis, daß die Beschreibung des Wasserstoffatoms im Rahmen der relativistischen Dirac-Theorie nicht vollständig ist. Dies war indes erst durch eine Weiterentwicklung spektroskopischer Methoden im Mikrowellenbereich möglich, da damalige optische Techniken in ihrer Auflösung durch die Dopplerverbreiterung aufgrund der atomaren Bewegung begrenzt waren. Dieser Befund spielte eine herausragende Rolle für die Entwicklung der Quantenelektrodynamik, welche um eine Deutung jenseits der Emission und Absorption von Lichtquanten im Fall atomarer Übergänge erweitert werden mußte. Zur Deutung der Lambverschiebung war es erforderlich, Wechselwirkungen mit dem elektromagnetischen Feld – wie beispielsweise die

photonische Emission und Absorption seitens des Elektrons im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation – hinzuzuziehen.

Die Quantenelektrodynamik, welche Prozesse der Wechselwirkung zwischen Teilchen und elektromagnetischem Feld einschließt, gilt heute als eine der genauesten Theorien der Physik. Ihr breiter Anwendungsbereich geht dabei weit über die Berechnung atomarer Bindungsenergien hinaus und ermöglicht beispielsweise auch die quantitative Beschreibung hochenergetischer Stöße sowie des g-Faktors des Elektrons. Für letzteren wurde inzwischen eine theoretische Genauigkeit von ungefähr 10^{-11} erreicht.

Hinsichtlich der für die Entwicklung dieser Theorie wichtigen Lambverschiebung konnte für den Fall des 1s-Zustands in Wasserstoff eine Präzision von etwa 10^{-7} erzielt werden. Mit der in den kommenden Jahren angestrebten Erhöhung der experimentellen Genauigkeit auf 10^{-12} , was 10^{-18} der Bindungsenergie beziehungsweise 1 % der natürlichen Linienbreite entspricht [Sof00], wäre dann sogar die Vermessung einer eventuellen Zeitabhängigkeit von Naturkonstanten in Reichweite.

Trotz dieses großen Erfolgs, welcher in Form der hochpräzisen Übereinstimmung von experimentellem Ergebnis und theoretischer Vorhersage im Fall der 1s-Lambverschiebung in Wasserstoff gefunden wurde, steht ein solcher Test für den Fall sehr starker elektrischer Felder noch aus.

Der bislang einzige experimentelle Zugang zu quantenelektrodynamischen Prozessen in sehr starken elektrischen Feldern ist – neben myonischen Systemen – durch die Untersuchung hochgeladener Schwerionen möglich. Diese stellen die derzeit stärksten Felder von etwa 10^{16} V/cm zur Verfügung. Dabei ist deren Verfügbarkeit als Folge der Entwicklung der Beschleuniger- und Speicherring-Technologie in Verbindung mit der Realisation von Ionenquellen mit ausreichender Ausbeute für höchste Ladungszustände erst seit wenigen Jahren gegeben.

Betrachtet man Ein-Elektronen-Systeme mit Kernladungen Z von etwa 90, so ergeben sich einige interessante Besonderheiten. Zum einen skalieren die quantenelektrodynamischen Effekte mit Z^4 , wodurch die 1s-Lambverschiebung schwerster wasserstoffähnlicher Systeme mit 0,4 % der Bindungsenergie für U^{+91} einen recht großen Anteil ausmacht. Im Fall des Wasserstoffs beträgt dieser Anteil lediglich 10^{-6} . Ferner erfordert die Berechnung der 1s-Lambverschiebung von sehr schweren wasserstoffähnlichen Systemen die Entwicklung neuer Methoden. Da schwerste wasserstoffähnliche Ionen ein sehr starkes Kernfeld aufweisen, läßt sich dieses nicht mehr als kleiner Effekt behandeln wie im Fall von Wasserstoff. Ferner ergibt sich für die bei niedrigen Z relevante Entwicklungskonstante $Z\alpha$ – wobei α die Feinstrukturkonstante repräsentiert – ein Wert, welcher nicht mehr klein gegen Eins ist. Daher ist eine Berechnung der Potentialentwicklung bis hin zu sehr hohen Ordnungen notwendig.

Hierbei konnten in den letzten Jahren von theoretischer Seite beachtliche Fortschritte erzielt werden, so daß heute die 1s-Lambverschiebung von wasserstoffähnlichem Uran auf (465 ± 1) eV [Bei00] berechnet ist.

Auch von experimenteller Seite waren auf diesem Gebiet schwerster Ein-Elektronen-Systeme, wie sie erst seit wenigen Jahren zugänglich sind, neue Entwicklungen erforderlich. Zwar konnte die 1s-Lambverschiebung in wasserstoffähnlichem Uran zu (460 ± 16) eV

[BeM95] sowie (468 ± 13) eV [StM98, Stö00] bestimmt werden; dennoch bleiben die experimentellen Ergebnisse in ihrer Präzision derzeit um eine Größenordnung hinter den theoretischen Vorhersagen zurück.

Der experimentelle Zugang zu den zu untersuchenden Prozessen in hochgeladenen Schwerionen vollzieht sich hierbei durch die energetische Vermessung der Lyman- α Photonen mit typischerweise $(50 - 150)$ keV, sind diese doch Ausdruck der atomaren Bindungsenergien und damit auch der hierin enthaltenen quantenelektrodynamischen Effekte.

Dabei scheinen die experimentellen Techniken, welche in den letzten Jahren entwickelt wurden und durch eine deutliche Steigerung in der Präzision gekennzeichnet waren, nunmehr an einer Grenze angelangt zu sein. Eine weitere deutliche Steigerung der Genauigkeit und damit eine Überwindung der Kluft zu den theoretischen Vorhersagen ist mit den bisherigen experimentellen Techniken nicht möglich.

Die noch ausstehende Überprüfung der QED in starken elektrischen Feldern in Form einer Vermessung der $1s$ -Lambverschiebung von wasserstoffähnlichen Schwerionen erfordert daher die Entwicklung neuer experimenteller Techniken. Diese haben als vornehmliches Ziel, einen effizienten Nachweis für Röntgenphotonen im Bereich von $(50 - 150)$ keV bereitzustellen sowie eine deutlich höhere spektrale Auflösung als die bislang eingesetzten Halbleiter-Detektoren aufzuweisen.

Die Entwicklung und Anwendung solcher hochauflösender Techniken stellt das primäre Ziel der Untersuchungen und Experimente dieser Arbeit dar.

1.2 Inhalt

Gegenwärtig werden drei unterschiedliche Strategien verfolgt, um eine wesentliche Verbesserung der spektralen Auflösung zu realisieren. Diese sind die Verwendung von Kalorimetern, der Einsatz von Kristallspektrometern sowie die Absorptionskanten-Technik.

Im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit stand die Entwicklung der beiden letztgenannten Techniken. Hierzu erfolgte der Aufbau eines fokussierenden Kristallspektrometers, nachfolgenden Laboruntersuchungen sowie der erstmalige Einsatz am Gasjet-Target des ESR. Der für dieses Spektrometer-Konzept benötigte zylindrisch gebogene Silizium-Kristall wurde dabei von der Arbeitsgruppe Förster der Universität Jena zur Verfügung gestellt [Tsc00]. Desweiteren wurde die Absorptionskanten-Technik zur Messung der $1s$ -Lambverschiebung von wasserstoffähnlichem Gold – ebenfalls am Gasjet-Target – erfolgreich eingesetzt. Hierbei stand als Neuerung eine strengere geometrische Kontrolle im Mittelpunkt, wie sie sich aufgrund eines vorangegangenen Experiments im Jahre 1999 [Str00] als notwendig herausgestellt hat.

Besonderes Augenmerk verdient bei beiden angewendeten experimentellen Techniken das zugrundeliegende Detektionssystem für den Nachweis der Lyman- α Photonen. Ausgehend von den hohen Anforderungen, wie sie durch das Kristallspektrometer definiert wurden, konnte von der Arbeitsgruppe Walenta an der Universität Siegen in Zusammenarbeit mit der GSI Darmstadt ein entsprechendes Detektorkonzept realisiert werden. Dieses basiert auf der Funktionsweise einer Driftkammer und ermöglicht durch die Verwendung von schweren Edelgasen als Absorptionsmedium eine Absorptionseffizienz von bis zu nahe 100 % im relevanten Energiebereich von $(50 - 150)$ keV. Darüberhinaus sind solche Pho-

tonen einzeln mit einer dreidimensionalen Ortsauflösung nachweisbar, wobei die Auflösung in der Driftrichtung der erzeugten Ladungsträger bis zu $200\ \mu\text{m}$ erreicht.

Dieses Detektorkonzept wurde vornehmlich für eine Verwendung der Edelgase Argon und Xenon unter etwa 20 bar konzipiert. Weiteres Ziel dieser Arbeit war es, Betriebsparameter zu definieren sowie die für einen Einsatz in den beiden genannten Experimenten am Gasjet-Target wesentlichen Eigenschaften zu untersuchen. Hierzu gehörten auch die Erweiterung des Auslesesystems zur Verarbeitung hoher Umladeraten am Gasjet-Target.

Mithilfe dieser Detektoren wurde das Potential des Kristallspektrometers in einem Experiment am ESR ausgelotet. Hierdurch konnten die notwendigen weiteren Entwicklungen dieser Technik für eine Anwendung am Gasjet-Target des ESR definiert werden.

Ferner erfolgte die Vermessung der Lyman- α Strahlung von wasserstoffähnlichem Gold am Gasjet-Target des ESR mit der Absorptionskanten-Technik, ebenfalls unter Einsatz der Driftdetektoren. Hierbei konnte die 1s-Lambverschiebung von Au^{78+} bestimmt werden. Die Messergebnisse verifizieren das bisherige experimentelle Resultat [BeL94, BeM95] und decken sich mit den theoretischen Rechnungen [BeM97]. Desweiteren konnten Aussagen über das Potential dieser Methode getroffen werden.

Darüberhinaus gelang in diesem Experiment – als Folge der simultanen Beobachtung unter drei Winkeln bei zwei unterschiedlichen Strahlenergien – eine Beschreibung der realen geometrischen Verhältnisse am Gasjet-Target. Diese weisen auf die allgemeine Notwendigkeit einer verbesserten Kontrolle des Ionenstrahls hin. Eine solche ist von fundamentaler Bedeutung für alle auf den Beobachtungswinkel sensitiven Experimente.

1.3 Aufbau

Die vorliegende Arbeit ist daher folgendermaßen aufgebaut: In Kapitel 2 erfolgt zunächst eine Einführung in die Struktur schwerer Ein-Elektronen-Systeme. Hierbei wird das theoretische Verständnis der atomaren Bindungsenergien dargestellt. Ein Schwerpunkt liegt auf der Beschreibung der Quantenelektrodynamik in sehr starken elektrischen Feldern, wie sie anhand wasserstoffähnlicher schwerer Systeme experimentell zu überprüfen ist.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit dem experimentellen Zugang zur 1s-Lambverschiebung. Zuerst wird das zugrundeliegende Prinzip einer Untersuchung der Quantenelektrodynamik in starken elektrischen Feldern kurz skizziert, welches im wesentlichen auf der Messung der Lyman- α Strahlung aufbaut. Anschließend folgt eine Vorstellung der experimentellen Infrastruktur der GSI Darmstadt, an welcher die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente stattgefunden haben. Deren Bedeutung liegt in der Tatsache begründet, daß es erst in der letzten Dekade technisch möglich wurde, brillante Strahlen von hochgeladenen und gekühlten schwersten Ionen Experimenten zur Verfügung zu stellen und damit ein völlig neues Gebiet der Forschung zu eröffnen. Anschließend werden die Prozesse dargestellt, welche bei der Umladung von Ionen am Gasjet-Target des Experimentier-Speicher-Rings ESR der GSI Darmstadt stattfinden und zur Emission der zu untersuchenden Lyman- α Strahlung führen. Desweiteren wird auf die besondere Charakteristik dieser Emission eingegangen, wie sie aus der relativistischen Bewegung der Ionen resultiert und die beobachteten photonischen Spektren im Laborsystem beeinflusst. Abschließend wird ein Überblick über die bislang durchgeführten Experimente zu 1s-Lambverschiebung gegeben.

Aufbauend auf diesen technischen sowie physikalischen Grundlagen wird in Kapitel 4 eine Einführung gegeben in die in der Entwicklung befindlichen erwähnten experimentellen Techniken, welche als Antwort auf die inhärente Begrenzung der spektralen Auflösung in den bisherigen Methoden konzipiert wurden. Ziel dieser Techniken ist es, die 1s-Lambverschiebung wasserstoffähnlicher Schwerionen mit einer Auflösung zu vermessen, welche mit derjenigen theoretischer Rechnungen vergleichbar ist und um mindestens eine Größenordnung über jener der bisherigen experimentellen Ansätze liegt.

Das in den beiden durchgeführten Experimenten am Gasjet-Target des ESR verwendete Detektorsystem auf der Basis einer Driftkammer wird in Kapitel 5 beschrieben. Nach einer kurzen Skizzierung der wesentlichen funktionellen, konstruktiven und geometrischen Grundlagen wird das Auslesesystem vorgestellt. Dieses ist für eine Anwendung am ESR ausgelegt, wobei die schnelle Verarbeitung der elektrischen Signale einer Photonenabsorption sowie die Berücksichtigung einer hohen Rate an Zeitreferenzen aus dem Umladedetektor hinter dem Gasjet-Target von besonderer Bedeutung sind. Im Anschluß erfolgt eine Beschreibung der Photonenabsorption und der Energieauflösung sowie weitere Aspekte der konkreten Wahl des Absorbiergases. Danach wird auf die mit diesen Detektoren erzielbare Ortsinformation eingegangen. Diese Eigenschaft stellt eine der zentralen Anforderungen an einen Nachweis einzelner Photonen dar, wie er für die Funktionsweise sowohl der Kristallspektrometer- als auch der Absorptionskanten-Technik notwendig ist. Hierbei werden – in Anlehnung an den Ablauf der einer Photonenabsorption folgenden Prozesse – die Primärionisation, der Driftvorgang, der Einfluß der Diffusion sowie die aus diesen durch elektronische Verarbeitung resultierende Ortsauflösung beschrieben. Desweiteren werden experimentelle Resultate zur Linearität der Ortsinformation aus Laboruntersuchungen vorgestellt. Abschließend werden die Ergebnisse von weiteren Untersuchungen vorgestellt, welche die aufgetretene hohe Eigenrate der Detektoren im Fall einer Verwendung von Xenon als Absorptionsmedium zum Gegenstand haben und in Kombination mit der moderaten Energieauflösung deren Nutzung für Experimente mit niedrigsten Raten verhindert.

Nach der Darstellung der verwendeten Nachweissysteme wird in Kapitel 6 das durchgeführte Experiment mit dem Kristallspektrometer vorgestellt, in welchem dieses zum ersten Mal am Gasjet-Target des ESR zum Einsatz kam. Dieses Experiment, in welchem zusätzlich ein Ge(i)-Detektor mit hoher energetischer Auflösung verwendet wurde, war von der Nachweiseffizienz des Spektrometers von nur $(2 \cdot 6) \cdot 10^{-8}$ geprägt.

Zum Schluß wird in Kapitel 7 das Experiment mit der Absorptionskanten-Technik diskutiert. Aufbauend auf den Erfahrungen eines Pilot-Experiments im Jahre 1999 [Str00] erfolgte eine Beobachtung der charakteristischen Strahlung von wasserstoffähnlichem Gold simultan unter drei verschiedenen Winkeln. Dies wurde darüberhinaus bei zwei unterschiedlichen Strahlgeschwindigkeiten vorgenommen, so daß umfangreiche Informationen über die vorliegenden geometrischen Verhältnisse zugänglich wurden. Insbesondere ergeben sich Aussagen über auftretende Schwankungen in der Lage des Ionenstrahls. Diese verhindern in ihrem Ausmaß praktisch jegliche Art von hochauflösenden winkelsensitiven Messungen der Lyman- α Strahlung hochgeladener Schwerionen im Fall der Abwesenheit einer zusätzlichen geometrischen Kontrolle des Ionenstrahls. Dennoch war es durch die gleichzeitige Nutzung dreier Beobachtungswinkel in Verbindung mit der sehr hohen spektralen Auflösung der Absorptionskanten-Technik von ungefähr 10 eV für Photonen der Energie (50 – 150) keV möglich, sowohl die geometrische Lage des Ionenstrahls zu

rekonstruieren als auch die 1s-Lambverschiebung von wasserstoffähnlichem Gold mit einer Genauigkeit von 8,8 eV mit der Theorie zu vergleichen. Die dabei erzielte relative Genauigkeit in der Bestimmung von Photonenenergien ist die höchste, welche mit der Absorptionskanten-Technik bislang erreicht werden konnte. Schließlich läßt sich aus diesen Messungen das hohe Potential der Absorptionskanten-Technik hinsichtlich einer Bestimmung der 1s-Lamverschiebung in wasserstoffähnlichen schwersten Ionen abschätzen.

Kapitel 2

Die Struktur schwerer Ein-Elektronen-Systeme

Vor 2400 Jahren entwickelte Leukipp (um 460 v. Chr.) sowie dessen Schüler Demokrit (460 – 370 v. Chr.) erste Ansätze für ein Verständnis der sichtbaren Welt als Synthese kleiner Einheiten, den „Atomen“. Dennoch dauerte es etwa bis ins 19. Jahrhundert ehe experimentelle Erkenntnisse gesammelt wurden. Hierbei ist auf Daltons Gesetz der multiplen Proportionen, auf Avogadro mit $\frac{n}{Mol} = const.$, Faraday mit der Erkenntnis der Diskretheit von Ladungen, und schließlich auf Maxwell und Boltzmann mit der kinetischen Gastheorie zu verweisen.

Gerade in den letzten Jahrzehnten kam es jedoch zu einer starken Weiterentwicklung der Atomphysik. Diese resultierte aus Methoden der Teilchendetektion, der Datenaufnahme und -verarbeitung sowie der Entwicklung völlig neuer Experimentiermöglichkeiten, wie sie vor allem in der Kern- und Elementarteilchenphysik entstanden sind. So sind insbesondere die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit ohne die Entwicklungen auf dem Gebiet der Speicherringe in der zurückliegenden Dekade undenkbar.

2.1 Historische Entwicklung und grundlegende Gleichungen

Bis Ende des 19. Jahrhunderts konnte eine große Fülle experimenteller Daten hinsichtlich optisch beobachteter Spektrallinien gewonnen werden. Dennoch konnte zunächst keine befriedigende Erklärung über deren Ursprung respektive deren Gesetzmäßigkeiten gegeben werden. So existierten lediglich empirische Formeln, mit denen das optische Spektrum des einfachsten atomaren Systems Wasserstoff beschrieben werden konnte. Hier sind vor allem die Arbeiten von Balmer und Lyman zu nennen. Dabei kommt im Rahmen der vorliegenden Arbeit insbesondere die Lyman- α Linien eine zentrale Bedeutung zu, stellen doch diese den physikalischen Zugang zur Untersuchung schwerster Ein-Elektronen-Systeme dar.

1913 entwickelte Bohr das nach ihm benannte „Bohrsche Atommodell“, welches auf den Arbeiten von Rutherford zur α -Streuung, Planck zur Quantentheorie und Einstein zum Photoeffekt beruht. Dabei haben die Elektronen im Fall eines unendlich schweren Kerns

der Ladung Z die Energie

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m_e}{2} (Z\alpha c)^2 = -R_H \frac{Z^2}{n^2} \quad (2.1)$$

mit der Elektronenmasse m_e , der Lichtgeschwindigkeit c und der Feinstrukturkonstanten $\alpha = e^2/(\hbar c)$. Als Energiedifferenzen ergeben sich hieraus mit der Rydbergkonstanten $R_H = (m_e/2)(\alpha c)^2$ die bekannten Serien für Wasserstoff. Unverstanden blieb jedoch die beobachtete Dublettaufspaltung, die Linienintensitäten, die Aufspaltung der Linien in Magnetfeldern sowie die Spektren von Helium und schweren Atomen.

Ein weiterer Schritt zum Verständnis der Struktur von Atomen gelang durch die Einführung des Teilchen-Welle-Dualismus von de Broglie 1924, der Formulierung der Quantenmechanik in Form der Matrizenmechanik durch Heisenberg 1925 und in Form der Wellenmechanik durch Schrödinger 1926, welcher ferner 1927 die Äquivalenz der beiden Formulierungen bewies. Der Ausgangspunkt für eine Berechnung der atomaren Elektronenverteilungen in Form von Wellenfunktionen und der auftretenden Energien ist in dieser quantenmechanischen Betrachtung die Schrödingergleichung.

Da die Schrödingergleichung lediglich eine nicht-relativistische Beschreibung von Atomen darstellt, werden relativistische Effekte wie Spin und Multiplett-Aufspaltung nicht beschrieben. Relativistische Effekte werden aber insbesondere mit steigender Kernladungszahl und damit für den Untersuchungsgegenstand dieser Arbeit – den schwersten Ein-Elektronen-Systemen – bedeutsam.

Kombiniert man die Quantentheorie mit der speziellen Relativitätstheorie, so ergeben sich zwei Typen von Wellengleichungen. Diese sind die Klein-Gordon-Gleichung für Teilchen mit ganzzahligem Spin, den Bosonen, und die Dirac-Gleichung für Teilchen mit halbzahligem Spin, den dem Pauli-Prinzip unterworfenen Fermionen. Beide gehen im nichtrelativistischen Grenzfall in die Schrödingergleichung über.

Um eine zweite zeitliche Ableitung der Wellenfunktion und damit negative Energien zu umgehen, suchte Dirac nach einer Gleichung, welche wie die Schrödingergleichung nur eine erste Ableitung in der Zeit enthält, aber relativistisch invariant, das heißt forminvariant unter Lorentz-Transformationen ist, und damit den Gesetzen der speziellen Relativitätstheorie genügt. Im Anschluß stellte sich heraus, daß auch diese Gleichung Lösungen negativer Energie besitzt, deren Interpretation zur Vorhersage von Antiteilchen führte.

Für ein Elektron im elektromagnetischen Feld lautet die Dirac-Gleichung

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left[c\vec{\alpha} \cdot (\mathbf{p} - q\mathbf{A}) + mc^2\beta - e\phi \right] \Psi \quad (2.2)$$

Hierbei enthalten die zu einem Vektor $\vec{\alpha}$ zusammengefaßten drei α -Matrizen die zweidimensionalen Pauli-Matrizen und sind ebenso wie β 4×4 -Matrizen.

Die Dirac-Gleichung enthält im Gegensatz zur Schrödingergleichung automatisch den Spin und dessen magnetisches Moment. Ihre Lösungen sind die sogenannten Dirac-Spinoren. Diese bestehen aus vier Komponenten, welche sich in die sogenannte „größere“ und „kleinere“ Komponente aufteilen lassen, wobei die „größere“ die Schrödingergleichung erfüllt. Die „kleinere“ Komponente ist von der Größenordnung $Z(v/c)$ und spielt bei kleinen Z für nicht allzu große Energien, bei denen relativistische Effekte einen geringen Anteil ausmachen, eine untergeordnete Rolle. Hingegen gewinnt die „kleinere“ Komponente gerade im Fall relativistischer Schwerionen an Bedeutung.

Die Dirac-Gleichung hat ferner in allen Inertialsystemen die gleiche Form, erfüllt damit also die Eigenschaft der Lorentz-Kovarianz.

Eine besondere Bedeutung erhalten die Potentiale in der Quantentheorie. In der klassischen Elektrodynamik sind die Feldstärken \mathbf{E} und \mathbf{B} die physikalisch relevanten Größen. Während das skalare Potential ϕ eine physikalische Deutung mit $q\phi$ als potentielle Energie eines Teilchens erfährt, stellt das Vektorpotential \mathbf{A} lediglich ein Hilfsmittel dar, welches eine Eichfreiheit enthält. In der Quantentheorie dagegen kommt ϕ und \mathbf{A} eine gewichtigere Bedeutung als \mathbf{E} und \mathbf{B} zu. ϕ bestimmt beispielsweise als Coulomb-Potential die elektronischen Bindungsenergien im Wasserstoffatom. Aber auch \mathbf{A} hat hier eine physikalische Bedeutung. So ist es das Vektorpotential, welches im Möllenstedt-Experiment die Phase der Elektronenwelle verändert, obwohl die Elektronen weder durch ein elektrisches noch durch ein magnetisches Feld beeinflusst werden.

Für einen punktförmigen Kern ergibt sich aus der Dirac-Gleichung die Gesamtenergie des Elektrons eines wasserstoffähnlichen Systems zu

$$E_{n,j} = \left[1 + \frac{(Z\alpha)^2}{[n - |j + 1/2| + ((j + 1/2)^2 - (Z\alpha)^2)^{1/2}]^2} \right]^{1/2} \cdot mc^2 \quad (2.3)$$

$$= E_n \cdot \left[1 + \frac{(Z\alpha)^2}{n^2} \left(\frac{n}{j + 1/2} - \frac{3}{4} \right) \right] \quad (2.4)$$

wobei E_n die Energie der nichtrelativistischen Beschreibung darstellt, und sich j als neue Quantenzahl aus der Kopplung von Spindrehimpuls s und Bahndrehimpuls l zu dem Drehimpuls j ergibt. Die Bindungsenergie ist im Vergleich zur Schrödingergleichung etwas erhöht. Die l -Entartung der Schrödingergleichung ist aufgehoben. Es liegt nun eine Entartung hinsichtlich j vor. Die Korrektur zur Schrödingergleichung skaliert mit $(Z\alpha)^2/n^2$, ist für s -Zustände am größten und nimmt mit wachsendem n schnell ab. Die Gesamtenergie des $1s_{1/2}$ -Zustands wird damit

$$E_{1,1/2} = \sqrt{1 - (Z\alpha)^2} \cdot mc^2 = E_{B;1,1/2} + mc^2 \quad (2.5)$$

Ein Vergleich ergibt für Wasserstoff eine $1s$ -Bindungsenergie $E_{B;1,1/2}$ von $-13,60\text{eV}$, für wasserstoffähnliches Blei $-101\,581,37\text{eV}$ und für wasserstoffähnliches Uran $-132\,279,96\text{eV}$.

Durch die Dirac-Gleichung ist das Spektrum wasserstoffähnlicher Systeme bis auf die quantenelektrodynamischen Effekte, den Einfluß der Kernstruktur in Form der Hyperfeinstruktur und die Isotopieverschiebung korrekt beschrieben.

2.2 Quantenelektrodynamische Effekte

Folgt man der Dirac-Gleichung, so sind bei gegebener Hauptquantenzahl n die Zustände mit gleicher Drehimpulsquantenzahl j aber verschiedenen l und s energetisch entartet. Bis etwa 1947 wurde die Gültigkeit der Dirac-Gleichung durch klassische hochauflösende Spektroskopie an Übergängen im Sichtbaren überprüft, da für diesen Bereich Spektralapparate mit ausreichend hoher Auflösung zur Verfügung standen. Dabei wurden im Profil der H_α - und D_α -Linie zunächst Abweichungen beobachtet. Pasternack schlug 1938 zur Erklärung

dieser Resultate an Wasserstoff und Helium eine Energieanhebung des $2s_{1/2}$ -Zustands vor [Pas38]. Spätere Messungen ergaben zum Teil widersprüchliche Ergebnisse, so daß dieses Problem zunächst keine Klärung erfuhr. Erst die Arbeiten von Lamb und Retherford et al. [Lam47, Lam50, Lam51, Lam52a, Lam52b] erreichten aufgrund der während des 2. Weltkriegs weiterentwickelten Mikrowellentechnik die notwendige Präzision. Als Ergebnis beobachteten sie, daß im Widerspruch zur Dirac-Theorie die Niveaus $2s_{1/2}$ und $2p_{1/2}$ in Wasserstoff nicht entartet sind, sondern eine Aufspaltung von etwa 1057 MHz aufweisen.

Durch die Entdeckung dieser Lambverschiebung (Lambshift), deren präzise Vermessung an schwersten wasserstoffähnlichen Ionen den Rahmen dieser Arbeit bildet, wurde eine neue Theorie angeregt, welche die Wechselwirkung geladener Teilchen untereinander und mit dem eigenen elektromagnetischen Feld beschreibt, die sogenannte Quantenelektrodynamik (QED).

1947, wenige Monate nach der ersten Veröffentlichung von Lamb und Retherford, entwickelte Bethe [Bet47] einen nicht-relativistischen Ansatz, welcher die Basis für die Formulierung der modernen Quantenelektrodynamik bildete. Bethe konnte zeigen, daß die Ursache für die Lambverschiebung in einer nicht in der Dirac-Theorie enthaltenen Wechselwirkung des Elektrons mit seinem eigenen virtuellen Photonenfeld zu finden ist.

Als *Lambverschiebung* wird heute die durch Strahlungskorrekturen bedingte Energieverschiebung eines beliebigen Zustandes im Vergleich zum Diracschen Energiewert bezeichnet. Der Dirac-Gleichung kommt damit eine zentrale Rolle als Referenz zur Bestimmung der Lambverschiebung zu. Letztere ergibt sich als Resultat aus der Gesamtenergie nach Subtraktion des Dirac-Wertes. Von dem so erhaltenen Wert werden im allgemeinen noch die Korrekturen für die Hyperfeinstruktur, der endlichen Kernmasse und -ausdehnung und jene für die reduzierte Masse separiert. Hier soll die vereinfachte Betrachtung zugrunde gelegt werden, nach der alle Effekte einer Abweichung von der Dirac-Theorie unter dem Begriff Lambverschiebung subsumiert werden.

Im folgenden sollen einige grundlegende Ideen und Konzepte der Quantenelektrodynamik ausgeführt werden.

Um die physikalisch zunächst fragwürdig erscheinenden Wellenfunktionen negativer Energie zu eliminieren, ging Dirac davon aus, daß im Normalfall alle Zustände mit negativer Energie besetzt sind. Dann verbietet das Pauli-Prinzip den Übergang eines Teilchens in einen solchen Zustand negativer Energie. Dennoch sollte es Photonen hinreichend hoher Energie möglich sein, ein solches Elektron aus dem voll besetzten „See“ in einen Zustand mit positiver Energie anzuregen. Die entstandene Lücke im negativen Kontinuum sollte sich dann wie ein positiv geladenes Teilchen verhalten. Aufgrund dieser Vorstellung sagte Dirac die Existenz von Antiteilchen als Teilchen aus den Zuständen negativer Energie voraus. Dieses Bild ähnelt dem Fall von Halbleitern in der Festkörperphysik, wo ein in das Leitungsband angeregtes Elektron eine Lücke im Valenzband hinterläßt, welche als positives Teilchen beschrieben werden kann. Dennoch hat diese Vorstellung von Dirac den Nachteil, daß sie nur für Fermionen gültig ist, da Bosonen nicht dem Pauli-Prinzip gehorchen und daher jederzeit in beliebige Zustände mit negativen Energien übergehen könnten.

Hier nun lieferten Stückelberg und Feynman eine konsistente Interpretation. Wellenfunktionen mit negativen Energien erhalten ihre Bedeutung dadurch, daß sie rückwärts in der Zeit ablaufen. Sie beschreiben ein Antiteilchen, welches vorwärts in der Zeit läuft. Mit

diesem Ansatz läßt sich nicht nur der Fall von Bosonen beschreiben, sondern alle Streuprozesse von Teilchen und Antiteilchen und darüberhinaus auch alle Erzeugungs- und Vernichtungsprozesse. Die Emission eines Antiteilchens mit dem Viererimpuls p^μ ist äquivalent zur Absorption eines Teilchens mit Viererimpuls $-p^\mu$, während die Absorption eines Antiteilchens mit Viererimpuls p^μ äquivalent zur Emission eines Teilchens mit Viererimpuls $-p^\mu$ ist. Die Wellenfunktion eines Teilchens mit negativer Energie darf sich nur rückwärts in der Zeit ausbreiten, die eines Teilchens mit positiver Energie nur vorwärts in der Zeit. Die zeitliche Entwicklung der Wellenfunktion wird dabei durch eine Ausbreitungsfunktion, den sogenannten „Propagator“ vermittelt.

Die Wellenfunktion selbst erhält man aus der Dirac-Gleichung mit dem Konzept der Greenschen Funktionen. Analog der Lösung der Poisson-Gleichung in der Elektrostatik definiert man die Greensche Funktion dadurch, daß der Operator angewendet auf die Greensche Funktion nicht die Inhomogenität der Differentialgleichung ergibt, sondern eine Delta-Funktion. Dies gewährleistet, daß man die Lösung der Differentialgleichung als Faltung der Greenschen Funktion mit der Inhomogenität schreiben kann. Es folgt daher mit den Vierer-Koordinaten x aus der Dirac-Gleichung mit Hilfe des Ansatzes für die Greensche Funktion $K(x, x')$ als Integralgleichung für die Lösung der Dirac-Gleichung

$$\Psi(x) = -e \int K(x - x') \not{A}(x') \Psi(x') d^4x' . \quad (2.6)$$

Damit bestimmt sich $\Psi(x)$ aus $K(x, x')$, $A(x)$ ¹ und $\Psi(x)$. $A(x)$ stellt das Viererpotential dar, welches das Dirac-Teilchen physikalisch beeinflusst. $K(x, x')$ erzeugt die zeitliche Entwicklung der Wellenfunktion $\Psi(x)$ ². Ferner stellt $K(x, x')$ sicher, daß die Wellenfunktion eines Teilchens mit positiver Energie nicht in die Vergangenheit entwickelt wird, also identisch Null ist für Zeiten vor dem Startzeitpunkt. Ebenso zeigt sich, daß $K(x, x')$ im Fall negativer Energie die Welle nur in die Vergangenheit ausbreitet. Die Interpretation von Stückelberg und Feynman erhält also durch $K(x, x')$ ihre mathematische Formulierung.

Eine Besonderheit ist die Tatsache, daß die Lösung für den Spinor $\Psi(x)$ selbst wieder $\Psi(x)$ enthält, da es sich um eine Integralgleichung handelt. Man erhält $\Psi(x)$ daher durch eine rekursive Entwicklung nach einer Kopplungskonstanten. Stellt man nun diese iterative Entwicklung durch Graphen formalisiert dar, so sind diese nichts anderes als die bekannten Feynman-Graphen.

Abbildung 2.1 stellt zwei solche Feynman-Diagramme vor. Bei diesen handelt es sich um eine Darstellung der Selbstenergie und der Vakuumpolarisation. Fermionen werden in den Feynman-Graphen als gerade Linien dargestellt. Eine einfache Linie steht dabei für ein freies Fermion, eine doppelte Linie für ein gebundenes. Photonen werden durch Wellenlinien abgebildet. An jedem Vertex, das heißt dem Aufeinandertreffen verschiedener Objekte, gelten die Erhaltungssätze für Energie und Impuls. Mit Hilfe dieser Diagramme können alle realen Prozesse durch die beitragenden Einzelprozesse dargestellt werden.

¹Die von Feynman eingeführten „Dolch“-Symbole (dagger) repräsentieren das entsprechende Skalarprodukt mit den γ^μ -Matrizen: $\not{A}(x') \equiv \gamma^\mu A_\mu$. Die γ^μ -Matrizen stellen eine Kurzschrift für die Kopplung der vier Komponenten des Dirac-Spinors dar und ermöglichen eine kompaktere Schreibweise der Dirac-Gleichung.

²Meist wird nicht $K(x, x')$ sondern dessen Fouriertransformierte als Propagator bezeichnet. Die Benutzung der Propagatoren in der Impulsdarstellung liegt nahe, da für eine bildhafte Darstellung von Streuprozessen die Impulse geeigneter sind als die Ortsdarstellung.

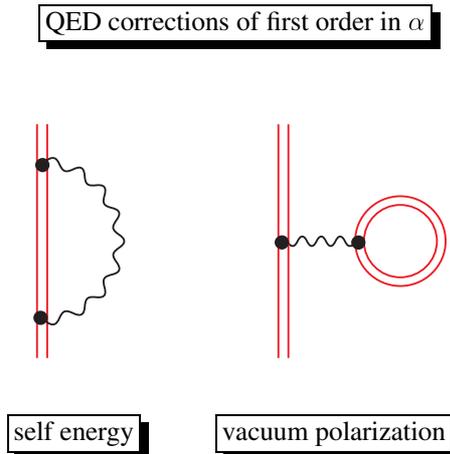


Abbildung 2.1. Veranschaulichung der Korrekturen erster Ordnung in der Entwicklung nach α . Die Zeitachse verläuft von unten nach oben. Die Selbstenergie basiert auf Emission und Absorption eines virtuellen Photons durch ein gebundenes Elektron. Die Vakuum-Polarisation ist Folge einer elektromagnetischen Wechselwirkung des gebundenen Elektrons mit einem kurzzeitig im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation im Kernfeld auftretenden $e^- e^+$ -Paar.

Die Elementarprozesse sind Emission und Absorption eines Photons durch ein Fermion und die Erzeugung sowie Vernichtung eines Fermion-Antifermion-Paares durch ein Photon. Ein- und auslaufende Teilchen oder Photonen sind reell, wohingegen jene, welche nur im Zwischenzustand als einem Propagator entsprechende innere Linien auftreten, nicht beobachtbar sind. So enthält jeder Elementarprozeß mindestens einen virtuellen Beteiligten. Beispielsweise ist die $e^- e^+$ -Annihilation nur über ein virtuelles Photon möglich, da durch ein reelles Photon der Gesamtimpuls nicht erhalten wäre.

Man erhält somit eine Veranschaulichung der ablaufenden Prozesse, welche eine intuitive Darstellung der zugrundeliegenden Mathematik ist.

2.3 Moderne Tests der QED

Die Quantenelektrodynamik QED gilt heute als eine der genauesten Theorien der Physik. Ihr Anwendungsspektrum reicht von atomaren Bindungsenergien über hochenergetische Stöße bis zum g-Faktor des Elektrons. Abbildung 2.2 gibt einen Überblick über die unterschiedlichen Experimente, welche zum Test der Quantenelektrodynamik unternommen wurden. Hierbei erfolgt die Darstellung als Gegenüberstellung der experimentell und theoretisch erreichten Präzision.

Der heute mit Abstand präziseste Test der QED erfolgte am g-Faktor des freien Elektrons. Dabei erreichten Dehmelt et al. [Deh91] mit etwa 10^{-11} eine experimentelle Genauigkeit die ungefähr jener der theoretischen mit ihren 971 Diagrammen entspricht³. Diese

³Eine kleine Abweichung zwischen Theorie und Experiment von etwa 2σ resultiert wahrscheinlich aus der Unsicherheit im Wert der Feinstrukturkonstanten α , für welche die experimentellen Ergebnisse nicht völlig konsistent sind.

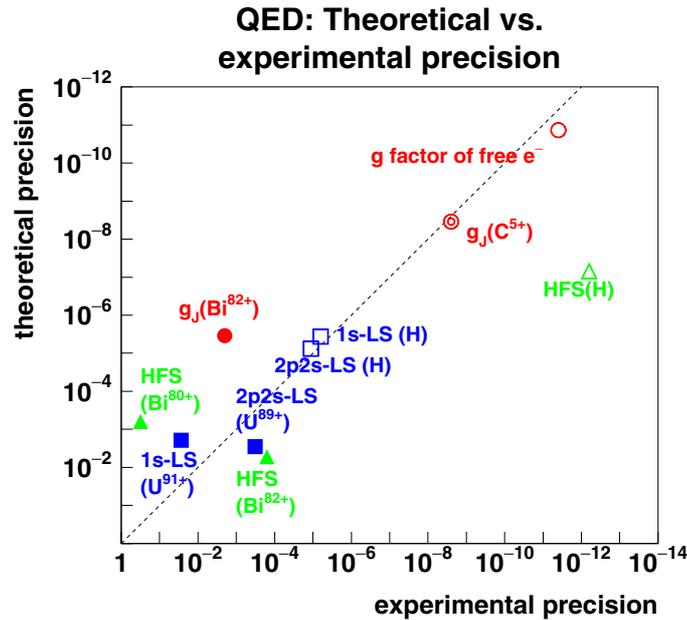


Abbildung 2.2. Vergleich der experimentellen mit der theoretischen Präzision in der Quantenelektrodynamik. [Bei00]

Experimente wurden 1989 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet, welchen Dehmelt zusammen mit Paul (Bonn) und Ramsey (Harvard) für Präzisionsmessungen in der Atomphysik erhielt. Der g -Faktor des Elektrons ist damit die am genauesten bestimmte fundamentale Konstante der Physik. Ferner ist die Übereinstimmung der g -Faktoren von Elektron und Positron der genaueste Test der CPT-Invarianz auf leptonischem Gebiet.

Ein weiterer sehr genauer Test der QED ergibt sich aus Experimenten zur Hyperfeinstrukturaufspaltung. Hierbei wurde von der experimentellen Seite für Wasserstoff eine Genauigkeit von 10^{-12} erzielt, die jene der theoretischen von 10^{-7} aufgrund unzureichender Kenntnis der nuklearen Parameter deutlich übertrifft. Im Fall schwerer Systeme bewegen sich sowohl die Messungen als auch die Berechnungen auf einem weit niedrigeren Niveau von etwa 10^{-3} für Bi^{80+} und Bi^{82+} . Dabei ist jedoch anzumerken, daß hier eine Begrenzung der theoretischen Betrachtungen in der Modellabhängigkeit der ausgedehnten Kernmagnetisierung und in der ungenauen Kenntnis der magnetischen Momente besteht.

Richtet man das Augenmerk auf die Messungen zur Lambverschiebung, so ist erkennbar, daß wie im Fall des g -Faktors und der Hyperfeinaufspaltung einfache Systeme mit wenigen Teilchen am genauesten vermessen wurden. So ist das heutige Verständnis der 2p2s- sowie der 1s-Lambverschiebung für Wasserstoff sowohl auf theoretischer als auch auf experimenteller Seite deutlich genauer als für schwere Systeme. Ferner fällt auf, daß für lithiumähnliches Uran die experimentelle Präzision die der Theorie übertrifft, wogegen für wasserstoffähnliches Uran die experimentellen Resultate um etwa eine Größenordnung hinter der Theorie liegen. Es ergibt sich daher, daß für schwerste wasserstoffähnliche Systeme eine mit der Theorie vergleichbare Messung noch aussteht.

Zusammenfassend läßt sich hinsichtlich der 1s-Lambverschiebung sagen, daß für leichte wasserstoffähnliche Systeme eine Übereinstimmung von Theorie und Experiment auf sehr hohem Niveau erreicht ist, während dies für sehr schwere wasserstoffähnliche Systeme nicht

gilt. So testet die Vermessung leichter Systeme aufgrund ihrer sehr hohen Präzision inzwischen eher die Fundamentalkonstanten der Physik als die QED. So beabsichtigen Hänsch et al. [Sof00], in den nächsten Jahren bei der experimentellen Bestimmung der Bindungsenergien in Wasserstoff eine Erhöhung der Genauigkeit auf 10^{-18} zu erzielen, was 1% der natürlichen Linienbreite entspricht. Damit ergäbe sich ein Zugang zur Untersuchung einer eventuellen Zeitabhängigkeit der Feinstrukturkonstanten α .

Im Fall von sehr schweren wasserstoffähnlichen Ionen ist die experimentell ermittelte 1s-Lambverschiebung um etwa eine Größenordnung ungenauer als die Vorhersage moderner Rechnungen. Nun sind aber gerade die sehr schweren wasserstoffähnlichen Systeme von besonderem Interesse. Dies hat zum einen seinen Grund in der Anwesenheit lediglich eines Elektrons. Im Fall Helium- und Lithium-ähnlicher Schwerionen hingegen treten mehrere Elektronen auf, so daß man Ansätze der Vielteilchentheorie statt solcher der QED heranziehen muß.

Darüber hinaus bieten sehr schwere hochgeladene Ionen einen einzigartigen Zugang zum Test der QED in sehr starken elektrischen Feldern. Da die elektrische Feldstärke mit Z^3 ansteigt und die quantenelektrodynamischen Effekte mit Z^4 , sollten ferner Abweichungen von der Theorie am ehesten in Systemen mit großer Kernladung zu erwarten sein. Abbildung 2.3 zeigt exemplarisch die elektrische Feldstärke verschiedener kernnaher Zustände in Abhängigkeit der Kernladungszahl Z . Zusätzlich ist die Feldstärke der ersten Bohrschen Bahn in myonischen Systemen dargestellt.

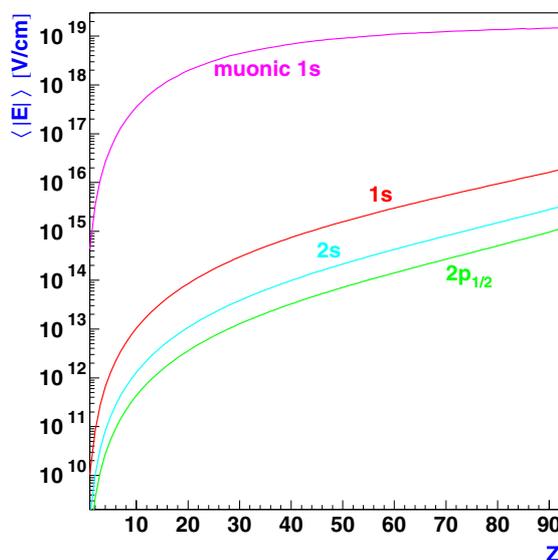


Abbildung 2.3. Elektrische Feldstärke E in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z für elektronische und myonische Atome. [Bei00]

Die elektrische Feldstärke wächst bei elektronischen Atomen von leichten Systemen wie Wasserstoff mit $Z = 1$ bis hin zu schweren Systemen im Bereich von $Z \sim 90$ um sechs Größenordnungen auf etwa 10^{16} V/cm stark an. Damit liegen Felder vor, welche die kritische Feldstärke für die Erzeugung von $e^- e^+$ -Paaren von etwa $[(m_e c^2)^2]/[e\hbar c] = 1,323 \times 10^{16}$ V/cm erreichen. Als ein alternativer experimenteller Zugang zu starken elektrischen Feldern sei der Vollständigkeit wegen noch auf ein anderes exotisches System

verwiesen. Während sich im Bereich exotischer Atome Positronium und Myonium durch Strukturlosigkeit der beteiligten Teilchen auszeichnen, aufgrund ihrer geringen Ladungen jedoch keine allzu starken Felder bereitstellen, eignen sich myonische Atome hervorragend zur Erzielung höchster elektrischer Felder. So werden hier Feldstärken von bis zu 10^{19} V/cm erreicht. Dabei profitiert man aufgrund des fehlenden Pauli-Prinzips von der Durchlässigkeit der Elektronenhülle für das Myon, welches sich entsprechend dem Skalierungsverhalten des Bahnradius mit $(n^2/Z)(m_0/m_{\text{reduziert}})$ ab etwa $n = 14$ innerhalb der Elektronenhülle im nur wenig abgeschirmten Kernfeld befindet. Für kleinere, aber nicht allzu kleine n existiert nur eine geringe Wechselwirkung mit den Elektronen und lediglich ein geringer Einfluß der Kernstruktur. Für kleine n findet man einen starken Überlapp mit dem Kern, so daß Hyperfeinstruktureffekte in diesen Systemen „wie durch eine Lupe“ hindurch untersucht werden können.

Da die wasserstoffähnlichen Schwerionen den Untersuchungsgegenstand der in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Konzepte darstellen, soll im folgenden auf die Besonderheiten dieser exotischen Systeme unter dem Aspekt der Lambverschiebung und ihrer Beiträge eingegangen werden.

2.4 QED in starken elektrischen Feldern – Die Lambverschiebung in wasserstoffähnlichen Schwerionen

Einen Zugang zum Bereich sehr starker elektrischer Felder, in welchem eine Überprüfung moderner QED-Rechnungen noch aussteht, eröffnen hochgeladene sehr schwere Systeme. Hierbei erweisen sich kernnahe Zustände aufgrund der $1/r$ -Abhängigkeit des Coulombpotentials als besonders geeignet. Ferner ist es von Vorteil, eine wasserstoffähnliche Konfiguration zu wählen, um Vielteilcheneffekte zu vermeiden.

Solche Systeme weisen von theoretischer Seite eine Besonderheit bezüglich der Kopplungskonstanten $Z\alpha$ auf. Diese Konstante bestimmt die elektromagnetische Wechselwirkung des Elektrons mit dem Kern und ist im Fall leichter Systeme von der Größenordnung $1/137$. Damit ist bei diesen Systemen eine Störungsrechnung in $Z\alpha$ im Rahmen der QED möglich. Für schwere Systeme hingegen ist diese Kopplungskonstante vergleichbar mit eins, so daß eine störungstheoretische Betrachtung nicht mehr möglich ist. Dies spiegelt die Besonderheit hoher Kernladungen wieder: die bei einer theoretischen Betrachtung auftretenden Potentialentwicklungen beinhalten die Ankopplung an das in diesem Fall sehr starke Kernfeld. Bei hochgeladenen Schwerionen ist dieses nicht mehr als kleiner Effekt behandelbar. Mathematisch bedeutet dies, daß aufgrund der großen Kopplungskonstanten $Z\alpha \sim 1$ die Berechnungen bis zu hohen Ordnungen durchgeführt werden müssen. Aus diesem Grund mußten neue Verfahren entwickelt werden, welche dieser anspruchsvollen Herausforderung eines äußerst hohen Kernfeldes gerecht werden. Hier konnten in den letzten Jahren erhebliche Fortschritte erzielt werden, so daß die 1s-Lambverschiebung wasserstoffähnlichen Urans heute auf etwa 1 eV genau berechnet werden kann, wobei die größte Unsicherheit durch die nukleare Polarisation bedingt ist.

2.4.1 QED Korrekturen erster Ordnung

Den Korrekturen erster Ordnung liegen jene Feynman-Graphen zugrunde, welche nur eine einzige Photonenlinie enthalten. Für s-Zustände läßt sich der Einfluß der Lambverschiebung im wesentlichen wie folgt ausdrücken [JoS85]:

$$\Delta E = \frac{\alpha}{\pi} \frac{(Z\alpha)^4}{n^3} F(Z\alpha) m_e c^2 \quad (2.7)$$

wobei $F(Z\alpha)$ eine nur schwach von der Kernladung Z abhängige Funktion ist, deren Werte für verschiedene Z und unterschiedliche Korrekturbeiträge tabelliert sind [JoS85, Moh92, Moh93].

2.4.1.1 Die Selbstenergie

Die Selbstenergie beschreibt die Wechselwirkung des Elektrons mit seinem eigenen Strahlungsfeld und stellt für nicht allzu schwere Systeme den größten Beitrag zur Korrektur der Diracschen Elektronenenergie dar. Bei diesem die Bindungsenergie vermindern den Prozeß emittiert und reabsorbiert das Elektron ein virtuelles Photon im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation. Dieser Vorgang führt in einer klassischen Theorie zu einer unendlichen Masse und damit zu einem unendlichen Beitrag der Selbstenergie [Hei54]. Die ersten erfolgreichen Rechnungen zur Selbstenergie von Bethe [Bet47], welche eine Erklärung der Lambverschiebung in Wasserstoff erlauben, greifen auf eine Idee Kramers der sogenannten Massen-Renormierung zurück [Sch94]. Dabei führte Bethe die unendliche fiktive Masse des Elektrons auf die experimentell beobachtete Masse zurück. Dieses Verfahren der Renormierung kann sowohl für die divergente Masse des *freien* als auch für die ebenfalls divergente Masse des *gebundenen* Elektrons vorgenommen werden. Damit erhält man als Beitrag zur Energieverschiebung die Differenz zwischen beiden Renormierungen. Die Energieverschiebung kann somit als Verschiebung der Masse eines Elektrons von seinem freien unendlichen Wert zu seinem gebundenen unendlichen Wert interpretiert werden.

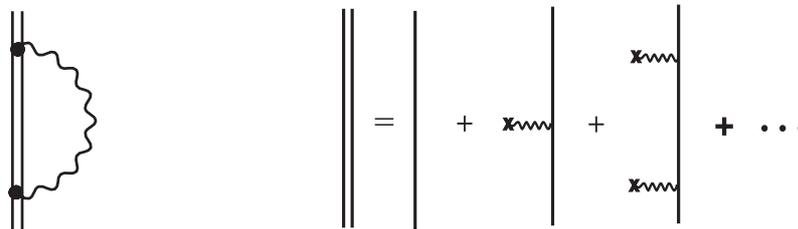


Abbildung 2.4. Feynman-Graph der Selbstenergie eines gebundenen Elektrons. Die rechte Seite zeigt die Zerlegung des Propagators des gebundenen Elektrons in eine Reihe freier Propagatoren.

Der Feynman-Graph der Selbstenergie ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Hierbei repräsentiert die Doppellinie ein stark gebundenes Elektron beziehungsweise dessen Propa-

gator und die Wellenlinie das emittierte und reabsorbierte virtuelle Photon. Der Propagator des gebundenen Elektrons läßt sich in eine Reihe freier Propagatoren zerlegen, welche sukzessive an das Kernfeld $Z\alpha$ ankopeln. Dabei entspricht jeder Ankopplung an das externe Potential (\times) einer Potenz in $Z\alpha$. Hierbei zeigt sich die erwähnte Besonderheit im Fall einer hohen Kernladung: mit wachsendem Z sind mehr und mehr Terme der Potentialentwicklung zu berücksichtigen, welche eine Ankopplung an das Kernfeld beinhalten. Betrachtet man den Beitrag der Selbstenergie zur Funktion $F(Z\alpha)$ im Rahmen einer Reihenentwicklung in $Z\alpha$, so findet man [Moh96]

$$\begin{aligned}
 F(Z\alpha) = & A_{40}(Z\alpha) + A_{41}\ln(Z\alpha)^{-2} + A_{50}(Z\alpha) \\
 & + (Z\alpha)^2 A_{60} + (Z\alpha)^2 A_{61}\ln(Z\alpha)^{-2} \\
 & + (Z\alpha)^2 A_{62}\ln^2(Z\alpha)^{-2} + (Z\alpha)^2 G(Z\alpha)_{SE} .
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

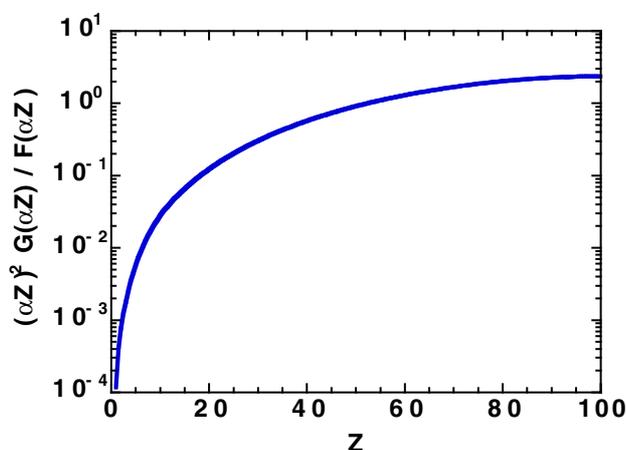


Abbildung 2.5. Beitrag der Korrekturen höherer Ordnung zur Selbstenergie des 1s-Zustands als Funktion der Kernladung Z . [Bei00]

G_{SE} enthält alle Beiträge höherer Ordnung, welche nicht explizit angegeben wurden. Wie Abbildung 2.5 zeigt, bestimmen die höheren Ordnungsbeiträge die Reihenentwicklung für großes Z vollständig. Damit ist ersichtlich, daß für den Fall schwerer Ionen, also für $Z\alpha \rightarrow 1$, die Funktion G_{SE} in allen Ordnungen in $Z\alpha$ berechnet werden muß [PeS97, SoB98].

2.4.1.2 Die Vakuumpolarisation

Die Vakuumpolarisation stellt nach der Selbstenergie den bedeutendsten Beitrag zur Lambverschiebung dar. Dieser Prozeß kann als eine Art Modifikation des Coulombpotentials im Bereich einer Comptonwellenlänge des Elektrons von $\lambda/2\pi = 386$ fm um den Kern angesehen werden. Daher ist die Vakuumpolarisation insbesondere in solchen Systemen ein bedeutender quantenelektrodynamischer Effekt, bei denen der Überlapp der Wellenfunktion des Elektrons mit dem Kern besonders groß ist, wie beispielsweise in myonischen Systemen und schwersten Atomen.

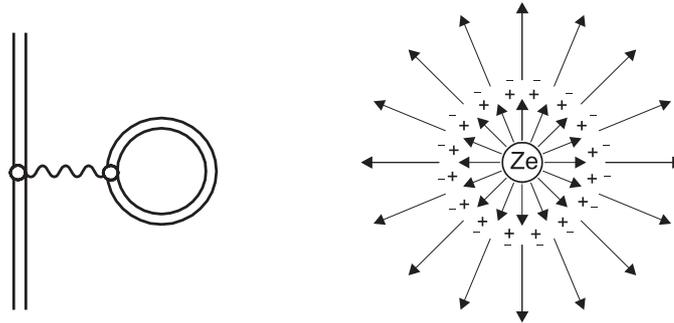


Abbildung 2.6. Feynman-Graph der Vakuumpolarisation eines gebundenen Elektrons und eine anschauliche Darstellung.

Der zugrundeliegende Prozeß läßt sich als Wechselwirkung des Elektrons mit im starken Kernfeld kurzzeitig auftretenden virtuellen $e^- e^+$ - Paaren verstehen. Abbildung 2.6 zeigt auf der linken Seite den entsprechenden Feynman-Graphen. Dieser wird ebenfalls mittels einer Potentialentwicklung berechnet. Auch bei dieser Korrektur ist im Fall hoher Kernladungen respektive $Z\alpha \rightarrow 1$ eine Berechnung der Ankopplung an das Kernfeld bis zu hohen Ordnungen erforderlich. Die entstehenden $e^- e^+$ - Paare verhalten sich, wie Abbildung 2.6 rechts verdeutlicht, im Kernfeld wie ein polarisierbares Medium und beeinflussen dadurch die Bindungsenergie des Elektrons. Nach klassischer Vorstellung sollte man eine geringere effektive Ladung des Kerns und damit eine Lockerung der Bindung erwarten. Dies ist jedoch nicht der Fall, was als physikalische Folge der auch hier hinsichtlich der Ladung notwendigen Renormierung angesehen werden kann.

Eine Reihenentwicklung nach Potenzen in $Z\alpha$ zeigt, daß nur der erste Term divergent ist, wobei dieser auch den dominanten Beitrag darstellt und für das anziehende Verhalten der Vakuumpolarisation verantwortlich ist. Dieser Beitrag wurde erstmals 1935 von Uehling berechnet [Ueh35], lange bevor entsprechende Methoden zur Renormierung zur Verfügung standen. Eine Berechnung des Uehling-Terms im Rahmen der heutigen QED erfolgte erstmals 1949 durch Schwinger [Sch49]. Alle höheren Terme werden als Wichmann-Kroll-Korrektur bezeichnet [WiK56] und sind heute vollständig in allen Ordnungen berechenbar. Diese Korrekturen führen zu einer Verringerung der Bindungsenergie, spielen jedoch quantitativ lediglich eine untergeordnete Rolle.

2.4.2 Korrekturen für Kernmasse und -ausdehnung

Der Einfluß der endlichen Kernmasse und deren Ladungsverteilung wird mit steigender Kernladungszahl immer bedeutsamer. Dabei führen diese Effekte, welche nach heutiger Konvention ebenfalls der Lambverschiebung zugeordnet werden, zu einer Verminderung der Bindungsenergie des Elektrons [JoS85].

Die Berücksichtigung der endlichen Masse des Kerns führt zu einer nichtrelativistischen Korrektur durch Einführung der reduzierten Masse $\mu = M \cdot m / (M + m)$. Zum anderen ergibt eine relativistische Behandlung eine weitere Korrektur, die als „relativistic recoil correction“ bezeichnet wird und in erster Näherung in $Z\alpha$ nach [Sal52] durch

folgenden Ausdruck wiedergegeben wird:

$$E_{rel.recoil} = \frac{\mu}{M+m} \frac{(Z\alpha)^2}{4n^2} E_B . \quad (2.9)$$

Für den Fall von wasserstoffähnlichem Uran ergibt die nichtrelativistische Korrektur 0,21 eV und die relativistische 0,3 eV [JoS85].

Der Beitrag der Ausdehnung des Kerns ist bei schwereren Ionen fast so groß wie jener der Selbstenergie. Seine Berechnung erfordert die präzise Kenntnis der Ladungsverteilung des Kerns und dessen mittleren quadratischen Ladungsradius. Da diese Größen jedoch für viele schwere Kerne nur ungenügend bekannt sind, muß auf theoretische Modellannahmen und experimentelle Befunde zurückgegriffen werden. Die damit verbundenen Unsicherheiten stellen ein fundamentales Problem für eine Überprüfung der QED in schweren Systemen dar. Aus diesem Grunde änderte sich im Laufe der letzten Jahre der experimentell bestimmte Wert für den mittleren quadratischen Kernradius von ^{238}U um etwa 2 % von $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 5,751 \text{ fm}$ [JaV74] auf $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 5,860 \text{ fm}$ [ZuS84], was eine Änderung der theoretischen 1s-Bindungsenergie im wasserstoffähnlichen Fall von ungefähr 4,9 eV zur Folge hatte.

Der Einfluß der Ladungsverteilung des Kerns wurde von Fransch und Soff untersucht [FrS91]. Für den Grundzustand in wasserstoffähnlichem Uran ergab eine Abschätzung durch Vergleichsrechnungen für eine homogene kugelsymmetrische sowie eine Fermi-Ladungsverteilung eine Unsicherheit von 0,36 eV. Damit ist für den Fall von Uran zu vermuten, daß die Kerneffekte eine Überprüfung der QED auf einem Niveau von unter 0,1 eV verhindern. Hingegen bietet sich eine Untersuchung des doppelt magischen Kerns ^{208}Pb an, da hier die Kernparameter sehr präzise bekannt sind. Hier könnte aufgrund einer viel kleineren Kernpolarisation und sich gegenseitig aufhebender Effekte eine Genauigkeit von etwa 0,006 eV erzielt werden [Sof00].

Damit wäre auch der letzte Kerneffekt genannt, nämlich die Kernpolarisation. Ursache hierfür ist eine Anregung des Kerns durch dessen Wechselwirkung mit virtuellen Anregungen. Es kann hierdurch zu einer Anregung des Kerns kommen, welche über eine Veränderung der Ladungsverteilung wiederum auf die Bindungsenergie des Elektrons rückwirkt. Hierbei handelt es sich jedoch um einen kleinen Effekt. So erhöht sich beispielsweise die 1s-Bindungsenergie in wasserstoffähnlichem Blei mit dessen hochliegenden Kernanregungsniveaus um lediglich 0,01 eV, bei wasserstoffähnlichem Uran mit seinen niedrig liegenden Anregungszuständen des Kerns jedoch um 0,19 eV [PIM91].

2.4.3 QED Korrekturen höherer Ordnung

Ziel der in dieser Arbeit vorgestellten experimentellen Konzepte ist insbesondere, die 1s-Lambverschiebung wasserstoffähnlicher Schwerionen mit einer Präzision vermessen zu können, welche auf die QED-Korrekturen zweiter Ordnung sensitiv ist. Bei den bisher vorgestellten quantenelektrodynamischen Korrekturen wechselwirkte das gebundene Elektron mit nur einem einzigen virtuellen Photon. Nun sind aber für eine genaue Berechnung nicht nur diese Effekte erster Ordnung in α relevant, sondern es sind auch die höheren Ordnungen zwingend zu berücksichtigen. Eine grobe Abschätzung dieser Korrekturen höherer Ordnung – also jener Feynman-Graphen mit mehr als einer Photonenlinie – ergibt sich

aus der Betrachtung des führenden Terms, welcher für eine Korrektur der Ordnung n in α durch $(\alpha/\pi)^n$ gegeben ist. So sollten die Korrekturen zweiter Ordnung etwa um den Faktor 400 kleiner sein als jene erster Ordnung. Für wasserstoffähnliches Uran, in dem die Effekte erster Ordnung einen Beitrag von etwa 400 eV erreichen, entsprechen diejenigen zweiter Ordnung somit ungefähr 1 eV.

QED corrections of second order in α

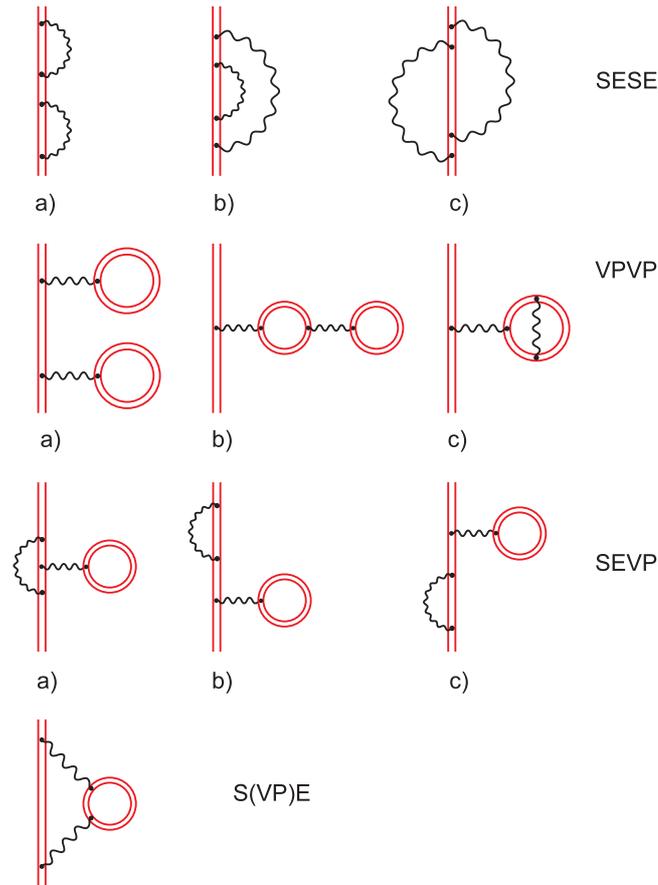


Abbildung 2.7. Feynman-Graphen für die quantenelektrodynamischen Korrekturen der Ordnung α^2 für wasserstoffähnliche Ionen.

Abbildung 2.7 zeigt die Feynman-Graphen zweiter Ordnung. In der Darstellung werden vier Gruppen unterschieden, wobei es sich im Fall der Selbstenergie-Selbstenergie SESE, der Selbstenergie-Vakuumpolarisation SEVP und der kombinierten Selbstenergie-Vakuumpolarisation S(VP)E jeweils um einen eichinvarianten Satz von Graphen handelt. Während die Berechnung der ersten Ordnung vollständig vorliegt, ist dies für die zweite Ordnung noch nicht gelungen [PeS97].

2.4.4 Zusammenfassung

Für ein tieferes Verständnis atomarer Bindungsenergien ist es notwendig, über die relativistische Betrachtung im Rahmen der Dirac-Theorie hinaus quantenelektrodynamische Beiträge zu betrachten.

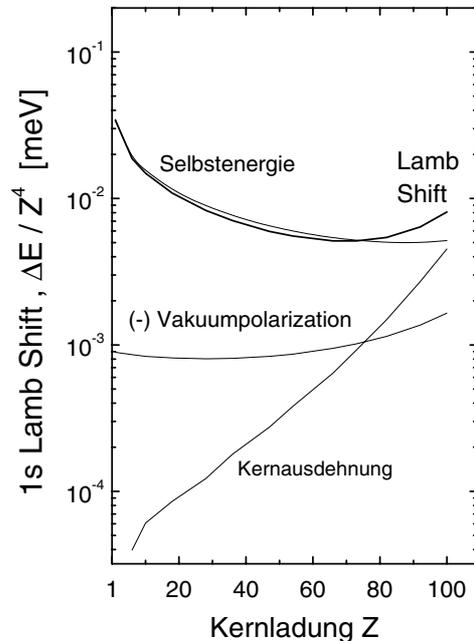


Abbildung 2.8. Normierte Beiträge der wichtigsten quantenelektrodynamischen Korrekturen zur Bindungsenergie des 1s-Elektrons in wasserstoffähnlichen Systemen in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z [JoS85]. Die Darstellung erfolgt in Bezug auf die dominante Z^4 -Abhängigkeit der Korrekturen erster Ordnung. Im Unterschied zur Selbstenergie und zur Kernausdehnung ist die Vakuumpolarisation durch eine anziehende Wirkung charakterisiert.

Für ein Verständnis solcher quantenelektrodynamischer Beiträge sind nun gerade sehr schwere Systeme von besonderem Interesse. So eröffnen diese einen einzigartigen experimentellen Zugang zum Bereich starker elektrischer Felder, in dem eine Überprüfung der QED aussteht. Hierbei kommt insbesondere den höheren Korrekturen, welche eine Ankopplung an das starke Kernfeld beschreiben, eine zentrale Bedeutung zu. Eine weitere Besonderheit findet sich in der aus Gleichung 2.7 ersichtlichen starken Abhängigkeit der quantenelektrodynamischen Effekte von der Kernladung Z . Während die Bindungsenergie mit Z^2 skaliert, wachsen diese Effekte mit der Z^4 an. Damit wächst der relative Anteil der QED-Effekte an der atomaren Bindungsenergie mit Z^2 an. So macht beispielweise die Lambverschiebung schwerster wasserstoffähnlicher Ionen mit 0,4 % eine bedeutende Korrektur aus, während sie für den 1s-Zustand des Wasserstoffs nur 10^{-6} der Bindungsenergie beträgt.

Obwohl eine Berechnung der 1s-Lambverschiebung von schweren wasserstoffähnlichen Systemen aufgrund der Tatsache, daß $Z\alpha \sim 1$ ist, die Entwicklung neuer Rechenmethoden erforderte, können die einzelnen Beiträge gegenwärtig mit einer Genauigkeit von 10^{-5}

berechnet werden. Diese Beiträge zur Lambverschiebung sind in erster Ordnung die Selbstenergie, die Vakuumpolarisation und die endliche Masse und Ausdehnung des Kerns. Die jeweiligen Anteile an der Bindungsenergie sind in Abbildung 2.8 dargestellt.

Bis zu einer Kernladungszahl von etwa 75 ist die Lambverschiebung im wesentlichen durch die Selbstenergie gegeben. Erst bei noch schwereren Ionen werden die Anteile der Vakuumpolarisation und der Kernaussdehnung relevant.

Abschließend sei in Abbildung 2.9 für den Fall wasserstoffähnlichen Urans die Bindungsenergie des $1s_{1/2}$ -Elektrons inklusive der einzelnen Beiträge bis zur zweiten Ordnung wiedergegeben. Es ist erkennbar, daß die Bindungsenergie nach Dirac für einen unendlich schweren punktförmigen Kern von 132 279,96 eV um 465 eV zu korrigieren ist. Weiterhin deutet sich die experimentelle Herausforderung an, die diese außergewöhnlichen Systeme darstellen. So erreichen die theoretischen Berechnungen eine Präzision von etwa 1 eV, während von experimenteller Seite bislang „nur“ eine Sensitivität von 13 eV erzielt werden konnte. Dabei ist jedoch zu beachten, daß es erst durch die rasante Entwicklung im Beschleunigerbereich in den letzten Jahren überhaupt möglich wurde, solche speziellen atomaren Systeme zugänglich zu machen. Ferner stellt die Messung der Bindungsenergie in der Größenordnung von 100 keV eine weitere Schwierigkeit dar. Aus diesem Grund sollen im nächsten Kapitel die Grundlagen für die Erzeugung und Bereitstellung wasserstoffähnlicher sehr schwerer Systeme vorgestellt werden. Weiterhin werden die bisherigen experimentellen Ansätze, welche die Genauigkeit in den letzten Jahren um eine Größenordnung steigern konnten, kurz skizziert. Obwohl diese früheren Konzepte eine Verbesserung der Präzision um eine weitere Größenordnung, wie es für eine Überprüfung der QED im Bereich starker elektrischer Felder notwendig ist, nicht erwarten lassen, bilden sie dennoch die Grundlage der neu entwickelten Methoden, auf denen die vorliegende Arbeit basiert.

		$1S_{1/2}$ (in eV)
Binding energy E_B for point nucleus:		-132279.96
Correction	Order	
finite size		198.82 (.30)
- Uehling		-93.58
- WK		4.99
total VP	$m\alpha(\alpha Z)^4$	-88.60
SE	$m\alpha(\alpha Z)^4$	355.05
SESE a,b,c	$m\alpha^2(\alpha Z)^4$	new: -0.50 (.30)
VPVP a	$m\alpha^2(\alpha Z)^5$	-0.22
VPVP b	$m\alpha^2(\alpha Z)^5$	-0.15
VPVP c	$m\alpha^2(\alpha Z)^4$	-0.60 (.15)
SEVP a,b,c	$m\alpha^2(\alpha Z)^5$	1.14
S(VP)E	$m\alpha^2(\alpha Z)^5$	0.13 (.03)
Recoil	$m\frac{m}{M}(\alpha Z)^2$	0.46 (.01)
Nuclear pol.	$m\frac{m}{M}(\alpha Z)^2$	-0.20 (.10)
Total binding energy		-131814.63
Sum of corrections (Theory)		465.33 (.90)
Reduced mass	$m\frac{m}{M}(\alpha Z)^2$	0.30
Lamb Shift (Theory)		465.03 (.90)
Lamb Shift (Exp.)		469 ± 13

Abbildung 2.9. QED-Korrekturen erster und zweiter Ordnung der $1s_{1/2}$ -Bindungsenergie in wasserstoffähnlichem Uran. [Bei00]

Kapitel 3

Experimenteller Zugang zur 1s-Lambverschiebung in schweren wasserstoffähnlichen Ionen

Im vorliegenden Abschnitt erfolgt eine Darstellung der Grundlagen der Herstellung und Untersuchung schwerster hochgeladener atomarer Systeme, wie sie für ein Verständnis sowohl der neuen experimentellen Konzepte als auch der durchgeführten Strahlzeiten am Experimentier-Speicher-Ring ESR in den späteren Kapiteln erforderlich sind.

Zu diesem Zweck wird zunächst der einer Messung der 1s-Lambverschiebung in wasserstoffähnlichen Schwerionen zugrundeliegende Prozeß vorgestellt. Danach erfolgt die Beschreibung der für eine experimentelle Verfügbarkeit solcher exotischen atomaren Systeme erforderlichen Beschleunigeranlagen, des Speicherrings ESR mit seinem Elektronenkühler, des dortigen Gasjets zur Induktion der zu untersuchenden Prozesse und schließlich der Targetkammer als Ort der Beobachtung. Ebenso erfolgt eine Darstellung der Wechselwirkungen am Gasjet-Target, aus denen eine Beobachtung der Lambverschiebung erst möglich wird. Da die Herstellung der hochgeladenen Schwerionen zu relativistischen Geschwindigkeiten führt, wird auch auf die sich daraus ergebenden Besonderheiten hingewiesen. Hierbei steht die Lorentztransformation in das Laborsystem im Mittelpunkt, wobei die damit zusammenhängenden Parameter Beobachtungswinkel und Teilchengeschwindigkeit für die experimentelle Präzision von großer Bedeutung sind. Abschließend werden im vorliegenden Kapitel die bisherigen Experimente zur Quantenelektrodynamik skizziert, welche in den letzten Jahren die Genauigkeit um etwa eine Größenordnung steigern konnten.

3.1 Grundprinzip einer Untersuchung der QED in starken elektrischen Feldern

Einen Zugang zur experimentellen Untersuchung der 1s-Lambverschiebung in wasserstoffähnlichen Schwerionen und damit zur Überprüfung der QED in starken elektrischen Feldern bietet die hochpräzise Messung der Lyman- α Linien. Werden die Bindungsenergien der Dirac-Gleichung von den gemessenen Werten abgezogen, so ergeben sich die Beiträge der Lambverschiebung inklusive des strukturhaften Kerns. Abbildung 3.1 zeigt die beteiligten

Energieverhältnisse am Beispiel wasserstoffähnlichen Urans.

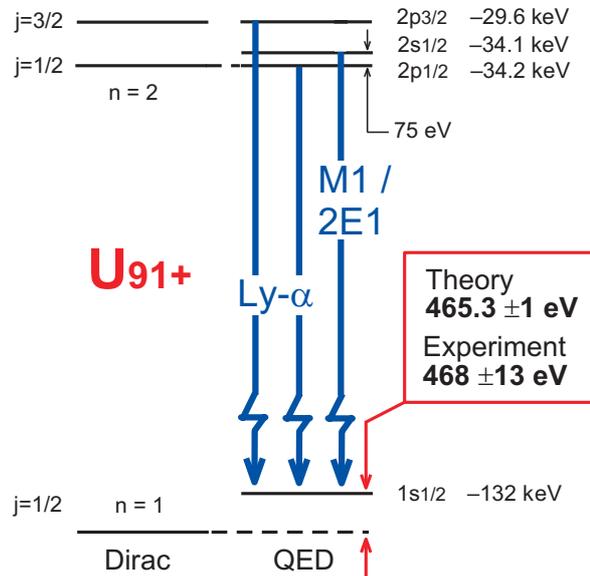


Abbildung 3.1. Termschema für die niedrigsten Niveaus von wasserstoffähnlichem Uran. In der Darstellung sind vergleichend sowohl die Bindungsenergien nach Dirac als auch jene nach Berücksichtigung quantenelektrodynamischer Korrekturen unter Aufhebung der j -Entartung gezeigt. [Bey01]

Während die Lebensdauer des prompt durch einen erlaubten $E1$ -Übergang zerfallenden $2p$ -Zustands mit $2,2 \cdot 10^{-17} \text{ s}$ äußerst kurz ist, gelten für den Zerfall eines $2s$ -Zustands über einen magnetischen $M1$ - beziehungsweise einen Zwei-Photonenzerfall die folgenden Abhängigkeiten:

$$W_{M1} = 2,5 \cdot 10^{-6} Z^{10} \text{ s}^{-1} \quad (3.1)$$

$$W_{2E1} = 8,23 \cdot Z^6 \text{ s}^{-1} . \quad (3.2)$$

Damit wird für Kernladungszahlen ab 35 die Wahrscheinlichkeit für einen $M1$ -Übergang größer als die für einen Zwei-Photonen-Zerfall des $2s$ -Zustands. Für Uran beträgt daher die Lebensdauer des $2s$ -Zustands nicht wie im Fall von Wasserstoff $1/8 \text{ s}$, sondern nur noch $9,2 \cdot 10^{-15} \text{ s}$. In den Spektren von Schwerionen ist also ein merklicher Anteil des $M1$ -Übergangs zu erwarten.

Ferner deutet sich in Abbildung 3.1 eine Besonderheit von hochgeladenen Schwerionen an, welche im Rahmen der Entwicklungen zu vorliegender Arbeit eine zentrale Rolle spielt. Die für die Messung der Lambverschiebung zu beobachtenden Lyman- α Photonen weisen eine Energie in der Größenordnung von 100 keV auf. Es ist daher notwendig – insbesondere bei niedrigen Effizienzen wie im Fall des noch zu besprechenden Kristallspektrometers – Detektoren zu benutzen, welche für diese harte Röntgenstrahlung eine Absorptionseffizienz von nahezu eins aufweisen. Solche Detektoren konnten in der Arbeitsgruppe Walenta an der Universität Siegen in Zusammenarbeit mit der GSI Darmstadt entwickelt werden und bilden den Inhalt von Kapitel 5.

3.2 Experimentieranlagen der GSI in Darmstadt für schwere höchstgeladene Ionen

3.2.1 Die Produktion hochgeladener schwerer Ionen

Intensive monochromatische Strahlungsquellen sind die wesentliche Voraussetzung für genaue röntgenspektroskopische Untersuchungen. Für die hier zugrunde liegenden wasserstoffähnlichen schweren Systeme sind Experimentieranlagen notwendig, mit denen solche Schwerionen mit ausreichender Intensität hergestellt werden können. Es stehen derzeit weltweit zwei entsprechende Anlagen zur Verfügung. Neben der Super-Electron-Beam-Ion-Trap (Super-EBIT) in Livermore gibt es derzeit weltweit nur den Experimentier-Speicher-Ring (ESR) in Kombination mit dem Schwerionensynchrotron (SIS) der GSI in Darmstadt.

Die Produktion hochgeladener schwerer Ionen kann mit Photonen sowie durch Stoßionisation mit Elektronen oder Ionen erfolgen. Um jedoch auch die Elektronen der innersten Schalen der schwersten Elemente zu entfernen, sind sehr hohe Energie- und Impulsüberträge erforderlich, wie sie derzeit nur durch intensive hochenergetische Elektronenstrahlen sowie durch Beschuß mit Ionen möglich sind. Für den Beschuß mit Ionen der Kernladungszahl Z erreicht man im Vergleich zum Protonenbeschuß einen um Z höheren Ionisationsquerschnitt, wodurch die Erzeugung hochgeladener Schwerionen entsprechend effizient wird. Dieses Prinzip wird an Beschleunigeranlagen verwendet, wobei die Rolle zwischen Target und Projektil vertauscht wird. Hierbei werden niedrig geladene Schwerionen als Projektile mit hinreichend großer Energie auf sogenannte Stripperfolien geschossen. Beim Durchgang durch diese Folien werden in Stößen mit den Targetatomen der Kernladung Z_T hochgeladene Projektile erzeugt. Mittlerweile lassen sich die dabei entstehenden Ladungsverteilungen für die unterschiedlichen Folienmaterialien und -dicken in Abhängigkeit der Projektilenergie sehr genau vorhersagen [StG91, ScS98]. Für die effiziente Produktion nackter Uranionen ist beispielsweise eine Projektilenergie von mindestens $E_P = (M/m) \cdot E_{kin} = 300 \text{ MeV/u}$ erforderlich, wobei $M/m = 1823$ das Verhältnis der atomaren Masseneinheit zur Elektronenmasse darstellt und E_{kin} ungefähr der K-Schalen Bindungsenergie von 132 keV entspricht.

Die Beschleunigeranlage der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI in Darmstadt besteht aus verschiedenen Ionenquellen, dem Linearbeschleuniger UNILAC, dem Schwerionensynchrotron SIS und dem Experimentier-Speicher-Ring ESR. Abbildung 3.2 gibt hierzu einen schematischen Überblick.

Die niedrig geladenen Ionen aus den verschiedenen Quellen werden beschleunigt und mittels einer Stripperfolie stärker ionisiert. Dabei ist es möglich, aus mehreren Ionenquellen einzuspeisen und somit gleichzeitig zwei verschiedene Ionensorten mit unterschiedlichen Ladungszuständen zur Verfügung zu stellen. Danach werden die Ionen im Linearbeschleuniger UNILAC auf maximal 11,5 MeV/u weiterbeschleunigt. Für Uran beträgt der Ladungszustand am Ausgang des UNILAC 27+, wobei durch eine Variation der Dicke der verwendeten Folien dieser auch auf maximal 72+ erhöht werden kann. Durch eine Strahlteilung können gleichzeitig Experimente an einem der Niederenergie-Experimentierplätze sowie das Schwerionensynchrotron SIS bedient werden. Das SIS hat einen Umfang von 218 m. Hier können die Ionen auf eine maximale Energie von 2 GeV/u für den Fall von Neon beschleunigt werden, wohingegen für Uran aufgrund der limitierten Steifigkeit des

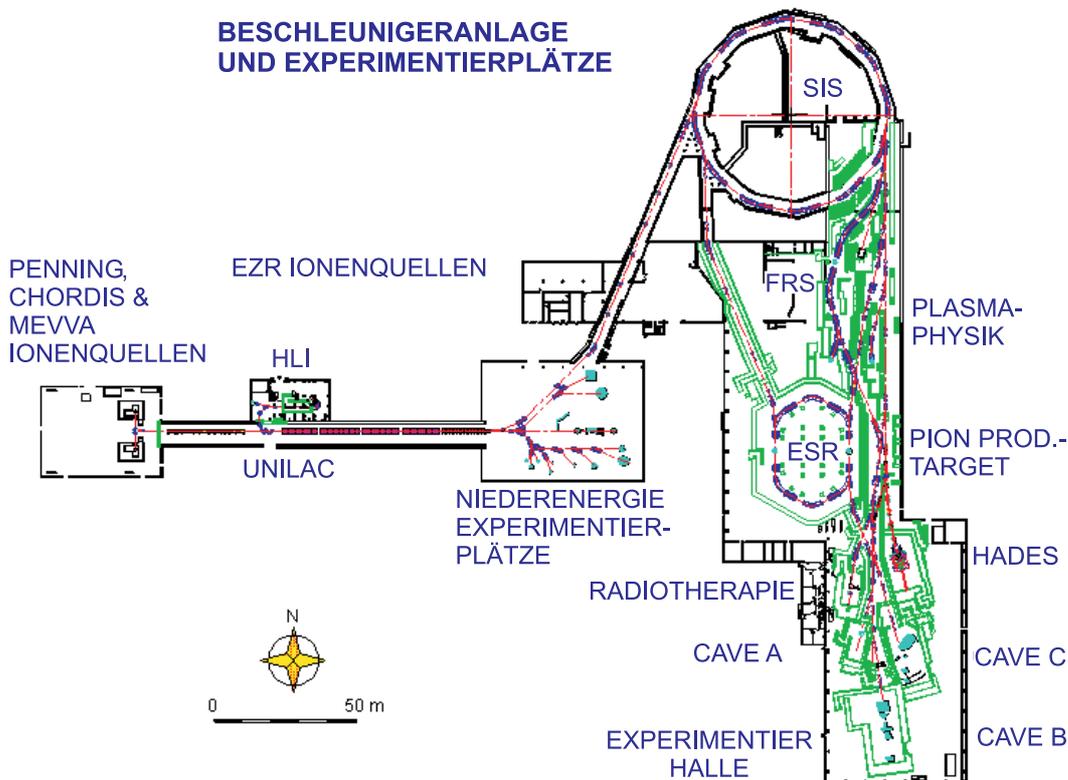


Abbildung 3.2. Überblick über die Beschleunigeranlagen der GSI Darmstadt.

SIS von 18 Tm lediglich eine Endenergie von 1 GeV/u erzielt werden kann. Nach der Extraktion können die Ionen nochmals gestrippt werden, wodurch sich vollständig ionisierte Uran-Atome erzeugen lassen. Anschließend lassen sich die Ionen dann in den ESR injizieren oder den weiteren entsprechenden Experimentierplätzen (Caves) zuführen.

3.2.2 Der Experimentier-Speicher-Ring ESR

Die einzigartigen Experimentierbedingungen, welche durch die Inbetriebnahme zahlreicher Speicherringe eröffnet wurden, hat die Atomphysik mit hochgeladenen Ionen geprägt. Wesentliche Gemeinsamkeiten sind dabei vor allem die Erzeugung der Ionen außerhalb des Rings, in welchem sie weiter akkumuliert werden können, sowie ein Elektronenkühler für eine hervorragende Strahlqualität.

Der in Abbildung 3.3 dargestellte Experimentier-Speicher-Ring ESR [Fra87, Fra88] ist der einzige Ring, in dem alle Ionen bis hin zu vollständig ionisierten Uran-Atomen akkumuliert werden können. Dabei ist es sogar möglich, einzelne Ionen für Stunden zu speichern und für Experimente zu nutzen. Der Umfang des ESR entspricht mit 108,36 m dem halben SIS-Umfang, was eine Abstimmung des Zusammenwirkens beider Ringe erleichtert. Die magnetische Steifigkeit des ESR beträgt 10 Tm, wodurch sich nackte Uranionen bis zu einer Energie von 560 MeV/u speichern lassen. Darüberhinaus ist es seit kurzem

möglich, hochgeladene schnelle Ionen effizient auf niedrige Geschwindigkeiten abzubremesen [Stö95a, MoS95, Stö96, StR97]. In diesem Bereich von etwa 10 MeV/u ist es möglich, die Wechselwirkung von Ionen mit Materie weit unterhalb der zur Erzeugung hoher Ladungszustände notwendigen Energie zu untersuchen. Darüberhinaus wird durch das Abbremsen der systematische Fehler aufgrund des Dopplereffektes verringert [MoH84].

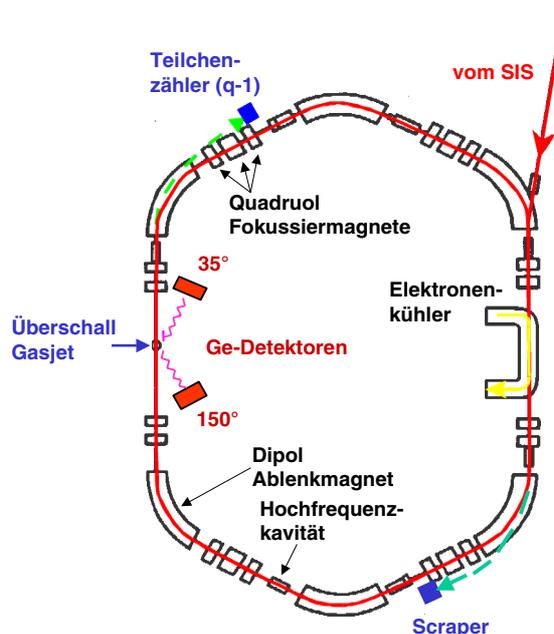


Abbildung 3.3. Schematische Darstellung des Experimentier-Speicher-Rings ESR mit Diagnose- und Experimentiereinrichtungen.

Da Teilchen in einem Speicherring sehr lange Strecken zurücklegen, ergeben sich strenge Anforderungen an die Vermeidung von Verlusten. Hierbei ist von großer Wichtigkeit, die Ionen nahe der idealen Bahn zu halten und Abweichungen zu korrigieren. Dies geschieht durch ionenoptische Elemente. Es sind dies sechs 60° -Dipolmagnete und sechs Quadrupol-Triplets beziehungsweise -Duplets. Die ideale Teilchenbahn läßt sich als geschlossener Orbit betrachten, auf dem sich die Ionen mit der Energie E_P und dem Impuls p_P bewegen. In der Realität handelt es sich dabei jedoch um sinusförmige Schwingungen um die Sollbahn. Dies hat seine Ursache im vielfachen Durchlaufen von Quadrupolmagneten, welche in einer Ebene fokussierend und gleichzeitig senkrecht zu dieser Ebene defokussierend wirken, so daß es zu Oszillationen um die Sollbahn, den sogenannten Betatron-Schwingungen kommt. Es ist dabei zur Vermeidung von Anregungen der Schwingungsamplituden und insbesondere von strahlvernichtenden Resonanzen darauf zu achten, daß die Anzahl der Betatron-Schwingungen pro Umlauf nicht ganzzahlig oder $1/2, 1/3$, etc. werden darf.

3.2.2.1 Der Elektronenkühler

Neben den oben angedeuteten ionenoptischen Elementen ist für die Qualität des Strahls dessen Kühlung von herausragender Bedeutung. Während die stochastische Kühlung aufgrund der hierzu notwendigen ausreichenden Stärke des induzierten Signals nur zur Kühlung sehr heißer Strahlen eingesetzt werden kann, ist die Wirkdomäne der Elektronenkühlung aufgrund der $1/r$ -Abhängigkeit des Coulombpotentials die Kühlung hinreichend kalter Strahlen. Das Prinzip der Elektronenkühlung fand seinen erstmaligen Einsatz 1966 zum Kühlen von Protonen am NAP-M Ring in Novosibirsk [Bud67, Pot90].

Die transversalen und longitudinalen Emittanzen der Ionen können als dreidimensionale willkürliche Bewegung angesehen werden und sind daher durch eine Temperatur charakterisierbar. Bei der Kühlung wechselwirken die Ionen über Coulombstöße bei jedem Umlauf mit einem parallelen Strahl gleich schneller, aufgrund ihrer wesentlich kleineren Masse aber sehr viel kälteren Elektronen. Es erfolgt eine starke Reduzierung der Breite der ionischen Geschwindigkeitsverteilung. Es ergibt sich nach Zeiten von typisch unterhalb einer Sekunde ein Temperaturgleichgewicht, welches in transversaler Richtung durch die Kathodentemperatur des Elektronenkühlers von etwa 1300 K bestimmt ist, was etwa 0,1 eV entspricht. In der longitudinalen Richtung werden die Elektronen auf Ionengeschwindigkeit beschleunigt und es werden wesentlich kleinere Temperaturen erreicht. Hierdurch läßt sich die Impulsbreite der Ionen von $\Delta p/p \sim 10^{-3}$ auf weniger als $\Delta p/p \sim 10^{-5}$ verringern [WiB97, StB97]. Darüberhinaus kompensiert die Kühlung die unvermeidliche Aufheizung des Strahls, welche aus Stößen der Ionen untereinander, dem sogenannten Intra-Beam-Scattering, sowie aus Stößen mit Restgasatomen resultiert. Letztere bedingen wiederum die extrem hohen Anforderungen an das Vakuum von 10^{-11} mbar im gesamten Speicherring.

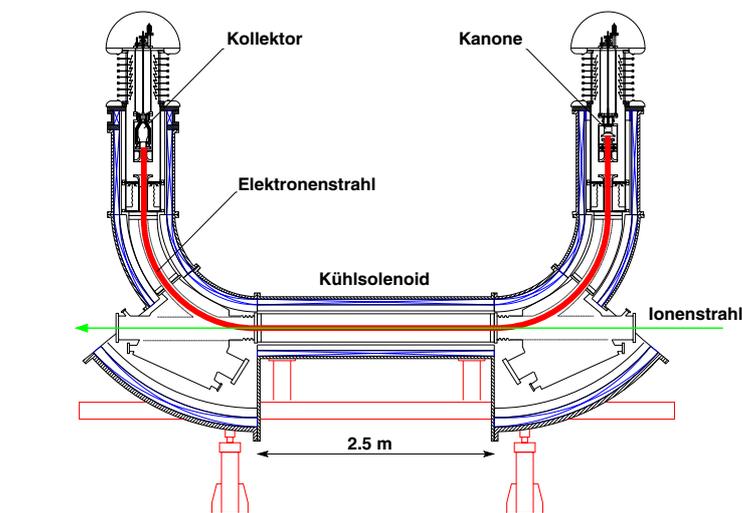


Abbildung 3.4. Schematische Darstellung des Elektronenkühlers am ESR.

Abbildung 3.4 zeigt den Aufbau des Elektronenkühlers. Die Elektronen werden durch Magnetfelder von etwa $\sim 0,1$ T auf einer 2,5 m langen Strecke parallel zum Ionenstrahl geführt. Die Elektronenströme bewegen sich meist zwischen 150 und 250 mA, wobei der Strahldurchmesser der gekühlten Ionen wenige Millimeter mißt [Bos89, Bos93].

3.2.2.2 Das Gasjet-Target

Gruber et al. konstruierten für den Experimentier-Speicher-Ring ESR ein internes Gasjet-Target [Gru89, Gru96]. Dieses seit Jahren mit großem Erfolg genutzte Target ermöglicht sowohl atomare Reaktions- als auch Spektroskopie-Experimente. So basieren insbesondere die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente auf jenen atomaren Prozessen, welche aus der Wechselwirkung der hochgeladenen Schwerionen mit den Atomen des Gasjet-Targets resultieren. Dabei definiert der Überlapp des Gasstrahls mit dem Ionenstrahl das Emissionvolumen der zu untersuchenden Röntgenstrahlung.

Dabei sind von technischer Seite einige kritische Punkte zu beachten, wie beispielsweise der Erhalt des Ultrahochvakuums von mindestens 10^{-10} mbar. Ferner darf die geometrische Akzeptanz des Speicherrings nicht beeinträchtigt werden. Schließlich soll eine möglichst hohe Dichte für die unterschiedlichsten Gase möglich sein, welche durch Abstandsvariation zwischen Düse und erstem Skimmer beeinflussbar ist. Momentan sind Dichten zwischen $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ für leichte Gase und $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ für schwere Gase in einer Umgebung von $(5 \cdot 10^{-9} - 1 \cdot 10^{-8})$ mbar möglich. Für wertvolle Gase steht eine Recyclinganlage zur Verfügung.

Ein zentraler Vorteil eines internen Gastargets im Vergleich zu Festkörpertargets besteht darin, daß bei letzteren aufgrund der um sechs Größenordnungen höheren Flächendichte von etwa $(10^{17} - 10^{18})$ Teilchen/cm² keine Einzelstoßbedingungen mehr vorliegen, was eine unkontrollierbare Besetzung der einzelnen Niveaus nach sich zieht. Hinsichtlich der geringen Flächendichte des Gasjets erreicht man durch den permanenten Durchlauf der Ionen durch den Gasstrahl mit der Frequenz von etwa 1 MHz, daß die Ereignisrate in der selben Größenordnung wie bei Festkörpertargets liegt — hier jedoch unter Einzelstoßbedingungen. Darüberhinaus kommt es bei sehr dichten Targets zu vielen sekundären Prozessen wie beispielsweise Bremsstrahlung, woraus ein hoher Untergrund resultiert.

3.2.2.3 Die Targetkammer

An den Beschleunigeranlagen der GSI Darmstadt lassen sich vollständig ionisierte Atome bis hin zu Uran herstellen. Ferner erlaubt der Experimentier-Speicher-Ring ESR deren langzeitige Speicherung. Mittels des Elektronenkühlers läßt sich die Impulsverteilung der Ionen innerhalb weniger Sekunden um bis zu zwei Größenordnungen verringern und damit ein Strahl von äußerst geringer Emittanz zur Verfügung stellen. Das Gasjet-Target erlaubt ferner, diese hochgeladenen Schwerionen unter Einzelstoßbedingungen effizient einer Wechselwirkung mit variablen Gasatomen zu unterwerfen. Damit stehen experimentell eben jene Prozesse mit ausreichender Intensität zur Verfügung, mit denen die noch ausstehende Überprüfung der QED in starken elektrischen Feldern zugänglich wird.

Die Beobachtung dieser Prozesse wird an der in Abbildung 3.5 dargestellten Targetkammer durchgeführt. Hierzu sind rund um die Wechselwirkungszone Beobachtungsfenster angebracht. Die Flansche sind mit $50 \mu\text{m}$ dicken Edelstahl- beziehungsweise $100 \mu\text{m}$ dicken Berylliumfenstern abgedichtet. Die Transmission beträgt hierbei für die Berylliumfenster 100 % für Photonenenergien größer als 5 keV und im Fall der Edelstahlfenster ungefähr 90 % bei Röntgenenergien von 50 keV. Für eine zusätzliche Diagnose befinden sich hinter dem nächsten Dipolmagneten Umladezähler zum Nachweis der durch Wechselwirkungsprozesse im Gasjet umgeladenen Ionen, welche eine Effizienz von annähernd 100 % erreichen

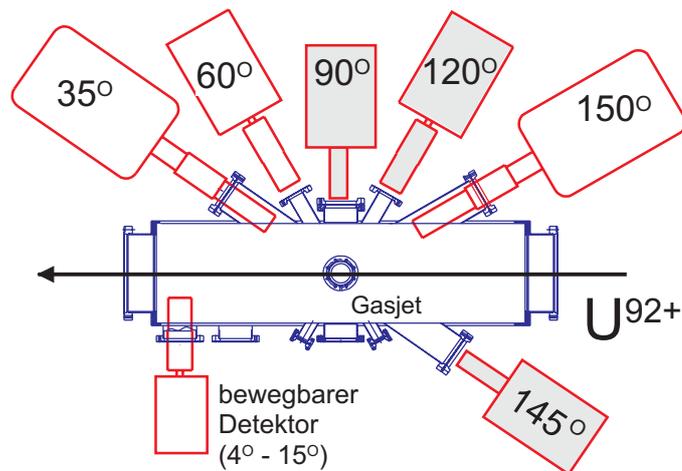


Abbildung 3.5. Schematische Darstellung der Targetkammer. Der Überlapp des von rechts kommenden Ionenstrahls mit dem von oben in die Zeichenebene eintretenden Gasjet-Targets definiert die Wechselwirkungszone. Die darin ablaufenden Prozesse lassen sich von sieben Orten aus beobachten. Auf der Innenseite des ESR – in der Zeichnung oben – lassen sich unter 35° , 60° , 90° , 120° und 150° Detektoren plazieren. Auf der Außenseite des Speicherrings existiert eine verfahrbare Detektortasche für Beobachtungswinkel von 4° bis 15° und ein weiterer Beobachtungsplatz unter 145° . Die im Experiment zur Absorptionskanten-Technik (Kapitel 7) verwendeten Detektorpositionen sind grau markiert.

und von entscheidender Bedeutung für Koinzidenzmessungen sind sowie als Zeitreferenz für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Driftdetektoren.

3.3 Bevölkerungsprozesse

Ein Verständnis der Wechselwirkung hochgeladener Ionen mit Materie ist sowohl für Experimente bezüglich der atomaren Struktur schwerer Systeme mit wenigen Elektronen als auch für die Forschung an und den Betrieb von Anlagen zur Erzeugung hochgeladener Ionen von grundlegender Bedeutung. Dabei stehen vor allem Fragen nach der Erzeugung konkreter Ladungszustände, Umladeraten für bestimmte Ladungszustände und die selektive Bevölkerung atomarer Niveaus im Mittelpunkt. Während atomare Stoßprozesse für leichte und mittelschwere Ionen seit den vierziger Jahren Gegenstand intensiver Untersuchungen darstellen [Bet72, MaM75], ist das Gebiet extrem hochgeladener schwerer Ionen erst seit knapp zwei Jahrzehnten experimentell zugänglich.

In diesem Abschnitt soll ein Überblick gegeben werden über die wesentlichen, den Experimenten am ESR zugrunde liegenden atomaren Wechselwirkungen, welche das von umgeladenen Ionen emittierte Spektrum bestimmen. Ferner wird auf die Strahllebensdauer eingegangen, in der sich die Bevölkerungsprozesse Ausdruck verleihen.

3.3.1 Photonenemission durch Rekombination und Elektroneneinfang

Beim Einfang eines Targetelektrons in ein hochgeladenes Schwerion treten verschiedene Mechanismen auf, welchen je nach Stoßgeschwindigkeit, Ionen- sowie Targetladung eine unterschiedliche Bedeutung zukommt. Hierbei spielen der radiative Elektroneneinfang REC (Radiative Electron Capture) und der nicht-strahlende Einfang NRC (Non-Radiative Capture) die wichtigsten Rollen. Abbildung 3.6 gibt einen Überblick über die verschiedenen Einfangprozesse.

Bei der radiativen Rekombination RR erfolgt der Einfang eines freien Elektrons in einen gebundenen Zustand des Projektils. Aufgrund der notwendigen Erhaltung von Gesamtimpuls und -energie wird die Differenz zwischen kinetischer Energie und Bindungsenergie in Form eines Photons der Energie

$$\hbar\omega = E_{kin} + E_{Bindung} \quad (3.3)$$

emittiert. Dieser Prozeß kann als die zeitliche Umkehrung der Photoionisation aufgefaßt werden [Sto30] und stellt den einzig möglichen Einfangprozeß für freie Elektronen in vollständig ionisierte Atome dar.

Im Falle des radiativen Elektroneneinfangs REC handelt es sich hingegen um den Einfang gebundener Targetelektronen in gebundene Zustände des Ions. Ist die kinetische Energie des Elektrons vor dem Stoß wesentlich geringer als dessen Bindungsenergie im Targetatom, so läßt sich der Prozeß im Rahmen der Impulsnäherung als RR-Prozeß beschreiben. Aufgrund der Erhaltung der Gesamtenergie gilt für die Energie des emittierten Photons für den REC mit der Bindungsenergie im Target $E_{Bindung,Target}$

$$\hbar\omega = E_{kin} + E_{Bindung} - E_{Bindung,Target} \quad (3.4)$$

RR und REC sind insbesondere aufgrund ihrer engen Verwandtschaft zur Photoionisation von Interesse. Es bietet sich hier die Möglichkeit, Einsichten in die Photoionisation über die Untersuchung von RR und REC als deren Umkehrprozeß zu erlangen, wobei der REC in hochgeladenen Schwerionen gegenwärtig den einzigen Zugang zur Photoionisation an diesen Systemen bietet. Hierbei eignen sich insbesondere abgebremste Ionen, da hiermit Untersuchungen knapp über der Ionisationsschwelle durchgeführt werden können. In wasserstoffähnlichem Uran entspricht der Elektroneneinfang bei einer Stoßgeschwindigkeit von 20 MeV/u der Photoionisation mit lediglich 11 keV oberhalb der Ionisationsschwelle bei einer Ionisationsenergie von ungefähr 130 keV.

Die Betrachtung der exakten relativistischen Wirkungsquerschnitte für RR und REC [Ich94, Eic95a, Ich96] führt auf eine direkte Beziehung zwischen den winkeldifferentiellen Querschnitten von RR und Photoionisation. Für den Fall des REC müssen die exakten Wirkungsquerschnitte für die radiative Rekombination noch mit der Impulsverteilung der Targetelektronen, dem sogenannten Comptonprofil, gefaltet werden. Hieraus ergibt sich dann das wichtige Skalierungsgesetz:

$$\sigma_{REC} \sim \frac{Z_T \cdot Z_P^5}{v^{5/2} \cdot n_f^3} \quad (3.5)$$

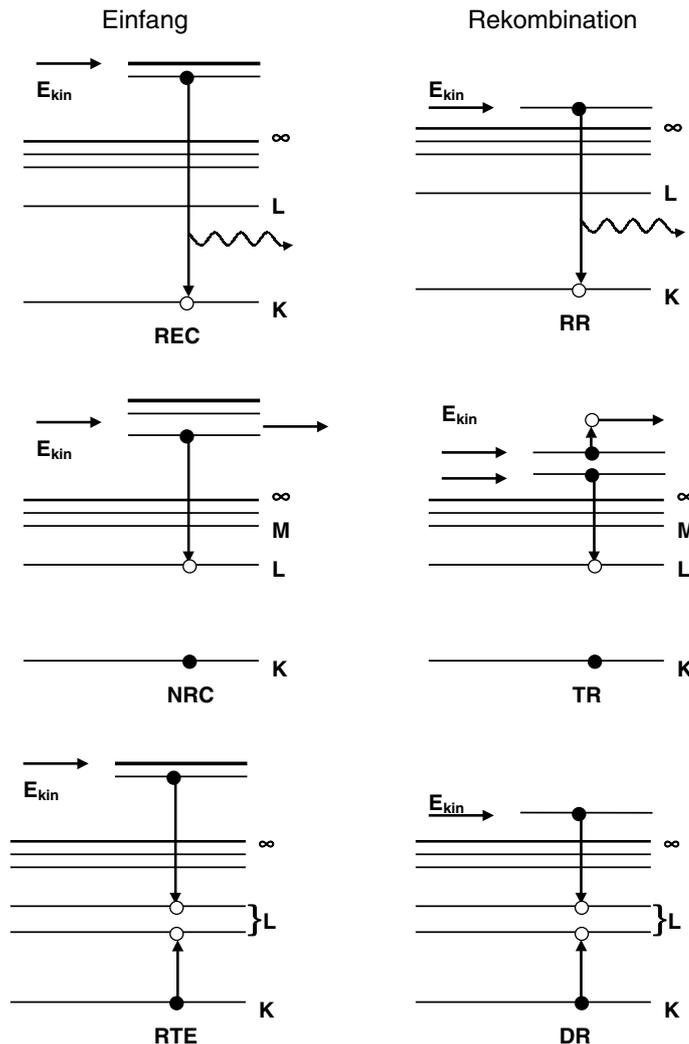


Abbildung 3.6. Elektroneneinfangprozesse für nackte und wasserstoffähnliche Ionen. Links ist der Fall eines Stoßes mit einem Targetatom gezeigt, wie sie bei Experimenten am Gasjet-Target stattfinden, rechts hingegen jene Umladungsprozesse wie sie sich aus der Wechselwirkung mit freien Elektronen am Elektronenkühler ergeben. Im oberen Teil der Abbildung ist der radiative Einfang skizziert, bei dem ein gebundenes Elektron aus einem Targetatom (radiativer Elektroneneinfang REC) oder ein freies Elektron (Radiative Rekombination RR) unter Emission eines Photons in einen gebundenen Zustand des Ions eingefangen wird. Der mittlere Teil zeigt die strahlungslosen Einfangprozesse nicht-strahlender Elektroneneinfang NRC und Drei-Körper-Rekombination TR, bei welchen es zur Erfüllung von Energie- und Impulserbilanz der Gegenwart eines dritten Teilchens in Form eines Elektrons oder des Targetkerns bedarf. Unten sind die resonanten Einfangprozesse dargestellt.

wobei n_f die Hauptquantenzahl desjenigen Zustands verkörpert, in welchen das Elektron eingefangen wird. Daraus folgt desweiteren die Einsicht, daß bei einem REC-Prozeß bei gegebenem Stoßsystem und fester Geschwindigkeit der Einfang vornehmlich in niedrigere Zustände mit kleiner Hauptquantenzahl erfolgt.

3.3.2 Nicht-strahlender Elektroneneinfang

Der auch kinematische Elektroneneinfang genannte nicht-strahlende Elektroneneinfang NRC (Non-Radiative Capture) stellt eine Drei-Körper-Wechselwirkung dar, in der Impuls und Energie zwischen Target, Projektil und Elektron aufgeteilt werden. Der Wirkungsquerschnitt des NRC skaliert nach

$$\sigma_{NRC} \sim \frac{Z_T^5 \cdot Z_P^5}{v^{12} \cdot n_f^3} . \quad (3.6)$$

Aufgrund der starken inversen Abhängigkeit von der Geschwindigkeit dominiert der NRC bei $\beta \ll 1$. Der Einfang der Elektronen erfolgt überwiegend in Projektilzustände mit der Bedingung [K61 Bet80] $E_f \approx E_{kin} + E_i$, also vor allem in hochangeregte Projektilzustände, welche dann über Emission von Photonen in den Grundzustand zerfallen.

3.3.3 Sonstige Prozesse

Bei dem resonanten Elektroneneinfang RTE erfolgt der Elektroneneinfang aus dem Targetatom in einen angeregten Zustand des Projektils. Dabei wird gleichzeitig ein hierzu zwingend vorhandenes zweites Elektron des Projektils strahlungslos angeregt. Es handelt sich also um die Zeitumkehrung des Augereffekts. Bei diesem Prozeß wird zunächst keine Strahlung frei. Allerdings zerfällt der doppelt angeregte atomare Zustand durch Photonenemission oder über ein Augerelektron. Dabei spielt der Augerzerfall bei schweren Projektilen eine untergeordnete Rolle.

Für den KLL-RTE, also den Prozeß eines Elektroneneinfangs in die L-Schale und der simultanen Anregung eines gebundenen Elektrons aus der K- in die L-Schale, läßt sich die Resonanzenergie zu $E_e = -E_K + 2(E_K - E_L) \approx 0,5 \cdot R \cdot Z^2$ abschätzen. Dabei stellen E_e die kinetische Energie des Targetelektrons, E_K und E_L die Bindungsenergien im Projektil sowie R die Rydbergkonstante dar.

Für Projektilen mit einer großen Kernladungszahl Z_P ergibt sich wiederum ein Skalierungsgesetz [Mok89]:

$$\sigma_{RTE} \sim Z_P^{-1} . \quad (3.7)$$

Die Breite der Resonanz des RTE ist ebenso wie beim REC ebenfalls durch die Impulsverteilung der Elektronen der Targetatome, dem Compton-Profil, gegeben.

3.3.4 Lebensdauer des Ionenstrahls

Die Lebensdauer des Ionenstrahls im ESR hängt zunächst von Verlusten aufgrund von Feldinhomogenitäten, Reaktionen mit dem Restgas und Umladungen im Elektronenkühler ab. Bei ausgeschaltetem Gasjet-Target lassen sich dennoch Lebensdauern bis zu einigen Stunden erzielen. Erfolgt eine Wechselwirkung des Strahls mit dem Gasjet-Target zu experimentellen Zwecken, so dominiert dieser Vorgang die Strahllebensdauer vollständig. Hierbei ergibt sich zunächst als für den Experimentator variablen Parameter die Targetdichte, mittels derer sich die Ereignisraten hinsichtlich Zufallskoinzidenzen und Strahlzeitdauer optimieren lassen. Desweiteren ergibt sich die Strahllebensdauer als Korrelat von verwendeter

Teilchenenergie, Ionisationsgrad und Targetgas, bestimmen diese doch die zugrundeliegenden Wechselwirkungsquerschnitte.

Grundsätzlich ist die Lebensdauer des Strahls mit dem Ladungsaustauschquerschnitt σ durch die folgende Beziehung verknüpft:

$$\lambda = 1/\tau \sim \rho \cdot \sigma \cdot f \quad (3.8)$$

wobei λ die Ladungsaustauschrate, ρ die effektive Targetdichte und f die Umlauffrequenz der Ionen bezeichnen.

Für die gespeicherten Ionen sind die drei wichtigsten Umlademöglichkeiten der Elektronenkühler, das Restgas und das Gasjet-Target. So hängt die Lebensdauer über eine umgekehrt proportionale Beziehung vom Kühlerstrom ab: $\tau \sim 1/I_{\text{Elektronenkühler}}$. Das Vakuum beträgt im ESR auf der Targetstrecke etwa $(2 - 3) \cdot 10^{-10}$ mbar, in den Bögen und im Kühler ungefähr $7 \cdot 10^{-11}$ mbar. Die Umladerate als Folge des Restgases hängt aber nicht nur vom absoluten Druck ab, sondern auch von dessen Zusammensetzung. So folgt aus den Skalierungsgesetzen der dominanten Prozesse REC und NRC für deren Wirkungsquerschnitte die Abhängigkeit $\sim Z_T$ beziehungsweise Z_T^5 , weswegen sich schwere Gase viel gravierender auf die Strahllebensdauer auswirken als leichte Gase.

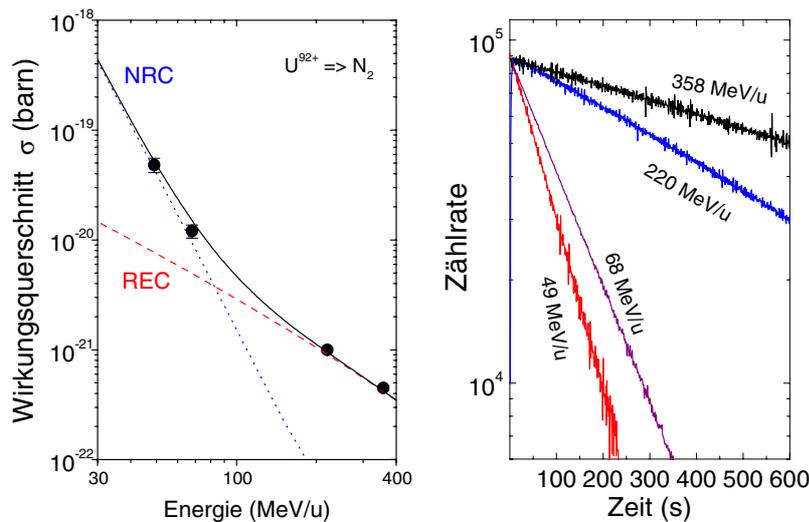


Abbildung 3.7. Linke Seite: Die Wirkungsquerschnitte NRC und REC für den Elektreneinfang im Stoß $U^{92+} \rightarrow N_2$ in Abhängigkeit der Stoßgeschwindigkeiten. Die durchgezogene Linie stellt die Summe von NRC (gepunktet) und REC (gestrichelt) dar. Rechte Seite: Lebensdauer einer U^{92+} -Strahls im Fall eines N_2 -Targets. [StL98]

Bezüglich des Targets stellen REC und NRC ebenfalls die wichtigsten Umladeprozesse dar. Abbildung 3.7 vergleicht am Beispiel von nacktem Uran auf Stickstoff – basierend auf den oben dargestellten Skalierungsgesetzen – die Wirkungsquerschnitte beider Prozesse in Abhängigkeit von der Strahlenergie. So ist erkennbar, daß der NRC für schwere Targets und niedrige Geschwindigkeiten dominiert und damit in diesem Bereich die Strahllebensdauer bestimmt. Desweiteren ist im rechten Teil der Abbildung die Lebensdauer für verschiedene Geschwindigkeiten wiedergegeben. Als Fazit ergibt sich, daß die Lebensdauer des Ionenstrahls im Fall einer Abbremsung auf niedrige Energien drastisch verkürzt wird. Daher ist

es für Experimente unter diesen Bedingungen erforderlich, leichte Targetgase einzusetzen, um eine sofortige Vernichtung des Strahls und damit die Erzeugung eines Übermaßes an Zufallskoinzidenzen zu vermeiden.

Hierzu ist seit kurzem eine Kühlung des Gasjets mit flüssigem Stickstoff möglich, was die Verwendung von Wasserstoff-Clustern erlaubt [Krä00]. Durch diese Clusterung stehen leichte Atome in hinreichender Dichte als Target zur Verfügung. Hierdurch kann die Lebensdauer des Strahls bei niedrigen Geschwindigkeiten um etwa eine Größenordnung gesteigert werden.

3.4 Emissionscharakteristik relativistischer schwerer Ionen

Die im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Umladeprozesse stellen die Grundlage für ein Verständnis der Emissionsspektren hochgeladener Schwerionen dar. Dennoch sind eben diese Spektren einer direkten Beobachtung nicht zugänglich. Die Ursache hierfür liegt in der Verwendung eines Speicherrings als Ort des experimentellen Geschehens. Damit stellt aber die hohe Geschwindigkeit der zu untersuchenden atomaren Systeme aufgrund der zu berücksichtigenden Lorentz-Transformation einen massiven Einfluß auf die Struktur des im Laborsystem beobachteten Spektrums dar und bedingt die für eine hochauflösende Spektroskopie zentralen Fehlerquellen.

Die aus der Ionenbewegung resultierende Veränderung des ursprünglichen Emissionsspektrums durch die relativistische Dopplertransformation ist durch den Transformationsfaktor $D(\beta, \theta)$ beschreibbar:

$$E = D(\beta, \theta) E_{Lab} = \gamma \cdot (1 - \beta \cos(\theta)) \cdot E_{Lab} \quad . \quad (3.9)$$

Für die Ermittlung der eigentlich interessierenden Energien im Projektilsystem ist diese Transformation mit den Parametern Beobachtungswinkel θ und normierte Strahlgeschwindigkeit β unumgänglich. Obwohl die aus der Teilchenbewegung resultierende Lorentz-Transformation eine diskrete Energie im Projektilsystem in eine räumliche Energieverteilung überführt und dadurch einen experimentellen Zugang der Emissionsenergie über die weiter unten dargestellte Absorptionskanten-Technik erst ermöglicht, stellt sie dennoch eine immanente Fehlerquelle dar. Die Berechnung der Photonenenergie im Projektilsystem aus der im Laborsystem gemessenen Energie erfordert die präzise Kenntnis der Transformations-Parameter θ und β . Da diese jedoch nur mit einer begrenzten Genauigkeit bekannt sind, ergibt sich hieraus eine entsprechende Limitierung der Auflösung.

Interessanterweise zeigt sich, daß der Einfluß der Fehler von θ und β auf die Bestimmung der Photonenenergie im Projektilsystem in gewissen Grenzen gesteuert werden kann. Eine Abschätzung für den Fehler der Energiebestimmung ergibt sich zu

$$\left[\frac{\Delta E}{E} \right]^2 = \left[\frac{\beta \sin(\theta)}{1 - \beta \cos(\theta)} \Delta\theta \right]^2 + \left[\gamma^2 \frac{\cos(\theta) - \beta}{1 - \beta \cos(\theta)} \Delta\beta \right]^2 + \left[\frac{\Delta E_{Lab}}{E_{Lab}} \right]^2 \quad . \quad (3.10)$$

Dabei kann ΔE sowohl als Breite als auch als Unsicherheit aufgefaßt werden. Ebenso können $\Delta\theta$ und $\Delta\beta$ als Breiten interpretiert werden und die angegebene Gleichung folglich

als die im Laborsystem auftretende *Dopplerbreite* verstanden werden. Der dritte Term der rechten Seite ist Ausdruck der Auflösung des verwendeten Nachweissystems. Es folgt ferner, daß der Einfluß von $\Delta\theta$ und $\Delta\beta$ auf die erreichbare Genauigkeit einer Messung stark von der Wahl des Beobachtungswinkels und der Geschwindigkeit abhängt. So verschwindet der Einfluß einer Unsicherheit im Beobachtungswinkel auf die Messergebnisse unter 0° und 180° vollständig. Jedoch ist hier der Einfluß von $\Delta\beta$ am größten. Dieser durch die ungenaue Kenntnis der Ionengeschwindigkeit hervorgerufene Fehler hingegen läßt sich durch die Wahl des sogenannten magischen Winkels $\theta = \arccos\beta$ minimieren. In diesem Fall wird der Einfluß von $\Delta\theta$ maximal.

Die beschriebenen Verhältnisse sind nochmals in Abbildung 3.8 für den Fall des Ly- α 1 Übergangs in wasserstoffähnlichem Uran veranschaulicht. Der obere Teil zeigt die Stärke der Dopplerverschiebung in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels θ für zwei verschiedene Strahlenergien. Darunter sind die Unsicherheiten beziehungsweise Breiten für die Bestimmung der Photonenenergie im Projektilsystem wiedergegeben, wie sie sich für $\Delta\theta = 0,01^\circ$ und $\Delta\beta = 3 \cdot 10^{-5}$ ergeben.

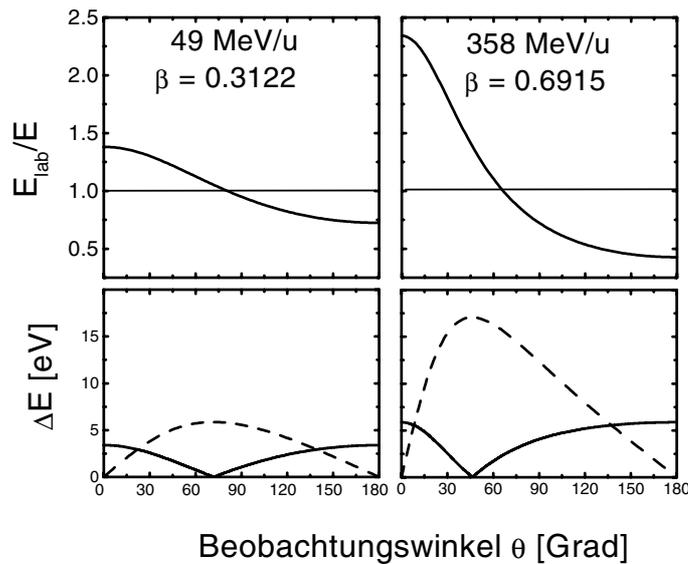


Abbildung 3.8. Einfluß der Dopplerverschiebung zweier Strahlenergien für den Fall des Ly- α 1 Übergangs in wasserstoffähnlichem Uran. In Abhängigkeit des Beobachtungswinkels ist im oberen Teil die Auswirkung auf die Energie der emittierten Strahlung dargestellt. Der untere Teil zeigt die Unsicherheit für die Bestimmung der Photonenenergie im Projektilsystem als Folge der Lorentz-Transformation für $\Delta\theta = 0,01^\circ$ und $\Delta\beta = 3 \cdot 10^{-5}$. Die Energieunsicherheit aus dem Fehler in θ ist als durchgezogene Linie dargestellt, jene aus der Ungenauigkeit der Geschwindigkeit gestrichelt.

Es ergibt sich als Resultat, daß zur Erzielung einer hohen Präzision bei der Spektroskopie hochgeladener Schwerionen ein experimenteller Aufbau hinsichtlich Strahlgeschwindigkeit und Beobachtungswinkel in Abhängigkeit der Genauigkeit, mit welcher diese Parameter

bekannt sind, optimiert werden muß. Darüberhinaus wird offenbar, daß sich der Einfluß der Unsicherheit in der Kenntnis dieser beiden Parameter auf die experimentelle Präzision durch eine Verringerung der Ionenenergie beziehungsweise die damit einhergehende geringere Bedeutung der Lorentz-Transformation deutlich reduzieren läßt.

Desweiteren sei auf die relativistische Raumwinkeltransformation hingewiesen. Diese ergibt sich zu

$$\frac{\delta\Omega}{\delta\Omega_{Lab}} = \frac{1}{\gamma^2 \cdot (1 - \beta \cos(\theta))^2} \quad (3.11)$$

und steht in einem quadratischen Zusammenhang mit der Energietransformation gemäß [EiM95]

$$\frac{\delta\Omega_{Lab}}{\delta\Omega} = \left[\frac{E_{Lab}}{E} \right]^2 . \quad (3.12)$$

Insbesondere die letztgenannte Transformation ist für eine experimentelle Konzeption von großer Wichtigkeit, liefert sie doch eine Aussage darüber, inwieweit die Nachweiseffizienz des geometrischen Aufbaus mit dem Beobachtungswinkel variiert. So ergibt sich das Verhältnis von in Vorwärtsrichtung zu in Rückwärtsrichtung emittierten Photonen zu

$$\frac{I_{0^\circ}}{I_{180^\circ}} = \left[\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right]^2 . \quad (3.13)$$

Daher variiert die Intensität einer im Emittersystem isotropen Röntgenlinie im Laborsystem bei einer Geschwindigkeit von $\beta = 0,52$ in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel um eine Größenordnung.

Abschließend sei darauf hingewiesen, daß die experimentelle Präzision im Fall der 1s-Lambverschiebung zwar jene theoretischer Berechnungen um eine Größenordnung verfehlt, jedoch bereits ein Niveau erreicht hat, bei dem die Unsicherheiten in den Parametern θ und β der Lorentz-Transformation eine tragende Rolle spielen. Bei der notwendigen Konzeption neuer Techniken auf dem Weg zu einem sensitiven Test der QED in starken Feldern ist daher die präzise Kenntnis aller geometrischen Faktoren, welche Einfluß auf die Emissionscharakteristik der Schwerionen haben, von zentraler Bedeutung.

3.5 Bisherige Experimente zur 1s-Lambverschiebung in schweren wasserstoffähnlichen Ionen

Die bislang durchgeführten Experimente zur Bestimmung der 1s-Lambverschiebung repräsentieren teilweise sehr unterschiedliche Zugänge. Dennoch ist bei all diesen Konzepten die Strategie dieselbe und läßt sich folgendermaßen charakterisieren:

- Produktion vollständig ionisierter Schwerionen
- Bevölkung angeregter Zustände durch Elektroneneinfang
- Nachweis der Lyman- α Strahlung
- Bestimmung der Linienschwerpunkte der Röntgenlinien

- Transformation der Ergebnisse in das Emittersystem
- Bestimmung der 1s-Lambverschiebung für einen punktförmigen Kern aus der Differenz zur Vorhersage der Dirac-Theorie, wobei die Bindungsenergie des $2p_{3/2}$ -Zustands als bekannt vorausgesetzt wird.

All diese Experimente sind durch eine besondere experimentelle Herausforderung gekennzeichnet, welche sich zwangsläufig aus den hohen Energien der spektroskopisch zu untersuchenden Röntgenübergänge ergibt. Diese Energien liegen im Laborsystem im allgemeinen zwischen 50 und 200 keV. Um diese Photonen mit ausreichender Effizienz nachzuweisen, bedarf es spezieller Detektionssysteme. Neben mit schweren Edelgasen unter hohen Drücken betriebenen Driftkammern, wie sie an der Universität Siegen im Zusammenhang mit dem Kristallspektrometer-Projekt entwickelt werden konnten, nutzten die hier vorgestellten bisherigen experimentellen Zugänge vornehmlich konventionelle Ge(i)-Detektoren. Diese sind jedoch aufgrund einer fehlenden Ortsinformation für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten neuen experimentellen Konzepte ungeeignet.

3.5.1 Experimente mit Festkörpertargets

Bereits im Jahre 1990 erfolgten von Briand et. al. [BrI89] erste Experimente zur 1s-Lambverschiebung an sehr schweren wasserstoffähnlichen Ionen am BEVALAC-Beschleuniger. Als Ergebnis dieser mit einem Festkörpertarget ohne Koinzidenzbedingung durchgeführten Messungen ergab sich für den Fall von wasserstoffähnlichem Uran ein Wert von (325 ± 133) eV, der mit der theoretischen Berechnung übereinstimmt [JoS85].

Vor Inbetriebnahme des ESR wurde bereits eine erste Untersuchung der Lambverschiebung schwerer Ionen bei der GSI durchgeführt. Dieses Experiment erfolgte am Fragment-Separator FRS (Abbildung 3.2) mit wasserstoff- und heliumähnlichen Wismutionen [StM92]. Dabei kamen sehr dünne ($\sim 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) Festkörperfolien zum Einsatz, mit denen näherungsweise Einzelstoßbedingungen realisiert werden konnten. Als Resultat ergab sich eine Vermessung der 1s-Lambverschiebung wasserstoffähnlichen Wismuts zu (220 ± 100) eV, was ebenfalls in Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage von 260 eV [JoS85] steht.

3.5.2 Experimente am Gasjet-Target des ESR

Die prinzipielle experimentelle Situation am Gasjet-Target, wie sie auch dem in Kapitel 3.5.4 beschriebenen ersten Experiment mit abgebremsten Uran-Ionen zugrundeliegt, ist in Abbildung 3.9 dargestellt.

Bei den Experimenten am Gasjet-Target werden im allgemeinen mehrere Detektoren verwendet, welche unter verschiedenen Beobachtungswinkeln die Röntgenemission aus dem Targetbereich registrieren. Diese Detektoren befinden sich in einem Abstand von typischerweise 300 bis 400 mm zum Quellpunkt bei einem Raumwinkel von etwa $\Delta\Omega/4\pi \sim 5 \cdot 10^{-4}$. Der Teilchendetektor hinter dem nächsten Dipolmagneten gestattet den Nachweis umgeladener Ionen und damit eine Messung in Koinzidenz mit den erfolgten Umladungen.

Ein wesentlicher Unterschied im Vergleich zur Geometrie in Experimenten am Elektronenkühler ist, daß eine Beobachtung unter 0° , bei der sich die Unsicherheit im Beobachtungswinkel als unkritisch erweist, nicht möglich ist. Daher erfordern die Experimente am

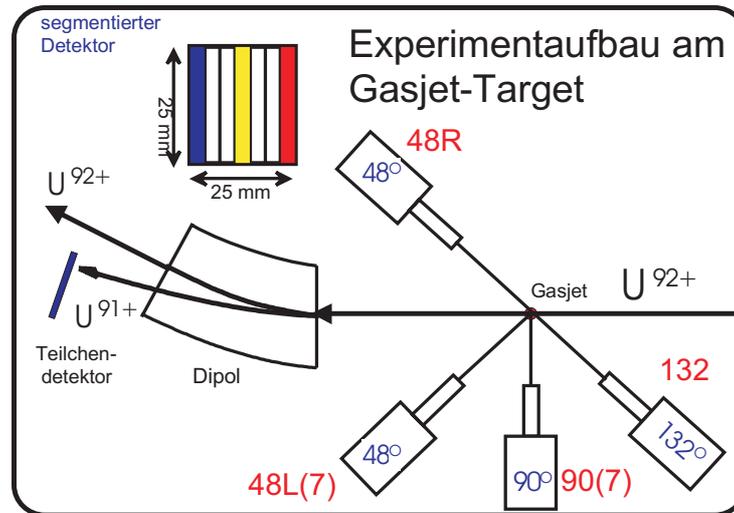


Abbildung 3.9. Prinzipieller Experimentaufbau am Gasjet-Target wie er insbesondere im Experiment mit abgebremsten Uran-Ionen (Kapital 3.5.4) verwendet wurde. Das Gasjet-Target ist von mehreren Röntgendetektoren umgeben, welche die Photonenemission in Koinzidenz mit den umgeladenen Projektilionen nachweisen. Die im Experiment mit den abgebremsten Ionen benutzten granularen, siebenfach unterteilten Ge(i)-Detektoren sind mit (7) gekennzeichnet. [Stö98]

Gasjet-Target eine genaue Kenntnis der Detektorgeometrie. Damit die Dopplerbreite – insbesondere unter dem magischen Winkel – dennoch nicht merklich größer als die Detektorauflösung wird, dürfen nur sehr kleine Winkelakzeptanzen im Bereich von etwa $\pm 0,3^\circ$ zugelassen werden. Da die Verwendung von konventionellen Ge(i)-Detektoren in Kombination mit Blenden eine nicht mehr akzeptable Reduzierung der Nachweiswahrscheinlichkeit zur Folge hätte, wurden spezielle granuläre Ge(i)-Detektoren entwickelt, deren Kristalle in jeweils sieben unabhängige Segmente aufgeteilt und auslesbar sind. Dabei beträgt die horizontale Breite eines Segments $(3,57 \pm 0,01)$ mm und dessen Höhe 25 mm.

Ein weiterer prinzipieller Unterschied zu den Experimenten am Elektronenkühler ergibt sich aus der relativen Geschwindigkeit zwischen Projektilen und einzufangenden Elektronen. Während im Fall des Elektronenkühlers die Bevölkerung der angeregten Projektilzustände durch die Vorgänge des radiativen Elektroneneinfangs bei sehr niedrigen Stoßgeschwindigkeiten geprägt ist, finden am Gasjet-Target sehr hochenergetische Stöße zwischen einem schweren Projektil und einem leichteren Targetatom statt. Die praktisch freien Targetelektronen besitzen hierbei eine Stoßenergie relativ zum Projektil, welche von der Größenordnung der K-Schalen Bindungsenergie des Schwerions von etwa 100 keV ist. Daher dominieren hier die Hochenergieeigenschaften des radiativen Elektroneneinfangs und es findet vornehmlich eine Bevölkerung der s-Zustände statt, wobei der Wirkungsquerschnitt näherungsweise mit $1/n^3$ skaliert. Experimentell konnte gezeigt werden, daß die Intensität der Lyman- α_2 Strahlung zu etwa 60 % deutlich durch den M1-Zerfall des $2s_{1/2}$ Zustands bestimmt wird [StM94].

Hinsichtlich der großen Breite der bei hohen Teilchenenergien dominanten REC-Strahlung, welche durch die Impulsverteilung der quasifreien Elektronen im Target zustande kommt, bleibt zweifelhaft, inwieweit diese Strahlung spektroskopisch interessante Informationen liefern kann. Zwar läßt sich die experimentelle REC-Spektralverteilung theoretisch hervorragend beschreiben; trotzdem bleiben Unsicherheiten¹, welche eine Nutzung dieser Strahlung zur Spektroskopie unwahrscheinlich erscheinen lassen, so daß eine spektroskopische Untersuchung von Lyman- α Übergängen vorteilhafter ist [Stö98].

Das erste Spektroskopie-Experiment am Gasjet-Target wurde für vollständig ionisierte Dysprosium-Atome durchgeführt. Dabei wurde die Lyman- α Strahlung durch Stöße von Dy⁶⁶⁺-Ionen mit 292 MeV/u auf Argon-Atome produziert [BeF93]. Die erreichte Genauigkeit betrug ± 38 eV, was jedoch aufgrund der noch relativ niedrigen Kernladung von Dysprosium einen Test der QED-Korrektur von 97 eV mit einer Genauigkeit von lediglich 30 % darstellt.

Eine weitere Erhöhung der Genauigkeit konnte in einem Experiment am Gasjet-Target mit wasserstoffähnlichen Uranionen erzielt werden [Stö93b]. Die Beobachtung erfolgte simultan unter 48°, 90° und 132°, wobei unter dem magischen Vorwärtswinkel ein segmentierter Streifendetektor eingesetzt wurde. Als Targetgas fand Argon Verwendung. Als Resultat ergab sich aus der Lyman- α 1 Energie ein Wert für die 1s-Lambverschiebung von wasserstoffähnlichem Uran von (429 ± 63) eV in Konsistenz mit der theoretischen Berechnung von Johnson und Soff [JoS85].

3.5.3 Experimente am Elektronenkühler des ESR

Experimente am Elektronenkühler bedienen sich der Beobachtungswinkel nahe 0° und 180°. Dies bietet den Vorteil eines fast vernachlässigbaren Einflusses der Unsicherheit im Beobachtungswinkel. Dem steht gegenüber, daß der durch die Geschwindigkeitsunsicherheit bedingte Fehler unter 0° ein Maximum erreicht. Ferner ergibt sich am Elektronenkühler eine Spektralverteilung der Lyman- α Übergänge, welche sich als äußerst kompliziert erweist. Die genannten Vorteile überwiegen jedoch im Vergleich zu Experimenten am Gasjet-Target im Fall hoher Energien.

Bisher wurden zur Lambverschiebung in wasserstoffähnlichen Schwerionen zwei Experimente am Elektronenkühler durchgeführt, und zwar zum einen an Gold und zum anderen an Uran [BeL94, Bey95, BeM95].

Eine besondere Bedeutung erhält der Elektronenkühler aus der Tatsache, daß er eine äußerst präzise Bestimmung der Strahlgeschwindigkeit aus der Kühlerspannung erlaubt, wie sie mittels Schottky-Diagnose nicht erreicht wird. Für das Experiment am Elektronenkühler mit wasserstoffähnlichem Uran wurde eine Spannung von 176,437 eV gewählt, entsprechend einem β von 0,66883 mit einer Genauigkeit von $5,5 \cdot 10^{-5}$.

Als Resultat ergab sich für die 1s-Lambverschiebung im Fall von wasserstoffähnlichem Gold ein Wert von $(212 \pm 7,9)$ eV und bei Uran (470 ± 16) eV. Dabei kam dem Fehler neben einer zwischenzeitlich gesteigerten Luminosität ein weiterer Umstand zugute, der aus der Geometrie der Experimente am Elektronenkühler resultiert. So liegt ein Vorteil der

¹So muß beispielsweise aufgrund der großen Linienbreite die Effizienz der Detektoren sehr genau bekannt sein. Ferner muß angenommen werden, daß der Stoßprozeß die Targetstruktur nicht beeinflusst, da die Targetbindungsenergien in der Energiebilanz berücksichtigt werden müssen.

Beobachtung unter 0° darin, daß alle Werte inklusive deren Fehler durch die Dopplertransformation in das Emittersystem reduziert werden — hier etwa um den Faktor 2,2.

3.5.4 Erstes Experiment mit abgebremsten Uran-Ionen

Im Jahre 1998 erfolgte ein weiteres Experiment am Gasjet-Target des ESR zur 1s-Lambverschiebung in wasserstoffähnlichen Schwerionen. Hierbei konnte vor allem von der Weiterentwicklung auf dem Bereich der Speicherring-Technologie profitiert werden, welche die Verwendung abgebremster nackter Uran-Ionen bei hinreichender Intensität gestattet. Eine hierdurch stark verringerte Dopplerbreite ermöglichte eine Genauigkeit von 13,2 eV für die 1s-Lambverschiebung in wasserstoffähnlichem Uran, welche vergleichbar ist mit jener am Elektronenkühler und mit dieser die derzeit genaueste Messung darstellt.

Die in diesem Experiment verfolgte Strategie entspricht prinzipiell jener, welche auch dem ersten Uran-Experiment am Gasjet-Target zugrunde lag. Der wesentliche Unterschied besteht jedoch darin, daß erstmalig abgebremste Ionen eingesetzt wurden und eine Messung bei verschiedenen Strahlenergien erfolgte.

Der Verwendung der sogenannten Acceleration-Deceleration Technik [MoH84] am ESR stellt eine der wichtigsten Strategien zur Reduzierung der durch die Doppler-Transformation bedingten Fehler dar. Diese Technik wurde erstmals am ESR für vollständig ionisierte Schwerionen eingesetzt [Stö95a, MoS95, Stö96, StR97]. Aufgrund der hohen Ladung bei gleichzeitig niedriger Ionenenergie wurde hierdurch ein neuer und unerforschter Bereich der atomaren Stoßphysik zugänglich. Die gemessenen Röntgenspektren weisen eine Brillanz und Fülle an Strukturen auf, wie sie bislang noch an keinem Schwerionensystem beobachtet wurden.

Die verwendete Geometrie des Detektoraufbaus fand bereits in Kapitel 3.5.2 Erwähnung und ist in Abbildung 3.9 gezeigt. Neben der Vorwärts-Rückwärts-Symmetrie (48° und 132°) stand nun ebenfalls eine Links-Rechts-Symmetrie zur Verfügung. Unter 48° kam ein segmentierter Ge(i)-Detektor zum Einsatz sowie ein konventioneller mit Pb-Cu Blende. Unter 90° stand ebenfalls ein segmentierter Detektor bereit, so daß insgesamt 16 Detektoren beziehungsweise Segmenten eingesetzt wurden. Die Messung erfolgte wiederum in Koinzidenz mit den umgeladenen Ionen. Als Targetgas diente Stickstoff.

Von Interesse erweisen sich insbesondere die Röntgenspektren, wie sie sich aus der unterschiedlichen Ionengeschwindigkeiten ergeben. Hier zeigt sich deutlich der Einfluß des Parameters Strahlenergie auf die beteiligten Umladungsprozesse. Abbildung 3.10 zeigt eindrucksvoll die Struktur der bei verschiedenen Energien unter 132° beobachteten Röntgenspektren. Hieraus lassen sich die folgenden generellen Charakteristika ableiten:

- Bei hohen Ionenenergien dominiert der REC.
- Je geringer die Projektilenergie, desto intensiver wird die Lyman- α Strahlung.
- Im Fall sehr kleiner Energien stellt die Lyman- α Strahlung den intensivsten Röntgenübergang dar. Die Balmer Strahlung tritt deutlich in Erscheinung. Als Folge einer geringeren Comptonprofilbreite sind bei geringen Energien die beiden Feinstrukturkomponenten des L-REC unterscheidbar.

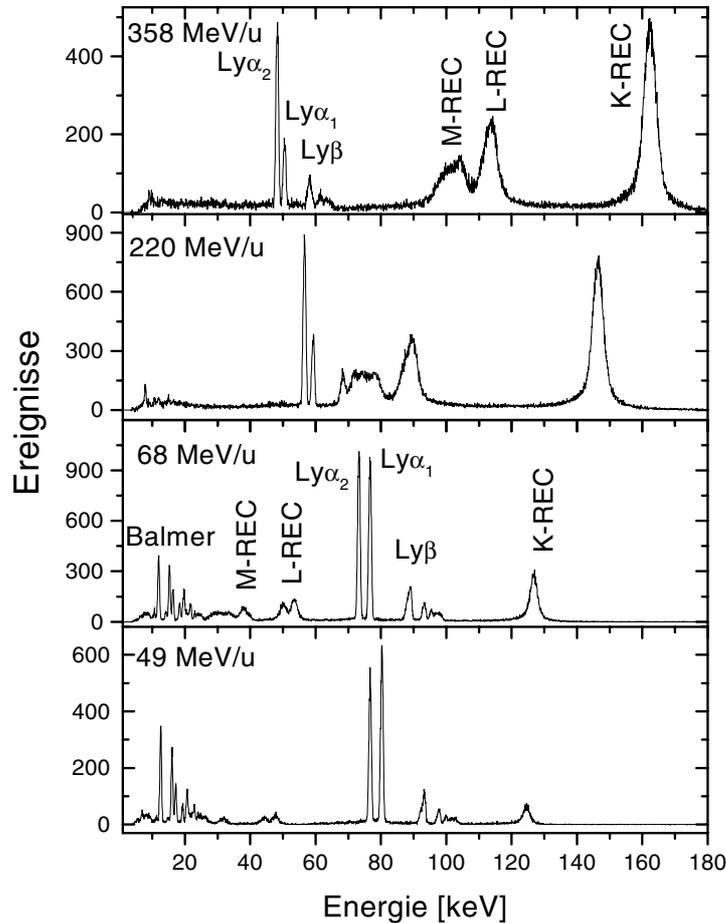


Abbildung 3.10. Koinzidente Röntgenspektren verschiedener Projektilenergien am Gasjet-Target des ESR unter dem Beobachtungswinkel von 132° ohne Effizienzkorrektur. Zugrunde liegt das Stoßsystem $U^{92+} \rightarrow N_2$. Die angegebenen Röntgenenergien beziehen sich auf das Laborsystem. [Stö98]

Für eine Untersuchung charakteristischer Projektilstrahlung sind geringe Energien daher von Vorteil. So führen bei hohen Energien nur etwa 20 % der Umladungsereignisse zur Emission von Lyman- α Strahlung, wohingegen bei der niedrigsten Projektilenergie fast 90 % der Einfangreaktionen zu Grundzustandsübergängen führen. Dieser Effekt wird auch im Fall des in Kapitel 7 vorgestellten Experiments zur Absorptionskanten-Technik deutlich werden. Die beobachteten Intensitätsverhältnisse werden nicht nur durch Bevölkerungsprozesse, sondern auch durch unterschiedliche Winkelverteilungen geprägt. Die Lyman- α Strahlung weist im Projektilsystem eine isotrope Emission auf und transformiert sich entsprechend Gleichung 3.9, wogegen die K-REC Verteilung im Laborsystem einer $\sin(\Theta)$ -Verteilung folgt.

Schließlich konnte in dem Experiment mit abgebremsten Uran-Ionen erstmals für schwere wasserstoffähnliche Ionen die intensive Balmerstrahlung nachgewiesen werden. Hieraus lassen sich prinzipiell genaue zustandsselektive Informationen über die Einfangprozesse ge-

winnen, welche wiederum Erkenntnisse über die M1-Kontamination der Lyman- α_2 Strahlung liefern können. Desweiteren läßt sich die Balmer Strahlung über eine genaue Vorhersage der auftretenden Röntgenlinien zur Bestimmung des Doppler-Faktors $D(\Theta, \beta)$ nutzen. Die Brillanz des Spektrums ist eine Folge der Z^4 -Abhängigkeit der Feinstrukturaufspaltung ist. Erst aufgrund dieser Tatsache, verbunden mit der kleinen Dopplerbreite, konnte das sehr hohe energetische Auflösungsvermögen erreicht und die große Strukturvielfalt des Röntgenspektrums zugänglich gemacht werden. Für eine weitere Beschreibung und entsprechende Modellierungen der Spektren sei auf [Stö98] verwiesen.

Desweiteren ergibt sich im Zusammenhang mit dem hier diskutierten Experiment mit abgebremsten Ionen, daß die übliche Annahme einer statistischen Bevölkerung der Niveaus [BrC90, BeF93, Stö93b], welche zwangsläufig keine Energieabhängigkeit kennt, unzureichend ist. Die beobachteten Intensitätsverhältnisse können nur verstanden werden, wenn höhere Ordnungsbeiträge zur Photonenemission Berücksichtigung finden.

Der Wert für den Lyman- α_1 Übergang von wasserstoffähnlichem Uran beträgt aus diesem Experiment $(102\,170,7 \pm 13,2)$ eV und repräsentiert die bislang genaueste Messung [StM98, Stö00]. Damit ergibt sich die 1s-Bindungsenergie zu $131\,812,2$ eV sowie eine 1s-Lambverschiebung von (-468 ± 13) eV. Hinsichtlich des Fehlers spielt die eigentliche Zählratenstatistik praktisch keine Rolle. Die erreichte Genauigkeit ergibt sich im wesentlichen durch den geometrischen Einfluß und eine zur Bestimmung der Lyman- α_1 Energie verwendete Minimierungsroutine. Ein überraschender Aspekt zeigte sich zudem bezüglich des Quellvolumens. Aus der Analyseprozedur und einer später durchgeführten Justage und Neuvermessung des Speicherings folgte, daß sich die Position des Emissionsvolumens um 2 mm in Richtung Ringinnenseite verlagert hatte.

3.5.5 Zusammenfassung

Abbildung 3.11 gibt eine Übersicht über die bislang erzielten experimentellen Ergebnisse bezüglich der 1s-Lambverschiebung in wasserstoffähnlichen Systemen. Dabei erfolgt die Darstellung in Abhängigkeit der Kernladung Z und ist entsprechend Gleichung 2.7 normiert. Die ausgefüllten Symbole repräsentieren Messungen an der GSI Darmstadt [FRS (Quadrat) [StM92]; ESR-Kühler (Dreieck) [BeL94, Bey95, BeM95]; ESR-Gasjet-Target (Kreis) [BeF93, Stö93b, StM98]]. Die durchgezogene Linie stellt theoretische Vorhersagen von Johnson und Soff [JoS85] dar. Desweiteren sind in Abbildung 3.12 für den Fall von Uran, für welchen die meisten Daten vorliegen, die gewonnen Messergebnisse nochmals getrennt gezeigt. Das jüngere BEVALAC Experiment mit der Doppler-Tuned Methode findet in Kapitel 4.3 Erwähnung.

Aus Abbildung 3.12 folgt, daß in den letzten Jahren die experimentelle Präzision bei der Bestimmung der 1s-Lambverschiebung in wasserstoffähnlichem Uran um eine Größenordnung gesteigert werden konnte. Ferner zeigt sich, daß die gewonnen Meßergebnisse in guter Übereinstimmung mit der Theorie sind. Berücksichtigt man alle experimentellen Daten bezüglich Uran, so ergibt sich, daß die Genauigkeit hinsichtlich der 1s-Lambverschiebung in schweren stabilen Elementen heute etwa 13 eV erreicht hat. Daher läßt sich der Anteil der Selbstenergie von ungefähr 360 eV und jener der Vakuumpolarisation von etwa 97 eV auf einem Niveau von 2,7 % beziehungsweise 9,7 % als experimentell verifiziert ansehen, wodurch die QED in starken Feldern eine ausgezeichnete Bestätigung erfährt.

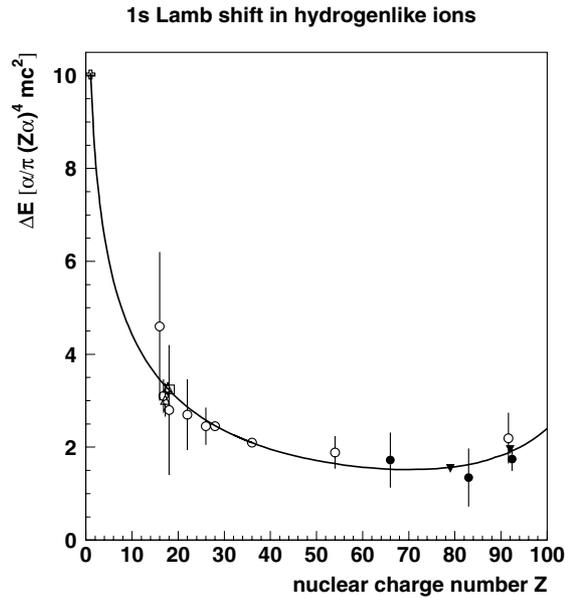


Abbildung 3.11. Normierte Darstellung der experimentellen Daten für die 1s-Lambverschiebung in wasserstoffähnlichen Ionen in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z . Durch den Bezug auf $\frac{\alpha}{\pi} \frac{(Z\alpha)^4}{n^3} m_e c^2$ ergibt sich aus der Darstellung direkt die Funktion $F(Z\alpha)$ in ihrer Abhängigkeit von der Kernladungszahl. Die ausgefüllten Symbole beziehen sich auf experimentelle Ergebnisse, welche am SIS/ERS-Beschleunigerkomplex erzielt wurden [FRS (Quadrat) [StM92]; ESR-Kühler (Dreieck) [BeL94, Bey95, BeM95]; ESR-Gasjet-Target (Kreis) [BeF93, Stö93b, StM98]]. Die durchgezogene Linie repräsentiert die theoretischen Vorhersagen von Johnson und Soff [JoS85].

Dieser Fortschritt hat seine Ursache in erster Linie in der gesteigerten Präzision, wie sie durch eine stete Weiterentwicklung der verwendeten Techniken ermöglicht wurde. Diese für unser heutiges Wissen über die QED in starken Feldern entscheidenden Entwicklungen betreffen historisch gesehen zunächst die Röntgen-Umladungskoinzidenz Methode [StM92], welche eine eindeutige Identifikation der beobachteten Strahlung erlaubt. Hierdurch war es in den frühen Experimenten möglich, nahezu untergrundfreie Spektren zu messen; dennoch blieben diese Untersuchungen an sehr schweren Ionen mit einer Kernladungszahl größer 66 aufgrund des Dopplereffekts hinsichtlich eines QED-Tests auf eine Genauigkeit von etwa 30 % beschränkt. Durch den Einsatz granularer Ge(i)-Detektoren und einer simultanen Beobachtung unter verschiedenen Winkeln gelang danach eine bessere Kontrolle der Dopplerkorrekturen, was die Präzision um einen Faktor zwei verbesserte [StM93a]. Eine weitere deutliche Steigerung der Genauigkeit wurde in den Experimenten am Elektronenkühler des ESR erreicht [BeL94, Bey95, BeM95]. Dabei ermöglichte die verwendete 0°-Spektroskopie eine Reduzierung der durch den Beobachtungswinkel bedingten Unsicherheiten und es konnte die 1s-Lambverschiebung in wasserstoffähnlichem Gold auf 3,9 % und jene von wasserstoffähnlichem Uran auf 3,4 % genau gemessen werden. Die hierbei mögliche Auflösung war indes ebenso Folge einer mittlerweile erhöhten Luminosität des ESR und einer präzisen Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit mittels des Elektronenkühlers.

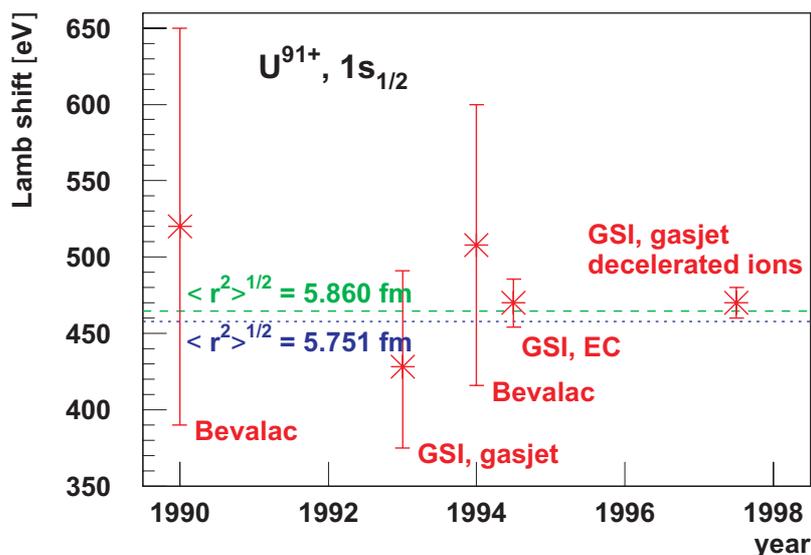


Abbildung 3.12. Zusammenstellung der experimentellen Daten, welche bislang zur 1s-Lambverschiebung in wasserstoffähnlichem Uran vorliegen. Ferner ist das frühe Resultat am BEVALAC Beschleuniger eingezeichnet [BrC90] und das Ergebnis der ebenfalls am BEVALAC, jedoch später durchgeführten Doppler-Tuned Methode [LuD94]. Die durchgezogene Linie stellt die theoretische Vorhersage [JoS85, SoB98] dar. Dabei wurde sowohl die ältere Berechnung, welche auf einem zu kleinen mittleren Kernradius beruhte, als auch jene auf dem korrigierten Wert basierende Rechnung eingezeichnet.

Die bislang genaueste, mit den Experimenten am Elektronenkühler hinsichtlich Präzision vergleichbare Messung, erfolgte am Gasjet-Target des ESR unter Verwendung der Abbrems-Technik. Hier konnte die 1s-Lambverschiebung in wasserstoffähnlichem Uran auf 2,7 % genau bestimmt werden [StM98, Stö00]. Die Genauigkeit ist dabei durch die mechanische Stabilität des Aufbaus, insbesondere aber durch die Linienbreiten der nachgewiesenen Lyman- α Strahlung begrenzt, wobei die Zählratenstatistik und die Unsicherheit in der Strahlgeschwindigkeit von untergeordneter Bedeutung sind.

Das Experiment am Elektronenkühler und jenes am Gasjet-Target mit abgebremsten Ionen, welche beide eine vergleichbare Präzision aufweisen, ließen sich weiter optimieren. Dennoch muß bezweifelt werden, ob hierdurch eine wesentliche Präzisionsteigerung erzielt werden kann. Obwohl die Untersuchungen am Elektronenkühler weniger komplex sind, zeigt sich hier die komplizierte Linienform der Lyman- α Linien als schwerwiegendes Hindernis, so daß auch in diesem Fall eine Genauigkeit weit unter 10 eV fraglich erscheint.

Damit erscheint von experimenteller Seite mit den bisherigen Ansätzen nunmehr eine Grenze in der Präzision erreicht zu sein. Zwar konnte aufgrund der technischen Entwicklung in der Speicherring-Technologie die Genauigkeit in der letzten Dekade um eine Größenordnung gesteigert werden; trotzdem reicht dies noch nicht für eine Überprüfung der QED in sehr starken elektrischen Feldern aus. Die noch ausstehende notwendige weitere Steigerung in der experimentellen Präzision um eine zusätzliche Größenordnung, wie sie zur Untersuchung der quantenelektrodynamischen Korrekturen der Ordnung α^2 in den schwersten Ein-Elektronen-Systemen unumgänglich ist, erfordert daher die Entwicklung neuer experimenteller Zugänge.

Von diesen neuen experimentellen Ansätzen, welche das Potential einer deutlich höheren Präzision und damit eines Tests der QED in den starken elektrischen Feldern wasserstoffähnlicher Schwerionen auf dem Niveau moderner Rechnungen besitzen, soll im nun folgenden Kapitel die Rede sein.

Kapitel 4

Neue Techniken zur QED-sensitiven Messung der 1s-Lambverschiebung in schweren wasserstoffähnlichen Ionen

Wie in den vorangegangenen Kapiteln dargelegt, gehört die Quantenelektrodynamik zu den am besten überprüften Theorien in der Physik. Dennoch steht die experimentelle Verifikation mit einer den theoretischen Rechnungen vergleichbaren Präzision im Bereich sehr starker elektrischer Felder, wie es durch eine Untersuchung sehr schwerer wasserstoffähnlicher Systeme zugänglich ist, noch aus.

Eine auf die theoretischen Vorhersagen sensitive experimentelle Präzision ist mit den bisherigen Techniken jedoch nicht möglich. Dies hat seine Ursache in der Verwendung von Ge(i)-Detektoren, deren hervorragende Energieauflösung hierfür nicht ausreichend ist. Daher sind von experimenteller Seite neue Konzepte erforderlich, welche als zentrale Anforderung eine wesentlich höhere Energieauflösung aufweisen müssen.

Geeignete Zugänge stellen Kalorimeter, die Verwendung von Kristallspektrometern und die Absorptionskanten-Technik dar. Hierbei stellen die beiden letztgenannten Methoden den experimentellen Rahmen der vorliegenden Arbeit dar. Im folgenden wird sich zeigen, daß diese Ansätze eine um eine Größenordnung bessere Energieauflösung als Ge(i)-Detektoren ermöglichen. Auf der anderen Seite resultieren aus der Wahl dieser Konzepte neue Herausforderungen. Hier ist insbesondere auf die erforderliche hohe Ortsauflösung von bis zu 200 μm für die Detektion der zu untersuchenden harten Röntgenstrahlung hinzuweisen. Diese experimentellen Notwendigkeiten führten zur Entwicklung spezieller Driftkammern, wie sie an der Universität Siegen von der Arbeitsgruppe Walenta realisiert werden konnten und in Kapitel 5 vorgestellt werden.

4.1 Kalorimeter

Die Kalorimeter-Technik stellt eine Entwicklung zur Messung hochenergetischer Röntgenstrahlung dar, welche an der GSI im Rahmen der Experimente zur 1s-Lambverschiebung betrieben wird [Föh96, EgB96, BlE98]. Das zugrundeliegende Nachweisprinzip ist in Abbildung 4.1 wiedergegeben [MeE97].

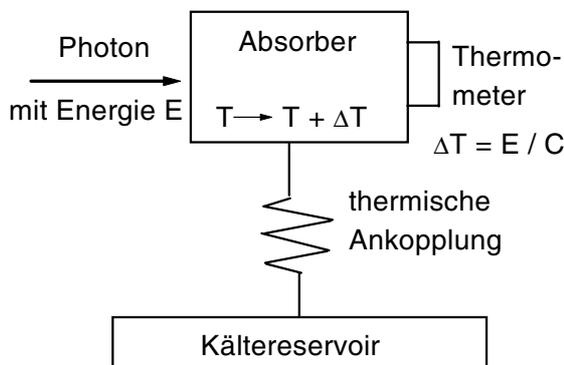


Abbildung 4.1. Funktionsprinzip eines Kalorimeters [MeE97].

Photonen werden in Materie geringer Masse absorbiert. Die Energie der Lichtquanten wird hierbei in thermische Phononen, also Gitterschwingungen umgewandelt und bedingt damit eine Temperaturzunahme ΔT des Absorbers. Die praktisch instantan deponierte Energie wird über eine thermische Verbindung einem Wärmebad zugeführt. Dabei beobachtet man das thermische Signal $\Delta T = \hbar\omega / C$, welches umgekehrt proportional zur Wärmekapazität C des Absorbers ist. Diese ist bei Festkörpern stark von der Temperatur des absorbierenden Mediums abhängig. Es gilt der Zusammenhang $C = a \cdot T + b \cdot T^3$, wobei der lineare Term den Beitrag der Leitungselektronen und der kubische Anteil denjenigen des Kristallgitters darstellt. Die Faktoren a und b sind materialspezifische Konstanten. Aus diesen Zusammenhängen wird deutlich, daß hinsichtlich einer großen Sensitivität eine möglichst niedrige Temperatur gewählt werden sollte, bewirkt doch eine Photonenabsorption aufgrund der in diesem Fall kleinen Wärmekapazität eine starke Temperaturänderung.

Der prinzipielle Vorteil von Kalorimetern ergibt sich aus einem einfachen statistischen Argument. So ist es im Fall einer Umwandlung von Energie in Ladungsträger günstig, daß hiervon ausreichend viele erzeugt werden, um den statistisch bedingten Fehler gering zu halten. Daher sind vor allem solche Ladungsträger günstig, zu deren Erzeugung eine geringe Energie nötig ist. Auf diesem Hintergrund lassen sich die gravierenden Unterschiede hinsichtlich der energetischen Auflösung zwischen Gaszählern, Halbleiterdetektoren und Kalorimetern verstehen. So werden durch Absorption eines Photons der Energie $\sim 50 \text{ keV}$ in den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Gaszählern einige tausend Ladungsträger produziert, woraus die eher geringe Energieauflösung resultiert. Für den Fall eines Ge(i)-Detektors ist eine um mindestens eine Größenordnung kleinere mittlere Energie erforderlich, um ein Ladungsträgerpaar – hier Elektron-Loch-Paare – zu erzeugen. Damit werden deutlich mehr Ladungsträger gebildet, was sich in der sehr viel höheren Energieauflösung niederschlägt. So beträgt diese bei einem Gaszähler für ein 50 keV-Photon etwa 25 %, während sie bei einem Ge(i)-Detektor ungefähr 0,5 % erreicht. Hingegen profitieren Kalorimeter bezüglich der Energieauflösung von einer massiven Produktion thermischer Phononen, deren Zahl diejenige der Elektronen-Loch-Paare bei weitem übersteigt. Durch diese hohe Zählrate eignen sich diese Detektoren gerade dann, wenn eine sehr hohe Ener-

gieauflösung durch einen Detektor selbst bereitgestellt werden soll. Dies ist im Fall des Kristallspektrometers und der Absorptionskanten-Technik jedoch nicht notwendig, da die hohe spektrale Auflösung durch diese Methoden selbst bereitgestellt wird.

Die Energieauflösung eines Kalorimeters im Bereich der Röntgenstrahlung beträgt beispielsweise 7,3 eV bei einer Photonenenergie von 6 keV [Stö98], wodurch das Auflösungsvermögen konventioneller Ge(i)-Detektoren um fast zwei Größenordnungen übertroffen wird. Desweiteren konnte die K- α Linie von Gadolinium, welche einer Photonenenergie von etwa 43 keV entspricht, mit einer Breite von 80 eV nachgewiesen werden [Stö98, BaB98].

Ein Nachteil von Kalorimetern ergibt sich aus der für eine große Temperaturänderung notwendigen Winzigkeit des Absorbers, weshalb nur ein sehr kleiner Raumwinkelbereich abgedeckt werden kann und daher die Nachweiseffizienz gering wird. Damit der Absorber eine hinreichend kleine Wärmekapazität aufweist, entsprechen dessen Ausmaße einer aktiven Fläche von typischerweise 1 mm². Außerdem weisen Kalorimeter ein relativ träges Zeitverhalten auf. Die Signalanstiegszeiten liegen bei ungefähr 100 μ s, die Abfallszeiten sogar bei 10 ms, wodurch es wiederum zu einer gravierenden Reduktion der Nachweiseffizienz kommt, da nur kleine Ereignisraten verarbeitet werden können.

Im Rahmen des Kalorimeterprojekts zur Messung der 1s-Lambverschiebung in wasserstoffähnlichen Schwerionen soll ein aus 3×36 Pixeln bestehender Detektor zum Einsatz kommen, für dessen Energieauflösung eine Genauigkeit von etwa 10^{-4} im Bereich zwischen 50 und 200 keV angestrebt wird. Die totale aktive Fläche soll ungefähr 100 mm² betragen. Eine der Herausforderungen stellt dabei das Auffinden eines geeigneten Absorbermaterials dar. Dieses muß sowohl aufgrund seiner hohen Kernladungszahl einen ausreichenden Photoabsorptionsquerschnitt aufweisen, als auch über eine geringe Wärmekapazität verfügen. Desweiteren muß die Energie der absorbierten Photonen schnell und vollständig thermalisieren. Bisher wurden vielversprechende Ergebnisse durch die Verwendung eines HgTe-Absorbers erzielt. Ebenso vielversprechend verliefen Testmessungen mit einem Sn-Absorber, mit welchem eine Auflösung von 156 eV bei 43 keV erreicht wurde [Stö98].

4.2 Das hochauflösende Kristallspektrometer

4.2.1 Geometrie des Kristallsystems

Die Bestimmung der Energie von Photonen im Bereich von ~ 100 keV mit einer Auflösung von 10^{-5} , wie es für die Überprüfung der QED in starken Feldern an wasserstoffähnlichen Schwerionen notwendig ist, stellt eine experimentelle Herausforderung dar. Kristallspektrometer weisen eine sehr hohe spektrale Auflösung für harte Röntgenstrahlung auf. So sind insbesondere ebene Kristalle für ihr großes intrinsisches Auflösungsvermögen bekannt, welches leicht $\lambda/\Delta\lambda = 10\,000$ übersteigen kann. Diese flachen wohlgeordneten Festkörper erlauben desweiteren eine absolute Bestimmung von Wellenlängen über die Laue-Bragg Gleichung $\lambda = 2d \cdot \sin \Theta_B$ durch Kenntnis des Gitterabstands d und entsprechend präzise Winkelmessungen. Ein gravierender Nachteil der Verwendung flacher Kristalle besteht jedoch in deren niedriger Detektionseffizienz, was einen Einsatz im Fall schwacher Röntgenquellen ausschließt. Daher ist für Experimente am Gasjet-Target des ESR auf fokussierende Kristallsysteme zurückzugreifen, um eine ausreichende Nachweiseffizienz zu gewährleisten.

Hierzu wurde an der Universität Jena eine spezielle Mechanik gebaut, welche eine nahezu zylindrische Verformung von dünnen Kristallen gestattet.

Kristallsysteme in fokussierender Geometrie weisen jedoch im Vergleich mit den flachen Varianten einige Besonderheiten auf. So eignen sich fokussierende Systeme nicht für eine absolute Bestimmung der Wellenlänge, sondern lediglich für deren relative Bestimmung. Daher werden Wellenlängen-Referenzen in Form von Kalibrierlinien erforderlich, wie sie durch genau vermessene radioaktive Quellen zur Verfügung stehen. Daraus ergibt sich die Aufgabe, einen Vergleich zwischen einer stationären und einer bewegten, durch den Doppler-Effekt vermittelten Quelle zu führen. Hieraus wiederum erwächst die Anforderung, die Eigenschaften des fokussierenden Kristalls und insbesondere die systematischen geometrischen Abweichungen von einem Idealkristall aufgrund endlicher Dimensionen sowie den Einfluß ausgedehnter Röntgenquellen sehr gut zu verstehen. Ferner bedarf es einer geometrischen Konfiguration, in welcher die fokussierenden Eigenschaften des Kristalls mit der Emissionscharakteristik sowohl einer stationären als auch einer relativistisch bewegten Quelle abgeglichen sind.

Als direkte Folge der geringen Wellenlänge der zu untersuchenden Strahlung, welche bei Energien zwischen 50 und 100 keV beziehungsweise bei 25 bis 12 pm liegt, ergeben sich sehr kleine Braggwinkel von wenigen Grad. Aus diesem Grund ist der Einsatz einer Transmissionsgeometrie erforderlich. Genauere Untersuchungen zeigen, daß für den Einsatz eines solchen Spektrometers eine Cauchois-Geometrie am vorteilhaftesten ist und die höchste Effizienz verspricht [FöH96]. Entsprechende Monte-Carlo Rechnungen für ein auf einem zylinderförmigen Kristall basierendes Spektrometer in Transmissionsgeometrie finden sich in [Bey97]. Hierbei wird sowohl der Fall einer stationären Röntgenquelle als auch jener einer relativistisch bewegten betrachtet. Dadurch ist sowohl das genaue Design eines solchen Spektrometers als auch eine Analyse von Experimenten möglich.

Die hinsichtlich der genannten Randbedingungen optimierte Geometrie – die modifizierte Cauchois-Geometrie – ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

Bei dem Kristallspektrometer erfolgt eine Transformation gleicher Röntgen-Wellenlängen auf zwei gemeinsame Orte auf dem sogenannten Rowland-Kreis und gestattet damit deren Bestimmung aus der Ortsinformation. Auf der konvexen Seite des zylindrischen Kristalls befindet sich die abzubildende Röntgenquelle. Die Abbildungseigenschaften definieren sich über einen allen Wellenlängen gemeinsamen polychromatischen Fokus innerhalb des Rowland-Kreises sowie durch zwei monochromatische Reflexe auf dem Rowland-Kreis selbst. Durch eine Messung der Position einer Wellenlänge relativ zu jenen von genau vermessenen Kalibrationslinien einer radioaktiven Quelle ist eine hochpräzise Bestimmung dieser zunächst unbekanntes Wellenlänge möglich. Durch die Symmetrie des Aufbaus ergibt sich dieser Vorgang der Transformation des Wellenlängenbereichs auf einen Ortsbereich auf dem Rowland-Kreis zweifach, so daß eine einzige Wellenlänge einem Paar von symmetrischen Reflexen in Form von schmalen Linien entspricht.

Zur Kompensation der sehr limitierten Nachweiseffizienz des Kristallspektrometers gibt es im wesentlichen vier Ansätze. Zum einen wird eine hohe Untergrundreduktion erforderlich. Desweiteren sind eine Verbesserung der integral reflektierten Intensität über eine Asymmetrie des Kristalls sowie die Verwendung eines dickeren Kristalls notwendig. Schließlich ist die Bereitstellung von ortsaufösenden Detektoren mit ausreichender Absorptionseffizienz im Bereich harter Röntgenstrahlung erforderlich.

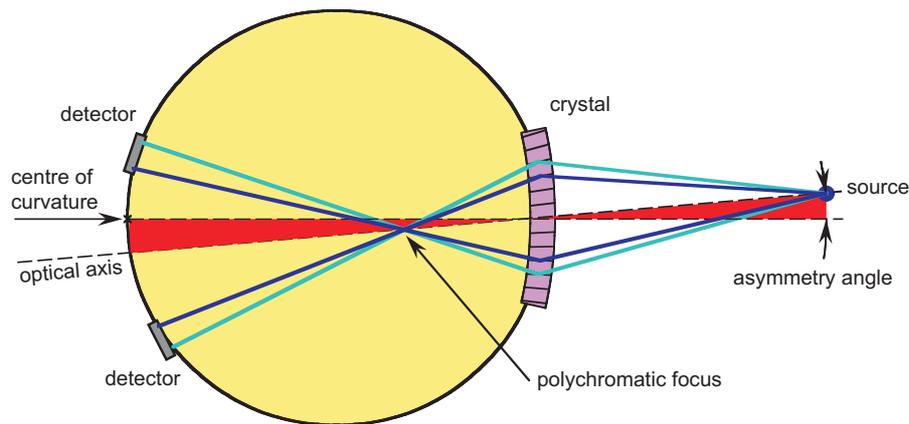


Abbildung 4.2. Schematische Darstellung der Optik des Kristallspektrometers in modifizierter Cauchois-Geometrie: Ein zylindrischer Silizium-Kristall fokussiert unterschiedliche Wellenlängen in einen gemeinsamen polychromatischen Fokus. In ortsauflösenden Detektoren werden verschiedene Wellenlängen an verschiedenen Orten nachgewiesen. Durch Verwendung eines Kristalls, dessen Gitterebenen unter einem Asymmetrie-Winkel zur Oberfläche geneigt sind sowie einer entsprechenden Korrektur der Quellposition um den gleichen Winkel zur Wiederherstellung der Symmetrie des Systems, läßt sich die Effizienz des Spektrometers um mehr als eine Größenordnung steigern. [Bey01]

Zur Untergrundelimination wurde eine 15 mm dicke Bleigehäuse verwendet. Eine Darstellung findet sich in Abbildung 6.3. Darüberhinaus wurde am polychromatischen Fokus eine Blende eingebaut, welche ebenso wie ein zusätzlicher Absorber zwischen Kristall und Quelle einen direkten und teilweise einen indirekten Einfall von Röntgenstrahlung aus der Umgebung des Emissionsvolumens verhindert.

Eine deutliche Steigerung der Effizienz, gelang durch die Verwendung eines leicht asymmetrischen Kristalls. Durch einen solchen wird eine stark verbreiterte Reflexionskurve erzeugt. Damit ist jedoch eine Reduktion der energetischen Auflösung verbunden, so daß hier ein Kompromiß zwischen Effizienz einerseits und Ortsauflösung beziehungsweise korrespondierender Energieauflösung andererseits anzustreben ist. Abbildung 4.3 zeigt diesen Effekt. Durch einen Kristall, dessen Gitterebenen um 2° zu dessen Oberfläche geneigt sind, kann eine Erhöhung der Reflektivität um mehr als eine Größenordnung erzielt werden. Eine durch die Verwendung eines solchen asymmetrischen Kristalls gestörte Symmetrie der gesamten Optik des Spektrometers ist, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, durch eine Verkipfung des Kristalls ausgleichbar.

Eine weitere Variante zur Erhöhung der integralen Reflektivität des Kristalls um etwa 100 % besteht in einer Erhöhung von dessen Dicke. Aufgrund dieser Eigenschaft kommen derzeit vorwiegend Kristalle mit einer Dicke von typischerweise 1,5 mm zum Einsatz. Eine darüber hinausgehende Dicke erscheint im Hinblick auf die damit einhergehende Reduzierung des spektralen Auflösungsvermögens als nicht ratsam.

Für eine Kompensation der mit dem hohen spektralen Auflösungsvermögen verbundenen, jedoch auch nach den vorangehend erläuterten Verbesserungen immer noch recht geringen Nachweiseffizienz des Kristallspektrometers, ergibt sich schließlich als Notwendig-

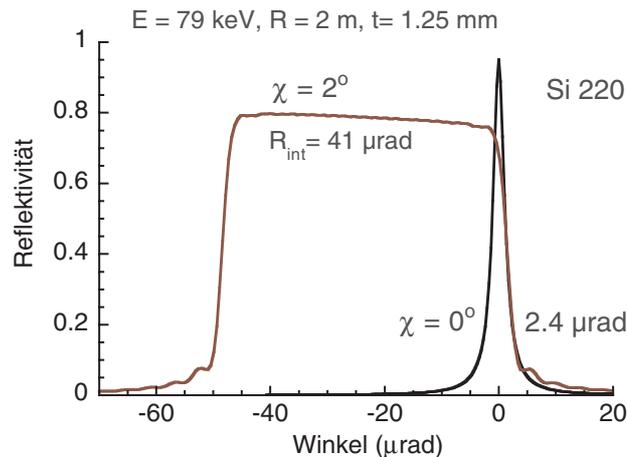


Abbildung 4.3. Reflexionskurven eines Si(220) Kristalls der Dicke 1,25 mm im asymmetrischen gebogenen Lauefall. Durch Verwendung eines Asymmetrie-Winkels von 2° wird eine drastische Erhöhung der integralen Reflektivität des Kristalls und damit der Nachweiseffizienz des gesamten Kristallspektrometers erreicht.

keit, die schwachen Intensitätslinien auf dem Rowland-Kreis mit einer maximalen Effizienz nachzuweisen. Dies beschränkt die Auswahl möglicher Detektionssysteme auf solche mit einer Absorptionseffizienz von nahezu 100 %.

4.2.2 Anpassung an relativistisch bewegte Quellen

Im Falle einer Beobachtung von Röntgenstrahlung am Gasjet-Target des ESR ist zu beachten, daß infolge des Doppler-Effekts die Wellenlängen der Photonen eine winkelabhängige Verschiebung erfahren. Dies führt bei einer Untersuchung, welche einen endlichen Bereich an Beobachtungswinkeln abdeckt, zu einer deutlichen Verbreiterung der Linien. Ein ähnlicher Effekt ergibt sich prinzipiell auch für das Kristallspektrometer, detektiert doch dieses ebenso Photonen aus einem endlichen Winkelbereich. Hier aber läßt sich eine spezielle Geometrie dergestalt wählen, daß die unerwünschte Linienverbreiterung aufgrund der Doppler-Transformation unterdrückt wird. Bei dieser Konstellation, wie sie in Abbildung 4.4 gezeigt ist, liegt der Gasjet in der Ebene des Rowland-Kreises und der Ionenstrahl senkrecht hierzu. Dabei findet eine Beobachtung der beiden symmetrischen Reflexe mit zwei ortauflösenden Detektoren statt, die beide unter 90° zum Ionenstrahl stehen. In dieser Konstellation wird eine Röntgenlinie als leicht geneigte Linie ohne Dopplerverbreiterung abgebildet. Die Neigung ist Resultat der Wellenlängenabhängigkeit des Eintreffwinkels der Photonen auf den Kristall.

Abbildung 4.5 stellt diesen Zusammenhang für vernachlässigbare natürliche Linienbreiten nochmals graphisch dar [Bey97]. Gezeigt sind Simulationen der Reflexe, wie sie durch Photonen der Energie 100 keV einer stationären Quelle (links) und für eine bewegte Quelle mit $\beta = 0,2$ (rechts) erzeugt werden. Deutlich zeigt sich die Symmetrie der abgebildeten Linie im Fall einer stationären Quelle, während diejenige von relativistisch bewegten Ionen geneigt erscheint. Desweiteren zeigt ein Schnitt durch die Intensitätsverteilung, daß ohne

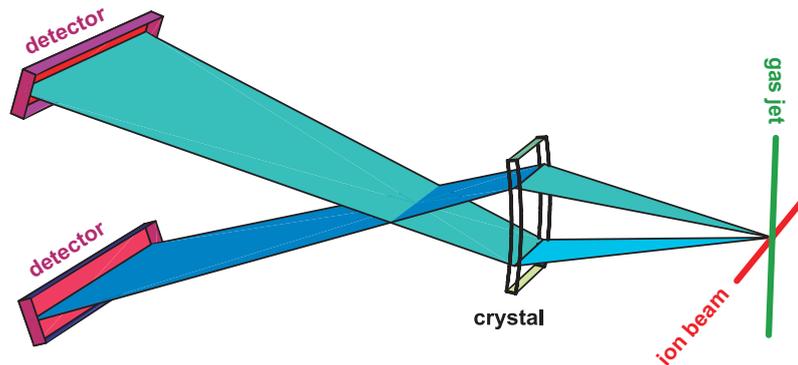


Abbildung 4.4. Konfiguration des Kristallspektrometers am Gasjet-Target des ESR. Die Beobachtung der beiden symmetrischen Reflexe erfolgt in beiden Fällen unter 90° . Hierdurch hat der Doppler-Effekt lediglich eine Neigung der nachzuweisenden Linien zur Folge, nicht aber deren Verbreiterung. Damit können die Röntgenlinien ohne kinematisch bedingte Linienverbreiterung im Ort respektive der Energie untersucht werden.

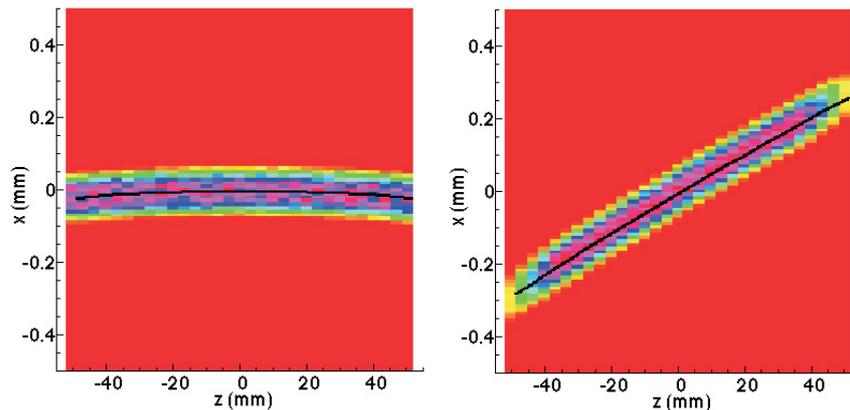


Abbildung 4.5. Simulation der Intensitätsverteilung auf dem Rowland-Kreis im Fall der gewählten speziellen geometrischen Konstellation am Gasjet-Target. Links ist der Reflex einer stationären Quelle gezeigt, rechts jener einer mit $\beta = 0,2$ bewegten Quelle. Dabei liegt eine Photonenenergie von 100 keV zugrunde. x bezeichnet die Richtung der Dispersion auf dem Rowland-Kreis, z die auf diesem senkrecht stehende Koordinate. Als relevante Kristallebenen sind Si(220)-Ebenen angenommen. Der Krümmungsradius beträgt 1 m. Die natürlichen Linienbreiten wurden vernachlässigt.

eine natürliche Linienbreite die Breite der auf dem Rowland-Kreis beobachteten Linien lediglich wenige Mikrometer beträgt, was einem Auflösungsvermögen von $\lambda/\Delta\lambda \approx 18\,000$ entspricht. Daher ist davon auszugehen, daß die erreichbare Auflösung in einem Experiment von der Ortsauflösung der verwendeten Detektoren bestimmt wird. Schließlich zeigen die Rechnungen in [Bey97], daß die beiden symmetrischen Reflexe einer einzigen Wellenlänge dieselbe Intensität aufweisen und die Linienformen innerhalb der statistischen Genauigkeit als symmetrisch anzusehen sind.

Die erreichbare Genauigkeit der Wellenlängen-Messung wird durch eine Unbestimmtheit in der Position der Quelle limitiert; durch die beschriebene Geometrie des Kristallspektrometers wird ein solcher Einfluß jedoch zumindest in einer Richtung nahezu vollständig unterdrückt. So bewirkt eine Verschiebung der Quelle entlang der Symmetrieachse des Spektrometers um 100 mm nur eine kleine Verschiebung des Reflexes um wenige Mikrometer. Zwar führt eine Verschiebung des Quellvolumens entlang des Symmetrieachse zu einer Änderung des Reflexionsortes auf dem Kristall von wenigen Millimetern sowie zu einer Verschiebung des allen Wellenlängen gemeinsamen polychromatischen Fokusses; eine Änderung des Nachweisortes auf dem Rowland-Kreis bleibt jedoch klein.

Desweiteren bleibt die Linienbreite über einen weiten Bereich des Abstands zwischen Emissionsvolumen und Kristall annähernd konstant. Ferner wächst die Nachweiseffizienz mit sinkendem Quellabstand an, was dadurch zustande kommt, daß die Zunahme des relevanten Raumwinkels die abnehmende Effizienz des Kristalls in ihrer Konsequenz übertrifft.

4.2.3 Erste Ergebnisse einer Laboruntersuchung

Ergebnisse einer Laboruntersuchung mit einer stationären ^{169}Yb Quelle sind in Abbildung 4.6 gezeigt. Der Nachweis der emittierten Tm- $K\alpha$ Linien mit einer Energie von 49,7727 und 50,7415 keV respektive 24,910094 und 24,434485 pm erfolgte mit Hilfe eines verfahrenbaren konventionellen Ge(i)-Detektors in Kombination mit einer direkt vor diesem angebrachten Schlitzblende [BeB99].

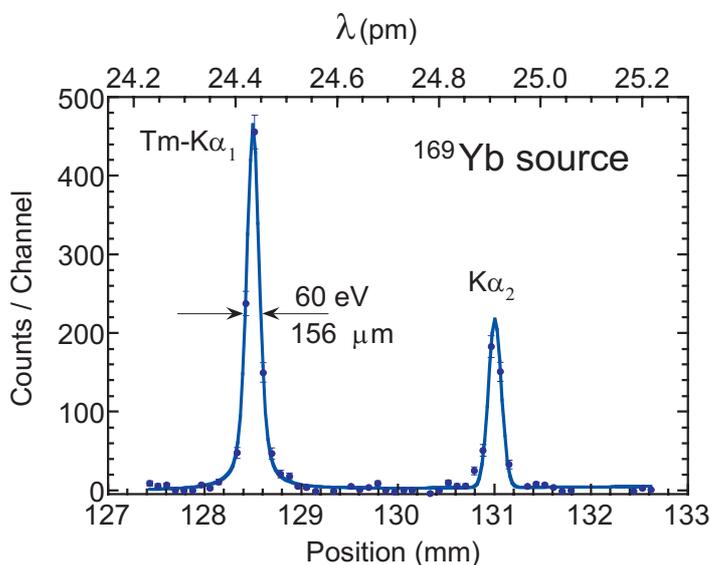


Abbildung 4.6. Eines der beiden symmetrischen Orts- respektive Wellenlängenspektren des Kristallspektrometers, aufgenommen in einer Labormessung mittels eines hinter einer Schlitzblende befindlichen, mit dieser verfahrenbaren konventionellen Ge(i)-Detektors. Als stationäre Quelle diente ^{169}Yb , wobei deren emittierte Tm- $K\alpha$ Linien mit einer Energie von 49,7727 und 50,7415 keV respektive 24,910094 und 24,434485 pm nachgewiesen wurden. [BeB99]

Kristall	Si(220): $40 \times 80 \times 1,5 \text{ mm}^3$
Biegeradius	2 m
Gitterabstand	3,840311 Å
Asymmetrie-Winkel χ	2°
Inverse Dispersion	$\sim 2,5 \text{ mm/keV}$
Effizienz für zwei Reflexe	$\sim 2 \times 6 \times 10^{-8}$

Tabelle 4.1. Charakteristische Parameter des Kristallspektrometers.

Es zeigt sich aus den beiden dargestellten Linien und den hierzu symmetrischen Partnern, daß die Wellenlängenskala des Kristallspektrometers in guter Näherung linear ist. Der Energiedifferenz der beiden dargestellten Linien von 968,8 eV entspricht eine gemessene räumliche Trennung von 2,492 mm (Simulation: 2,497 mm). Desweiteren ist die beobachtete Linienbreite von 60 eV (FWHM) konsistent mit der erwarteten von 63 eV, welche sich aus der natürlichen Linienbreite von 30 eV, derjenigen aus der Kristalloptik von 41 eV und schließlich aus den der Schlitzbreite von $100 \mu\text{m}$ entsprechenden 38 eV ergibt. Die gemessene Linienbreite von 60 eV, was in diesem Fall eine räumliche Breite von $156 \mu\text{m}$ bedeutet, liegt somit um etwa eine Größenordnung unter der Energieauflösung konventioneller Ge(i)-Detektoren. Damit ist ein Instrument realisiert, welches eine deutlich höhere spektrale Auflösung im Bereich harter Röntgenstrahlung besitzt als die in den bisherigen Experimenten zur Messung der 1s-Lambverschiebung in wasserstoffähnlichen Schwerionen verwendeten Halbleiter-Detektoren.

In Tabelle 4.1 sind die wesentlichen charakteristischen Parameter des Kristallspektrometers zusammengefaßt. Die Energiedispersion beträgt $\sim 2,5 \text{ mm/keV}$ und ermöglicht bei den vorliegenden geringen Linienbreiten eine präzise Bestimmung der Positionen. Schließlich fällt auf, daß trotz eines optimierten Aufbaus in fokussierender Geometrie die Effizienz mit ungefähr $2 \times 6 \times 10^{-8}$ moderat ausfällt.

4.2.4 Anforderungen an ein Detektionssystem

Hinsichtlich eines Nachweissystems ist zunächst eine sehr hohe Einzelphotonenempfindlichkeit für harte Röntgenstrahlung unverzichtbar. Darüberhinaus stellt das Konzept eines fokussierenden Kristallspektrometers in modifizierter Cauchois-Geometrie jedoch weitere Anforderungen [FöH96]. So muß in Dispersionsrichtung des Spektrometers, also tangential zum Rowland-Kreis, eine Breite von etwa 20 mm überdeckt werden. Hierbei muß in dieser Richtung hinsichtlich der angestrebten Energieauflösung von 1 eV eine Auflösung von $200 \mu\text{m}$ gewährleistet sein. Da die zu messenden Linien einer bewegten Quelle nicht senkrecht zur Ebene des Rowland-Kreises stehen, sondern durch den Doppler-Effekt geneigt sind, ist darüberhinaus eine Ortsauflösung im Millimeterbereich orthogonal zu dieser Kreisebene unabdingbar.

Bisher konnten weder Szintillationsdetektoren [GM47 Bräuning96], welche bei einer Einzelphotonenmessung Rauschprobleme aufweisen, noch Halbleiterdetektoren auf der Basis von Ge, GaAs oder CdTe realisiert werden, welche diesen Anforderungen genügen. Lediglich auf dem Gebiet der Ge(i)-Detektoren wurden vor kurzem Fortschritte in dieser

Richtung erzielt. So konnte am Forschungszentrum Jülich in Zusammenarbeit mit der GSI Darmstadt ein Prototyp eines Ge(i)-Streifendetektors entwickelt werden, welcher eine ein-dimensionale Ortsauflösung von wenigen $100\ \mu\text{m}$ aufweist [Stö99b]. Die Realisation einer zweidimensionalen Auflösung steht jedoch noch in der Entwicklung.

Dennoch konnte schon Jahre zuvor ein Detektorkonzept entwickelt werden, welches sowohl eine Absorptionseffizienz von nahezu 100 %, als auch eine mehrdimensionale Ortsauflösung zur Verfügung stellt. So konnte in der Arbeitsgruppe Walenta von der Universität Siegen, welche über zahlreiche Erfahrungen hinsichtlich gasgefüllter Ionisationsdetektoren auf der Basis von Vieldrahtproportional- und Driftkammern zur mehrdimensionalen Ortsmessung im Bereich niederenergetischer Photonen verfügt, ein solcher Detektor für harte Röntgenstrahlung entwickelt werden [Str00].

Vorausgreifend sei jedoch erwähnt, daß sich durch das in Kapitel 6 beschriebene, im Rahmen dieser Arbeit erfolgte erste Experiment mit dem Kristallspektrometer am ESR im Jahre 1999 herausgestellt hat, daß die geringe Nachweiseffizienz des Spektrometers eine Verwendung dieser Driftdetektoren mit Xenon unter Hochdruck verhindert. Dies hat seine Ursache in der hohen Dunkelrate der Detektoren in Kombination mit der geringen Energiediskriminanz. Diese konnten erst kurz vor dem Experiment in Betrieb genommen werden, so daß eine eingehendere Betrachtung ihrer Eigenschaften im Nachhinein erfolgen mußte. Die Ergebnisse der ebenfalls im Zusammenhang mit dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen werden in Kapitel 5 vorgestellt.

Obwohl die Driftdetektoren in ihrer Vorreiterrolle zwar nicht für Experimente mit niedrigsten Ereignisraten nutzbar sind, stellen sie dennoch ein hervorragendes Nachweissystem für das dritte experimentelle Konzept zur hochpräzisen Messung der 1s-Lambverschiebung in wasserstoffähnlichen Schwerionen dar: die Absorptionskanten-Technik. Von dieser Methode, welche nach einem zum Kristallspektrometer-Experiment parasitären Pilotexperiment [Str00] erstmalig unter einer rigiden geometrischen Konzeption im August 2000 im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurde (siehe Kapitel 7), soll im folgenden Kapitel die Rede sein.

4.3 Die Absorptionskanten-Technik

4.3.1 Grundlagen

Als Absorptionskante wird der sprunghafte Anstieg der Absorptionswahrscheinlichkeit im energieabhängigen Absorptionsprofil eines Absorbermaterials bezeichnet, wie er sich immer dann zeigt, wenn die Photonenenergie die Bindungsenergie einer Elektronenschale überschreitet. Generell beträgt die Breite der K-Schalenkante schwerer Absorber mit einer Kernladungszahl etwa 20 bis 50 eV. Damit eignen sich diese Absorptionskanten zur Bestimmung der Energie harter Röntgenstrahlung, da deren geringe Breite einen präzisen energetischen Vergleichsmaßstab darstellt.

Voraussetzung für den Einsatz solcher Absorptionskanten zur Energiebestimmung harter Röntgenstrahlung ist jedoch, daß die zu bestimmende Röntgenlinie energetisch eindeutig diesem scharfen Bereich des sprunghaften Anstiegs der Absorptionswahrscheinlichkeit zugeordnet werden kann. Dies ist insbesondere dann möglich, wenn es gelingt, die zu unter-

suchende Röntgenlinie kontrollierbar über die Kante des Absorbers zu verschieben. Hierzu bieten sich prinzipiell folgende Verfahren an:

1. Unter Ausnutzung der Abhängigkeit der Photonenenergie des RR-Prozesses von der Energie des Elektronen- beziehungsweise Ionenstrahls wird die Photonenintensität hinter dem Absorber als Funktion der präzise variablen Strahlenergie nachgewiesen [StK97, KrE98].
2. Im Fall relativistisch bewegter Ionen läßt sich dem die Energieauflösung limitierenden Doppler-Effekt eine positive Seite abringen, indem dessen Abhängigkeit von Beobachtungswinkel und Strahlgeschwindigkeit ausgenutzt wird [ScM73, Sch74, ScM82, ScB91, Gou93]. Wird hierbei die Winkelabhängigkeit der beobachteten Strahlung genutzt, so ist ein orts aufgelöster Nachweis der Photonenintensität hinter dem Absorber notwendig, was als Doppler-Tuned Methode bezeichnet wird [ScB91]. Findet hingegen die Abhängigkeit der Energie im Laborsystem von der Strahlgeschwindigkeit Verwendung, so spricht man von der Velocity-Tuned Methode [Bey95b], obwohl diese ebenfalls auf dem Doppler-Effekt basiert. Während im Fall der Winkelabhängigkeit eine breite räumliche Energieverteilung der Photonen und damit die gesamte Absorberkante durch ortsauflösende Detektoren simultan aufgenommen werden kann, bedarf es bei der Variation der Strahlgeschwindigkeit einer seriellen Messung einzelner Werte auf der Absorptionskante.

Der erste Einsatz dieser Methode an einem Beschleuniger wurde in [ScM73] vorgestellt. Hier erfolgte die Vermessung der Energie des $2^1P_1 \rightarrow 1^1S_0$ Übergangs mittels der L_{III} -Kante von Silber. Das bekannteste Experiment mit der Absorptionskanten-Technik an Beschleunigern ist die Pionierarbeit von Schweppe und Mitarbeitern [ScB91], denen es gelang, unter Verwendung der L-Schalenkante von Argon den $2p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2} \Delta n = 0$ Übergang in lithiumartigem Uran von etwa 4,5 keV mit einer absoluten Genauigkeit von 0,09 eV zu bestimmen. Dieses Ergebnis stellte über Jahre die genaueste Überprüfung der Quantenelektrodynamik in starken Feldern dar und wurde erst 1997 von einer Messung des entsprechenden Übergangs in lithiumartigem Wismut übertroffen [BeO98]. Weitere Experimente, in welchen die Absorptionskanten-Technik an Beschleunigern bislang angewendet wurde, finden sich in [LuD94, StK97, KrE98, KrS98].

Bei dem im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten und in Kapitel 7 beschriebenen Experiment zur Absorptionskanten-Technik am Gasjet-Target des ESR liegt als Herangehensweise die zweite Variante zugrunde: die Verschiebung der zu bestimmten Röntgenenergie über die Absorberkante mittels der Winkelabhängigkeit des Doppler-Faktors $D(\beta, \Theta)$. Dabei wurde speziell eine solche Konstellation gewählt, in der aus dem Emissionsvolumen am Gasjet-Target kommende Lyman- α Strahlung aufgrund ihrer Winkelabhängigkeit eine gesamte K-Absorptionskante simultan in ein räumliches Intensitätsspektrum transformiert. Damit war es möglich, unter Zuhilfenahme der ortsauflösenden Driftkammern, welche durch ihre nicht-diskrete Ortsinformation für diesen Zweck geradezu prädestiniert sind, den kompletten Verlauf der Absorptionskante zeitgleich zu detektieren. Das zugrunde liegende Prinzip dieser verwendeten Variante der Absorptionskanten-Technik ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

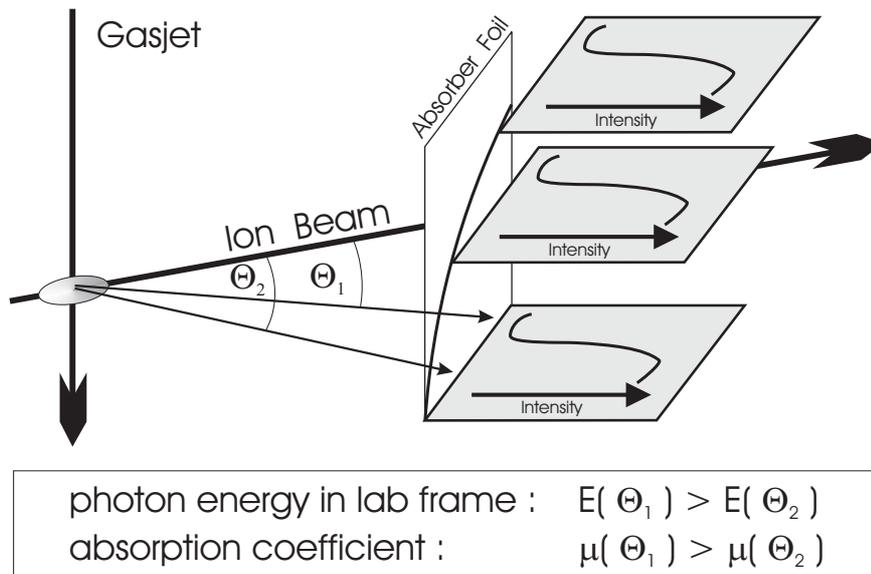


Abbildung 4.7. Prinzipielle Funktionsweise der Absorptionskanten-Technik am Gasjet-Target des ESR. Eine fixe Energie emittierter Photonen wird durch die relativistische Lorentz-Transformation in ein mit dem Winkel variierendes Energiespektrum überführt. Da hierbei lediglich der Winkel zum Ionenstrahl eingeht, liegen die Raumrichtungen gleicher Laborenergien auf Kegeln um die Strahlachse. Daher sind die einer festen Energie zugeordneten räumlichen Positionen einer Absorptionskante im allgemeinen auf einer gekrümmten Kurve angeordnet, wie es in der Abbildung angedeutet ist. Durch die winkelabhängige Variation der im Laborsystem beobachteten Energie ist eine räumliche Abbildung von Absorptionskanten möglich. Unter Kenntnis dieser energetisch extrem scharfen Kanten läßt sich durch Umkehrung der Lorentz-Transformation die Photonenenergie im Emittersystem bestimmen.

4.3.2 Spektrales Auflösungsvermögen

Bei einem solchen Experiment, welches explizit auf dem Doppler-Faktor $D(\beta, \Theta)$ basiert, sind einige Besonderheiten zu beachten. Es erfolgt, wie in Kapitel 3.4 detaillierter ausgeführt wurde, bei einer Beobachtung der Strahlung relativistisch bewegter Ionen im Laborsystem eine Verschiebung der Energie in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels Θ relativ zur Ionenstrahlachse sowie der normierten Teilchengeschwindigkeit β gemäß $E_{Lab} = D^{-1}(\beta, \theta) E$. Daher stellt sich für den allgemeinen Fall die grundlegende Frage, welche Beobachtungswinkel und Strahlgeschwindigkeiten bezüglich des verfolgten Ziels einer möglichst großen Energiepräzision als günstig anzusehen sind.

Die Ermittlung der unbekanntenen Röntgenenergie geschieht durch die Bestimmung des räumlichen Intensitätsverlaufs der Absorptionskante. Da deren energetische Lage als bekannt angenommen werden kann, ergibt sich aus der Rücktransformation mit den beiden Parametern Beobachtungswinkel Θ und Strahlgeschwindigkeit β die gesuchte Röntgenenergie. Es ist daher hinsichtlich einer großen Genauigkeit nach einer solchen Parameterkonstellation zu suchen, welche die zu beobachtende Absorptionskante möglichst breit erscheinen

läßt, oder mit anderen Worten, welche die Dispersion dieses Spektrometerkonzepts maximiert. Es folgt hieraus, daß es hinsichtlich einer maximalen Dispersion günstig wäre, einen Beobachtungswinkel nahe 0° oder 180° zu wählen und die Strahlgeschwindigkeit nicht allzu groß werden zu lassen.

Dennoch ist es nicht vornehmlich die Dispersion, welche die wesentliche Rolle für die erreichbare Präzision in der Energiebestimmung einnimmt. Von weit größerer Bedeutung für eine genaue Vermessung der Röntgenenergie ist jene Unsicherheit, welche sich über die notwendige Doppler-Transformation aus den Unbestimmtheiten in den kinematischen Parametern Θ und β ergibt. Dabei ist deren Einfluß auf die Genauigkeit einer Messung, welcher aufgrund der nicht-linearen Natur der Doppler-Transformation wiederum von den Werten dieser Parameter selbst abhängt, gemäß

$$\left[\frac{\Delta E_0}{E_0}\right]^2 = \left[\frac{\beta \sin \Theta}{1 - \beta \cos \Theta} \Delta \Theta\right]^2 + \left[\frac{\gamma^2(\beta - \cos \Theta)}{1 - \beta \cos \Theta} \Delta \beta\right]^2 + \frac{\Delta E_{Lab}}{E_{Lab}} \quad (4.1)$$

abschätzbar. Im Fall der Möglichkeit, über die beiden kinematischen Parameter ausreichend verfügen zu können, lassen sich die entsprechenden Vorfaktoren minimal gestalten. Bei dem später vorgestellten Experiment am Gasjet-Target hingegen sind die wenigen möglichen Beobachtungswinkel limitiert, so daß eine freie Wahl lediglich noch in β erfolgen kann. Darüberhinaus wurde in diesem Experiment der Weg einer geometrischen Überbestimmung angestrebt, wie er sich zur notwendigen Kontrolle der geometrischen Verhältnisse aufgrund der Erfahrungen aus dem Pilotexperiment, welches 1999 parallel zum Kristallspektrometer Experiment durchgeführt wurde, als eine Notwendigkeit hinsichtlich der zu erreichenden Genauigkeit herausgestellt hat [Str00]. Die hierdurch bedingte gleichzeitige Verwendung dreier Detektoren unter verschiedenen Beobachtungswinkeln stellt nun aber eine weitere Einschränkung dar. So lassen sich nur schwerlich geeignete Strahlgeschwindigkeiten auffinden, für welche bezüglich der zu untersuchenden Strahlung für jeden der drei Detektoren unter deren jeweils vorgegebenen Beobachtungswinkeln passende Absorbermaterialien existieren. Daher ist auch β als praktisch gegeben anzusehen, so daß eine Minimierung der obigen, die Präzision beeinflussenden Vorfaktoren durch eine günstige Wahl der kinematischen Parameter faktisch nicht möglich ist. Damit verbleibt als Möglichkeit einer Maximierung der Energieauflösung lediglich die Minimierung der Unsicherheiten $\Delta \Theta$ und $\Delta \beta$ in der Kenntnis der kinematischen Parameter.

Für die Bestimmung der Strahlgeschwindigkeit respektive deren normierter Variante β existieren prinzipiell drei verschiedene Möglichkeiten [CS36 Beyer95]. Da die Energie der im Laborsystem beobachteten Linien von der Strahlgeschwindigkeit abhängt – im Fall der hierfür besonders interessanten RR- und REC-Linien über die Doppler-Transformation und die kinetische Energie der einzufangenden Elektronen – kann zunächst aus einer Vermessung des relativen energetischen Abstands benachbarter Linien im nachgewiesenen Röntgenspektrum eine Bestimmung von β erfolgen. Jedoch ist die hierbei erreichbare Genauigkeit auf etwa $\Delta \beta / \beta \sim 10^{-4}$ begrenzt.

Eine andere Methode zur Ermittlung von β ergibt sich aus der Umlauffrequenz der gespeicherten Ionen. Diese kann aus dem Frequenzspektrum der Signale aus einer Schottky-Diagnose bestimmt werden. Zur Errechnung der Strahlgeschwindigkeit aus der Umlauffrequenz ist jedoch eine genaue Kenntnis der Bahnlänge im Speicherring nötig. Da diese lediglich mit einer Genauigkeit von ungefähr $\Delta l / l \sim 10^{-4}$ bekannt ist, ergibt sich

auch in diesem Fall eine Präzision in der Bestimmung der Strahlgeschwindigkeit von etwa $\Delta\beta/\beta \sim 10^{-4}$.

Nun gewährt aber die Nutzung des Elektronenkühlers die Verfügbarkeit von Ionenstrahlen von hoher Qualität. Diese zeigt sich nun nicht nur in einem kleinen Durchmesser des Strahls, welcher zu einem geringen Emissionsvolumen am Gasjet-Target und damit zu einer Reduzierung des mit einem endlichen Beobachtungswinkel assoziierten Fehlers führt, sondern auch zu einer sehr schmalen Geschwindigkeitsverteilung der Ionen. Die longitudinale Ionengeschwindigkeit ist nun über die Hochspannung des Elektronenkühlers gemäß $(\gamma - 1) \cdot mc^2 = eU_{Kühler}$ sehr genau bestimmt, so daß hieraus eine präzise Ermittlung möglich ist. Dabei ist anzumerken, daß der Elektronenstrahl ein Raumladungspotential erzeugt, welches das von außen angelegte Potential verändert und die Beschleunigungsspannung herabsetzt. Daher ist die Spannung des Elektronenkühlers um die durch die Raumladung induzierte sogenannte Potentialdepression in der Größenordnung von wenigen Elektronenvolt zu reduzieren. Eine Abschätzung der Genauigkeit, mit welcher die Strahlgeschwindigkeit aus der Kühlerspannung ermittelt werden kann, ergibt sich aus dem linearen Zusammenhang

$$\Delta\beta = \frac{1}{\beta\gamma^3} \cdot \frac{e}{mc^2} \cdot \Delta U_{Kühler} \quad . \quad (4.2)$$

Hieraus erhält man einen typischen Wert von $\Delta\beta \sim 6 \times 10^{-6} \cdot \Delta U_{Kühler}$ für $\beta = 0,3$. Die Hochspannung des Elektronenkühlers ist von der Physikalisch-Technischen-Bundesanstalt PTB, Braunschweig, vermessen worden. Dabei ergab sich eine Unsicherheit von weniger als 25 eV bei einer Hochspannung von 180 keV [BeM95]. Für den Fall einer geringeren Strahlenergie reduziert sich der Fehler entsprechend, so daß bei einer Unsicherheit in der Kühlerspannung von dann nur noch wenigen Elektronenvolt von einem Geschwindigkeitsfehler in der Größenordnung von $\Delta\beta/\beta \sim 10^{-5}$ auszugehen ist. Damit stellt die Hochspannung des Elektronenkühlers den genauesten Zugang zur Ermittlung der Strahlgeschwindigkeit dar.

Der Fehler, welcher sich aus der ungenauen Kenntnis des Beobachtungswinkels ergibt, setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen. Zunächst hängt der Beobachtungswinkel von der Position des Detektorgehäuses in Bezug zum Emissionsvolumen ab. Dieser kann prinzipiell für alle drei benutzten Detektoren mittels optischer Triangulation bestimmt werden. Das hierbei erforderliche Bezugsnormale bilden die Lagen der dem Gasjet-Target vor- und nachgelagerten Dipolmagnete. Da die Position dieser ionenoptischen Komponenten auf eine zeitlich ältere Messung zurückgeht, ist den Meßergebnissen jedoch mit einer gewissen Vorsicht zu begegnen. Desweiteren ist nicht gewährleistet, daß die tatsächliche Ionenstrahlachse mit jener durch die Dipolmagnete definierten identisch ist, so daß eine Verschiebung des Emissionsvolumens als Überlagerung von Ionenstrahl und dem ebenso in seiner Lage nur begrenzt bekannten Gasjet nicht auszuschließen ist. Nicht zuletzt aus diesem Grund erfolgte das Experiment zur Absorptionkanten-Technik, wie es in Kapitel 7 vorgestellt wird, unter gleichzeitiger Verwendung dreier Detektoren an verschiedenen Positionen bei jeweils zwei unterschiedlichen Strahlgeschwindigkeiten mit dem Ziel einer Überbestimmung des geometrischen Systems.

Desweiteren bleibt selbst bei einer perfekten Kenntnis der Position des Detektorgehäuses fraglich, wo sich das eigentliche sensitive Volumen befindet. Zwar wurde durch die Verwen-

derung von Paßstiften eine möglichst exakte Reproduzierbarkeit des Detektor-Innenlebens angestrebt; trotzdem führte der Herstellungsprozeß des für hohe Drücke ausgelegten Gehäuses zu dessen Verformung, so daß einer vermuteten genauen Kenntnis der relativen Position des aktiven Volumens mit Skepsis zu begegnen ist. Es konnte jedoch eine zweifache Lösung dieses Problems gefunden werden. So wurde zum einen eine Maskenstruktur konzipiert, welche sich mit einer sehr hohen Reproduzierbarkeit von wenigen Mikrometern direkt vor dem Fenster eines jeden Detektors anbringen läßt. Diese Masken wurden vor und nach dem Experiment eingemessen und definieren den vermessenen Beobachtungswinkel zur Ionenstrahlachse.

Ferner konnte mithilfe eines Monte-Carlo Programms konnte ein gutes Verständnis der geometrischen Verhältnisse realisiert werden. Bei diesem Zugang zur quantitativen Analyse der gewonnenen Daten kann die durch einen Absorber modulierte Intensitätsverteilung der Röntgenphotonen im sensitiven Detektorvolumen simuliert werden. Dabei stellen die Absorptionskanten mit ihrer energetischen Lage, ihrer Breite und ihrer Stufenhöhe sowie die Strahlgeschwindigkeit vorgegebene Parameter dar, wohingegen der Beobachtungswinkel, die Form und Größe des Emissionsvolumens und die Photonenenergie im bewegten Ionensystem als freie Parameter auftreten. Hierdurch ist es möglich, die geometrischen Bedingungen implizit einer strengen Kontrolle zu unterwerfen. Eine eingehendere Darstellung hierzu findet sich in Kapitel 7.

Schließlich ist der Fehler, welcher sich aus einer Unsicherheit im Beobachtungswinkel ergibt, ebenfalls durch die eigentliche Ortsauflösung der verwendeten Driftdetektoren bestimmt. Dabei besteht zwischen dem Winkelfehler $\Delta\Theta_{Ortsaufl.}$ als Folge der Ortsauflösung Δx des sich im Abstand l zum Emissionsvolumen befindlichen Detektors die Beziehung

$$\frac{\Delta x}{l} = \tan(\Delta\Theta_{Ortsaufl.}) \approx \Delta\Theta_{Ortsaufl.} \quad (4.3)$$

Auf die hierbei die zentrale Rolle einnehmende Ortsauflösung der Driftdetektoren wird detailliert im folgenden Kapitel 5 eingegangen.

4.3.3 Anforderungen an einen Absorber

Für die Nutzung der Absorptionskanten-Technik zur Spektroskopie harter Röntgenstrahlung ist eine sorgfältige Auswahl des zu verwendenden Absorbermaterials bedeutsam. Dabei ergeben sich mehrere Voraussetzungen, welche ein Absorber zu erfüllen hat:

1. Zunächst sollte die verwendete, eine endliche Breite aufweisende Absorptionskante keinerlei Strukturen besitzen. Solche Strukturen in der Umgebung von Absorptionskanten sind insbesondere für die Festkörperforschung von Interesse, da sie Informationen über die lokale Umgebung der absorbierenden Atome enthalten [Kos20, Ste74]. Bei Materialien mit einer hohen Ordnungszahl ab $Z \sim 50$ existiert eine solche Feinstruktur nicht mehr, so daß diese Materialien die Absorber der Wahl darstellen.
2. Da eine Kalibration von unbekanntem Röntgenlinien mittels einer Absorptionskante eine genaue Kenntnis von deren Verlauf voraussetzt, müssen die wesentlichen Parameter der Absorptionskante bekannt oder zumindest prinzipiell bestimmbar sein.

Als Beispiele gut vermessener Absorptionskanten schwerer Absorber sei hinsichtlich Wolfram, Tantal und Blei [Bea60] auf [Gal97] und bezüglich Erbium auf [Lum81] verwiesen.

Nach Identifikation eines bestimmten Absorbermaterials ist dessen optimale Dicke d zu ermitteln, bestimmt diese doch den Kontrast des Absorptionsprofils. Dieser Kontrast K , welcher hinsichtlich der experimentellen Genauigkeit maximal gewählt werden sollte, definiert sich über die auf die Intensität vor dem Absorber I_0 normierte Differenz der hinter dem Absorber beobachteten Intensitäten oberhalb und unterhalb der Kante. Hieraus läßt sich mit der funktionalen Abhängigkeit der Intensität von der Dicke des absorbierenden Mediums mit dessen Dichte ρ gemäß $I = I_0 e^{-\rho\mu d}$ die optimale Dicke ermitteln:

$$d_{opt} = \frac{1}{\rho} \frac{\ln(\mu_{oben} / \mu_{unten})}{\mu_{oben} - \mu_{unten}} . \quad (4.4)$$

Hierbei stellen μ_{oben} und μ_{unten} die Absorptionskoeffizienten oberhalb und unterhalb der Kante dar, welche von der Photonenenergie sowie vom Absorbermaterial selbst abhängen. Es ergeben sich für schwere Absorber optimale Dicken von etwa $100 \mu\text{m}$.

4.3.4 Form der Absorptionskante

Da eine Bestimmung von Röntgenenergien aus hochgeladenen Schwerionen in der Absorptionskanten-Technik über den Vergleich mit einer Absorptionskante geschieht, ist ein genaues Verständnis des Absorptionskoeffizienten μ in der unmittelbaren Nähe seines sprunghaften Anstiegs unverzichtbar. Hierzu läßt sich das Schwellenverhalten des Absorptionskoeffizienten durch die folgende Überlegung herleiten, welche im Rahmen der Untersuchungen dieser Arbeit eine ausreichende Genauigkeit aufweist.

Im Fall der Absorption von Strahlung durch den Photoeffekt wird ein Elektron aus einem gebundenen Zustand in einen energetisch höher liegenden unbesetzten Zustand oder in das Kontinuum transferiert. Daher läßt sich die Form der Absorptionslinie als Umkehrung der Emission von Strahlung auffassen und durch

$$I(E) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E - E_x)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (4.5)$$

beschreiben. Hierbei repräsentiert Γ die Breite und E_x die Lage der entsprechenden Linie. Eine Absorption ist nun als Überlagerung solcher Absorptionslinien verstehbar [RiB34]. Eine Absorptionskante ist dadurch gekennzeichnet, daß die Energie des absorbierten Photons gerade ausreicht, ein Elektron aus dessen entsprechender atomarer Schale in das Kontinuum zu befördern. Daher ergibt sich der Absorptionskoeffizient aus einer Integration über alle jene Energien, welche größer als die Bindungsenergie der entsprechenden Schale, hier E_K , sind:

$$\mu = \int_{E_K}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E - E_x)^2 + (\Gamma/2)^2} dE_x \quad (4.6)$$

$$\sim \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \arctan \frac{E - E_K}{\Gamma/2} . \quad (4.7)$$

Diese vereinfachte Herleitung setzt voraus, daß die einzelnen Absorptionslinien gleich breit sind und ferner die gleiche Übergangswahrscheinlichkeit zwischen dem Anfangszustand und den möglichen Endzuständen besteht. Darüberhinaus wird unterstellt, daß die unbesetzten atomaren Zustände praktisch nicht zur Absorption beitragen. Letzteres stellt bei Atomen mit vielen Elektronen eine akzeptable Näherung dar.

4.3.5 Anforderungen an ein Nachweissystem

Abschließend soll nun der Frage nachgegangen werden, welche Voraussetzungen ein Detektionssystem aufzuweisen hat, um ein Experiment mit der Absorptionskanten-Technik am Gasjet-Target zu ermöglichen.

Zunächst erfordert der Nachweis von Photonen mit Energien von ~ 100 keV im Hinblick auf die ratenmäßig begrenzte Emission am Gasjet-Target eine hinreichende Nachweiseffizienz. Da der Nachweis der räumlichen Intensitätsverteilung jedoch direkt hinter den Fenstern der Targetkammer erfolgt, werden recht große Raumwinkel von typischerweise 10^{-3} erreicht. Aufgrund der inzwischen deutlich gesteigerten Ionenzahl im ESR von $\sim 10^8$, wie sie durch einmaligen Einschuß nach etwa einer Minute zur Verfügung steht, ist es bei diesem experimentellen Konzept im Gegensatz zu jenem des Kristallspektrometers nicht erforderlich, höchste Nachweiseffizienzen zu gewährleisten. Dies bedeutet für die Verwendung von mit Edelgasen gefüllten Driftkammern, daß eine Detektionseffizienz von etwa 15 %, wie sie im Fall der Verwendung von Argon unter 25 bar erzielt wird, als ausreichend zu betrachten ist. Es kommt hierbei zwar zu einem Verlust an nachgewiesenen Photonen im Vergleich zum Betrieb der Hochdruckzähler mit dem schwereren Edelgas Xenon; dennoch stehen diesem nicht zu unterschätzende Vorteile gegenüber. So bedingt die Verwendung von Xenon als Nachweismedium sowohl einen tendenziell kritischeren Betrieb der Driftkammern, als auch das Auftreten von hochenergetischen Fluoreszenz-Photonen, welche aufgrund ihrer oftmals vorliegenden Nichtunterscheidbarkeit von den eigentlich interessierenden primären Ereignissen zu einer Verschmierung der Ortsinformation führen. Dieses Argument einer besseren Informationsverarbeitung in den Detektoren aufgrund des Fehlens von untrennbaren Fluoreszenzphotonen im Fall von Argon ist jedoch nur dann zutreffend, wenn die nachzuweisenden Photonen energetisch von den Fluoreszenz-Photonen nicht zu unterscheiden sind. Da dies im Absorptionskanten-Experiment jedoch der Fall gewesen wäre, wurde eine Verwendung von Argon vorgezogen.

Hinsichtlich einer Energieauflösung ergibt sich eine interessante Besonderheit, welche aus der Verwendung der Absorptionskanten-Technik resultiert. Die hierbei zugrundeliegende indirekte Transmissionsmessung ist ein statistisches Verfahren. Es wird dabei nicht beabsichtigt, einzelne Photonen mit ihrer Energie direkt zu messen; vielmehr erfolgt eine Energiebestimmung aus dem orts aufgelösten Nachweis der durch einen Absorber modulierten Intensitätsverteilung einer Vielzahl dieser Photonen im Raum. Aus diesem Grunde ist, zumindest unter einem prinzipiellen Gesichtspunkt, eine Energieauflösung entsprechender ortsauflösender Detektoren nicht erforderlich. Zwar ist eine solche von Vorteil, gelingt doch hierdurch eine Aufnahme untergrundarmer Spektren; trotzdem ist die Intensität der zu untersuchenden Lyman- α Linien am Gasjet-Target hinreichend groß, um auf eine Energieauflösung der verwendeten Detektoren weitestgehend verzichten zu können.

Als zentrale Anforderung an ein Detektionssystem bleibt damit lediglich, eine hinreichende Ortsinformation für harte Röntgenphotonen bereitzustellen. So erfordert die genaue Vermessung einer nur etwa 20 bis 50 eV breiten Absorptionskante an den Fenstern der Targetkammer eine Ortsauflösung von mindestens etwa einem Millimeter. Dies wird jedoch problemlos von den verwendeten Driftkammern erreicht. Ferner handelt es sich um Detektoren, welche über ein praktisch vollkommen homogenes Nachweisvolumen verfügen. Dies bewirkt einen kontinuierlichen Nachweis von Photonen. Diese Tatsache stellt den wesentlichen Vorteil gegenüber strukturierten Halbleiter-Detektoren dar. Bei diesen erfolgt eine Ortsinformation durch die Verwendung räumlich separierter Strukturen. Dabei hat es sich im Zusammenhang mit der Entwicklung des schon angesprochenen Ge(i)-Streifendetektors herausgestellt, daß eine präzise Ortsbestimmung mittels einer solchen Strukturierung mit ihren nicht-sensitiven Zwischenbereichen keinesfalls trivial ist.

Schließlich wäre in einem Experiment mit der Absorptionskanten-Technik darüberhinaus eine Ortsinformation in vertikaler Richtung zur Bestimmung des gekrümmten Verlaufs der Absorptionskante im Raum sinnvoll. Eine hierdurch mögliche weitere Kontrolle des geometrischen Systems ist derzeit jedoch nicht möglich. Dies hat seine Ursache darin, daß am Gasjet-Target zwar hohe Photonen-Intensitäten erzielt werden, diese jedoch für eine zweidimensionale Ortsinformation noch nicht ausreichend sind. Aus diesem Grund erfolgte bei der Datenanalyse eine Integration über die entsprechende vertikale Raumrichtung, was zu einer effektiven, aus der Überlagerung vieler räumlicher Absorptionsverläufe bestehenden Kurve führt. Diese ist mathematisch zwar komplex, jedoch mittels der später vorgestellten Simulation problemlos zugänglich.

Zusammenfassend erweisen sich daher die verwendeten Driftkammern als prädestinierte Detektionssysteme für ein Experiment mit der Absorptionskanten-Technik am Gasjet-Target des ESR. Sie verfügen über eine kontinuierliche Ortsauflösung von wenigen hundert Mikrometern, desweiteren über eine diskrete Ortsauflösung in den beiden anderen Raumrichtungen von wenigen Millimetern. Weiterhin erweist sich deren geringe Energieauflösung als unkritisch für ein Experiment mit ausreichenden Zählraten, in welchem die Energieinformation vollständig aus der Ortsinformation extrahiert werden kann. Von diesen an der Universität Siegen entwickelten, ursprünglich für das Kristallspektrometer-Projekt konzipierten speziellen Detektoren, wird im nun folgenden Kapitel 5 die Rede sein.

Kapitel 5

Der ortsauflösende Driftdetektor

Das vorliegende Kapitel stellt die ortsauflösenden Detektoren vor, welche sowohl im ersten Experiment des Kristallspektrometers am ESR 1999 (Kapitel 6) als auch im Absorptionskanten-Experiment im Jahr 2000 (Kapitel 7) Verwendung fanden.

Die Anforderungen, welche die Entwicklung des zugrundeliegenden Detektorkonzepts leiteten, ergaben sich ursprünglich aus dem Kristallspektrometer-Projekt. Dieses in Kapitel 4.2 vorgestellte Projekt, welches im Rahmen der Entwicklungen zur Messung der $1s$ -Lambverschiebung in wasserstoffähnlichen Schwerionen konzipiert wurde, stellt hohe Anforderungen an ein Nachweissystem. Es ist ein Detektionssystem erforderlich, welches Photonen im Energiebereich von etwa (50 – 100) keV mit einer Absorptionseffizienz nahe Eins nachweist. Dabei ist ferner eine zweidimensionale Ortsinformation notwendig, wobei diese eine Genauigkeit von wenigen Millimetern über einen Bereich von 100 mm sowie von $200\ \mu\text{m}$ über einen Bereich von 20 mm aufweisen muß.

Da diese Anforderungen bis heute weder mit Szintillatoren noch auf der Basis von Halbleitern erfüllt werden konnten, weist das hier vorgestellte Detektorkonzept hinsichtlich dieser Kriterien den Charakter einer Pionierarbeit auf. Lediglich auf dem Gebiet von strukturierten Ge(i)-Detektoren konnten in jüngster Zeit entsprechende Fortschritte erzielt werden.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Detektoren wurden von der Arbeitsgruppe Walenta an der Universität Siegen in einer Kollaboration zwischen der Universität Siegen und der GSI entwickelt. Laborarbeiten, die parallel dazu an der GSI stattfanden, dienten der Vorbereitung der Detektoren auf die Experimente am ESR. Die wesentlichen Ergebnisse dieser Untersuchungen sind Inhalt des vorliegenden Kapitels.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß es nicht Ziel war, die der Funktionsweise der Detektoren zugrundeliegenden Gesetzmäßigkeiten in einer systematischen Weise zu durchdringen. Dies wäre aufgrund der sehr speziellen Konfiguration dieser Systeme auch nur in einem geringen Maße möglich. Sinn und Zweck war vielmehr die Bestimmung eines günstigen Satzes von Betriebsparametern, weswegen die Untersuchungen streckenweise einen eher phänomenologischen Charakter aufweisen. Diese Messungen waren insbesondere von der Fragestellung geleitet, inwieweit dieses Detektorkonzept für Experimente am Gasjet-Target des ESR geeignet ist.

Da die ortsauflösenden Detektoren erst kurz vor der Strahlzeit mit dem Kristallspektrometer zur Verfügung standen, existierten zum damaligen Zeitpunkt nur wenige Erfahrun-

gen. Eine zentrale Beobachtung dieses in Kapitel 6 diskutierten Experiments war die eines hohen Untergrunds. Die Relevanz dieser Dunkelrate liegt darin, daß diese in Kombination mit der niedrigen Energieauflösung beziehungsweise der damit einhergehenden geringen Untergrundunterdrückung, eine Nutzung dieser Driftdetektoren für das Kristallspektrometer-Projekt verhindert.

5.1 Funktionsprinzip

Der ortsaufösende Detektor basiert auf dem Konzept einer Vieldraht-Proportional-Driftkammer, welches nach seiner technischen Realisation 1971 durch Walenta, Heintze und Schürlein [Wal71] in vielen Gebieten der Physik Anwendung findet.

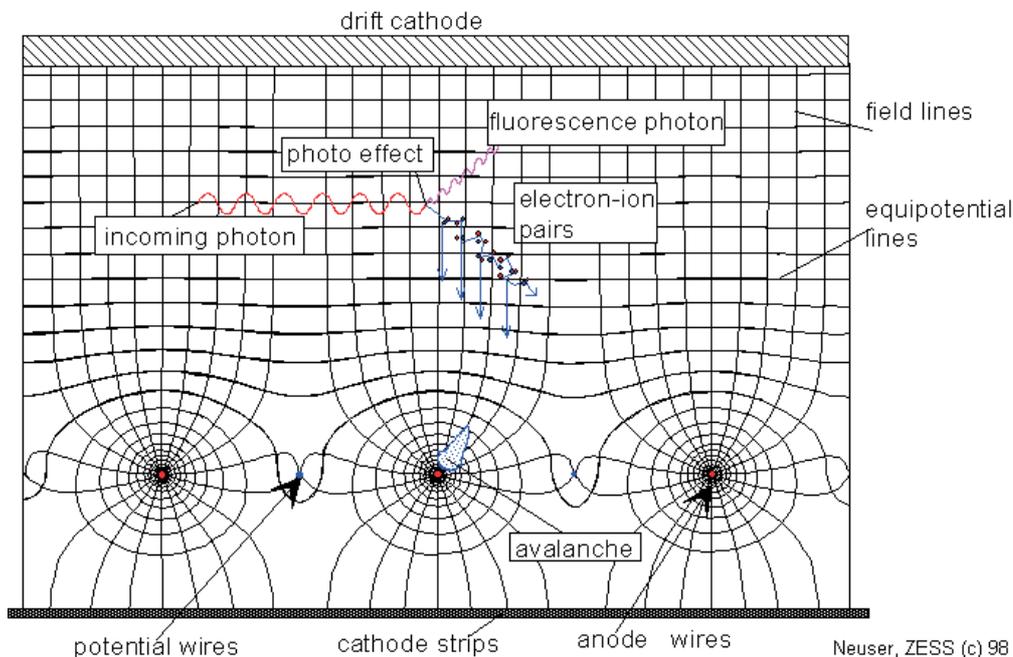


Abbildung 5.1. Schematische Darstellung einer Ortsmessung durch Driftzeitbestimmung. Ein von links einfallendes Photon erzeugt vornehmlich durch den Photoeffekt eine Primärladung. Die Elektronen driften im homogenen elektrischen Feld zu den Anodendrähten. Im dortigen zylindrischen Feld erfolgt eine Ladungsvervielfachung, so daß ein verstärktes Anodensignal induziert wird. Im Fall von Xenon als Absorbermedium kommt es bei hinreichender Photonenenergie zur Emission eines hochenergetischen Fluoreszenz-Photons, welches eine zweite Ladungswolke generieren kann.

Die zugrundeliegenden Prozesse im Fall eines Nachweises von Photonen mit einer Energie zwischen 50 und 100 keV sind in Abbildung 5.1 skizziert. Vom Detektorfenster kommende Photonen erzeugen über den Photo- und den Comptoneffekt zunächst eine Primärladung im sensitiven Detektorvolumen. Das vorhandene homogene elektrische Feld trennt die Elektronen von den Ionen. Letztere driften zur positiv geladenen Kathodenebene, welche im oberen Teil der Abbildung dargestellt ist. Die Elektronen hingegen driften im homogenen

Feld in Richtung einer Anodenstruktur aus parallelen Drähten. Im radialen elektrischen Feld in der Nähe der Anodendrähte findet eine kinematische Energiezunahme der Elektronen statt. Bei den gewählten Potentialen erreichen diese dann Energien, bei denen es zu Sekundärionisationen kommt. Die hierbei erzeugten zusätzlichen Elektronen nehmen wiederum eine hohe Energie auf und ionisieren weiter vorhandene Gasatome. Es kommt daher zu einem lawinenartigen Anwachsen der primären Ladungswolke und damit zu einem verstärkten elektrischen Signal. Die Gesamtladung steht dabei aufgrund des Betriebs im Proportionalbereich in einem linearen Zusammenhang mit der Primärionisation.

Die Kenntnis in der höchstauflösenden Koordinate ergibt sich aus der Zeit, welche die Primärionisation für ihre Driftbewegung vom Ort ihrer Erzeugung bis zur Anodendrahtstruktur benötigt. In dieser Raumrichtung, welche in der Abbildung von oben nach unten verläuft, wird eine Auflösung von bis zu $200\ \mu\text{m}$ erreicht.

Die zweite, in der Abbildung horizontal verlaufende Raumkoordinate ergibt sich durch die Drahtstruktur der Anodenebene selbst. Hier ist die Auflösung durch den Abstand der Anodendrähte und eine eventuelle Gruppierung zu Drahtgruppen definiert. Im vorliegenden Fall wurden jeweils drei Anodendrähte mit den dazugehörigen Potentialdrähten – wobei letztere lediglich der Feldformung dienen – zu einer Zelle von 9 mm zusammengeschaltet.

Die dritte Raumkoordinate folgt aus derjenigen Kathodenebene, welche sich unterhalb der Anodendrahtebene und parallel zu dieser befindet. Diese besteht aus Kathodenstreifen, welche orthogonal zu den Anodendrähten stehen. Durch Ladungsteilung ist derjenige Streifen identifizierbar, in welchem die Ladungswolke ein Signal induziert. Hier ist eine Ortsinformation mit einer Genauigkeit von wenigen Millimetern möglich.

5.2 Geometrie

5.2.1 Aufbau

Als Ergebnis einer Konzeption, welche sich an den Anforderungen aus dem Kristallspektrometer-Projekt orientiert, ergaben sich Detektorgehäuse, welche in ihrer Bauart sehr kompakt sind. Ferner weisen diese eine Asymmetrie hinsichtlich der Positionierung des sensitiven Volumens auf, wodurch dieses näher an der Detektorbegrenzung plaziert wird. Durch diesen Aufbau ist es möglich, die Achsen der sensitiven Bereiche zweier Detektoren, welche den Mittelpunkt der sensitiven Frontfläche definieren, variabel bis auf 80 mm anzunähern und somit an den Abstand zweier symmetrischer Reflexe auf dem Rowland-Kreis anzupassen.

Der Aufbau der beiden Detektoren ist schematisch in Abbildung 5.2 skizziert. Die Frontseite des sensitiven Volumens ist hierbei im oberen Bildteil sichtbar. Das Innenleben respektive das sensitive Volumen wird durch drei Ebenen definiert. In der Darstellung ist – von vorne nach hinten folgend – zunächst die verkürzt gezeigte Kathodenebene zu sehen, welche aus einer Metallplatte besteht und den Beginn des elektrischen Driftraums bildet. Dahinter befindet sich das Driftvolumen, das von der hinteren Seite durch die Anodendrahtebene begrenzt wird. Diese Ebene besteht aus in der Abbildung waagrecht verlaufenden Drähten. Zwischen diesen dünnen Drähten befinden sich dickere Potentialdrähte für eine Feldformung. Dicht hinter dieser Drahtebene befindet sich eine zweite, aus Streifen beste-

hende Kathodenebene. Die Kathodenstreifen liegen vertikal zu den Drähten der davorliegenden Ebene des Ladungsnachweises und dienen der Ortsinformation in Drahrichtung.

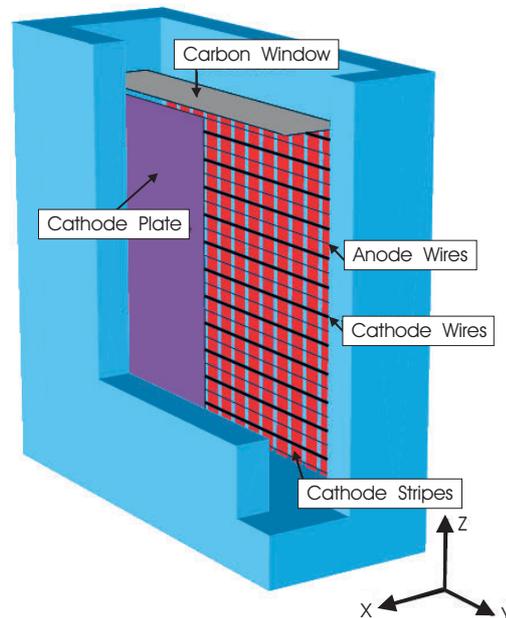


Abbildung 5.2. Geometrie der Driftdetektoren. Das Eintrittsfenster befindet sich oben. Im mittleren Teil ist das sensitive Volumen mit den feldformenden Strukturen gezeigt. Von vorne nach hinten folgend ist zunächst die Driftkathode verkürzt zu sehen. Dahinter erstreckt sich der Driftbereich, welcher durch die Anodendrahte begrenzt wird. Diese enthält zusätzliche Potentialdrähte zur Feldformung. Im Hintergrund ist die aus Streifen bestehende zweite Kathodenebene sichtbar. Rechts unten ist das hier zugrundeliegende Koordinatensystem eingezeichnet.

Mit diesem Detektorkonzept ist eine dreidimensionale Bestimmung des Ortes einer Photonabsorption möglich. Ein entsprechendes Koordinatensystem findet sich ebenfalls in Abbildung 5.2. Dabei bezeichnet x die Koordinate höchster Auflösung in Richtung des zwischen Kathodenplatte und Anodendrahte ebene herrschenden elektrischen Driftfelds.

Mit dieser dreidimensionalen Ortsinformation ist im Fall des Kristallspektrometers der räumliche Verlauf der photonischen Reflexe auf dem Rowland-Kreis nachvollziehbar. Hierdurch ist die Neigung der Reflexe bei relativistisch bewegten Quellen meßbar. Darüberhinaus wird eine Kontrolle der geometrischen Verhältnisse möglich. Im Fall der Absorptionskanten-Technik gewährleistet eine dreidimensionale Ortsauflösung den Nachweis der Absorptionskante in Form einer photonischen Intensitätsverteilung im Raum. Dies ermöglicht neben einer geometrischen Kontrolle die Messung einer eventuellen Krümmung der Kante, wie sie sich für von 90° abweichende Beobachtungswinkel aus der Symmetrie der Doppler-Transformation ergibt.

Das gesamte Gehäuse ist für die Befüllung mit Gasen konzipiert. Dabei sind zur Erreichung einer hohen Absorptionseffizienz für Photonen im Bereich (50 – 100) keV selbst

im Fall sehr schwerer Edelgase hohe Dichten und damit hohe Drücke notwendig. Daraus resultiert eine massive Bauweise aus 15 mm dickem Edelstahl.

Desweiteren befinden sich am Gehäuse Paßstifte. Mit deren Hilfe ist es möglich, die Detektoren nicht nur definiert an einer entsprechenden Halterung anzubringen, sondern diese auch nach einer eventuellen Reparatur reproduzierbar zu befestigen.

Das sensitive Volumen beträgt $20 \times 100 \times 98 \text{ mm}^3$, wobei sich diese Größen auf das vorgestellte Koordinatensystem (x, y, z) beziehen. Das Detektorfenster besteht aus einer 2 mm dicken Kohlefaserplatte und einer 3 mm dicken Plexiglasplatte.

Die Anodenebene besteht aus einem Aluminiumträger, welcher durch Paßstifte reproduzierbar mit dem hinteren Detektordeckel verbunden ist. Der Deckel wiederum ist ebenfalls über Paßstifte zum Gesamtgehäuse orientiert, so daß das gesamte Innenleben in definierter Position zum Druckgehäuse steht. Die Drahtebene besteht alternierend aus 32 Anodendrähten mit einem Durchmesser von $10 \mu\text{m}$ und 33 Potentialdrähten mit einem Durchmesser von $50 \mu\text{m}$. Da der Abstand zweier Drähte $1,5 \text{ mm}$ beträgt, ergibt sich eine Zellengröße, bestehend aus einem Anodendraht mit dessen zwei benachbarten Potentialdrähten, von 3 mm . Insgesamt ergeben sich hieraus 32 auslesbare Zellen. Diese sind zu Zellgruppen zusammengefaßt. Dabei besteht die erste Überzelle lediglich aus dem ersten Anodendraht mit dessen Potentialdrähten, in der zweiten hingegen sind zwei Zellen zusammengefaßt und alle nachfolgenden 9 ausgelesene Zellgruppen beherbergen jeweils drei Zellen.

Zur Formung des elektrischen Driftfeldes zwischen Driftkathode und Anodenebene dient ein auf der Drahtebenenkonstruktion angebrachter Driftkäfig. Dieser besteht aus acht U-förmigen Edelstahlblechen als Elektroden mit Abstandshaltern aus Teflon. Der Driftkäfig ist auf der Seite des Eintrittsfensters geöffnet, enthält dort jedoch an den Elektroden befestigte Drähte zur Feldformung. Der gesamte Driftkäfig ist durch ein isolierendes Gehäuse aus glasfaserverstärktem Polyester umgeben, so daß Überschlüge zwischen der Hochspannung des Driftkäfigs und dem auf Erdpotential liegenden Druckgehäuse vermieden werden.

5.2.2 Elektrische Felder

Die Funktionsweise des aus Kathodenplatten-, Anodendraht- und Kathodenstreifenenebene gebildeten Driftdetektors ist über die grundlegenden Prozesse Ladungsdrift und Gasverstärkung wesentlich von den vorhandenen elektrischen Feldern abhängig. Dabei kommt diesen Feldern eine zweifache Aufgabe zu. Zum einen ist für eine Bewegung der Ladungsträger hin zur primären Nachweisstruktur Anodendrahtebene ein möglichst unverzerrtes *homogenes elektrisches Driftfeld* erforderlich. Ferner bedarf es in der unmittelbaren Nähe der die Ladungsträger in elektrische Signale transformierenden Anodendrähte eines *radialen elektrischen Feldes*, welches eine Verstärkung mittels Ladungsträgervervielfachung erzeugt. Desweiteren muß die gegenseitige Beeinflussung dieser beiden unterschiedlichen Feldkomponenten gering sein. Schließlich darf es aufgrund der Randbedingungen des elektrischen Feldes nicht zu wesentlichen Abweichungen im sensitiven Bereich kommen.

Im Hinblick auf das homogene Driftfeld, welches Geschwindigkeit und Richtung der in der Konversion der absorbierten Photonen erzeugten primären Ladungsträger bestimmt, läßt sich der Einfluß elektrischer Feldinhomogenitäten durch eine Eigenschaft des Driftprozesses verringern. Es existiert ein Bereich, in welchem die Driftgeschwindigkeit nur noch

sehr schwach von der Feldstärke abhängt. Durch einen Betrieb in diesem Bereich, welcher durch den unten dargestellten Ramsauer-Effekt gekennzeichnet ist, kann der Einfluß vorhandener Feldinhomogenitäten reduziert werden. Die Feldstärken, in welchen dieser Effekt einer verschwindenden Sensitivität der elektronischen Driftgeschwindigkeit auf die elektrische Feldstärke auftritt, werden von mehreren Parametern beeinflußt. Hierbei spielt insbesondere die verwendete Gasmischung eine zentrale Rolle. Ebenfalls ist der Druck des Mediums von vergleichbarer Bedeutung wie die Feldstärke, weswegen der funktionale Zusammenhang der Driftgeschwindigkeit im allgemeinen in Abhängigkeit von der sogenannten reduzierten Feldstärke betrachtet wird. Letztere ist die auf den Druck bezogene elektrische Feldstärke.

Eine konstruktive Besonderheit liegt bei den Anodendrähten vor. Diese befinden sich auf Erdpotential, so daß die ansonsten erforderlichen Koppelkondensatoren entfallen. Das Verstärkungsfeld wird durch die variablen negativen Potentiale der Kathodenebenen und der Potentialdrähte realisiert.

Durch die dargestellten Gegebenheiten sind zwar die für die Funktion der Detektoren notwendigen elektrischen Felder – eines homogenen für die Ladungsträgerdrift und eines radialen für die Ladungsträgervielfachung – realisiert; dennoch bleibt eine klare Trennung dieser beiden Felder bei der vorliegenden Konzeption lediglich eine Näherung. Beide Felder sind zwar separat regelbar: das Driftfeld über das negative Potential der Kathodenebene von typischerweise $-(11 - 13)$ kV, die Gasverstärkung an den Anodendrähten indirekt über die Potentiale der Kathodenstreifen und der Potentialdrähte von üblicherweise $-(2,5 - 3,6)$ kV. Trotzdem konnte ein deutlicher Einfluß der Driftspannung auf die Gasverstärkung und umgekehrt nachgewiesen werden, wie es für den Fall einer Gasmischung von Xe/CH₄ 95:5 bei einem Druck von 10 bar im Labor gemessen wurde und in Abbildung 5.3 dargestellt ist. Die Ergebnisse beziehen sich auf die vorderste, aus drei Anodendrähten gebildete Drahtgruppe. Im rechten Bildteil ist die Abhängigkeit der Signalhöhe für feste Gasverstärkungs-Spannungen dargestellt, wodurch der Einfluß der Drift-Spannung auf die Gasverstärkung deutlich sichtbar wird.

Eine effektivere Separation der beiden Basisfelder gelänge durch den zusätzlichen Einbau eines Gitters, welches beide Feldbereiche mit einem definierten Potential trennt.

Es sei abschließend angemerkt, daß die Spannungen mit hoher Genauigkeit aufrecht erhalten werden können. Die Schwankungen liegen unterhalb der Meßgrenze der verwendeten Geräte, so daß für die Drift-Spannung HV1 eine Genauigkeitsobergrenze von etwa 0,8 % und für die Gasverstärkungsspannung eine solche von 0,3 % angegeben werden kann.

5.2.3 Gassystem

Das verwendete Gasgemisch stellt das eigentliche Nachweismedium konstanter Dichte der Detektoren dar, in welchem alle grundlegenden Prozesse stattfinden: Konversion der Röntgenphotonen in primäre Ladungsträger, Drift der erzeugten Ladungen im elektrischen Feld sowie Ladungsvervielfachung der Elektronen in der näheren Umgebung der Anoden zur Generierung elektrischer Signale.

Dabei ergibt sich aus der Anforderung einer hohen Nachweiseffizienz zunächst die Notwendigkeit einer großen Teilchendichte. Dies impliziert hohe Drücke sowie die Verwendung schwerer Elemente. Dabei kann der Druck über einen Zeitraum von mehreren Wochen auf

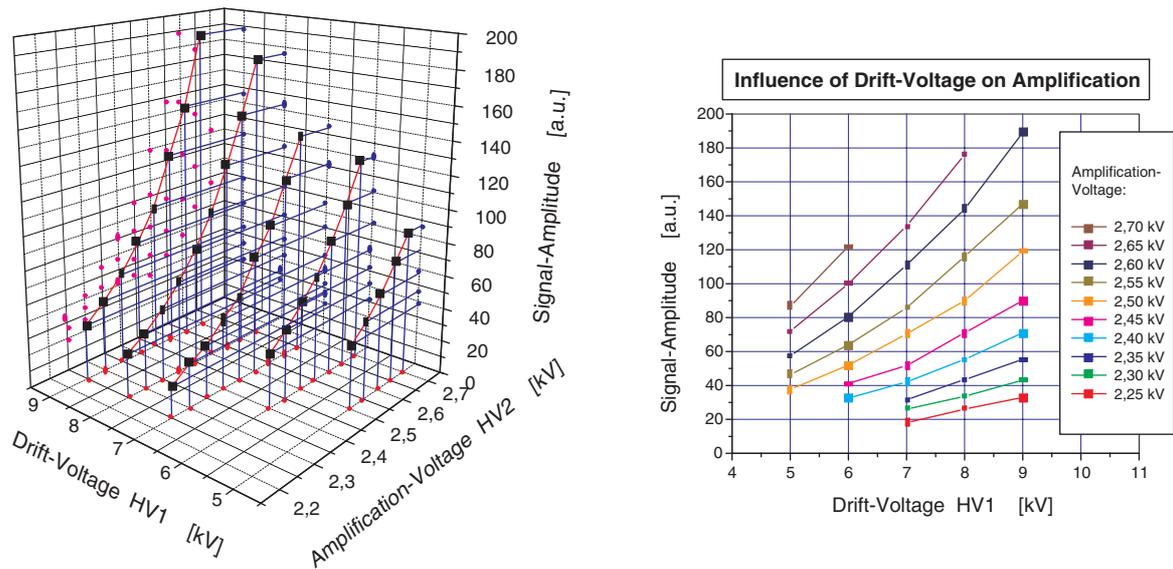


Abbildung 5.3. Gemessene Signalhöhe in Abhängigkeit der beiden elektrischen Spannungen für Driftfeld (HV1) und Verstärkungsbereich (HV2). Deutlich sichtbar ist der Einfluß beider Felder auf die Gasverstärkung, wie sie sich in der Signalhöhe ausdrückt. Rechts ist der Einfluß der Driftspannung auf die Ladungsvervielfachung für verschiedene Gasverstärkungsspannungen dargestellt.

einem der Meßgenauigkeit des Druckaufnehmers entsprechenden Niveau von unter einem Prozent konstant gehalten werden. Der Betrieb der Detektoren erfolgt vornehmlich bei einem Gasdruck von typischerweise (20 – 25) bar. In diesem Bereich ist der gemessene Druck kein geeignetes Maß mehr für die vorliegende Teilchendichte, da die ideale Gasgleichung an Gültigkeit verliert. Dies liegt an den bei hohen Drücken verstärkt auftretenden Wechselwirkungen der Gasmoleküle. Eine komplexere Beschreibung jenseits der idealen Gasgleichung ist jedoch für die vorliegenden Fragestellungen aufgrund der im verwendeten Druckbereich noch recht kleinen Effekte nicht erforderlich.

Ferner stellt die Auswahl des konkreten Gasgemisches eine Herausforderung der besonderen Art dar. Dies findet seine Ursache in der starken Abhängigkeit der genannten grundlegenden Prozesse von der genauen Gaszusammensetzung. So hängt beispielsweise die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in Edelgasen drastisch von einem Quencheranteil ab. Desweiteren hat das Gas Einfluß auf die Lebensdauer freier Elektronen. So kann die Gegenwart nur geringer Anteile eines stark elektronegativen Gases zu einem massiven Verlust an Elektronen führen und damit die Energieauflösung verschlechtern sowie die Ortsinformation über ausgedehnte Driftstrecken zunichte machen.

Dieser letztgenannte Umstand einer ungewollten Elektronenanlagerung trifft insbesondere auf Fluorkohlenwasserstoffe, Sauerstoff und Wasser zu. Aus diesem Grunde ist es unabdingbar, die genaue Zusammensetzung des Gases – insbesondere hinsichtlich verunreinigender Anteile – auf einem hohen Niveau und über einen längeren Zeitraum konstant zu halten. Hierzu dient ein entsprechendes Gassystem, dessen vornehmliche Aufgabe es ist, das Detektorgas von elektronegativen Bestandteilen zu befreien, welche selbst bei Verwen-

dung ausschließlich hochreiner Gase aus den mit diesen in Kontakt stehenden Oberflächen herrühren können. Hier ist insbesondere auf das Innenleben des Detektors zu verweisen, welches sowohl vor dem Einbau mit feuchter Luft in Kontakt stand als auch großflächige Kunststoffteile aufweist. Schließlich kann die Verwendung von Kunststoffklebern sowohl zu langsam ausgasenden Lufteinschlüssen als auch zu einem Eintrag von Verunreinigungen führen. Daher ist eine ständige Reinigung notwendig, um solche ständig produzierten Kontaminationen zu beseitigen.

Das Gassystem selbst ist über Kupferrohre für Vor- und Rücklauf mit dem Detektorgehäuse verbunden. Dieses System zur Reinigung des Gases enthält neben einer Umwälzpumpe für einen zirkulierenden Gasfluß und einer Oxysorb[©] [MeG] Reinigungspatrone eine Kombination aus Anschlußstücken und Feinventilen, welche ein dosiertes Mischen von Gasen gestattet. Ein Druckgeber erlaubt dabei eine Überwachung des Gasdrucks und ein Überdruckventil sichert das Gesamtsystem.

5.3 Auslesesystem

In diesem Abschnitt soll ein Überblick über die wesentlichen elektronischen Komponenten gegeben werden. Diesen kommt als primäre Aufgabe zu, die Information aus den von Ladungsträgern auf den verschiedenen Nachweisstrukturen induzierten Signalen zu verarbeiten. Hierzu gehört zunächst, diese Signale mit einer geringen Totzeit zu registrieren und zur weiteren Datenverarbeitung weiterzuleiten. Desweiteren bedarf es einer kontrollierten Steuerung des Messablaufs sowie der Verarbeitung externer Informationen wie sie beispielsweise aus dem Zustand des Gasjet-Targets und der Teilchenzähler-Signale als Zeitreferenz für eine Ortsbestimmung herrühren.

Als Ausgangspunkt der Informationsgewinnung aus den Prozessen im Gasmedium dient das elektrische Signal auf den Anodendrähten. Der durch die Ladungsträger auf den Anodendrähten erzeugte Spannungsimpuls stellt das Eingangssignal einer kombinierten Verstärker-Signalformer-Schaltung dar. Hierzu werden die Signale über in den hinteren Detektordeckel eingeschweißte Durchführungen aus dem Gasbereich zu zwei Verstärkerhybridplatinen geleitet. Im Signalweg eines jeden Kanals der Platinen findet zunächst eine Verstärkung der Spannungsamplitude über eine hochohmige FET-Stufe statt. Anschließend vollzieht sich über Ladungsintegration und -differentiation mit festen Zeitkonstanten eine Signalformung mittels RC-Gliedern. Anschließend werden in einer bipolaren Treiberstufe zwei Signale am Detektorausgang generiert. Abbildung 5.4 zeigt die resultierenden Signale, wie sie am Ausgang des Detektors zur weiteren Verarbeitung zur Verfügung stehen.

Die Elektronik eines einzelnen Kanals, welche diese Funktionen beinhaltet – die sogenannten PASH-Verstärker (Pre-Amplifier-Shaper) – wurden an der Universität Siegen entwickelt und zeichnen sich durch eine Pulsformung mit einer Anstiegszeit von etwa 100 ns und einer Signalbreite von circa 300 ns (FWHM) sowie einem niedrigen Rauschen aus, so daß eine hinreichende Zeitauflösung gewährleistet ist. Eine weitere Verkürzung dieser zeitlichen Charakteristika erwies sich jedoch als nicht trivial [Men98]. Die Ursache hierfür liegt darin, daß der Anteil höherer Frequenzen in schnelleren Signalen zunimmt und daher immer kleinere kapazitive Rückkopplungen ausreichen, um Eigenschwingungen zu bewirken.

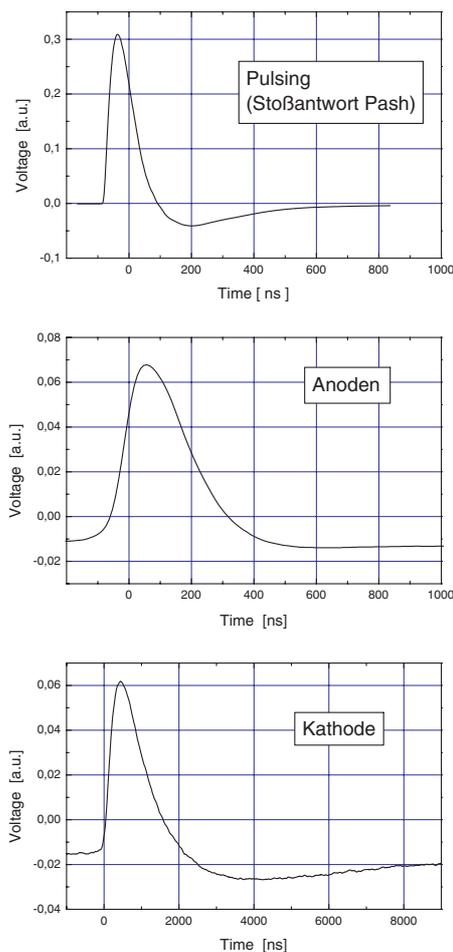


Abbildung 5.4. Darstellung gemessener Signale, wie sie am Ausgang des Detektors zur Verfügung stehen. Im oberen Bildteil ist die Antwort der Vorverstärker auf einen Delta-Puls gezeigt. Darunter schließt sich ein Anodensignal und ein Signal der Kathodenstreifen an, wie sie durch eine Photonenabsorption im Gasmedium erzeugt werden. Die abgebildeten Pulse sind eine Mittelung aus einer Vielzahl von Einzelpulsen.

Im Anschluß an die Generierung bipolarer Signale aus den ursprünglichen Signalen erfolgt deren Digitalisierung. Die Transformation der bis dato analogen Signale vollzieht sich in FADCs (Flash Analog Digital Converter). Aufgrund dieser Technik ist es möglich, eine äußerst schnelle Digitalisierung vorzunehmen. Mittels eines externen Taktes in Form einer festen Pulsfrequenz läßt sich damit die aktuelle Signalstärke in äquidistanten Zeitabständen digitalisieren, wodurch eine Reproduktion des ursprünglichen Signalverlaufs als Abfolge einzelner Meßwerte möglich ist.

Die in einem festen Takt kontinuierlich gemessenen Spannungswerte werden in aufeinanderfolgenden Speicheradressen abgelegt, deren Anzahl über die Taktfrequenz die maximale Meßzeit bestimmt. Im Fall der kontinuierlichen Messung wird nach Erreichen der letzten Speicheradresse ohne Unterbrechung wieder bei der ersten Adresse begonnen. Somit werden die alten gespeicherten Werte überschrieben und der gesamte Speicher läßt sich als permanent beschriebener Ringpuffer auffassen.

Die FADCs sind ebenfalls eine Entwicklung der Universität Siegen [Bad]. Die Basis stellen 8-bit FADC-Schaltkreise, welche eine Puffergröße von 4096×8 bit aufweisen und mit bis zu 50 MHz betrieben werden können. Jeder der Schaltkreise enthält zwei FADCs, die jeweils auf die unterschiedlichen Flanken des Meßtaktes reagieren. Dadurch kann bei einem symmetrischen Taktverhältnis die doppelte Auslesefrequenz erreicht werden, also bis zu 100 MHz respektive 10 ns. Die Pufferlänge beträgt 512. Bei einer maximalen Taktung ist daher eine Meßzeit von etwa $5 \mu\text{s}$ möglich.

Bei Messungen am Gasjet-Target des ESR fungiert das Umladesignal des Teilchenzählers als Zeitreferenz für die Ortsinformation der Detektoren. Diese Referenz ist aufgrund der Flugzeit der Ionen und längerer Kabelstrecken um einige hundert Nanosekunden verzögert. Daher lag ein Konzept zugrunde, in welchem das Signal des Teilchenzählers soweit verzögert wurde, daß alle Prozesse einer mit dem umgeladenen Ion verbundenen eventuellen Photonenabsorption im Detektor abgelaufen sind. Somit steht die Zeitreferenz nach den eigentlichen Detektorsignalen zur Verfügung und stoppt den Digitalisierungsprozeß. Damit liegen die zeitlich abgelaufenen Detektorsignale in den letzten Speicheradressen des Ringpuffers vor. Eine solcher Betriebsmodus im „history mode“ – also einer Auslese zeitlich zurückliegender Information zum Zeitpunkt eines verzögerten Stoppsignal – hat den Vorteil, daß vor einem Stop eine Reihe zusätzlicher Kriterien berücksichtigt werden können, welche mit dem Vorliegen eines echten Ereignisses verträglich sind.

Jeweils acht der Hybride mit jeweils zwei zusammenarbeitenden FADCs befinden sich in einer NIM-Box [Sti97], welche den Dialog mit Steuersignalen sowie die Ansteuerung der 16 Kanäle zur Auslese der Speicheradressen über einen 4-bit Multiplexer ermöglicht. Für eine detailliertere Darstellung sei auf [Men98] verwiesen.

Abbildung 5.5 gibt einen Überblick über die vorgestellten Komponenten zur Verarbeitung der primären Signale inklusive der FADC-Elektronik zur Digitalisierung.

Die Auslese der Daten aus dem FADC geschieht mit einem standardisierten PC-System mit zusätzlichen Ein-Ausgabe-Schnittstellen. Eine der zentralen Anforderungen an die Auslese ergibt sich aus der recht großen Datenmenge, welche es zu bewältigen gilt. Ein im Gasmedium absorbiertes Photon erzeugt zunächst Ladungsträgerwolken, welche in unterschiedlichen Zeiten in Richtung der Anodendrähte driften. Die in der Anodendrahtebene und in den Streifenkathoden zu einem bestimmten Zeitpunkt induzierten Spannungen stellen eine Information in der Ebene parallel zur Kathodenebene dar. Der zeitliche Verlauf dieser Information entspricht der Wanderung dieser Ebene in Driftrichtung, womit das gesamte Detektorvolumen aufgespannt wird.

Geht man von einer maximalen Driftzeit von $4 \mu\text{s}$ sowie von einer Meßfrequenz von 100 MHz, ferner von 16 Kanälen und einer Digitalisierung von einem Byte aus, so sind für die vollständige Rekonstruktion eines einzelnen Ereignisses $16 \times 4 \mu\text{s} \times 100 \text{ MHz} = 6400$ Byte erforderlich.

Damit ergibt sich, daß besondere Vorkehrungen für eine effiziente Datenverarbeitung getroffen werden müssen. Dies gebietet in erster Linie die erforderliche Verarbeitungsrate des Meßsystems von mindestens einigen zehn Hertz. Hier kann es ansonsten sowohl aufgrund der entsprechenden Übertragung von FADC zu PC als auch durch dauerhafte Schreibvorgänge auf den Datenträger seitens des PC zu einer drastischen Reduzierung der effektiven Rate kommen.

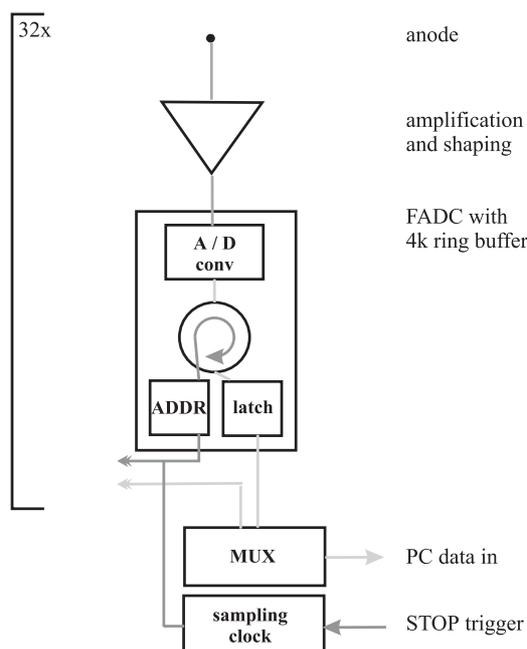


Abbildung 5.5. Blockschaltbild der insgesamt 32-fachen Detektorelektronik, wie sie für die Signalverarbeitung aus zwei Detektoren mit jeweils 16 Kanälen erforderlich ist.

Aus diesem Grund erfolgt lediglich eine Auslese desjenigen Teils des dreidimensionalen Ereignisfelds, welches die relevante Information trägt. Hierzu werden nur diejenigen Digitalisierungswerte gespeichert, welche die eigentlichen Ionisationen inklusive deren näheren Umgebungen enthalten. Dies geschieht in einem kompakten binären sowie flexiblen Datenformat. Desweiteren erfolgt im PC eine Akkumulation einer wählbaren Ereignisanzahl in einem Zwischenpuffer des Rechners. Erst bei vollem Puffer erfolgt ein Übertrag in die entsprechende Meßdatei. Mit diesem Verfahren ist eine verlustfreie Rekonstruktion bei gleichzeitig reduzierter Datenmenge gewährleistet. Dabei ergeben sich typische Datenmengen von unter einem Kilobyte pro Ereignis. Insbesondere ist hierdurch eine schnellere Informationsverarbeitung möglich.

Eine zentrale Rolle hinsichtlich einer solchen effizienten Informationsverarbeitung nimmt die Schnittstelle zwischen FADC und PC ein. Hier kommt eine PCI-IO-Karte [ADLink] zum Einsatz, welche den Datentransfer über den schnellen PCI-Bus abwickeln kann. Mit dieser Karte wäre nach einer entsprechenden Veränderung des FADCs für Handshaking darüberhinaus sogar ein direkter Speicherzugriff möglich.

Schließlich wurde ein Treiber verwendet, welcher auf die speziellen Erfordernisse des Meßsystems zugeschnitten ist [Men98]. Dieser an Modifikationen der Hardware leicht anpaßbare Treiber dient zusätzlich als hardwareabstrahierende Schnittstelle für die darauf aufsetzende Meßsoftware.

Als Ergebnis dieser verschiedenen Ansätze ergibt sich, daß Ereignisse der typischen Größe von 1 kB mit einer Rate von etwa 100 Hz aufgezeichnet und anschließend praktisch vollständig rekonstruiert werden können.

Eine Verifikation der erreichbaren, für die Totzeit des Meßsystems wesentlichen Auslese-rate, erfolgte durch Einspeisen von synthetischen Pulsen. Abbildung 5.6 zeigt das Ergebnis.

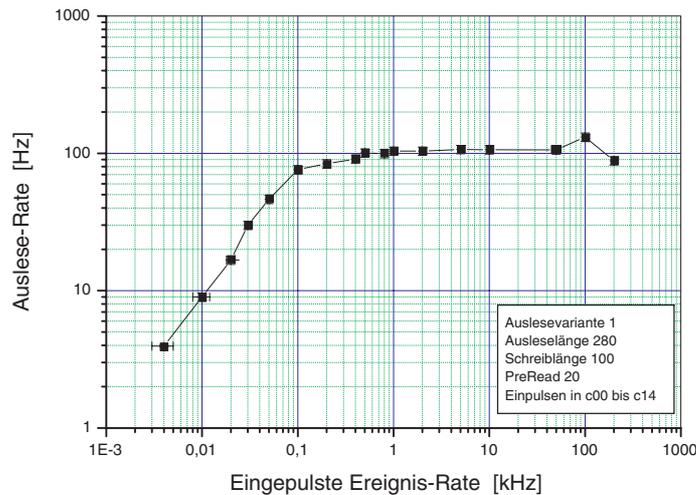


Abbildung 5.6. Ausleserate in Abhängigkeit der Ereignisrate. Letztere wurde mittels in allen Kanälen eingepulster Signale erzeugt.

Es ist jedoch darauf hinzuweisen, daß es bei allzu hohen echten Ereignisraten zu Raumladungseffekten im Gasmedium kommt. Diese werden durch die in diesem Fall massive Ladungsträgerproduktion hervorgerufen und verändern die Potentialverhältnisse. Daher ist bei echten Ereignis-Raten ab etwa einigen Kilohertz von Feldverzerrungen auszugehen. Ein stabiler Betrieb mit definierten Drift- und Verstärkungsbedingungen ist dann nicht mehr gegeben. Es konnte in diesem Zusammenhang jedoch, wie in Kapitel 5.5.4 ausgeführt, gezeigt werden, daß bei photonischen Ereignisraten zumindest hinsichtlich Signalamplitude und relativer Breite ein stabiler Betrieb bis mindestens 2,5 kHz gewährleistet ist. Diese Rate ist erheblich höher als die in den Strahlzeiten am Gasjet-Target des ESR aufgetretene, so daß dieser Aspekt in diesen Experimenten als unkritisch anzusehen ist.

Eine weitere Neuerung, welche im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen eingeführt wurde, ist die sogenannte Multihit-Auslese. Diese ergibt sich aus dem benutzten Verfahren der Ortsbestimmung am ESR. Der Zeitpunkt des Auftretens eines umgeladenen Ions im Teilchenzähler stimmt bis auf eine Fixzeit mit der Photonenemission aus dem Ion, beziehungsweise einer eventuell stattfinden Absorption im Gasmedium des Driftdetektors, überein. Damit ergibt sich der Ort in Driftrichtung aus der Zeitdifferenz zwischen Photonenabsorption und dem Nachweis der hierbei erzeugten Ladungsträger auf den Anoden. Hintergrund für die Entwicklung der Multihit-Auslese ist nun die Tatsache, daß die als Zeitreferenz für eine Ortsbestimmung erforderlichen Signale aus dem Teilchenzähler, welcher die im Gasjet-Target umgeladenen Ionen nachweist, im allgemeinen eine sehr hohe Rate aufweisen. Während die Ereignisraten in den verwendeten Drift-Detektoren – bedingt durch den Raumwinkel – typischerweise maximal wenige zehn Hertz betragen, ergeben sich Raten im Teilchenzähler von bis zu einigen hundert Kilohertz. Damit ist eine eindeutige Zuordnung der einem Ereignis im Gasmedium zugrundeliegenden Umladung im allgemeinen nicht mehr möglich.

Eine Abschätzung für das Vorliegen zufälliger Zeitreferenzen pro Ereignis in einem Drift-Detektor läßt sich folgendermaßen gewinnen. Der typische Zeitraum für die Koinzidenzbedingung sei $4 \mu\text{s}$ und die Umladerate der Ionen 100 kHz. Wird ferner vereinfachend

angenommen, daß die Signale eines Drift-Detektors statistisch unabhängig von jenen des Umladezählers sind, so läßt sich die Anzahl zufälliger Umladesignale im Koinzidenzfenster als Poissonverteilung abschätzen. Es ergibt sich hieraus, daß die Wahrscheinlichkeit für ein zufälliges Zeitreferenz-Signal in etwa 36 % der Fälle auftritt. Hingegen treten zwei Umladesignale in 14 % und drei solcher zeitlichen Referenzen noch in 4 % der Fälle auf. Dabei ergibt sich bei steigender Anzahl eine zunehmende Verwischung der Ortsinformation aufgrund der zahlreicher werdenden möglichen Driftzeiten, welche sich als zeitliche Differenz zwischen den Signalen aus Drift- und Umlade-Detektor ergeben. Es folgt daher, daß für typische Betriebsbedingungen am Gasjet-Target die Anzahl koinzident nachgewiesener zufälliger Ereignisse, wie sie aus dem Emissionsvolumen herrühren, mit den echten Ereignissen vergleichbar ist.

Das vor Einführung der Multihit-Technik vorgenommene Verfahren nutzte lediglich den ersten Trigger, welcher nach Beginn des Koinzidenzfensters auftrat. Damit verdrängen zufällige, vor dem echten Signal aus dem Umladezähler auftretende Signale die echte Zeitreferenz. Hingegen werden nachfolgend auftretende zufällige Trigger aufgrund des frühzeitigeren Auftretens des echten Triggers unterdrückt. Aus diesem Grund ist eine Asymmetrie und eine eventuelle Veränderung der Ortsinformation nicht auszuschließen. Darüberhinaus ist es bei der sich ständig ändernden Rate des Teilchenzählers aufgrund des Strahlverlusts durch Ionenumladung praktisch nicht möglich, diesen statistischen Eingriff auf einfache Weise zu kontrollieren.

Mit der neuen Multihit-Technik wird diesem Umstand eines Informationsverlustes, wie er aus der Nichtbeachtung der nach dem allerersten Trigger ebenfalls im Rahmen der Koinzidenzzeit auftretenden Trigger resultiert, Rechnung getragen. Dies geschieht dadurch, daß unter Aufgabe des Kanals der hintersten Anodengruppe alle Signale des Umladezählers während der Koinzidenzzeit aufgezeichnet werden. Damit liegt eine Zeitreihe vor, welche alle möglichen Zeitreferenzen für die Berechnung der Driftzeit beinhaltet. Somit ist eine vollständige Rekonstruktion aller möglichen Ort gewährleistet, so daß eine unkontrollierte Veränderung des Ortsspektrums auszuschließen ist.

Neben der Einführung des Multihit-Konzepts erfolgte in der Strahlzeit zur Absorptionskanten-Technik im Jahre 2000 erstmalig eine diese Auslesemethode ergänzende Aufzeichnung der zu einem bestimmten Ereignis-Zeitpunkt vorliegenden durchschnittlichen Rate des Umladezählers. Dies soll jedoch unter Verweis auf Kapitel 7 an dieser Stelle nicht weiter verfolgt werden.

5.4 Röntgennachweis

5.4.1 Photonenabsorption

Da das Kristallspektrometer, welches die wesentlichen Anforderungen an die Detektoren definiert, über eine recht geringe Nachweiseffizienz verfügt, ergibt sich zunächst die Erfordernis eines möglichst verlustfreien Nachweises der Röntgenphotonen.

Eine sehr hohe Absorptionseffizienz kann durch Wahl sehr schwerer Gase erreicht werden. Dies hat seine Ursache in der Abhängigkeit der die Photonenabsorption bestimmenden Prozesse von der Kernladungszahl. Darüberhinaus muß eine möglichst hohe Gasdichte

gewährleistet werden, was die Verwendung von hohen Drücken von typischerweise 20 bar impliziert.

Die Absorption von Photonen in Materie ist durch drei unterschiedliche Elementarprozesse bestimmt: den Photoeffekt, die Compton-Streuung und die Paarbildung. Hierbei wird die Absorption bei niedrigen Energien bis etwa dem zehnfachen der K-Bindungsenergie des Absorbers durch den auch als Photoionisation bezeichneten Photoeffekt beherrscht. Bei höheren Energien kommt die Compton-Streuung zum Tragen. Für den Fall von Photonenenergien, welche die Schwelle zur Paarerzeugung der leichtesten Leptonen – den Elektronen – überschreiten, wird dann dieser Prozess dominant. Letzterer ist jedoch an dieser Stelle ohne Belang, da die betrachteten Photonen eine weit geringere Energie als $2 \cdot 511 \text{ keV}$ aufweisen.

Die in diesen Prozessen erzeugten Elektronen geben die ihnen übertragene Energie in der unmittelbaren Umgebung ab. Dies geschieht über Anregung sowie Ionisation der Atome des Gasvolumens, wobei weitere Elektronen erzeugt werden. Schließlich ergibt sich als Endresultat der Photonenabsorption eine Ladungswolke, welche um den Ort der primären Absorption konzentriert ist.

Die Energie, welches ein Photoelektron aufweist, ergibt sich als Differenz zwischen der Energie des absorbierten Photons E_γ und der Bindungsenergie desjenigen atomaren Energieniveaus E_B^i , in welchem sich das Elektron zuvor befand:

$$E_e = E_\gamma - E_B^i . \quad (5.1)$$

Charakteristisch für den Photoeffekt ist dessen sehr starke Abhängigkeit von der Kernladungszahl sowie die Dominanz dieses Effekts an der K-Schale, welcher bei ausreichender Photonenenergie zu etwa 80 % den Gesamtquerschnitt bestimmt [MuR88]. Für den hier relevanten Energiebereich der nachzuweisenden Photonen von $E_{B,K} < E_\gamma < 2m_e c^2$ läßt sich der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts für die K-Schale schreiben als

$$\sigma_{\text{Photoeffekt}}^K = 4\sqrt{2}\alpha^4\sigma_0\frac{Z^5}{\epsilon_\gamma^{7/2}} . \quad (5.2)$$

Hierbei bezeichnet $\epsilon_\gamma = E_\gamma / (m_e c^2)$ die reduzierte Photonenenergie und $\sigma_0 = \frac{8}{3}\pi\frac{e^2}{m_e c^2}$ den Thomsonschen Wirkungsquerschnitt des Elektrons.

Der zweite elementare Prozeß, die Compton-Streuung, gehört zu den am besten verstandenen photonischen Wechselwirkungen und bezeichnet die Streuung eines Photons an einem freien Elektron. Hierbei können auch gebundene Elektronen als frei angesehen werden, wenn die Energie des Photons hinreichend hoch ist. Der Wirkungsquerschnitt skaliert mit $\sigma_0 Z$ [MuR88] und wird durch die Klein-Nishina Formel wiedergegeben. Er gehört zu den ersten, welche im Rahmen der QED berechnet wurden.

Für die beiden im vorliegenden Energiebereich der nachzuweisenden Photonen dominanten Absorptionsprozesse Photoeffekt und Compton-Streuung läßt sich folgendes Verhältnis der Wirkungsquerschnitte angeben:

$$\frac{\sigma_{\text{Photoeffekt}}^K}{\sigma_{\text{Compton-Streuung}}} \approx \frac{5\sqrt{2}\alpha^4 Z^4}{\epsilon_\gamma^{7/2} [1 - 2\epsilon_\gamma + \frac{26}{5}\epsilon_\gamma^2]} . \quad (5.3)$$

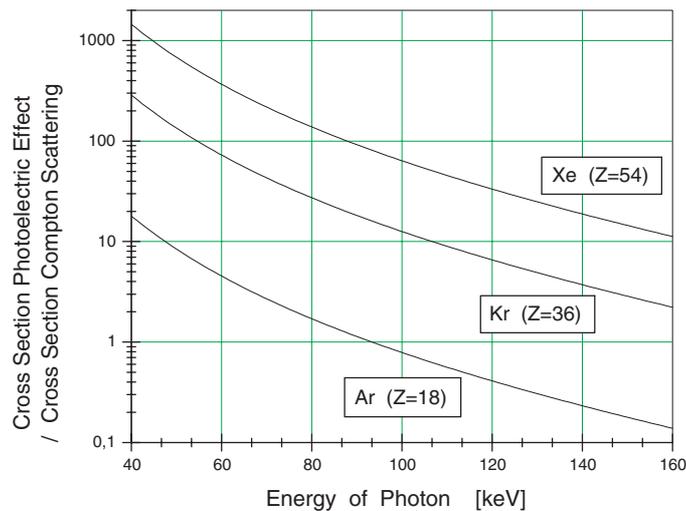


Abbildung 5.7. Wechselwirkungs-Querschnitte Photo- versus Compton-Effekt.

Abbildung 5.7 zeigt dieses Verhältnis für den Fall der schweren Edelgase Argon, Krypton und Xenon. Es ist ersichtlich, daß der Photoeffekt bei nicht allzu hohen Photonenenergien stark dominiert. Desweiteren ergibt sich ein Unterschied zwischen Argon und Xenon derart, daß die Compton-Streuung im Fall von Xenon vernachlässigbar ist, während sie bei Argon einen merklichen Anteil ausmachen kann.

Beim Durchgang von Photonen durch das Gasmedium findet vornehmlich eine Verringerung der Photonenanzahl statt, da aufgrund des Photoeffekts einzelne Photonen aus dem Strahlengang entfernt werden. Da diese Intensitätsabnahme proportional zur Intensität ist, ergibt sich eine mit der im Absorber zurückgelegten Strecke z exponentiell fallende Intensitätsverteilung $I(z)$ gemäß

$$I(z) = I_0 e^{-\mu z} \quad . \quad (5.4)$$

Dabei bezeichnet μ den linearen Absorptionskoeffizienten, welcher das Produkt aus dem totalen Wechselwirkungs-Querschnitt σ und der Atomkonzentration N ist:

$$\mu = N \cdot [\sigma_{\text{Photoeffekt}} + \sigma_{\text{Compton-Streuung}} + \sigma_{\text{Paarerzeugung}}] \approx N \cdot \sigma_{\text{Photoeffekt}} \quad . \quad (5.5)$$

Abbildung 5.8 zeigt die gesamte Absorptionsseffizienz der verwendeten Driftdetektoren. Hierbei ist ein typischer Druck von 20 bar und eine Absorptionstiefe von 100 mm angenommen worden. Die Darstellung basiert auf Daten aus der Photon Cross Sections Database XCOM des National Institute of Standards and Technology NIST [XCOM].

5.4.2 Wahl des Gasmediums

Neben den bisher betrachteten Aspekten der Wahl eines schweren Gasmediums unter hohem Druck ist die konkrete Wahl des Gasgemisches für den gesamten Betrieb der Driftdetektoren von großer Bedeutung.

Als schwere Gase, welche den Prozeß der Photonenabsorption vermitteln, bieten sich Edelgase an. Hierbei sind vor allem Argon und Xenon zu nennen, während Krypton

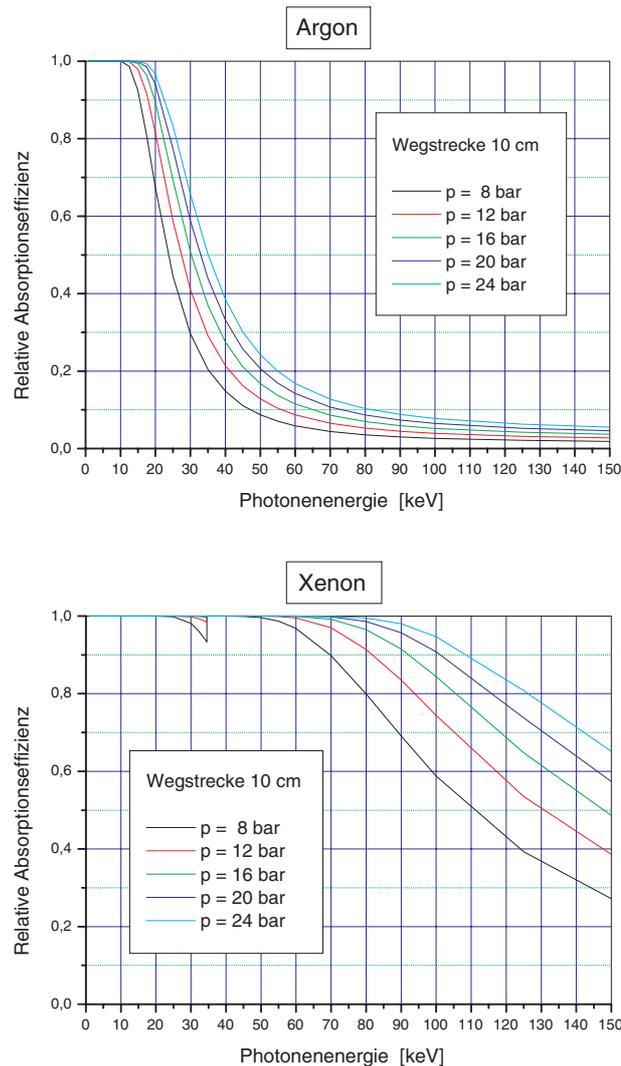


Abbildung 5.8. Absorptionseffizienz von Argon und Xenon bei verschiedenen Gasdrücken unter Berücksichtigung der van-der-Waals Gleichung. Zugrunde liegt eine Absorptionsstrecke von 100 mm, welche etwa der Tiefe des sensitiven Detektorvolumens entspricht. Ein Totvolumen im Eingangsbereich des Detektors ist nicht berücksichtigt.

aufgrund des praktisch nicht zu vermeidenden Anteils des radioaktiven Isotops Kr^{85} nicht einsetzbar ist.

Xenon bietet aufgrund seiner hohen Kernladungszahl von 54 gegenüber Argon mit lediglich 18 den Vorteil, eine sehr große Absorptionswahrscheinlichkeit aufzuweisen. Jedoch ist der Druckbereich für Xenon auf etwa (30 – 40) bar begrenzt, da aufgrund des niedrigen kritischen Drucks ansonsten eine partielle Gasverflüssigung stattfindet. Diese führt zu einer inhomogenen Dichteverteilung im Gasvolumen. Eine solche partielle Verflüssigung bedingt daher eine lokale Variation der mittleren freien Weglängen der Elektronen. Dies wiederum führt zu unerwünschten lokalen Schwankungen der Gasverstärkung.

Der dominante Photoeffekt führt zu einer Vakanz im absorbierenden Atom. Diese zeichnet sich dadurch aus, daß sie in einer inneren Schale vorliegt. Die praktisch ohne

Verzögerung stattfindende Abregung der Elektronenschale führt entweder zur Emission eines Auger-Elektrons oder aber zu einem Fluoreszenz-Photon.

Im ersten Fall werden Auger- und Photoelektron mit der für geladene Teilchen typischen geringen Reichweite emittiert. Daher wird im Rahmen der limitierten Ortsauflösung lediglich ein einziges Signal registriert.

Dies verhält sich jedoch im Fall eines Fluoreszenz-Photons anders. Hier kommt es vornehmlich zum Nachweis dieses Photons an einem anderen Ort im Detektor oder zu einem Austreten aus dem sensitiven Volumen. Im Fall eines Nachweises des Fluoreszenz-Photons führt ein mit hoher Wahrscheinlichkeit stattfindender sekundärer Photoeffekt zu einem zweiten Signal (Abbildung 5.9).

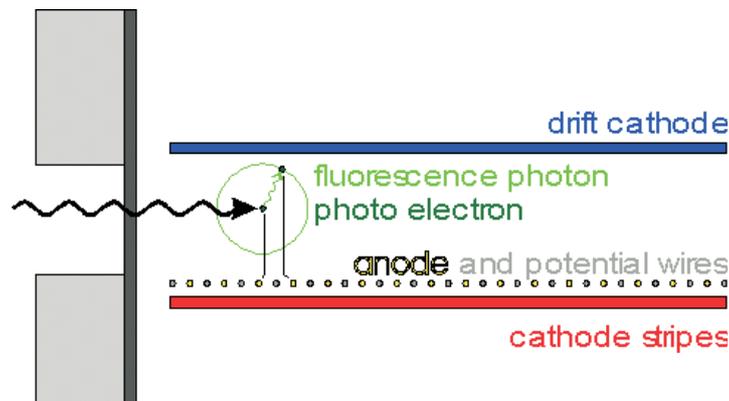


Abbildung 5.9. Schematische Darstellung des Auftretens eines Fluoreszenzphotons aus einem Absorberatom. Dieser Effekt spielt insbesondere bei Xenon eine Rolle, weist doch ein solches Photon in diesem Fall eine hohe Energie von etwa 30 keV auf. Dabei kann es zu einer zweiten, räumlich getrennten Ionisation im Gasmedium kommen, welche sich lediglich mittels der enthaltenen Energieinformation unterscheiden läßt.

Ob ein räumlich getrenntes Fluoreszenz-Signal im Detektor registriert wird, hängt davon ab, welcher der beiden genannten Prozesse der Abregung stattfindet. Die entsprechenden von der Kernladung abhängigen K-Fluoreszenz-Wahrscheinlichkeiten wurden für viele Elemente bestimmt und lassen sich in guter Übereinstimmung zum Experiment auch theoretisch berechnen [BaC72, Bam74]. Eine näherungsweise Abschätzung der K-Fluoreszenz Wahrscheinlichkeit ergibt sich aus

$$\omega_K = \frac{1}{1 + 5,45 \cdot 10^5 Z^{-3,85}} \quad (5.6)$$

Da die Fluoreszenzwahrscheinlichkeit von Xenon etwa 90 % beträgt, ferner die entsprechenden hochenergetischen Photonen eine mittlere Reichweite von einigen Millimetern aufweisen, kommt es im Fall einfallender primärer Photonen ausreichender Energie fast immer zur Detektion eines Paares von Signalen. Dabei wird das eine Signal durch das Photoelektron unweit des Ortes der Primärionisation erzeugt. Dies liegt an dessen geringer Reichweite, wie sie aus den effektiven Stoßprozessen geladener Teilchen in Materie folgt. Das zweite Signal aufgrund des Fluoreszenz-Photons wird in einer Vielzahl der Fälle

an einem einige Millimeter entfernten Punkt registriert. Dies hat seine Ursache im andersartigen Verhalten von Photonen in Materie. Im Gegensatz zu geladenen Teilchen ist dieses im vorliegenden Energiebereich durch die genannten Prozesse Photo- und Comptoneffekt bestimmt. Diese sind im Vergleich zu den auf elektrischer Ladung basierenden Prozessen deutlich schwächer. Daher resultiert eine exponentielle Verteilung der Flugstrecken der Fluoreszenzphotonen, welcher eine mittlere Reichweite von mehreren Millimetern entspricht.

Im Fall des Photoelektrons resultiert eine deponierte Energie von der um die K-Bindungsenergie des Xenons von 34,6 keV verminderten Energie des primären Photons, im Fall des Fluoreszenz-Photons diejenige der Fluoreszenz, welche aufgrund der hohen Bindungsenergie der bevorzugt in der K-Schale auftretenden Vakanzen in Xenon 29,80 keV und 29,48 keV betragen.

Da die energetische Information jedoch nur mit einer Genauigkeit von etwa 25 % vorliegt, stellt das massive Auftreten von Fluoreszenz-Photonen ein Hindernis in der Ortsbestimmung dar. Dies kann nur dadurch vermieden werden, daß die Energie der einfallenden Photonen – reduziert um diejenige der K-Bindungsenergie des Xenons – im Rahmen der Auflösung von derjenigen der Fluoreszenz unterschieden werden kann. Dies bedeutet, daß eine Ortsauflösung mit Xenon nur dann ohne Beeinträchtigung durch Fluoreszenz vorliegt, wenn die nachzuweisenden Photonen eine Energie von mindestens ~ 70 keV aufweisen.

Ein weiterer Aspekt bei der Wahl des Gasgemisches stellt die Zugabe eines Quenchers dar. Dabei kommt diesem eine besondere Bedeutung hinsichtlich der Verwendung von Verstärkungsstrukturen zu, wie sie durch das radiale elektrische Feld an Anodendrähten realisiert sind. Die vornehmliche Aufgabe besteht in der Absorption sekundärer Photonen, verknüpft mit einer Energiedissipation durch Dissoziation oder Stöße. Dadurch gelingt eine Verminderung der Ausbreitung von UV-Photonen, wie sie im Vorgang der Ladungsvervielfachung erzeugt werden, und es werden hohe Gasverstärkungen möglich. Ferner spielt ein Quencher bei diesem Vorgang eine wichtige Rolle für die Energieauflösung. So gewährleistet die Verwendung eines Quenchers aufgrund der hierdurch möglichen höheren Gasverstärkung die Erzeugung einer größeren Zahl an Ladungsträgern. Dies ermöglicht ein günstigeres Verhältnis der Signale zum vorhandenen Rauschen und damit eine Verbesserung der Energieauflösung. Dies gilt jedoch nur für nicht allzu große Gasverstärkungen. Für noch höhere Gasverstärkungen folgt, daß sich die Energieauflösung wieder verschlechtert. Ursache hierfür ist, daß steigende Gasverstärkungen eine Verschlechterung der Energieauflösung bedingen. Während bei nicht allzu starker Ladungsvervielfachung ein verringertes relatives Anteil des elektronischen Rauschens zu einer Verbesserung der Energieauflösung führt, kommt bei sehr starker Ladungsvervielfachung die mit einer Gasverstärkung verbundene Reduktion der Energieauflösung zum Tragen. Im Hinblick auf einen Quencheranteil ergibt sich ferner, daß ein solcher aufgrund der hierdurch erreichbaren hohen Ladungsvervielfachung im allgemeinen zwar unumgänglich ist; jedoch führt ein allzu großer Anteil tendenziell zu einer Verschlechterung der Energieauflösung.

Als Quencher finden im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen Kohlendioxid und Methan Verwendung. Im Experiment mit dem Kristallspektrometer am Gasjet-Target des ESR wurde Xenon mit einem Anteil von 5 % Methan eingesetzt. Während der Strahlzeit zur Absorptionskanten-Technik fand der Betrieb der Driftdetektoren mit Argon und 5 % Methan statt.

5.4.3 Energieinformation

Als Folge der Absorption der nachzuweisenden Röntgenphotonen kommt es zur Erzeugung eines energiereichen Elektrons. Dessen kinetische Energie führt durch Anregung und Ionisation zur Erzeugung einer Vielzahl von Elektron-Ion-Paaren. Dabei steht die Anzahl dieser Paare in unmittelbarer Beziehung zur Energie des primären Elektrons und damit zu jener des eingefallenen Photons. Im Anschluß an den Driftprozeß im homogenen elektrischen Feld erfolgt eine Vervielfachung der Ladungsträger im Verstärkungsfeld der Anodendrähte. Daraus resultiert ein elektrischer Puls. Da durch die verwendete Signalverarbeitung vornehmlich die schnelle Anstiegsflanke des ursprünglichen Signals auf den Anodendrähten berücksichtigt wird, ergibt sich der registrierte Puls im wesentlichen aus der durch die Elektronenlawine hervorgerufenen Komponente. Damit stellt das Integral des aufgezeichneten Pulses ein Maß für die Anzahl der an den Anodendrähten nachgewiesenen Elektronen dar. Da diese Anzahl aufgrund der proportionalen Gasverstärkung die Zahl der anfänglichen Ladungsträger wiedergibt, ist das Integral des aufgezeichneten Pulses ein direktes Maß für die Energie des nachzuweisenden primären Photons.

Die Energieauflösung spielt insbesondere eine entscheidende Rolle für das Kristallspektrometer. Hier hat sich bei den Experimenten und den Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit ergeben, daß die Driftdetektoren im wesentlichen aufgrund ihrer geringen Energieauflösung von etwa 25 % für diese Technik nicht einsetzbar sind.

Die Energieauflösung, wie sie durch die stattfindenden Energietransfers im sensitiven Volumen in Verbindung mit der Konversion in elektrische Signale bestimmt ist, hängt von einer Vielzahl von Einflüssen ab.

Während in einem bloß planaren Verstärkungsfeld die Beziehung zwischen Signal und Energie aufgrund des wegabhängigen Beschleunigungsprozesses verloren geht, findet die eigentliche Signalerzeugung aufgrund des in der Nähe der Anodendrähte herrschenden zylindrischen Potentials ausschließlich in der unmittelbaren Umgebung dieser Drähte statt. Damit ist der Ort der Ladungsvervielfachung stark lokalisiert, wodurch diese näherungsweise unabhängig ist vom Raumpunkt der Primärionisation.

Ein Ansatz [Neu93] für die Energieauflösung ergibt sich aus

$$\left[\frac{\Delta E}{E}\right]^2 = \left[\frac{A}{E}\right]^2 + \left[\frac{B}{\sqrt{E}}\right]^2 + C^2 \quad . \quad (5.7)$$

Dabei bezeichnet der erste Term durch $\Delta E \propto A$ zunächst einen konstanten, das heißt energieunabhängigen Anteil, wie er von elektronischem Rauschen und elektromagnetischen Störungen herrührt. Der zweite Term meint denjenigen Anteil, wie er durch die Statistik der Ladungsvervielfachung zustande kommt, und die intrinsische Grenze der Energieauflösung darstellt. Schließlich bezeichnet der dritte Term jenen zur Anzahl der Ladungsträger proportionalen Anteil. Hierin finden sich Effekte wie Rekombination oder Anlagerung der Elektronen sowie Variationen in der Gasverstärkung.

Die mittlere Energie E_I , welche für die Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares notwendig ist, beträgt ~ 30 eV und ist relativ schwach vom absorbierenden Material abhängig. Nimmt man an, daß die gesamte Energie des primären Photons im sensitiven Volumen deponiert wird, so wird im Mittel eine Gesamtzahl von $\bar{n}_e = E_\gamma/E_I$ an Elektron-Ion-Paaren produziert. Im Fall des vollständigen Nachweises aller erzeugten Ladungsträger ist deren Anzahl daher proportional zur deponierten Energie.

An dieser Stelle ist zweierlei zu unterscheiden. Liegt eine Detektor-Konzeption vor, in welcher nur ein kleiner Anteil der Energie deponiert wird – dies ist bei dünnen Teilchendetektoren zur Messung der Energieabgabe pro Wegstrecke der Fall – so sind die einzelnen Wechselwirkungen als statistisch unabhängig anzusehen und als Poisson-Prozeß zu verstehen. Wird hingegen die Energie des nachzuweisenden Teilchens oder Photons vollständig absorbiert, wie es typisch ist für Detektoren in der Spektroskopie, so sind die stattfindenden Reaktionen nicht mehr statistisch unabhängig, da die Summe der in den einzelnen Wechselwirkungen übertragenen Energien mit der Gesamtenergie identisch sein muß. Diese fehlende Unabhängigkeit hat zur Folge, daß die Voraussetzungen für eine Poisson-Verteilung nicht mehr erfüllt sind. Es ergibt sich hierbei eine kleinere Varianz [Fan46, Fan47, AlK67]:

$$\sigma_n^2 = F \cdot \bar{n}_e \quad . \quad (5.8)$$

Dabei bezeichnet F den sogenannten Fano-Faktor, eine intrinsische Konstante des entsprechenden Mediums. Diese wird durch alle Prozesse bestimmt, die zu einem Energieübertrag führen. Für Edelgase ergibt sich ein Wert von etwa 0,2 [Leo94].

Für ein Verständnis der totalen Energieauflösung, wie sie sich durch die im Gasmedium ablaufenden Prozesse ergibt, ist ferner jener Anteil zu berücksichtigen, welcher aus der Gasverstärkung resultiert. Ausschlaggebend für diesen Anteil zur Energieauflösung ist das radiale elektrische Feld in der näheren Umgebung der Anodendrähte:

$$E(r) = \frac{U}{r \ln(r_a/r_i)} \quad . \quad (5.9)$$

U ist die Spannung zwischen äußerem Radius r_a und innerem Radius r_i , wobei letzterer durch die Drahtdicke bestimmt ist. Für kleine Drahtdurchmesser steigt das elektrische Feld sehr stark an. Übersteigt diejenige Energie, welche von einem Elektron zwischen zwei Stößen aus dem Feld aufgenommen wird, die Ionisationsenergie des Gasmediums, so findet eine sekundäre Ionisation statt. Durch die Feldstruktur nehmen die Elektronen auf immer kürzeren Wegstrecken genügend Energie auf, um weitere Elektronen freizusetzen. Im Fall normaler Gasdichten beträgt die freie Weglänge zwischen zwei Stößen einige Mikrometer. Daher erfordert eine Gasverstärkung Felder von der Größenordnung 10^4 V/cm und Drahtdurchmesser von wenigen zehn Mikrometern für Verstärkungsfelder von wenigen Kiloelektronenvolt. Es kommt schließlich zu einer lawinenartigen Erzeugung von Elektron-Ion-Paaren. Dabei sind die vielfältigen Prozesse bei diesem Vorgang recht kompliziert. Sie beinhalten Mehrfach-Ionisationen, optische und metastabile Anregungen sowie Rekombinationen.

Bei der Ladungsvervielfachung treten ferner Photonen auf. Diese können zu einer weiteren Erzeugung von Elektron-Ion-Paaren führen. Liegt nun eine Situation vor, in der die mittlere Reichweite dieser Photonen die Ausmaße der Lawine übersteigt, so kommt es außerhalb der ursprünglichen Lawine zum Auftreten weiterer Lawinen. Um einen damit einhergehenden instabilen Betrieb zu vermeiden und die Energieinformation in Form der Proportionalität der erzeugten Ladungsträgermenge zu erhalten, erfolgt die Zugabe eines Quencher-Gases. Dieses besteht meist aus organischen Molekülen, welche aufgrund ihrer reichhaltigen Vielfalt von Anregungsniveaus große Photoabsorptionsquerschnitte aufweisen. Als Ergebnis kann eine größere, zur Anzahl der primären Ladungsträger proportionale Menge an Elektron-Ion-Paaren respektive eine höhere Gasverstärkung unter stabilen Betriebsbedingungen erzielt werden.

Der Prozeß der Ladungsvervielfachung ist charakterisierbar durch die sogenannte Gasverstärkung G . Diese ist definiert als diejenige Anzahl an Elektronen respektive Ionen, welche durch ein einziges, in den Bereich der Verstärkung eintretendes Elektron erzeugt wird. Im Fall eines Detektorbetriebs im Proportionalbereich ist die Feldverzerrung durch die Ladungsträger in der Lawine im Vergleich mit dem zylindrischen Feld vernachlässigbar. Es ist dann die Ladungsdichte der Lawine wesentlich kleiner als jene des Anodendrahtes. Diese Situation liegt in dieser Arbeit vor. Typische Gasverstärkungen betragen hierbei etwa 10^4 .

Die Ladungsvervielfachung beziehungsweise die Gasverstärkung G lassen sich mit Hilfe des sogenannten 1. Townsend-Koeffizienten α beschreiben. Dieser gibt die Wahrscheinlichkeit pro Wegstrecke an, mit der ein einzelnes Elektron ein Elektron-Ion-Paar erzeugt. n_e primäre Elektronen erzeugen demnach auf einer Wegstrecke dx die Anzahl von $dn = n \alpha dx$ weiteren Elektronen. Damit ergibt sich die Gesamtzahl aller am Ende einer endlichen Wegstrecke x auftretenden Elektronen zu $n = n_e e^{\alpha x}$.

Für den Fall eines inhomogenen Feldes wird $\alpha(x)$ ortsabhängig und die Gesamtladung ergibt sich durch Integration über den entsprechenden, hier radialen Bereich der Ladungsvervielfachung:

$$n_{tot} = n_e G = n_e \exp \left[\int_{r_i}^{r_a} \alpha(x) dx \right] . \quad (5.10)$$

Der 1. Townsend-Koeffizient α hängt ab von den Wechselwirkungsquerschnitten der ionisierenden Elektronen, verschiedenen Transfer-Mechanismen und dem elektrischen Feld. Es existiert keine allgemeine theoretische Beschreibung, welche allen Gasmischungen gerecht wird, aber eine Vielzahl von Parameterisierungen. Diese liefern jedoch oftmals deutlich abweichende Ergebnisse und sind nur in einem jeweils kleinen Bereich gültig [RoK41, BIR93, Die56].

Unter der Annahme, daß jedes der primären Elektronen eine eigene Lawine erzeugt und diese unabhängig sind, ergibt sich die gesamte erzeugte Anzahl an Ladungsträgern näherungsweise mittels des Zentralen Grenzwertsatzes. Hierbei resultiert die bekannte Gauß-Verteilung. Die bestimmenden Parameter Mittelwert und Varianz folgen dabei aus jenen der Verteilungen der Einzelprozesse. Auf eine konkrete Kenntnis der Einzelverteilungen kann durch den Grenzwertsatz verzichtet werden. Es sei lediglich darauf verwiesen, daß diese mit den Konzepten stochastischer Prozesse wie beispielsweise dem Yule-Furry- oder dem Byrne-Prozeß beschrieben werden können. Hierbei beinhaltet ersterer den Spezialfall eines Poisson-Prozesses, während letzterer eine allgemeinere Formulierung darstellt. Ein kurzer Überblick findet sich in [BIR93].

Bezeichnet $f = (\sigma_{n_{tot}}/n_{tot})^2$ die relative Schwankung der Gasverstärkung einer Ein-Elektronen-Lawine, so ist die Varianz der Gasverstärkung $\sigma_G^2 = (f/\bar{n}_e)G^2$. f , dessen Betrag kleiner Eins ist, hängt von der Gasmischung, dem Druck, der konkreten Zählergeometrie und der Gasverstärkung ab. Der minimale Wert wird für kleine Werte des Produkts aus Druck und Anodendrahtradius erreicht. Mit zunehmendem Druck und wachsender Gasverstärkung steigt f an und verringert somit die erreichbare Energieauflösung. Die Verschlechterung der Energieauflösung mit wachsendem Druck ist eine Folge von Anlagerung, Abnahme der intrinsischen Auflösung aufgrund der größeren relativen Varianz der Ein-Elektronen-Lawine, des beginnenden Verlassens des Proportionalbereichs sowie mechanischer Ungenauigkeiten.

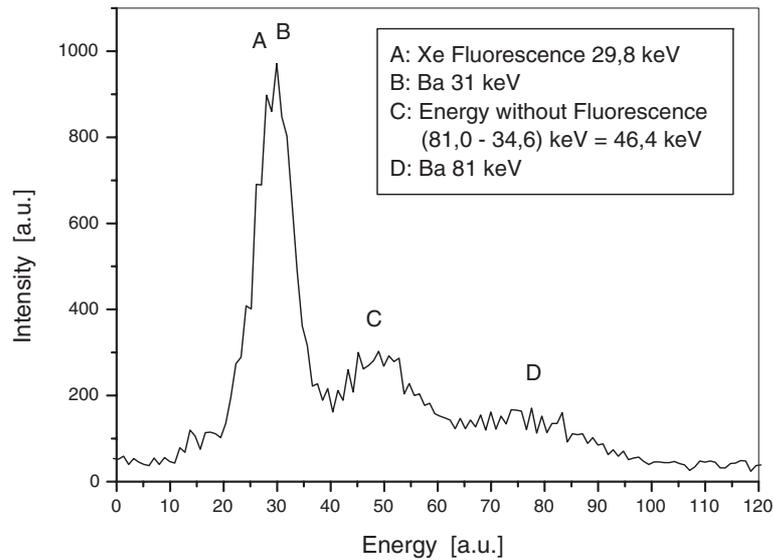


Abbildung 5.10. Gemessenes Spektrum einer ^{133}Ba Quelle. Der dominante Peak zur Linken ist vornehmlich auf die Xenon-Fluoreszenz zurückzuführen, beinhaltet aber auch die 31 keV Photonen der Quelle. Zu höheren Energien folgt dasjenige Signal, welches von 81 keV Photonen nach räumlicher Trennung des Fluoreszenz-Photons des Xenon erzeugt wird. Der rechte Peak stammt von Ereignissen, in welchen die gesamte Energie von 81 keV in einer räumlich nicht auflösbaren Ladungswolke deponiert wird.

Zusammenfassend ergibt sich die Energieauflösung eines Gasdetektors, wie sie aus den Fluktuationen der fundamentalen Prozesse Primärionisation und Ladungsvervielfachung resultiert, zu [Men98]

$$\frac{\Delta E}{E} = 2,35 \cdot \sqrt{F + f} \cdot \sqrt{\frac{E_I}{E_\gamma}} \quad (5.11)$$

Dies stellt zugleich die maximal erreichbare Energieauflösung dar. Daher wird sie auch „intrinsische Energieauflösung“ genannt.

Abschließend sei noch darauf hingewiesen, daß das eigentliche Signal, wie es in den Nachweisstrukturen induziert wird, vornehmlich auf der Bewegung der Ionen beruht. Dies wird verständlich wenn man sich vergegenwärtigt, daß die Hälfte der Elektronen erst im Abstand von etwa einer mittleren freien Weglänge vom Anodendraht auftreten, während die erzeugten Ionen noch einen großen Teil des elektrischen Feldes zu durchqueren haben. Ferner ist das Signal aufgrund der schnellen Elektronendrift zeitlich extrem kurz. Daher setzt sich das induzierte Ladungssignal aus einem langen Anstieg – aufgrund der Drift der Ionen – mit einer steilen Anstiegsflanke – aufgrund der kurzen Elektronendrift – zusammen. Daher wird auch eine Pulsformung, welche lediglich die frühe Signalentwicklung berücksichtigt, erforderlich.

Abbildung 5.10 zeigt ein gemessenes Energiespektrum. Die Auflösung (FWHM) beträgt etwa $(26 \pm 4)\%$. Zugrunde liegt eine Gasmischung von Xenon mit einem 5 %-tigen Methan-Anteil bei einem Druck von etwa 14 bar.

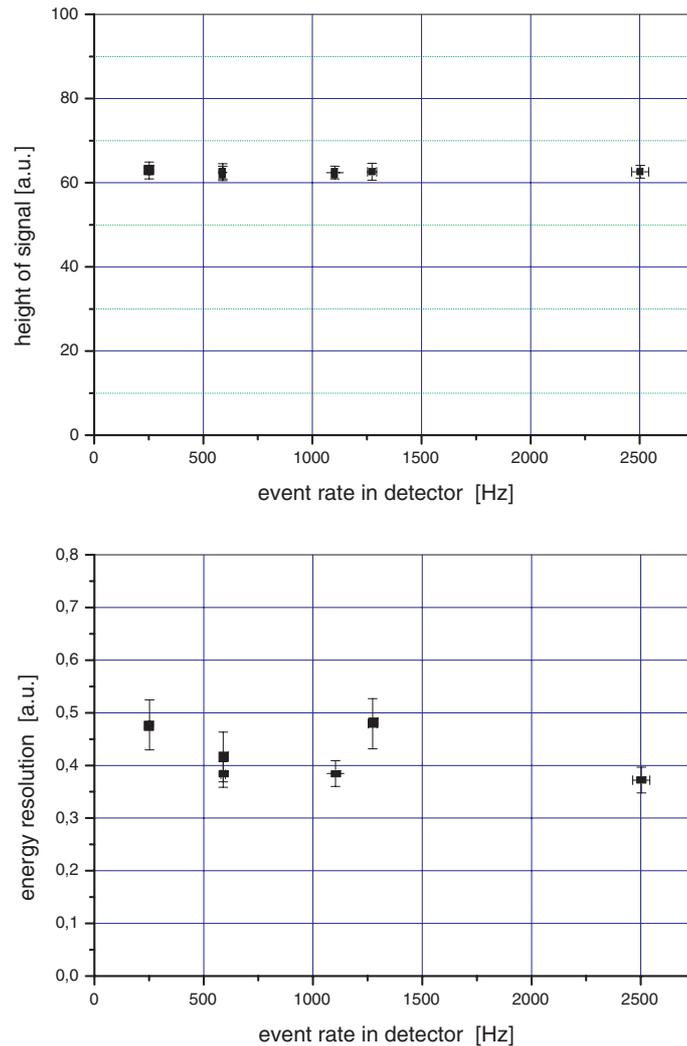


Abbildung 5.11. Signalthöhe sowie deren Streuung (FWHM) als Maß der Energieinformation für unterschiedlichen Ereignisraten.

Während der Untersuchungen zwecks Bestimmung geeigneter Betriebsparameter wurden verschiedene Gasmischungen betrachtet. Die gemessenen Energieauflösungen sind in Anhang B dokumentiert.

Der Betrieb mit einer ternären Mischung aus einem Quencher (Methan) und zwei Edelgasen (Argon und Xenon) ergab keine weiterführenden Resultate.

Eine Beeinträchtigung der Energieauflösung durch das Vorhandensein von Ladungsansammlungen, wie sie beim Auftreten hoher Photonenraten auftreten, konnte für die im Rahmen der vorliegenden Experimente auftretenden Raten ausgeschlossen werden. Die Ereignisraten der relevanten Messungen lagen mit maximal etwa einem Kilohertz deutlich unter derjenigen, bei welcher eine Veränderung der Signalthöhen und deren Breiten ausgeschlossen werden kann. Abbildung 5.11 zeigt Ergebnisse einer entsprechenden Untersuchung von Signalthöhe und Energieauflösung (FWHM). Danach sind im Bereich bis 2500 Hz keine Veränderungen beobachtet wurden.

5.5 Ortsinformation

Die Ortsinformation stellt eine der wesentlichen Anforderungen an ein Nachweissystem dar, wie sie sich aus den für die präzise Bestimmung der 1s-Lambverschiebung entwickelten experimentellen Konzepten ergeben. Dabei ist es die Aufgabe der Detektoren, Röntgenphotonen mit einer Ortsauflösung von bis zu 200 μm nachzuweisen.

Die Ortsinformation resultiert aus mehreren Einzelvorgängen. Zunächst bewirkt die Absorption eines einfallenden Photons vornehmlich das Auftreten eines Photoelektrons. Letzteres wiederum weist eine sehr hohe kinetische Energie auf, welche es an das Gasmedium unter Erzeugung weiterer Ladungsträger abgibt. Es folgt daher aus der Primärionisation eine ausgedehnte Ladungsverteilung. Diese driftet im homogenen elektrischen Feld zur Nachweisregion. Dabei kommt es zu Diffusionsprozessen, welche eine weitere Verformung der Ladungsträgerwolke bewirken. Schließlich gelangen die Ladungsträger in den Einflußbereich der Anodendrähte und es erfolgt eine Transformation in elektrische Signale. Hierbei kann es zu einer weiteren Beeinflussung der Ortsinformation in der Ladungsträgerwolke durch Ladungsvervielfachung kommen.

5.5.1 Primärionisation

Die Ausdehnung der Primärionisation – also der nach Absorption des einfallenden Photons vorliegenden Ladungsverteilung – resultiert im wesentlichen aus dreierlei: der Emissionswahrscheinlichkeit in einen Winkel des anfänglichen höherenergetischen Ionisationselektrons, dessen Energieverlust und schließlich dessen durch Vielfachstreuung charakterisierte Reichweite.

Zunächst besitzen die aus dem ionisierten Gasatom stammenden primären Elektronen eine Winkelverteilung. Dabei ist zwischen den beiden Prozessen der Ionisation, dem Photoeffekt und der Compton-Streuung, zu unterscheiden. Im Fall des Photoeffekts werden die Elektronen bei kleinen Photonenenergien vornehmlich senkrecht zur Einfallrichtung des Photons emittiert, zu einem geringen Teil auch in Rückwärtsrichtung. Mit wachsender Photonenenergie erfolgt die Emission der Elektronen deutlicher in Vorwärtsrichtung. Für unpolarisierte Photonen läßt sich die Winkelverteilung $\sigma(\Theta)$ der durch den Photoeffekt erzeugten Elektronen folgendermaßen beschreiben [Hei54]:

$$\sigma(\Theta) = \frac{\sin^2(\Theta)}{[1 - \beta \cos(\Theta)]^4} . \quad (5.12)$$

Damit ergibt sich für typische Photonenenergien um 60 keV eine bevorzugte Emissionsrichtung von ungefähr 40° nach vorne.

Die Winkelverteilung im Fall von Compton-Elektronen beinhaltet Streuwinkel bis 90°. Da die nur bei Verwendung des leichteren Edelgases Argon merklich auftretende Compton-Streuung bei den vorliegenden Photonenenergien lediglich zu Elektronen führt, welche eine relativ geringe kinetische Energie von maximal etwa 10 keV aufweisen, spielt deren Winkelverteilung eine untergeordnete Rolle.

Der zweite Einfluß auf die Verteilung der Ladungswolke, welche die Ortsinformation in sich birgt, ergibt sich aus dem Energieverlust des im Absorptionsprozeß erzeugten primären

Elektrons. Es handelt sich hierbei um den Energieverlust eines geladenen Teilchens in Materie. Dieser statistische Prozeß, in welchem unter den vorliegenden Gegebenheiten eine Energiedissipation vornehmlich in Form der Erzeugung von Elektron-Ion-Paaren stattfindet, kann im Fall einer ausreichend hohen Zahl erzeugter Ladungsträger durch dE/dx gekennzeichnet werden. Dies stellt eine makroskopische Größe dar, welche den differentiellen Energieverlust pro Wegstrecke ausdrückt.

Die korrekte Beschreibung, welche auf einem quantenmechanischen Zugang beruht, erfolgte zu Anfang der 30er Jahre des vergangenen Jahrhunderts. Diese sogenannte Bethe-Bloch Formel ist durch verschiedene Korrekturen erweitert worden und gibt die für geladene Teilchen typische Energieabgabe in Materie an.

Angemerkt sei, daß der Energiebereich der Elektronen im vorliegenden Fall weit unterhalb des dominanten Auftretens von Bremsstrahlung bei etwa 10 MeV liegt. Daher bleibt der Abbremsprozeß weitgehend durch Stöße mit den Gasatomen bestimmt ¹. Ferner sei darauf hingewiesen, daß die Bethe-Bloch Gleichung in ihrer allgemeinen Form nicht direkt auf Elektronen angewandt werden kann. Dies hat seine Ursache in der kleinen Masse der Elektronen sowie deren Ununterscheidbarkeit zu den atomaren Streuelektronen. Für eine modifizierte Gleichung sei auf [Leo94] verwiesen.

Zur Berechnung der Reichweite des primären Elektrons, welche das physikalische Limit für die erzielbare Ortsauflösung der verwendeten Gasdetektoren bildet, kann nicht wie bei schweren geladenen Teilchen vorgegangen werden. Im letzteren Fall ließe sich die Reichweite S aus

$$S(E_{gesamt}) = \int_0^{E_{gesamt}} \left[\frac{dE}{dx} \right]^{-1} dE \quad (5.13)$$

berechnen. Die so definierte Reichweite stellt für schwere geladene Teilchen eine sinnvolle Größe dar, welche direkt Aussagen über die Energie des Teilchens möglich macht ² und bei der Konzeption von Detektoren zu deren Nachweis von Bedeutung ist. Im vorliegenden Fall von Elektronen ergibt sich jedoch, daß deren geringe beziehungsweise zu jener der streuenden atomaren Elektronen gleiche Masse zu einer starken Richtungsänderung führt. Die Stöße mit den Elektronen der Atome resultieren daher in einer Zick-Zack-Bewegung. Als Folge dieser chaotischen Bahn der Elektronen ist daher der tatsächlich zurückgelegte Weg, wie er sich durch obige Integration ergibt, kein sinnvolles Maß mehr für die makroskopische Reichweite.

Die im Absorptionsprozeß freigesetzten primären Elektronen verlieren aufgrund ihrer geringen Masse schon nach wenigen Stößen ihre anfängliche Bewegungsrichtung. Durch den Prozeß der Ionisationsbremsung kommt es zur Erzeugung einer ausgedehnten Ladungsträgerwolke. Deren Größe läßt sich nun aber mit Hilfe einer Projektion auf für die Detektorgeometrie geeignete Koordinaten beschreiben. Dies führt zur sogenannten projizierten Reichweite. Sie beschreibt die Breite der Ladungsverteilung einer einzelnen Wechselwirkung eines einfallenden Photons und ist nicht identisch mit der Verteilung der Schwerpunkte vieler photonischer Wechselwirkungen. Der auf die Gasdichte bezogene projizierte Weg

¹Die kritische Energie, bei welcher der Energieverlust pro Weglänge durch Stöße jenem durch Bremsstrahlung entspricht, läßt sich durch $E_{kritisch} \approx \frac{800 \text{ MeV}}{Z+1,2}$ abschätzen.

²Aus dem Zusammenhang $-dE/dx \sim \frac{1}{\beta^2} \sim \frac{1}{E_{kin}}$ folgt vereinfachend $\int \left[\frac{dE}{dx} \right]^{-1} dE \sim E_{kin}^2$.

von Photo-Elektronen ist empirisch abschätzbar gemäß [Grü57]

$$R_G \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] = 4,57 \cdot 10^{-6} \cdot E_e^{1,75} [\text{keV}] \quad . \quad (5.14)$$

Für die Limitierung der erzielbaren Ortsauflösung ist – bei Vernachlässigung der Compton-Streuung – nur die Projektion der Photoelektronen-Reichweiten auf die Detektorkoordinate maßgeblich. Diese ist bei den verwendeten Detektoren die Richtung der Elektronendrift. Für die durch die gewählte Koordinate gegebene Richtung, jedoch mit zwei Richtungssinnen, reduziert sich die mittlere projizierte Reichweite auf $0 \pm \sigma_R$ mit $\sigma_R = 0,32 \cdot R_G$ [Hel88]. σ_R gibt damit einen quadratisch in die Ortsauflösung eingehenden minimalen systematischen Fehler an.

Nimmt man beispielsweise Xenon mit der Dichte $5,86 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ unter einem Druck von 20 bar an, ferner eine Photonenenergie von 100 keV, was ein Signalpaar von 65 keV nach Abzug der atomaren Bindungsenergie sowie von 30 keV durch ein Fluoreszenz-Photon impliziert, so ergibt sich für das Elektron mit 65 keV eine Photoelektronenreichweite von $180 \mu\text{m}$.

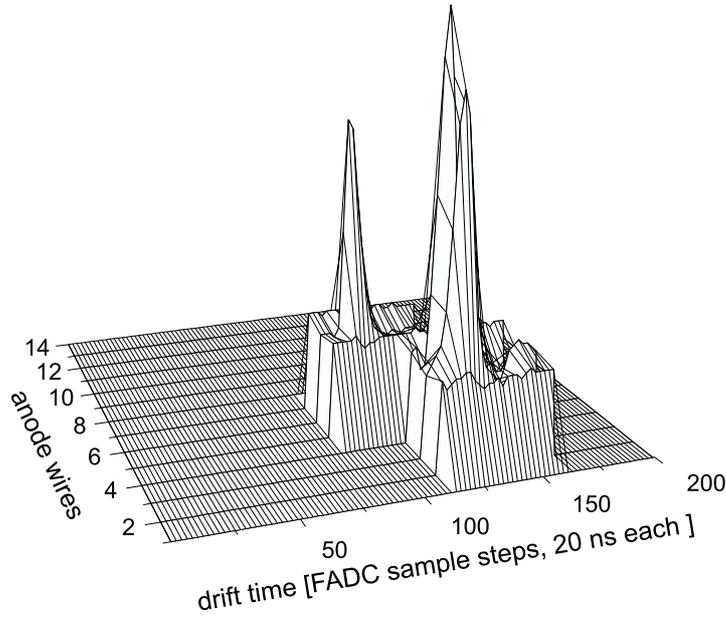


Abbildung 5.12. Zeitliche und räumliche Rekonstruktion einer einzelnen Photonen-Absorption in Projektion auf die durch die Driftrichtung x und die durch die Anodendrähte aufgespannte Tiefenrichtung z aufgespannte Ebene. Die beiden Ionisationsereignisse des Primärphotons und des Fluoreszenz-Photons sind räumlich separiert.

Abbildung 5.12 zeigt ein typisches Ereignisfeld, wie es im Fall von Xenon auftritt. Hierbei erfolgt eine zweidimensionale Darstellung, welche durch die Koordinate Anodendraht (z) und jene der Driftrichtung (x) aufgespannt wird. Zu sehen sind zwei getrennt aufgelöste Signale. Das stärkere entspricht der um die K-Bindungsenergie verringerten Energie des einfallenden Photons, das schwächere der durch ein Fluoreszenz-Photon an einem anderen Ort induzierten Ionisation. Das Ereignis ist mit dem oben beschriebenen Kompressionsverfahren rekonstruiert. Es ergeben sich daher lediglich diejenigen Ereignisbereiche, welche die eigentliche Information beinhalten.

5.5.2 Elektronendrift

Bei der dreidimensionalen Lokalisierung einzelner Ereignisse der Photonenabsorption weist diejenige Ortskoordinate die größte Auflösung auf, welche auf der Information des Driftprozesses basiert.

Eine Ortsbestimmung aus der Driftzeit, welche Ladungsträger zum Überwinden einer endlichen Distanz benötigen, stellt ein verbreitetes, vornehmlich in der Hochenergiephysik zur Bestimmung von Teilchenbahnen angewandtes Verfahren dar. Auf diesem Prinzip aufbauende Detektoren wurden bereits vor mehreren Jahrzehnten vorgeschlagen [Wal71]. Der wesentliche Vorteil eines solchen Konzepts liegt in der Verfügbarkeit eines großen Volumens bei gleichzeitig geringem apparativen Aufwand. So finden sich bei heutigen Detektorkonzepten sensitive Volumina, welche Ausdehnungen von mehreren Metern aufweisen. Als Beispiel sei an Time-Projection-Chambers (TPC) erinnert, welche auf einer Symbiose aus Multi-Wire-Proportional-Counter (MWPC) und Driftkammer beruhen und eine bis zu zwei Meter lange Driftröhre aufweisen.

Die in einer Absorption erzeugten Elektronen der ausgedehnten Primärionisation unterliegen sowohl einem Diffusions- als auch einem Driftprozeß. Es finden Stoßprozesse mit den Elektronen der Gasatome beziehungsweise -moleküle statt, welche vornehmlich von der Gasart, der Gasdichte sowie der Energie der driftenden Elektronen bestimmt werden. Die Elektronen nehmen auf ihrem Weg im Driftfeld kinetische Energie auf und geben Energie über Stöße an das Gas ab. Es stellt sich ein energetisches Gleichgewicht ein, welches die Verwendung einer makroskopischen Driftgeschwindigkeit zur Beschreibung des Driftprozesses rechtfertigt.

Die begleitende Drift der simultan erzeugten Ionen spielt keine Rolle, da sich die Ortsinformation aus der Ankunftszeit der deutlich schneller driftenden Elektronen auf der Nachweisstruktur ergibt. Es sei jedoch erwähnt, daß die die positive Ladung zu den Kathodenelektroden transportierenden Gasteilchen diejenigen mit dem niedrigsten Ionisationspotential sind. Ferner kann die Ionendrift im Fall hoher Photonenraten von Bedeutung werden. Eine starke Erzeugung von Ionen im Bereich der Ladungsvervielfachung kann bei langsamer Drift zur merklichen Gegenwart von Raumladungen führen, was wiederum die elektrischen Potentialverhältnisse negativ beeinflusst.

Die angestrebte Ortsinformation ergibt sich durch Messung der Driftzeit der Elektronen zur Nachweiselektrode, wie sie im vorliegenden Fall durch die Anodendrahtebene repräsentiert ist. Hierzu ist es erforderlich, den Zeitpunkt der Photonenabsorption zu kennen, stellt dieser doch den Beginn des Driftprozesses dar. Dies geschah in den vorzustellenden Experimenten am ESR mittels des Teilchenzählers. Dieser weist die umgeladenen Schwerionen nach, wobei der Zeitpunkt dieses Nachweises in festem zeitlichen Abstand zur Umladung respektive der quasi simultanen Photonenemission steht. Im Fall der Laboruntersuchungen diene ein Ge(i)-Detektor zur Generierung einer den Absorptionsprozeß kennzeichnenden Zeitreferenz. Hierbei ergab sich die Zeitinformation einer Photonenemission der verwendeten radioaktiven Quellen aus einem Nachweis weiterer am Kaskadenprozeß beteiligter charakteristischer Photonen.

Die Driftgeschwindigkeit erhält ihre Bedeutung für Driftdetektoren dadurch, daß sie die Transformation der Zeitinformation in die Ortsinformation bestimmt. Für eine Skizzierung eines theoretischen Verständnisses der Driftgeschwindigkeit sei auf die Ausführungen in

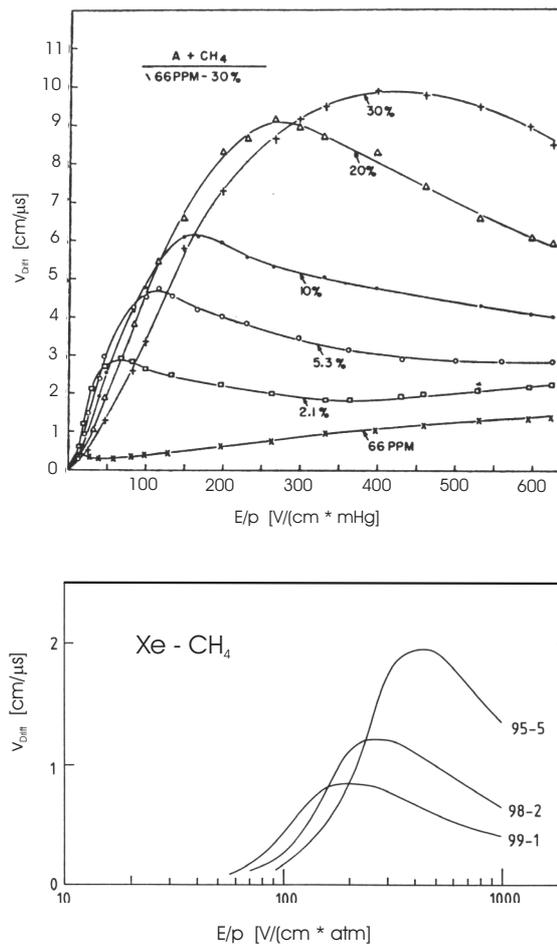


Abbildung 5.13. Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit der reduzierten elektrischen Feldstärke für die in den beiden Experimenten am ESR verwendeten Gasmischungen. In der oberen Abbildung ist der Fall eines Gasmisches aus Argon und Methan, im unteren derjenige aus Xenon und Methan dargestellt. [PeS84]

Anhang A verwiesen. Sie hängt von einer Vielzahl von Parametern ab, insbesondere von der reduzierten, das heißt auf den Gasdruck bezogenen elektrischen Feldstärke. Daraus folgt, daß Variationen in diesen Parametern zu einer zeitlichen oder räumlichen Änderung der Driftgeschwindigkeit führen kann.

Nun zeigt sich bei bestimmten Gasen das Auftreten von Bereichen, in welchen die Driftgeschwindigkeit weitgehend unabhängig von dem reduzierten Feld ist. Dies ergibt sich beispielsweise bei Argon-Methan- und Xenon-Methan-Mischungen und ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Dieser Bereich des Ramsauer-Effekts, welcher dem Maximum der Driftgeschwindigkeit entspricht, führt zu einer deutlich größeren Unabhängigkeit von der konkreten Feldformung beziehungsweise vorhandener Inhomogenitäten sowie eventuellen Schwankungen im Druck. Eine Annäherung an diesen Betriebszustand kann – gemäß der Definition des reduzierten Feldes – sowohl durch die Wahl des Driftfeldes als auch des Gasdrucks gelingen.

Der Einfluß der Temperatur auf die Driftgeschwindigkeit ist ein zweifacher: für Elektronen mit thermischen Energien ist die mittlere Energie proportional zur absoluten Temperatur. Dieser Fall ergibt sich bei niedrigen Feldstärken oder bei kalten Gasen wie CO_2 auch bis zu höheren Feldstärken. Für Elektronenenergien weit über thermischen Werten, wie sie bei hohen Feldern oder bei heißen Gasen wie CH_4 vorliegen, ist die Driftgeschwindigkeit hingegen über das reduzierte Feld durch die Teilchendichte von der Temperatur abhängig. In diesem Fall kann sogar eine negative Abhängigkeit auftreten [PeS84].

Für den Betrieb eines Driftdetektors spielt aber neben der Driftgeschwindigkeit auch die Länge der Driftstrecke eine Rolle. Liegt eine Konzeption vor, welche lange Driftzeiten beinhaltet, wie dies beispielsweise durch lange Driftstrecken und langsame Driftgeschwindigkeiten geschieht, so kann es zu einem merklichen Verlust an Ladungsträgern kommen. Dieser Prozeß einer Elektronen-Anlagerung führt damit zu einer Verminderung der Energieauflösung sowie einer Reduzierung der Ortsauflösung.

Bei Edelgasen und den meisten organischen Molekülen ist eine solche Elektronen-Anlagerung erst ab Stoßenergien von mehreren Elektronenvolt möglich. Einige Moleküle jedoch können Elektronen schon bei weitaus geringeren Energien binden. Diese weisen eine hohe Elektronenaffinität auf. Beispiele sind Halogenide und Sauerstoff, wobei letzterer insbesondere durch die zeitweilige Gegenwart von Luft beziehungsweise den in dieser enthaltenen Wassermolekülen eingetragen werden kann.

Wassermoleküle verfügen ferner über ein statisches elektrisches Dipolmoment und weisen einen überaus großen inelastischen Stoßquerschnitt bei kleinen Elektronenenergien auf, welcher wiederum die Driftgeschwindigkeit stark verringert. Dies führt beispielsweise bei Argon-Methan-Mischungen dazu, daß die Zugabe von lediglich 0,1 % Wasser die Driftgeschwindigkeit bei kleinen Feldern fast halbieren kann [BIR93].

Prinzipiell lassen sich zwei grundlegende Prozesse der Elektronenanlagerung unterscheiden. Da diese beiden Prozesse eine unterschiedliche Abhängigkeit von der Gasmischung, dem Druck und dem Feld aufweisen, wird durch eine entsprechende Variation eine Unterscheidung möglich. Zum einen kann eine Anlagerung durch einen Vorgang geschehen, in welchem ein Atom ein Elektron annimmt und welcher linear mit dem Druck skaliert. Dieser Zwei-Körper-Prozeß wird von den Drei-Körper-Prozessen unterschieden, welche die Gegenwart eines dritten Teilchens erfordern und quadratisch mit dem Gasdruck zunehmen. So lagert sich im Bloch-Bradbury-Prozeß ein Elektron an ein Sauerstoff-Molekül an. Dieses ist zunächst angeregt und gibt innerhalb einer Zeit von etwa 10^{-10} s das Elektron wieder ab. Kommt es jedoch vorher zu einem Stoß mit einem weiteren Gasatom, so kann dieses die Anregungsenergie übernehmen. Zurück bleibt in diesem Fall ein negativ geladenes Molekül und das Elektron steht für den elektronischen Driftprozeß nicht mehr zur Verfügung.

Solche Prozesse können selbst bei hochreinen Gasmischungen auftreten. Eine Ursache stellen oftmals die ausgasenden Materialien des Innenlebens eines Detektors dar. Dabei zeigt sich ein merklicher Einfluß unter Umständen schon bei sehr geringen Beimengungen. So wird die Zwei-Körper-Anlagerung einiger Halogen-Verbindungen schon bei einer Konzentration von 10^{-8} sehr stark. Als besonders kritisch sind diverse Reinigungsmittel, Farben und Kleber einzustufen. Für umfangreiche Auflistungen von entsprechenden Verbindungen sei auf [BrH79, LeM89] verwiesen.

Schließlich ergibt sich bei der vorliegenden Detektorgeometrie, daß aufgrund des Fehlens eines die beiden elektrischen Feldbereiche – homogenes Driftfeld und Feld der La-

dungsverstärkung – trennenden Zwischengitters sich diese gegenseitig beeinflussen. Wie bereits dargestellt beeinflußt die Driftspannung die Ladungsvervielfachung. Ebenso nimmt die Gasverstärkungs-Spannung Einfluß auf den Driftprozeß. Auch dieser Effekt konnte in den Laboruntersuchungen verifiziert werden. Abbildung 5.14 zeigt diesen Einfluß für den speziellen Fall einer Mischung aus Xenon mit einem Anteil von 10 % Methan unter 20 bar. Hierbei ergibt sich für eine Variation der Gasverstärkungs-Spannung über den möglichen Betriebsbereich von 2,9 keV auf 3,5 keV eine Verringerung der Driftgeschwindigkeit von etwa $1,58 \text{ cm}/\mu\text{s}$ auf $1,47 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Das Vorzeichen der Änderung der Driftgeschwindigkeit ergibt sich dabei aus der konkreten Wahl der Potentialverhältnisse. Dieser Einfluß läßt sich für bestimmte Betriebskonstellationen reduzieren, wenn die Driftgeschwindigkeit in einem Bereich liegt, in welchem die Abhängigkeit von der Feldstärke vernachlässigbar ist.

Die gemessenen Driftgeschwindigkeiten der verschiedenen untersuchten Gasmischungen sind in Anhang B zusammengetragen.

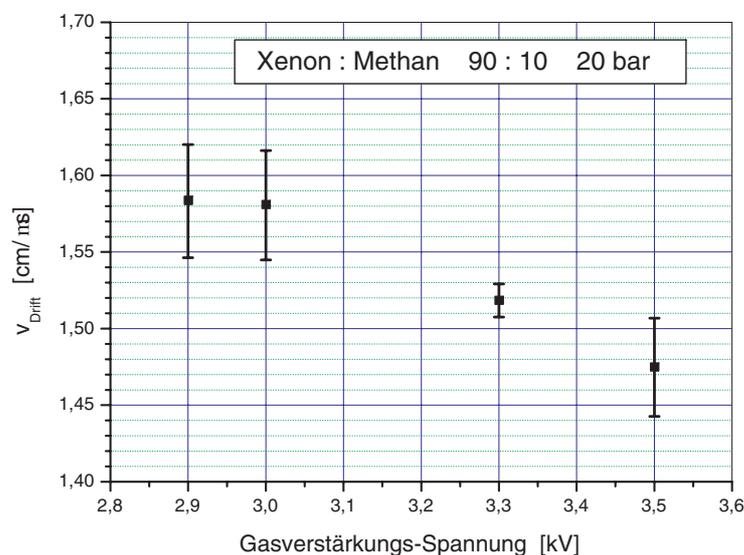


Abbildung 5.14. Einfluß der Gasverstärkungs-Spannung auf die Driftgeschwindigkeit für den Fall einer Gasmischung aus Xe:CH₄ 90:10 unter 20 bar. Es ergibt sich für eine Variation der Gasverstärkungs-Spannung von 2,9 keV auf 3,5 keV eine Verringerung der Driftgeschwindigkeit von $1,58 \text{ cm}/\mu\text{s}$ auf $1,47 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Das Vorzeichen der Änderung ergibt sich dabei aus der speziellen Wahl der Potentialverhältnisse.

5.5.3 Diffusion

Konzentrationen von Teilchen, wie sie beispielsweise in Form der in einer Primärionisation erzeugten Ladungswolke vorliegen, unterliegen der Diffusion. Dabei führt ein statistischer Ausgleichsprozèß infolge der Bewegung der Teilchen zu einem Konzentrationsausgleich. Dies bedeutet einen Verlust hinsichtlich der Ortsinformation.

Die Diffusion ist im allgemeinen nicht isotrop. Besonders bei hohen Feldstärken ist zwischen der hinsichtlich der Driftrichtung longitudinalen und der transversalen Diffusion zu unterscheiden. Ist die Stoßrate bei Elektronen von der Energie abhängig, so weisen

die führenden Elektronen andere Beweglichkeiten auf als diejenigen im Schwerpunkt der Ladungswolke, was wiederum in unterschiedlichen Diffusionsgeschwindigkeiten resultiert. Auf eine solche Unterscheidung sei aber in den folgenden Betrachtungen verzichtet.

Im Rahmen der klassischen kinetischen Gastheorie ergibt sich die Dichteverteilung $n(x, t)$ in drei Dimensionen mittels des erhaltenen Elektronenstroms $\mathbf{I}_e = n\mathbf{v} - D\nabla n$ aus der Kontinuitätsgleichung $\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \mathbf{I} = 0$ zu

$$n(x, t) = \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \right)^3 \exp \left[-\frac{(x - vt)^2 + y^2 + z^2}{4Dt} \right] . \quad (5.15)$$

Die so definierte Diffusionskonstante D bestimmt die mittlere quadratische Abweichung $\sigma(x)$ der Elektronen. D läßt sich im Rahmen klassischer Betrachtungen durch die Driftgeschwindigkeit v und die mittlere freie Weglänge λ gemäß $D = \frac{1}{3}v\lambda$ ausdrücken. Betrachtet man den eindimensionalen Fall, so gilt

$$\sigma(x) = \sqrt{2Dt} . \quad (5.16)$$

Dies läßt sich unter der Annahme thermischer Teilchenenergien mit $\epsilon = (3/2)kT$ und mit der Einstein-Gleichung $D/\mu = kT/e$ für Teilchen im thermischen Gleichgewicht, welche die Diffusionskonstante zur Beweglichkeit in Beziehung setzt, weiter konkretisieren:

$$\sigma(x) = \sqrt{\frac{2Dx}{\mu E}} = \sqrt{\frac{4\epsilon x}{3eE}} = \sqrt{\frac{2kTx}{eE}} . \quad (5.17)$$

Aus der letzten Beziehung folgt, daß die Diffusion von einer Ansammlung geladener Teilchen, die über thermische Energien von $(3/2)kT$ verfügen, unabhängig von der genauen Gaszusammensetzung ist. Ferner skaliert die Breite der Ladungswolke mit der Wurzel aus der absoluten Temperatur. Dies wird als „thermische Grenze“ bezeichnet.

Die Gleichungen erlauben ferner eine Aussage darüber, wie die stets vorhandene und die Ortsauflösung verschlechternde Diffusion verringert werden kann. Zunächst sollten möglichst hohe elektrische Felder vorliegen. Darüberhinaus empfiehlt sich die Verwendung kleiner Teilchenenergien. Dies läßt sich durch eine Abhängigkeit der Diffusionskonstanten von der charakteristischen Teilchenenergie verstehen. Gerade bei Elektronen sind diese jedoch deutlich höher als die thermische Energie, so daß letztere keine Rolle mehr spielt. Dann steigt die Diffusionskonstante, wie sie in der Einsteinschen Formel von der Teilchenenergie abhängt, und es kommt zu einer deutlichen Verbreiterung der Ladungswolke.

Eine Begrenzung der Elektronenenergien auf niedrige Bereiche gelingt durch die Verwendung entsprechender Gasmischungen. Diese lassen sich klassifizieren gemäß dem Verhältnis von Teilchenenergie zu thermischer Energie. Bei kalten Gasen wie CO_2 treten erst bei sehr hohen Feldstärken solche Teilchenenergien auf, welche die thermisch definierte deutlich überschreiten. Dies liegt an der molekularen Struktur des CO_2 , welche reich ist an inneren Freiheitsgraden, die schon bei geringen Energien zugänglich sind.

Eine weitere grundsätzliche Möglichkeit der Diffusionsreduktion ist die Verwendung eines hohen Gasdrucks. Im Fall eines Gasmediums skaliert die Diffusionskonstante – in Abwesenheit eines magnetischen Feldes – invers zum Gasdruck. Eine noch höhere Dichte als die hier verwendete wäre beispielsweise bei flüssigen Absorbieren möglich. Bei diesen

sind jedoch die Prozesse der Ionisation und des Ladungstransports weit weniger verstanden. Ferner sind zur Verflüssigung von Edelgasen entsprechende Kühlverfahren erforderlich.

Die zusätzliche Verwendung eines Magnetfelds, welches parallel zum elektrischen ausgelegt ist, kommt oftmals in Time-Projection-Chambers (TPC) zur Anwendung. Dort stellt die Diffusion aufgrund der meist sehr langen Driftstrecken im Bereich von Metern eine besondere Herausforderung dar.

5.5.4 Ortsauflösung

Als Ergebnis einer Photonenabsorption im Gasmedium erreicht eine durch Anlagerungs- und Diffusionsvorgänge sowie den Prozeß der Ladungsvervielfachung veränderte Ladungsverteilung die Anodendrähte. Die in diesem räumlich-zeitlichen Vorgang enthaltene Ortsinformation der Driftzeit unterliegt dann einer weiteren Veränderung infolge der Signalverarbeitung durch die nachfolgende Elektronik.

Für eine präzise elektronische Extraktion der Ortsinformation ist eine Unterscheidung unumgänglich. So ist beispielsweise im Fall großer Variationen der Driftwege einzelner Ladungen eine Triggerung mit einer niedrigen Schwelle zu empfehlen. Liegt hingegen eine dominante Diffusionsverbreiterung vor, so ist eine Mittelung beziehungsweise Schwerpunktbildung naheliegend.

Eine größtmögliche Flexibilität durch den Erhalt der vollständigen Information, welche in den Ladungssignalen enthalten ist, bietet die schnelle Speicherung des Signalverlaufs. Dieser Weg wurde durch die Verwendung der in Kapitel 5.3 beschriebenen FADC-Technik beschritten.

Es stellt sich dann jedoch die Frage, wie die Ortsbestimmung aus dem aufgezeichneten Signalverlauf bestimmt werden kann. Dies ist vornehmlich die Frage nach dem Verfahren, wie einem Signal ein Zeitpunkt und damit eine Driftzeit respektive ein Ort zugeordnet wird. Dies hat eine nicht geringe Bedeutung, wie am Beispiel der Diffusion erkennbar ist. In diesem Prozeß wächst die Breite der Ladungswolke mit der Wurzel aus dem zurückgelegten Weg an; dennoch ist eine weitaus präzisere Ortsbestimmung der Ladungswolke möglich, als es durch dieses Maß der Gesamtbreite impliziert wird. Dies gelingt beispielsweise durch eine Schwerpunktsbestimmung.

Für die Wahl eines Algorithmus, welcher aus einem digitalisierten Anodensignal die Ortsinformation durch eine Zeitpunkts-Bestimmung extrahiert, ist ein Verständnis der digitalisierten Pulsform erforderlich. Diese ergibt sich aus der Ladungsvervielfachung an einem Anodendraht und der anschließenden Verarbeitung durch den Vorverstärker.

Bei der Gasverstärkung kommt es zunächst zu einer Transformation der einlaufenden räumlichen Ladungsverteilung in eine zeitliche Verteilung $\Phi(t)$ in Form des Anodensignals. Dabei ergibt sich die zeitliche Verteilung aus der räumlichen in erster Näherung mittels der Driftgeschwindigkeit v .

Unter Berücksichtigung einer Breite $\sigma(x)$ der räumlichen Ladungsverteilung, welche sowohl die Breite der Primärionisation als auch jene durch Diffusion berücksichtigt, ist die zeitliche Verteilungsfunktion der Anodendrähte näherungsweise gegeben durch

$$\Phi(x, t) = \frac{1}{\sigma(x)\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(t - x/v)^2}{2\sigma^2(x)} \right] . \quad (5.18)$$

Die entsprechenden Verteilungen wurden für den Fall einer Gasmischung aus Argon mit 10 % Methan bei 20 bar in [Str00] betrachtet. Unter der Annahme einer Breite $\sigma(x)$, welche sich aus den Anteilen der Primärionisation von etwa $600 \mu\text{m}$ sowie der Diffusion bei $E/p = 150 \text{ V/cm}$ gemäß $350 \mu\text{m} \cdot \sqrt{x}$ zusammensetzt, ergibt sich die zeitliche Ladungsverteilungsfunktion $\Phi(t)$ in Abhängigkeit der Driftstrecke. Es zeigt sich, daß die Breite für die verschiedenen Driftstrecken der Detektoren bis maximal 20 mm praktisch nur von der Breite der Primärionisation bestimmt wird. Der Einfluß der ortsabhängigen Diffusion beeinflusst lediglich die Amplitude und den Fuß der Verteilung um nur wenige Prozent. Die Halbwertsbreite hingegen bleibt in guter Näherung unverändert.

Dieses zeitliche Signal unterliegt nun der Verarbeitung durch die Elektronik. Mit Hilfe der gemessenen „Impuls-Antwort“ des PASH-Vorverstärkers, wie sie in Abbildung 5.4 dargestellt wurde, läßt sich die aufgezeichnete Signalentwicklung gewinnen. Diese ergibt sich aus einer Faltung des Signals am Vorverstärkereingang mit der Impuls-Antwort des Vorverstärkers. Die resultierende digitalisierte pulsförmige Verteilung weist eine mit der Ladungsverteilungsfunktion fast identische Form auf. Der Einfluß der Diffusion führt in guter Näherung nur zu einer Amplitudenvariation von wenigen Prozent. Insbesondere aber ist die zeitliche Position der halben Höhe des steilen Anstiegs für alle Orte dieselbe [Str00].

Zusammenfassend läßt sich die Aussage treffen, daß die digitalisierte Pulsform weitgehend ortsunabhängig ist. Der ortsabhängige Effekt der Diffusion zeigt sich nur in einer schwachen Amplitudenvariation.

Dies entspricht auch einer signaltheoretischen Betrachtung. Mit der gemessenen Impuls-Antwort läßt sich die Wirkung der Elektronik als die eines linearen Filters verstehen. Dies führt im Frequenzraum zur Addition einer Phase, im Zeitraum hingegen zu einer festen zeitlichen Verschiebung. Letzteres ist jedoch völlig unerheblich, da sich die finale Ortsbestimmung aus einer Relativmessung zu einer Zeitreferenz ergibt, wie sie durch Kaskaden-Zerfälle oder den Umladezähler generiert wird.

Die Definition eines Zeitpunktes aus einem digitalisierten Signal erfolgte daher mittels eines Algorithmus, welcher die Zeit der halben Höhe der Anstiegsflanke bestimmt. Hierzu wird auf die nächstliegenden Punkte interpolierend zurückgegriffen. Damit wird zwar nur ein Teil der Signalinformation verwendet, jedoch derjenige, welcher die präziseste Zeitinformation erlaubt. Darüberhinaus erlaubt dieses Verfahren eine sehr schnelle Zeitpunktsbestimmung. Diese Vorgehensweise einer zeitlichen Positionsbestimmung wird von den zitierten Betrachtungen gestützt: der Zeitpunkt, welcher mit der halben Höhe der Anstiegsflanke assoziiert ist, stellt in guter Näherung eine ortsunabhängige Größe dar.

Die Anforderung an die Ortsbestimmung, wie sie sich aus dem Kristallspektrometer-Projekt ergibt, ist eine Auflösung von $200 \mu\text{m}$. Aus diesem Grunde erfolgte eine Untersuchung mit der Fragestellung, ob eine solche Genauigkeit erreichbar ist.

Hierzu wurde ein Bleikollimator von 17 mm Dicke aufgebaut. Dieser bestand aus zwei gefrästen planparallelen Seiten, welche mit Gewindestangen bis auf einen Abstand von $200 \mu\text{m}$, welcher durch dünne Zwischenbleche definiert wurde, vorsichtig angenähert wurden. Dahinter befand sich eine γ -Quelle aus ^{133}Ba . Diese wurde direkt am Schlitz auf der dem Driftdetektor abgewandten Seite der Bleiplatten angebracht. Der Schlitz befand sich in einem Abstand von ungefähr 20 mm vor der Drahtplatine des Driftdetektors. Vor dem Driftdetektor befand sich desweiteren ein 0,25 mm dickes Zinnblech. Dieses diente der Abschirmung der $K\alpha$ -Photonen des Bariums bei 31 keV. Somit konzentrierte sich die

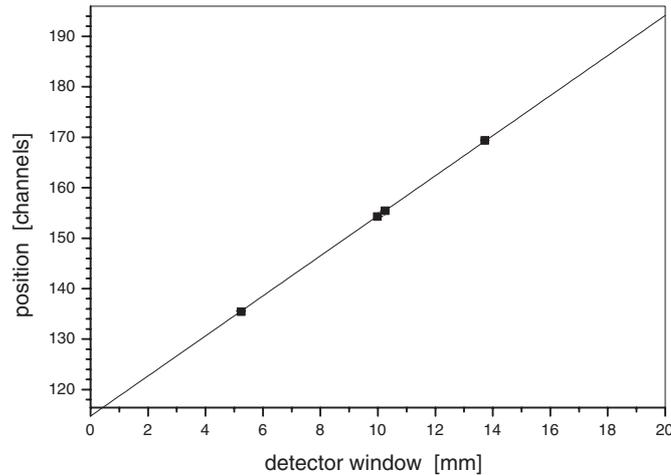


Abbildung 5.15. Linearität der Ortsbestimmung mit Hilfe der gemessenen Driftzeit. Die dargestellten Achsenbereiche entsprechen etwa dem gesamten Driftbereich. Es ergibt sich eine sehr gute Linearität über einen weiten Driftbereich. Die eingetragene Gerade stellt das Ergebnis einer Anpassung dar. Die Fehler liegen innerhalb der Datenpunkte.

Beobachtung auf die Photonen des Elektron-Einfangs im Kern mit 81 keV, was den Ly- α Photonen wasserstoffähnlicher Schwerionen entspricht.

Die Zeitreferenz für die Ortsinformation lieferte ein dem Driftdetektor gegenüber positionierter Ge(i)-Detektor. Dieser triggerte auf einen zeitlich korrelierten Übergang der entsprechenden Kaskade.

Der gesamte Bleikollimator mit darauf befestigter Probe war auf einer Verfahrmimik angebracht. Damit war es möglich, mit einer Genauigkeit von wenigen zehn Mikrometern beliebige Positionen anzufahren.

Zur Charakterisierung der Positionsbestimmung durch die Driftdetektoren erfolgte die Ansteuerung von vier Positionen. Diese wurden so gewählt, daß drei Positionen einen möglichst großen Bereich des Driftfensters abdecken, um die Linearität der Ortsbestimmung über diesen Bereich zu untersuchen. Die vierte Position wies lediglich eine sehr kleine Verschiebung zur mittleren Position auf. Der Abstand wurde bewußt auf etwa $200\ \mu\text{m}$ festgelegt, da dies gerade der durch das Kristallspektrometer-Projekt geforderten Auflösung in der Positionsbestimmung entspricht. Damit sollte neben der Linearität die Frage geklärt werden, ob eine solche Auflösung realisierbar ist.

Unter Beachtung aller vier Positionen ergab sich aus den durchgeführten Untersuchungen zunächst eine fast perfekte Linearität der Ortsbestimmung (Abbildung 5.15). Die Darstellung basiert auf einer Messung mit einer Gasmischung aus Xenon mit einem Methan-Anteil von etwa 20 % bei 20 bar. Die Fehler in der Positionsbestimmung der Abbildungen der Schlitzblende sind innerhalb der Punktgröße. Die gewählten Bereiche der beiden Achsen entsprechen ungefähr der maximalen Driftstrecke. Eingezeichnet ist eine Gerade, wie sie sich aus einer Anpassung ergibt.

Das Ergebnis der kleinen Verschiebung von etwa $200\ \mu\text{m}$ ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Gezeigt sind die beiden Abbildungen der kollimierten Photonen, wie sie von der dritten Anodengruppe registriert wurden. Dabei erfolgte die Beschränkung auf diese Grup-

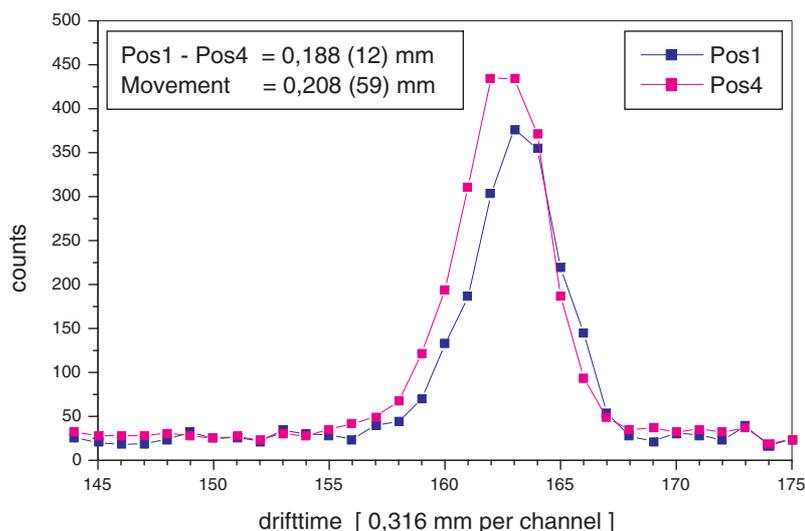


Abbildung 5.16. Verschiebung einer kollimierten radioaktiven Quelle, wie sie von der dritten Anodengruppe registriert wird. Zugrunde liegt eine Gasmischung aus Xenon mit einer etwa 10 %-tigen Beimengung von Methan bei 20 bar. Verwandte Gasmischungen lieferten ähnliche Ergebnisse. Die Verschiebung der Schlitzblende beträgt $(208 \pm 59) \mu\text{m}$, die gemessene Verschiebung der Schlitzabbildung $(188 \pm 12) \mu\text{m}$. Damit ist bei der gegebenen Statistik eine Auflösung der Schwerpunktsverschiebung des etwa 1,5 mm breiten Signals um etwa $200 \mu\text{m}$ ohne Probleme möglich.

pe, da diese hinreichend weit von eventuellen Feldverzerrungen im Fensterbereich entfernt ist, jedoch noch hinreichend weit vorne liegt, um eine Bildverbreiterung infolge der Strahldivergenz klein zu halten. Während ähnliche Ergebnisse mit verschiedenen Gasmischungen erzielt werden konnten, basiert die Abbildung auf einer Mischung aus Xenon mit einer etwa 10 %-tigen Beimengung von Methan unter 20 bar. Aus der Messung ergibt sich, daß bei der gegebenen Statistik eine Verschiebung des etwa 1,5 mm breiten Schlitzbilds um etwa $200 \mu\text{m}$ ohne Probleme auflösbar ist. Die Verschiebung der Blende betrug $(208 \pm 59) \mu\text{m}$, die gemessene Verschiebung der Abbildung im Gasmedium $(188 \pm 12) \mu\text{m}$. Somit ist eine Bestimmung der Position von hinreichend schmalen Reflexen unter Verwendung des beschriebenen Algorithmus zur Zeitpunktsbestimmung mit einer Genauigkeit von $200 \mu\text{m}$ möglich. Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß diese Auflösung lediglich die Linearität beziehungsweise die Schwerpunktsbestimmung eines Reflexes betrifft. Eine Aussage über die eigentliche Ortsauflösung der Driftdetektoren war nicht möglich. Hierfür wäre eine sehr gut kollimierte radioaktive Quelle erforderlich. Eine weitere Untersuchung mittels einer scharfen Halbebene scheiterte an der Ausdehnung der verfügbaren radioaktiven Quellen.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Anforderungen, welche durch das Kristallspektrometer-Projekt an die ortsauffösenden Driftdetektoren gestellt wurden, erfüllt sind. Die mit einem Xe-Gemisch betriebenen Detektoren verfügen nicht nur über eine Absorptionseffizienz von nahe Eins für Photonen in einem Energiebereich von etwa (50 – 100) keV; es liegt darüberhinaus eine sehr lineare Ortsabbildung vor, welche eine Präzision von $200 \mu\text{m}$ besitzt.

5.6 Dunkelrate

Die beschriebenen Driftdetektoren orientieren sich in ihrer Auslegung an dem Kristallspektrometer-Projekt. Die Fertigstellung dieser Detektoren erfolgte erst kurz vor dem Experiment am Gasjet-Target des ESR im Jahre 1999, in welchem das Kristallspektrometer erstmalig an einem Speicherring zum Einsatz kam. Eine genauere Betrachtung der Detektoren war aufgrund der zeitlichen Randbedingungen im Vorfeld dieser Strahlzeit daher nicht möglich.

Während beide Detektoren unter stabilen Betriebsbedingungen mit einer Gasmischung aus Xe:CH₄ 95:5 Photonen auf dem Rowland-Kreis in Koinzidenz mit umgeladenen Schwereionen nachzuweisen suchten, ergab sich eine interessante Beobachtung. So wurde ein unerwartet hoher Untergrund im sensitiven Detektorvolumen gefunden. Dieser führte dazu, daß die zu untersuchenden Photonen, welche aus Ly- α -Übergängen stammen, völlig überdeckt wurden.

Der gravierende Einfluß des Untergrunds ergab sich insbesondere aus dem Zusammenwirken der niedrigen Nachweiseffizienz des Kristallspektrometers mit der relativ hohen Zeitreferenzrate aus dem Umladezähler. Hierdurch kam es zu einer erheblichen Gewichtung sowohl zufällig im sensitiven Detektorvolumen auftretender Photonen als auch korrelierter Photonen aus Sekundärprozessen. Letztere ergaben sich beispielsweise durch Fluoreszenzphotonen aus der Materie um das Gasjet-Target, der massiven Spektrometer-Abschirmung sowie des Densimet-Blocks zwischen Emissionsvolumen und Kristall.

Ferner fand sich eine Eigenrate der Detektoren von etwa 20 Hz, welche damit deutlich über jener Ereignisrate des Kristallspektrometers in dem Experiment am ESR von höchstens wenigen Ereignissen pro Stunde liegt.

Eine Betrachtung des Energiespektrums der Dunkelrate der Driftdetektoren ergab keine weiteren Hinweise. Neben der charakteristischen Fluoreszenz des Xenon bei etwa 30 keV konnte keine weitere Photonenenergie differenziert werden.

Im Anschluß an die Strahlzeit erfolgte eine Messung der Eigenrate im ESR ohne Ionenstrahl an der Detektorposition im Kristallspektrometer. Ferner wurde der Hintergrund auch im Labor untersucht. Ziel war es, über eine eventuelle asymmetrische Tiefenverteilung der Dunkelrate im sensitiven Detektorvolumen Hinweise auf deren Herkunft zu erhalten.

Abbildung 5.17 zeigt die gemessene Tiefenverteilung der Eigenrate eines Driftdetektors im Kristallspektrometer am ESR. Es zeigt sich, daß auf praktisch allen Anodendrähten die gleiche Ereignisrate auftritt. Eine Abweichung auf den vordersten Drahtgruppen ist mit der Tatsache in Einklang, daß diese nur aus einem beziehungsweise zwei einzelnen Drähten bestehen, während alle weiteren Drahtgruppen drei Drähte beinhalten und damit einen größeren Tiefenbereich abdecken. Die Abweichung im Fall der hinteren beiden Drahtgruppen ist auf eine suboptimale Einstellung der entsprechenden Kanäle zurückzuführen. Im mittleren Bereich, in welchem auch eventuelle Feldverzerrungen minimal sein sollten, ergibt sich eine sehr flache Verteilung. Damit ist es unwahrscheinlich, daß die Herkunft der Dunkelrate in bestimmten Bereichen des Detektors lokalisierbar ist. Dies bedeutet ferner, daß das Eintrittsfenster keine besondere Rolle für die Eigenrate spielt.

Dieses Ergebnis konnte darüberhinaus im Labor bestätigt werden. Hier kam es zwar zu einer leichten Erhöhung der Ereignisrate im Eingangsbereich des Detektors, jedoch konnte diese durch unterschiedliche Orientierungen zu dem sich im Labor befindlichen Schrank

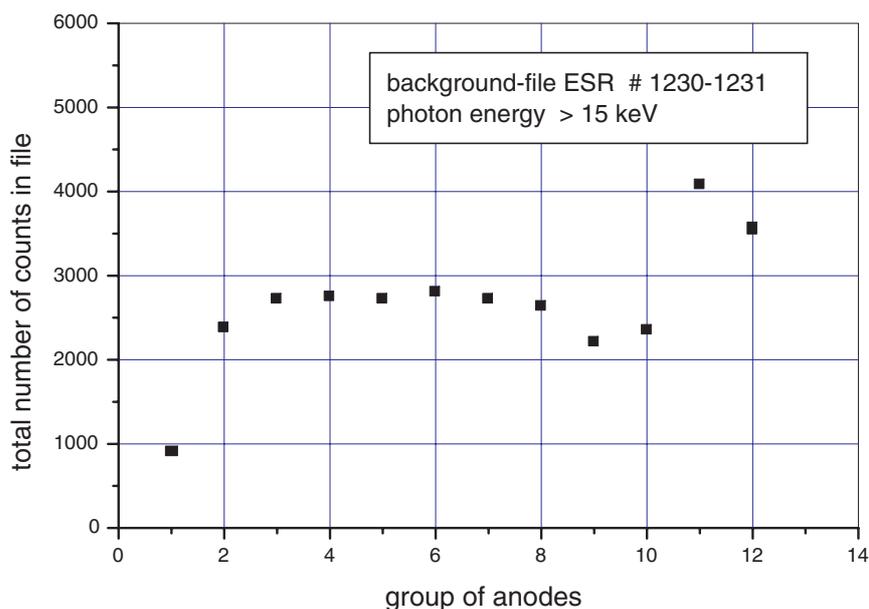


Abbildung 5.17. Tiefenverteilung der Dunkelrate des Driftdetektors. Die Messung erfolgte an der entsprechenden Detektor-Position im Kristallspektrometer innerhalb des ESR. Die Abweichungen im vorderen Bereich und der beiden hinteren Anoden sind durch die kleineren Drahtgruppen nahe des Eintrittsfensters sowie eine suboptimale Anpassung der letzten Kanäle verursacht.

für radioaktive Quellen auf selbigen zurückgeführt werden. Es ergab sich im wesentlichen wieder eine flache Tiefenverteilung.

Darüberhinaus wurde auch auf ein Vorgängermodell eines Driftdetektors für Edelgase unter hohen Drücken zurückgegriffen, wie es in [Men98] verwendet wurde. Dieses unterscheidet sich unter anderem dadurch, daß der Druckbehälter nicht aus Edelstahl, sondern aus Aluminium mit einer entsprechend andersartigen Absorptionscharakteristik besteht. Dieses weist zum einen eine größere Transparenz für hochenergetische Photonen auf. Ebenso sollte sich für kosmische Strahlung ein anderes Verhalten hinsichtlich der Bildung von Schauern zeigen.

Auch hier ergab sich jedoch wieder der gleiche Befund. Die Ereignisrate war wieder als nahezu flach in der Tiefe des Detektors verteilt. Abbildung 5.18 zeigt das Ergebnis. Die Ausreißer ergaben sich aufgrund einer nicht perfekten Kalibrierung der entsprechenden Kanäle. Die gesamte Ereignisrate war im Rahmen der Fehler mit derjenigen der für das Kristallspektrometer konzipierten Driftdetektoren identisch.

Damit war nicht auszuschließen, daß das Gas selbst die entscheidende Rolle bei der Generierung der Dunkelrate spielt. Dies wäre nicht zuletzt mit der fast perfekt homogenen Verteilung im sensitiven Volumen in guter Übereinstimmung.

Es ergibt sich, daß bei den typischen verwendeten Gasmischungen um etwa 20 bar bei Rückgriff auf Xenon als Absorptionsmedium eine Dunkelrate von etwa 20 Hz auftritt, dies jedoch bei der Nutzung von Argon nicht beobachtet wird. Hier liegt die Dunkelrate bei sehr wenigen Hertz [Str00a].

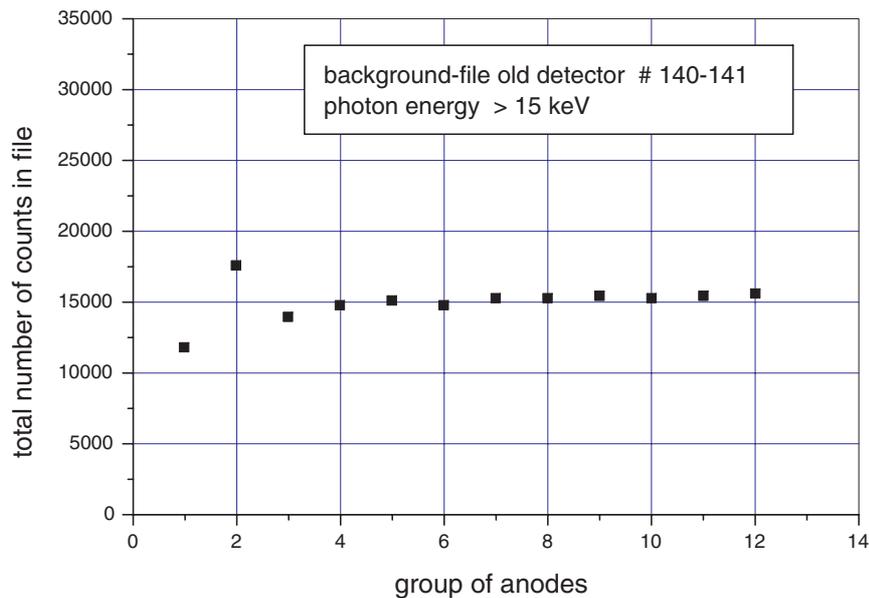


Abbildung 5.18. Tiefenverteilung der Dunkelrate des älteren Driftdetektor-Konzepts. Die Messung erfolgte innerhalb einer Laborumgebung. Die Abweichungen im vorderen Bereich sind durch die kleineren Anodendrahtgruppen nahe des Eintrittsfensters sowie eine suboptimale Kalibrierung der entsprechenden Kanäle verursacht.

Dieser Umstand wäre mit der These erklärbar, daß die Ursache der Dunkelrate in dem Vorliegen eines ungewollten Anteils radioaktiver Isotope in jenem Gas liegt, welches aus der verwendeten Xenon-Flasche stammt.

In diesem Fall sollte die Dunkelrate eine Abhängigkeit von der Anzahl vorhandener radioaktiver Isotope aufweisen. Eine solche Mengen-Variation sollte durch eine einfache Verringerung der Gasmenge in Form einer Druckminderung realisierbar sein.

Nimmt man an, daß durch die Verwendung des sehr schweren Edelgases Xenon die Absorptionseffizienz bei nicht allzu kleinen Drücken in erster Näherung konstant nahe Eins bleibt, so sollte sich eine lineare funktionale Abhängigkeit der Dunkelrate von der Teilchenzahl respektive des Gasdrucks zeigen.

Hierzu wurde aus praktischen Gründen eine Xenon-Mischung verwendet, welche 10 % Methan und einen geringen Anteil von etwa 1 % Kohlendioxid enthält. Der Gasdruck wurde von 20 bar sukzessive gesenkt. Insgesamt wurde bei sechs verschiedene Gasdrücken die Dunkelrate gemessen: 20, 17, 14, 12, 10 und 8 bar. Eine Ausdehnung der Untersuchung ist mit dem bestehenden Detektorkonzept nicht möglich. Dies hat seine Ursache darin, daß zu niedrigen Drücken hin eine erhebliche Anpassung der Gasverstärkungs-Spannung zu kleineren Werten notwendig ist. Dies resultiert wiederum in merklichen Feldverzerrungen, da die elektrischen Verschaltungen auf diejenigen Potentialverhältnisse ausgelegt sind, wie sie der Betrieb bei 20 bar erfordert. Abbildung 5.19 zeigt den Effekt solcher abweichender Potentialverhältnisse, wie er bei den Untersuchungen vorlag. Während die Gasverstärkung bei allen Gasdrücken so gewählt ist, daß die Peakhöhe der Fluoreszenz-Photonen des Xenons etwa 60 Kanäle beträgt, weicht die Gasverstärkung der ersten Drahtgruppe bei sinkendem Druck zunehmend von diesem Wert ab. Es kommt daher zur erhöhten Erzeugung von La-

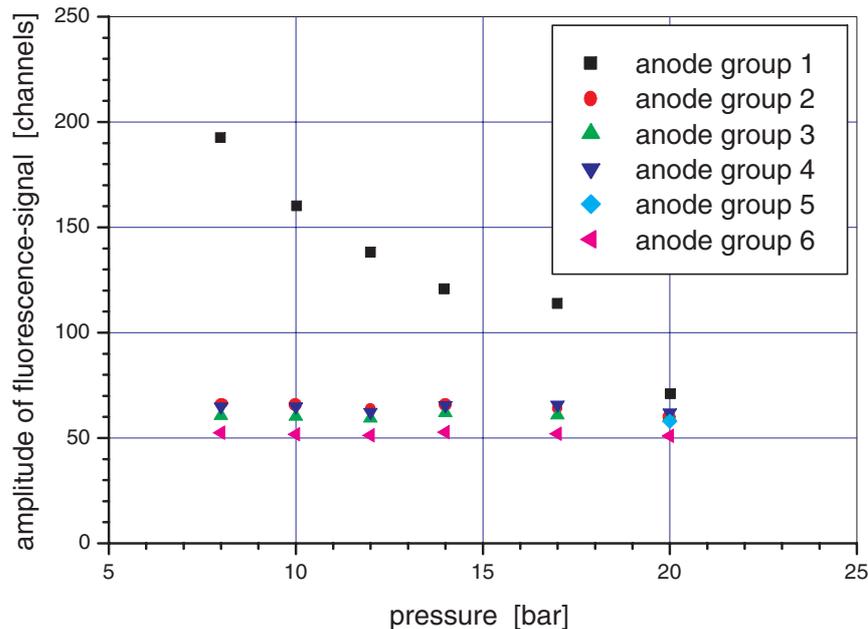


Abbildung 5.19. Effekt vom Idealzustand abweichender Potentialverhältnisse, wie er insbesondere bei niedrigen Drücken auftritt. Der Messung liegt eine Mischung aus Xe : CH₄ : CO₂ von 94:5:1 zugrunde. Die Gasverstärkung ist so gewählt, daß die Peakhöhe der Fluoreszenz-Photonen des Xenons etwa 60 Kanälen entspricht. Bei geringen Gasdrücken steigt die Ladungsvervielfachung an der vordersten Drahtgruppe überproportional an, was unter 8 bar zur Zerstörung des Detektors führt.

dräger im vordersten Verstärkungsbereich, welche bei einem Druck unter 8 bar zur Zerstörung des Detektors führt. Daher war ein Betrieb unter 8 bar nicht möglich. Dennoch konnte ein verhältnismäßig großer Druckbereich abgedeckt werden.

Die Aufzeichnung der Dunkelrate, wie sie sich aus einer Summation der Signale mehrerer Anoden rekrutiert, wurde im Takt einer Sekunde mit Hilfe einer CAMAC-Elektronik durchgeführt. Hierdurch gelang eine langzeitliche Überwachung des Ratenverhaltens sowie eine sehr genaue Bestimmung der mittleren Dunkelrate.

Im Langzeitverhalten wurden jedoch keine besonderen Auffälligkeiten beobachtet. Auch erwies sich die Dunkelrate im Rahmen der Zeitauflösung als stabil.

Abbildung 5.20 zeigt die mit diesem Verfahren gemessene Abhängigkeit der Gesamtdunkelrate der mit einer Xenon-Mischung gefüllten Driftdetektoren von der Xenon-Dichte. Im oberen Teil liegt eine Betrachtung des Gases als einem idealen zugrunde. Die untere Abbildung zeigt dies nochmals unter Berücksichtigung der insbesondere bei hohen Drücken auftretenden Wechselwirkungen zwischen den Gasmolekülen in Form der van-der-Waals-Gleichung. Es zeigt sich jedoch, daß eine solche Betrachtung bei den gegebenen Drücken lediglich eine kleine Korrektur darstellt und das Gasmedium als ideales Gas hinreichend genau beschrieben wird.

Das wesentliche Resultat dieser Untersuchungen ist die in guter Näherung lineare Abhängigkeit der Dunkelrate von der Gasdichte beziehungsweise Teilchenanzahl. Dies gilt

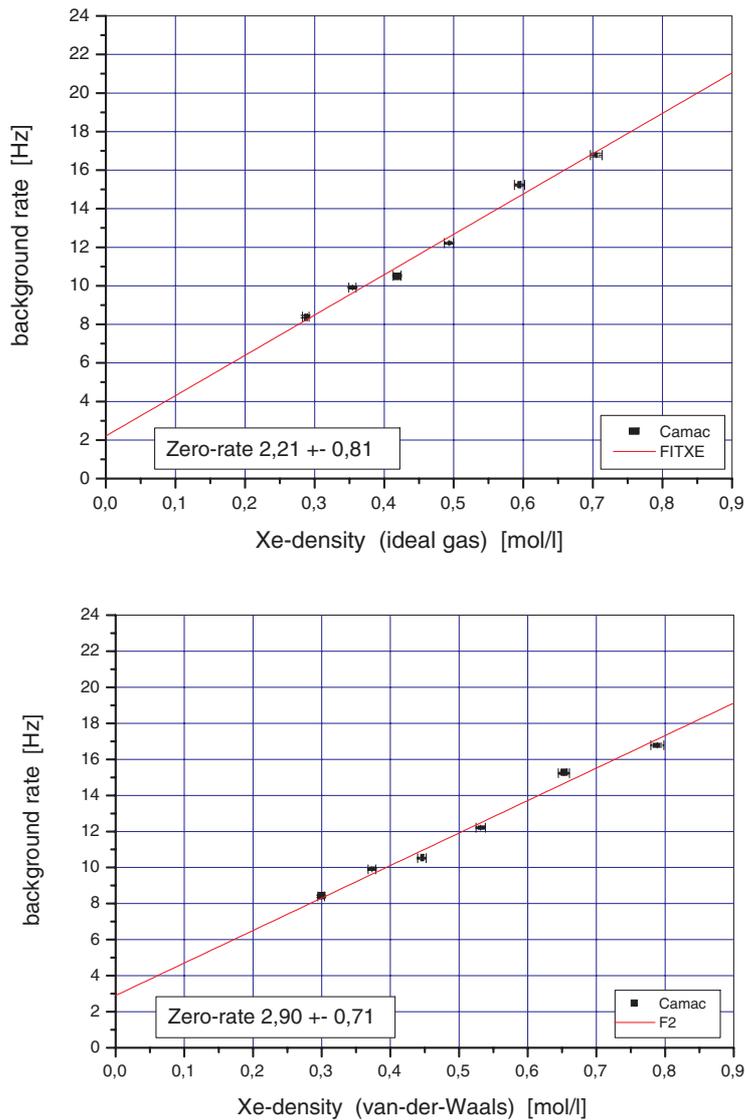


Abbildung 5.20. Dunkelrate eines Driftdetektors in Abhängigkeit von der Xe-Dichte. Der Messung liegt eine Mischung aus Xe : CH₄ : CO₂ von 94:5:1 zugrunde. Eine weitere Ausdehnung des vermessenen Druckbereichs ist mit diesem Detektorkonzept im vorliegenden Aufbau – insbesondere zu niedrigeren Drücken – nicht möglich. Der oberen Abbildung liegt eine Beschreibung des Gases als ideales zugrunde. Der untere Teil basiert auf der van-der-Waals Gleichung. Die Dunkelrate weist in guter Näherung einen linearen funktionalen Zusammenhang zur Anzahl vorhandener Gasteilchen auf.

für den gesamten, mit diesen Detektoren zugänglichen Bereich zwischen 8 bar und 20 bar. Desweiteren liegt der Grenzwert, welcher sich durch Extrapolation für die Abwesenheit des Gasmediums unter hypothetischem Erhalt der Absorptionseffizienz ergäben würde, in etwa demjenigen, welcher aufgrund der natürlichen Umgebungsstrahlung zu erwarten wäre. Ferner entspricht dieser Wert ungefähr dem bei Argon-Betrieb beobachteten.

Eine Ursache könnte daher tatsächlich im Vorhandensein radioaktiver Isotope im Gasgemisch bestehen. So wäre zunächst denkbar – erinnert man sich an Erfahrungen im Umgang mit Krypton als Absorptionsmedium [Men98, Str00] – daß sich ein Rest weiterer Edelgase in der Xenon-Flasche befindet. Dieser könnte aus der nicht perfekten Abtrennung bei der Herstellung herrühren. Vorzugsweise wäre hierbei an jene Edelgase zu denken, welche eine ähnliche Masse aufweisen.

Dabei ist zu erwarten, daß die Lebensdauer solcher die Dunkelrate erzeugenden Isotope mindestens einige Monate beträgt. Eine kürzere Zerfallszeit ist in den sich über einen längeren Zeitraum erstreckenden Untersuchungen nicht beobachtet worden. Eine weitere Randbedingung an mögliche Lebensdauern ergibt sich aus der Reinheit der Gasmischung in Verbindung mit der vorhandenen absoluten Anzahl an Gasteilchen im Detektorvolumen. Dies bedingt jedoch einen nur sehr schwachen Hinweis, sind doch bei entsprechendem Anteil alle Lebensdauern unter etwa 10^{10} Jahren denkbar.

Während für Radon und Xenon nur sehr kurzlebige Isotope mit einer Lebensdauer von Tagen existieren – ^{127}Xe zerfällt über Elektronen-Einfang in 36,4 Tagen und ^{222}Rn durch α -Zerfall in 3,82 Tagen – weist Krypton längerlebige radioaktive Isotope auf. ^{85}Kr ist ein β -Strahler mit einer Halbwertszeit von 3 934,4 Tagen und erscheint damit als ein möglicher Kandidat. ^{81}Kr wäre ebenfalls denkbar, weist jedoch eine deutlich höhere Halbwertszeit von $2,29 \cdot 10^5$ Jahren auf.

Eine andere Ursache für die beobachtete Dunkelrate der Driftdetektoren könnte kosmische Teilchenstrahlung darstellen. Hierbei wäre denkbar, daß eine Druck-Linearität näherungsweise durch das Überschreiten der gesetzten Energieschwelle durch die entsprechende Verteilung der deponierten Energie pro Wegstrecke generiert wird. Schätzt man jedoch die minimal deponierte Energie mittels der Bethe-Bloch Gleichung ab, so zeigt sich, daß etwa 12 keV auf 1 cm Xenon unter 1 bar an das Gasvolumen übertragen wird. Da die Energieschwellen auf ungefähr 10 keV Energiedeposition eingestellt waren und der Druck 20 bar betrug, liegt die von Teilchen deponierte deutlich über den Schwellen. Damit erscheint eine Druck-Linearität der Dunkelrate aufgrund von Teilchen, wie sie beispielweise in der Höhenstrahlung vorkommen, als unwahrscheinlich.

Nicht auszuschließen sind hochenergetische Photonen aus der Höhenstrahlung. Bei Vorliegen einer großen Strahlungslänge könnte der sensitive Bereich der Detektoren bei den vermessenen Drücken einen nur kleinen Ausschnitt darstellen. Damit wäre der exponentielle Abfall der Intensität in guter Näherung durch einen linearen Verlauf beschreibbar.

Schließlich wären auch Entladungen in den Detektoren möglich. Eine Klärung dieser Möglichkeit könnte beispielsweise durch die Analyse des Zeitspektrums geschehen. So sollten Entladungen sich in einer Abweichung vom exponentiellen Verlauf einer Poisson-Verteilung zeigen, wie sie durch Registrierung der Zeit zwischen zwei Ereignissen unter Zufälligkeit vorliegen sollte. Die gleiche Verteilung sollte auch auftreten, wenn die Zeit zwischen einem zufälligen Meßstart und einem Ereignis gemessen wird. Da die benutzte Elektronik jedoch nur eine Zeitauflösung von einer Sekunde erlaubte, also etwa dem zwanzigfachen der Zeit zwischen zwei Ereignissen der Eigenrate, war eine solche weitergehende Betrachtung nicht möglich. Die Eigenraten waren jedoch bei beiden Driftdetektoren trotz leicht unterschiedlicher Betriebsbedingungen vergleichbar. Dies läßt die Möglichkeit von Entladungen als die Ursache der Dunkelrate eher unwahrscheinlich erscheinen.

Zusammenfassend erscheint als Ursache eine Verunreinigung des Xenon-Gases – zumindest jenes der benutzten Flasche – mit radioaktiven Isotopen als wahrscheinlich. Dies wird unter anderem durch die Tatsache erhärtet, daß der Untergrund als von der Umgebung unabhängig beobachtet wurde. Dies gilt sowohl für die Laborumgebung ohne Abschirmung als auch für den Ort in der Blei-Ummantelung des Spektrometers innerhalb der dicken Beton-Wände des Speicherrings ESR.

Zur eindeutigen Klärung der Herkunft der hohen Dunkelrate bei der Verwendung von Xenon sind weitergehende systematische Untersuchungen notwendig. Da die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Messungen vornehmlich das Ziel verfolgten, die wesentlichen Betriebsparameter für Experimente am Gasjet-Target des ESR festzulegen, erfolgten jedoch keine weiteren Untersuchungen in dieser Richtung.

Die wesentliche Aussage für eine Verwendung in den hier im Mittelpunkt stehenden Experimenten zur $1s$ -Lambverschiebung ist die, daß extreme Niederraten-Experimente auf andere Nachweissysteme zurückgreifen müssen. Hier wird insbesondere eine Unterscheidung der nachzuweisenden Photonen von solchen, welche keine relevante Information enthalten, unumgänglich. Hierzu ist eine hohe Untergrund-Unterdrückung von ausschlaggebender Bedeutung, wie sie beispielsweise durch eine hohe Energieauflösung von Ge(i)-Detektoren möglich wäre. Aus diesem Grunde sind die Driftdetektoren – trotz Erfüllung der hohen Anforderungen einer Absorptionseffizienz von nahe Eins für Photonen im Bereich (50 – 100) keV sowie einer Genauigkeit in der Schwerpunktsbestimmung von Reflexen von $200\ \mu\text{m}$ – aufgrund ihrer hohen Eigenrate in Verbindung mit der moderaten Energieauflösung für das Kristallspektrometer-Projekt als nicht geeignet anzusehen.

Für die Absorptionskanten-Technik hingegen spielt die gefundene Dunkelrate keine große Rolle. Hier erfolgt eine ortsauflösende Beobachtung der räumlichen Intensitätsverteilung von Röntgenphotonen unter recht großen Raumwinkeln. Daher werden ausreichend hohe Ereignisraten im Detektor erreicht, so daß ein Hintergrund von etwa 20 Hz in Kombination mit einem koinzidenten Nachweis kein Hindernis darstellt.

Kapitel 6

Erstes Experiment mit dem Kristallspektrometer

Im Jahre 1999 konnte ein Experiment durchgeführt werden, in welchem das Kristallspektrometer zum ersten Mal an einem Speicherring für eine Vermessung der charakteristischen Röntgenstrahlung relativistisch bewegter Schwerionen verwendet wurde. Dabei kamen die für dieses Projekt entwickelten Driftdetektoren erstmalig in Kombination mit diesem Spektrometer zum Einsatz.

Im Zentrum dieses Pilot-Experiments stand die offene Frage, inwieweit ein solches Konzept, wie es sich als Synthese aus dem Kristallspektrometer mit seiner äußerst geringen Effizienz von lediglich $1,2 \cdot 10^{-7}$ und den hierfür konzipierten, mit schweren Edelgasen betriebenen Hochdruckzählern ergibt, am Gasjet-Target des Experimentier-Speicher-Rings ESR Anwendung finden kann. Dabei war insbesondere unklar, ob ein Nachweis der charakteristischen Reflexe einer bewegten Strahlungsquelle in Gegenwart des hohen Untergrunds der Experimentierumgebung des ESR überhaupt möglich ist, beziehungsweise welche weiteren Entwicklungen hierfür notwendig sind.

6.1 Spektroskopie der Ly- α Übergänge in Pb⁸¹⁺

6.1.1 Meßprinzip

Das dem Experiment zugrundeliegende Prinzip wird aus Abbildung 6.1 ersichtlich. Von links kommend trifft der Ionenstrahl auf die Atome des Gasjet-Targets. Dies führt zur Umladung von Ionen und damit zur Emission charakteristischer Projektil-Strahlung. Letztere wird durch die Optik des Kristallspektrometers auf den Rowland-Kreis abgebildet. Dieser steht in der bildlichen Darstellung orthogonal zur Zeichenebene. Da der Rowland-Kreis die Dispersionsrichtung des Spektrometers definiert, liegen die Linien gleicher Energie – bis auf eine leichte Neigung aufgrund der relativistischen Bewegung der Ionen – parallel zur Zeichenebene. Daher erfordert der Nachweis dieser Linien eine primäre Ortsauflösung in der zur Zeichenebene senkrechten Richtung.

Der Nachweis einzelner Photonen erfolgte in Koinzidenz mit den umgeladenen Ionen. Hierfür standen zusätzliche Detektoren zur Verfügung, welche sich in die durch den Dipolmagneten separierte Bahn der umgeladenen Ionen einfahren ließen.

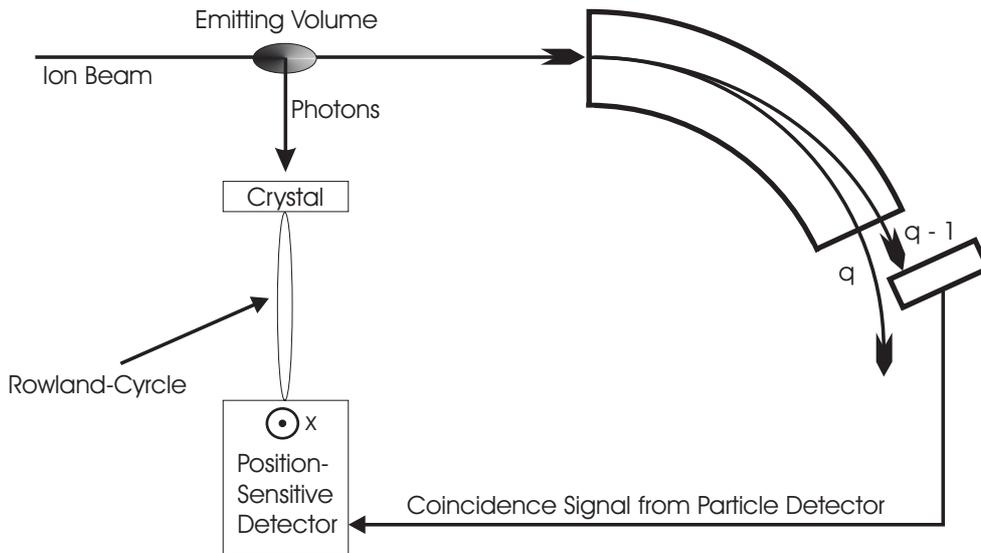


Abbildung 6.1. Skizze des Aufbaus, wie er im Pilot-Experiment im Rahmen des Kristallspektrometer-Projekts Verwendung fand. Dargestellt ist der im oberen Bildteil waagrecht verlaufende Ionenstrahl, welcher am Gasjet-Target zur Emission charakteristischer Röntgenstrahlung führt. Die Photonen werden durch die Optik des Spektrometers (Kapitel 4.2) auf Linien auf dem in der Abbildung senkrecht stehenden Rowland-Kreis fokussiert. Die Dispersionsrichtung steht orthogonal zur Zeichenebene. Der Nachweis erfolgt mittels der zum ersten Mal in Kombination mit dem Spektrometer eingesetzten speziellen Driftdetektoren in Koinzidenz mit den umgeladenen Ionen.

6.1.2 Kristallspektrometer

Die technische Realisation des in Kapitel 4.2 vorgestellten Kristallspektrometers ist in Abbildung 6.2 als Seitenansicht dargestellt. Die Basis bildet ein massiver Unterbau aus Eisenträgern, auf welchem sich ein langes, kastenförmiges Gestell befindet. Dieses besteht aus X-Profilen aus Aluminium der Firma Spindler & Hoyer und stellt den mechanischen Rahmen der Optik des Spektrometers dar.

Rechts wird das Emissionsvolumen positioniert. Nach links folgend schließt sich der Silizium-Kristall an, welcher Photonen gleicher Energie als Linien auf dem Rowland-Kreis abbildet. Dabei ist die geometrische Lage dieses Kreises in der Zeichenebene, so daß die Dispersionsrichtung in der Zeichenebene vertikal verläuft. In der Mitte ist eine verstellbare Schlitzblende aus Densimet18 angebracht, einer im Wesentlichen aus Wolfram bestehenden Legierung. Diese ist in ihrer Position entlang der optischen Achse verfahrbar, wodurch eine Anpassung an den polychromatischen Fokus und damit eine Reduktion der Untergrundstrahlung aus der Umgebung der Strahlungsquelle möglich ist. Auf der linken Seite sind schließlich zwei Detektoren zu sehen, da die Symmetrie der Optik des Spektrometers zwei Reflexe gleicher Energie bedingt. Als Detektoren kamen die in Kapitel 5 vorgestellten Driftkammern zum Einsatz, welche speziell für das hier vorgestellte Experiment mit dem Kristallspektrometer entwickelt wurden. Eine aus der Abbildung ersichtliche Neigung dieser Detektoren von etwa $\pm 3^\circ$ ermöglicht einen zur Detektorachse parallelen Verlauf der

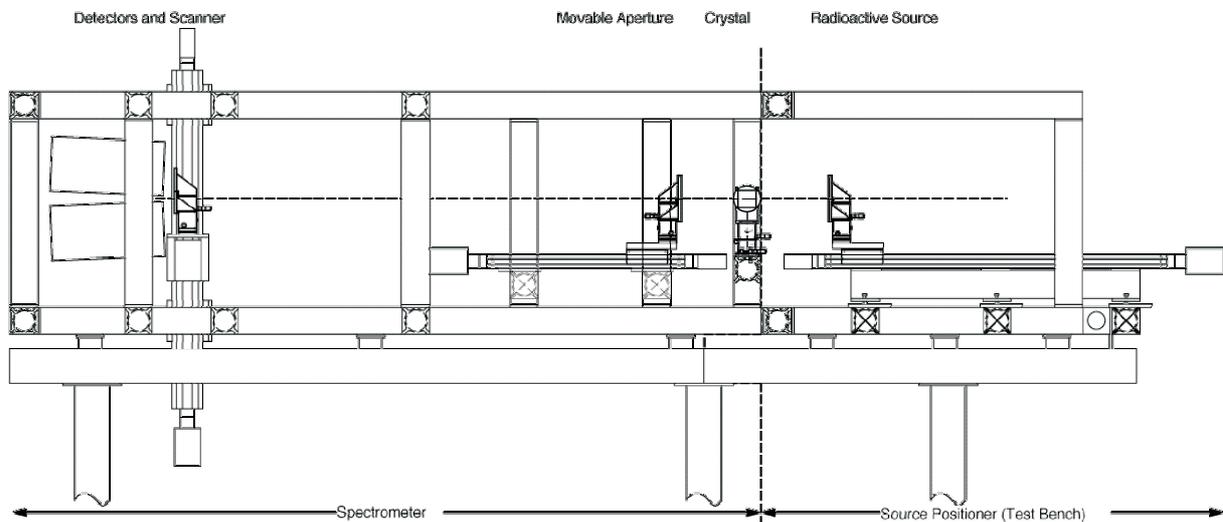
Cau2m Assembly, Side View

Abbildung 6.2. Schema des Kristallspektrometers in Seitenansicht. Auf einer massiven Konstruktion aus Eisenträgern befindet sich ein kastenförmiges Gestell aus Aluminium-X-Profilen. Hierin sind die zentralen Spektrometer-Komponenten angebracht. Strahlungsquellen werden am rechten Ende positioniert. Links hiervon ist der Kristall zu sehen, welcher Photonen gleicher Wellenlänge in Linien auf dem Rowland-Kreis abbildet. Letzterer liegt in der Zeichenebene, so daß die Dispersionrichtung in dieser vertikal verläuft. Ferner sind zwei in ihrer Neigung angepaßte Detektoren abgebildet, welche den Nachweis der beiden symmetrischen Reflexe auf dem Rowland-Kreis gestatten. In der Mitte ist eine verfahrbare Schlitzblende zu sehen, welche auf den polychromatischen Fokus abgestimmt wird und den durch das Emissionsvolumen induzierten Untergrund reduziert.

photonischen Reflexe des Spektrometers. Damit wird eine Verbreiterung des Ortsspektrums als Folge schräg in die Detektoren einfallender Strahlen minimiert.

Schließlich wurde die gesamte Optik des Kristallspektrometers inklusive der ortsauflösenden Detektoren von Bleiplatten zur Reduktion des Strahlungshintergrunds im ESR umgeben. Diese 13 mm dicke Abschirmung dient desweiteren dem Zweck, die Untergrundstrahlung in der Nähe des Gasjet-Targets, wie sie während einer Messung auftritt, zu unterdrücken. Ein solcher Untergrund findet hierbei seine Ursache vornehmlich in direkter Strahlung sowie in Fluoreszenz-Strahlung aus der Umgebung des Emissionsvolumens, und ist insbesondere bei Niederraten-Experimenten zu berücksichtigen. Das vollständige, am Gasjet-Target des ESR aufgebaute Kristallspektrometer inklusive der Blei-Abschirmung ist in Abbildung 6.3 gezeigt. Durch die Ummantelung ergab sich ein Gesamtgewicht von etwa einer Tonne. Vorne links im Bild ist als größeres abgeschirmtes Volumen derjenige Gehäuseteil zu sehen, in welchem die Detektoren angebracht sind. Rechts hinten schließt sich das Gasjet-Target an, in welchem das Emissionvolumen als Überlagerung von Gasjet- und Ionenstrahl gebildet wird.

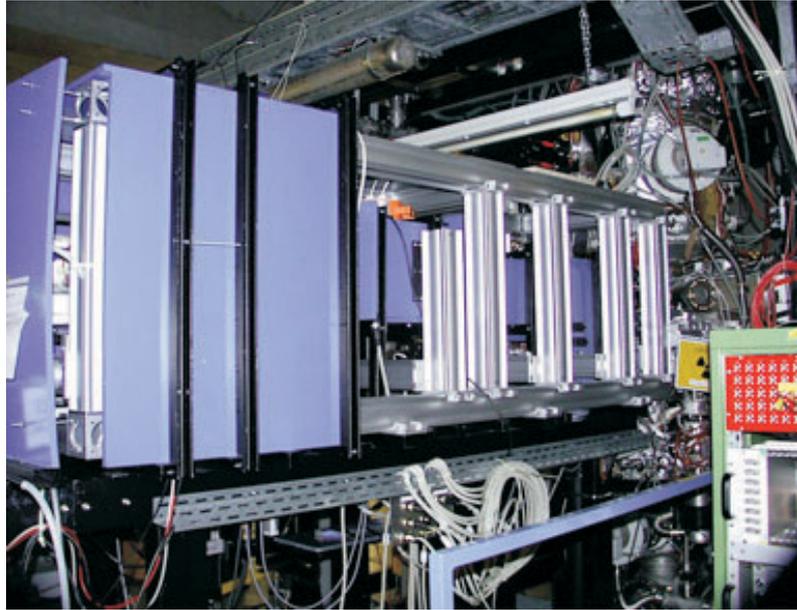


Abbildung 6.3. Das Kristallspektrometer am Gasjet-Target des ESR. Die blaue Abschirmung aus Bleiplatten dient der Reduktion des Untergrunds.

6.1.3 Experimentelle Durchführung

In dem Experiment stand die charakteristische Strahlung von wasserstoffähnlichen Blei-Ionen im Mittelpunkt. Hinsichtlich der Geschwindigkeit der Ionen wurde mit 46 MeV/u ein β von $0,3030$ gewählt. Die Energie der Photonen im bewegten Ionensystem beträgt hierbei $75,280 \text{ keV}$ für die $\text{Ly-}\alpha_2$ Linie und $77,934 \text{ keV}$ für die $\text{Ly-}\alpha_1$ Linie. Die Kühlerspannung betrug $25,215 \text{ kV}$. Als Targetgas wurde Stickstoff verwendet.

Abweichend vom technischen Experimentvorschlag [Föh96] erfolgte die optische Geometrie des Kristallspektrometers gemäß den Darlegungen in Kapitel 4.2 in der modifizierten Cauchois-Geometrie zur Erreichung eines hohen integralen Reflexionsvermögens. Aus dem gleichen Grund wurde mit $1,5 \text{ mm}$ ein relativ dicker Kristall gewählt. Die mit einem Fernrohr unter 90° auf der Ringinnenseite eingerichtete Geometrie weist einen Abstand zwischen Gasjet-Target und Kristall von 600 mm auf.

Die Dispersion des Kristallspektrometers läßt sich in guter Näherung mit dem Krümmungsradius R , dem Gitterabstand d des Kristalls und der Wellenlänge der Photonen λ aus dem Zusammenhang $x_d \simeq R \cdot (\lambda/2d)$ herleiten und betrug im Experiment $\sim 2,5 \text{ mm/keV}$. Die wichtigsten Parameter sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt.

Zur Verdeutlichung des Experimentablaufs zeigt Abbildung 6.4 den Zeitverlauf des Ionenstroms im ESR, der Umladerate des Teilchenzählers hinter dem ersten Dipolmagneten und der Dichte des Gasjet-Targets. Im Experiment erfolgte zunächst eine Injektion von vollständig ionisierten Bleiatomen aus dem SIS in den Speicherring ESR (Zeitpunkt 1). Nach dem Einschub von etwa 10^7 Ionen und einer Bahnverlagerung wurden die Ionen mittels des Elektronenkühlers gekühlt (2). Danach fand eine Abbremsung auf die Sollenergie von 46 MeV/u statt (3), gefolgt von erneuter Elektronenkühlung. Damit befanden sich

Photonenenergie Pb Ly- α_2 (c.m.)	75,280 keV
Photonenenergie Pb Ly- α_1 (c.m.)	77,934 keV
Ionengeschwindigkeit β	0,3030
Targetgas und Dichte	$\sim (3 - 6) \cdot 10^{11} \text{ N}_2/\text{cm}^3$
Dauer eines Messzyklus	$\sim 4 \text{ min}$
Kristall	Si(220): $40 \times 80 \times 1,5 \text{ mm}^3$
Biegeradius	2 m
Gitterabstand	3,840311 Å
Asymmetrie-Winkel χ	2 °
Abstand zwischen Emissionsvolumen und Kristall	$\sim 600 \text{ mm}$
Abstand der Reflexe von der optischen Achse	$\sim 90 \text{ mm}$
Breite der Reflexionskurve	60 μrad
Inverse Dispersion	$\sim 2,5 \text{ mm/keV}$
Effizienz für zwei Reflexe	$\sim 2 \times 6 \times 10^{-8}$

Tabelle 6.1. Charakteristische Parameter für das Pilot-Experiment mit dem Kristallspektrometer am Gasjet-Target des ESR.

gekühlte Ionen mit der gewünschten Energie im ESR. Nun folgte das Einfahren der bahn-nahen Detektoren und Scraper (4). Dieser Vorgang konnte erst nach der Befüllung des ESR geschehen, da beim Einschub der Ionen aus dem SIS die gesamte Apertur des ESR erforderlich ist. Da der für die Koinzidenz-Information notwendige Umlade-Detektor am Nordbogen zuerst verfahren wurde, schnitt er die seit dem Einschub vornehmlich im Elektronenkühler umgeladenen Ionen weg, was an der kurzzeitig hohen Zählrate erkennbar ist (5). Danach wurden nur noch jene Ionen abgeschnitten, welche in einem einzigen Umlauf ihre Ladung ändern. Hatte der Scraper nun ebenfalls seine Position erreicht, so fiel die Rate im nachfolgenden Umlade-Detektor, da die im Elektronenkühler umgeladenen Ionen im Scraper abgefangen wurden (6). Nachdem sich alle Detektoren und Scraper in ihrer Sollposition befanden, wurde das Gasjet-Target in Betrieb genommen (7) und die eigentliche Datenaufnahme begann. Der zeitliche Verlauf des Ionenstromes im ESR nahm exponentiell ab (8). Als nur noch wenige Ionen im Ring vorhanden waren, wurde das Gasjet-Target ausgeschaltet (9) und Umladezähler sowie Scraper aus dem Strahlrohr herausgefahren (10). Die Einstellungen des ESR wurden für einen erneuten Einschub zurückgesetzt (11) und der gesamte Zyklus begann von neuem (1).

Die Gesamtlänge eines solchen Zyklus besteht aus einer durch Ringfüllung, Abbremsen, Kühlung, Verfahren von Detektoren und Scrapern und schließlich durch Zurücksetzen der Einstellungen resultierenden fixen Totzeit von etwa zwei Minuten und der eigentlichen Meßzeit. Letztere läßt sich in Verbindung mit der Dichte des Gasjet-Targets, welche die Lebensdauer des Ionenstrahls beeinflußt, optimieren. Daraus folgt hinsichtlich einer maximalen durchschnittlichen Ereignisrate als anzustrebende Meßzeit für eine Dichte des Gasjet-Targets von $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ N}_2/\text{cm}^3$ eine Dauer von ungefähr eineinhalb Minuten. Die Dauer eines gesamten Zyklus betrug im Experiment daher circa vier Minuten.

Eine weitere Erhöhung der durchschnittlichen Photonennrate wäre durch eine schnellere Positionierung der Detektoren und Scraper möglich. Diese werden momentan noch mit

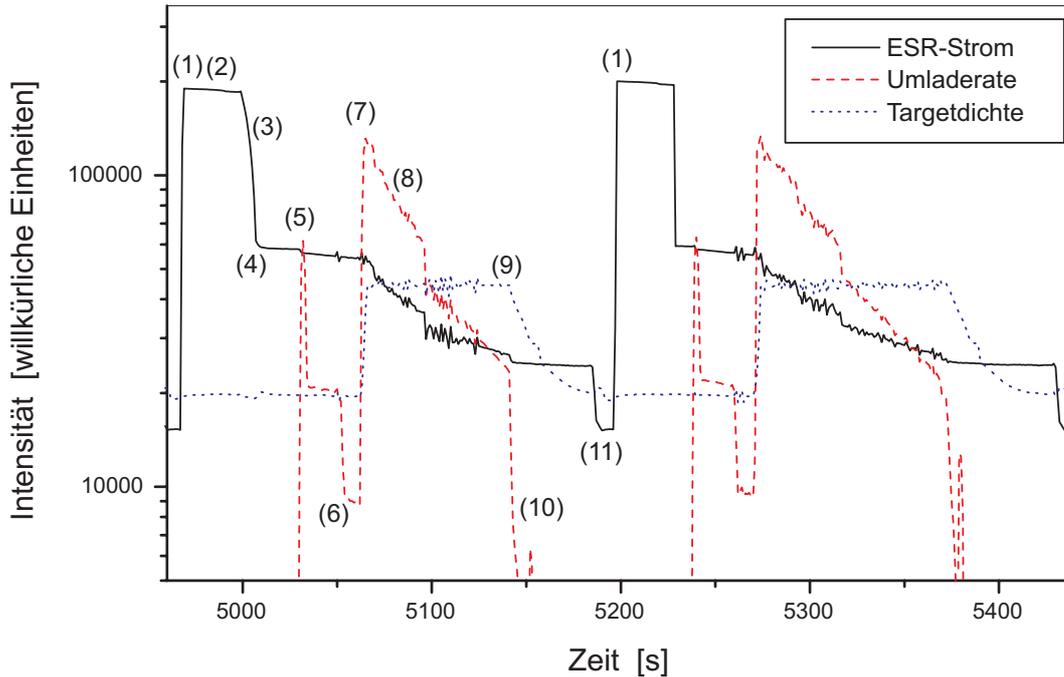


Abbildung 6.4. Zeitlicher Verlauf zweier Messzyklen. Dargestellt sind der ESR-Strom (durchgezogene Linie), die Umladerate (gestrichelte Linie) und die Targetdichte (gepunktete). (1) Einschub der Ionen aus dem SIS, (2) Kühlen der Ionen, (3) Abbremsen, (4) Beginn des Verfahrens von Umlade-Detektor und Scraper, (5) Umlade-Zähler schneidet Bahn der im Elektronenkühler umgeladenen Ionen, (6) Scraper schneidet die umgeladenen Ionen ab, (7) Anschalten des Gasjet-Targets und Messbeginn, (8) Messung, (9) Ausschalten des Gasjets, (10) Herausfahren des Umladedetektors und des Scrapers, (11) Umstellung des ESR auf Einschubbedingungen, (1) neuer Einschub, etc.

recht langsamen Schrittmotoren verfahren. Allerdings ist eine neue Mimik geplant. Ebenso könnte die Anzahl der eingeschossenen Ionen erhöht werden. Hierbei ist jedoch mit Bedacht vorzugehen, wenn eine weitere Steigerung der Ionenzahl im ESR zu einem starken Anstieg der Umladezählerrate führt. Dies hätte ein verstärktes Auftreten von Zufallskoinzidenzen und damit Spektren mit hohem Untergrund zur Folge.

Als ortsauflösende Detektoren fanden die in Kapitel 5 beschriebenen Driftkammern Verwendung. Die für eine Ortsauflösung notwendige Information über den Beginn der Elektrodendrift respektive der Absorption eines Photons im Gasvolumen folgte aus dem Signal des Umladezählers. Da die Dauer zwischen Elektroneneinfang aus einem Targetatom in ein Ion und nachfolgender Photonenemission weit unter einer Nanosekunde liegt, ferner die Flugzeit von Gasjet-Target bis Umladezähler und auch die Laufzeiten der elektrischen Signale bekannt sind, entspricht das Triggersignal des Teilchenzählers bis auf eine feste Verzögerung dem Emissionszeitpunkt eines Photons. Damit läßt sich das Signal des Umladezählers nicht nur als Koinzidenzbedingung für eine Unterdrückung des Untergrunds verwenden, sondern gewinnt seine besondere Bedeutung als Zeitreferenz für den Photoeffekt im Gasmedium der Driftdetektoren und stellt damit die Grundlage für die Ortsinformation dar.

Die entsprechenden Signale des Umladezählers weisen die für Szintillationsdetektoren typischen kurzen Anstiegszeiten von wenigen Nanosekunden auf, so daß unter Hinzunahme der Flugzeit und elektronischer Laufzeiten eine sehr präzise Zeitinformation über den Emissionsprozeß vorliegt. Da die Anstiegszeiten der Signale in den ortsauflösenden Drift-detektoren etwa 100 ns beträgt und damit etwa eine Größenordnung über jener der Signale des Umladezählers liegt, ist der Einfluß der Zeitungenauigkeit des Umladesignals auf die Zeitinformation der Driftdetektoren respektive die zu erreichende Ortsauflösung als unkritisch anzusehen.

Ein Einfluß zeitlicher Ungenauigkeiten, wie sie sich aus der verwendeten Elektronik ergeben, ist ebenfalls von untergeordneter Bedeutung. Durch den sorgsamsten Aufbau einer elektronischen Logik auf der Basis von NIM-Systemen (Nuclear Instrument Modules) läßt sich mühelos eine Zeitpräzision von wenigen Nanosekunden erzielen. Ferner erfolgte eine regelmäßige Kontrolle des gesamten Zeitablaufs, um eine unerwünschte Veränderung der Zeitreferenzen beziehungsweise der Ortsinformation zu vermeiden.

Die zwei Detektoren, wie sie zum Nachweis der beiden symmetrischen Reflexe auf dem Rowland-Kreis verwendet wurden, waren beide mit einer Gasmischung aus Xe:CH₄ im Verhältnis 95:5 gefüllt. Bei den gegebenen experimentellen Bedingungen sollte hierbei eine energetische Unterscheidung zwischen Ly- α Photonen und den Fluoreszenz-Photonen möglich sein. Ferner erlaubte die Verwendung von Xenon als Absorptionsmedium bei dem gewählten Gasdruck eine Absorptionseffizienz von etwa 90 % im relevanten Energiebereich der nachzuweisenden Photonen.

Als eine besondere Herausforderung für den Betrieb der Nachweissysteme am ESR erwies es sich, die in diesem Anlagenbereich massiv auftretenden elektrischen Störsignale zu kontrollieren. So stellt gerade die Umgebung eines Speicherrings eine starke Quelle hochfrequenter Einstrahlungen dar, welche Spannungsschwankungen im Voltbereich induzieren kann.

Eine galvanische Trennung war auf einfache Weise durch Einbringen entsprechender Isolatoren und die Verwendung spezieller Filter für alle elektrischen Zuführungen zu realisieren. Schließlich stellten aber vor allem die Leitungen für die Signale aus den ortsauflösenden Detektoren eine besonders kritische Komponente dar. Die zu messenden elektrischen Pulse wiesen eine Anstiegsflanke von nicht ganz 100 ns, eine zeitliche Gesamtbreite von etwa 300 ns und eine Amplitude zwischen 50 und 400 mV auf. Dabei ergab sich eine weitere Schwierigkeit aus der Länge der Kabelleitungen. Diese waren etwa 10 m lang und führten von den Detektoren am Gasjet-Target zur Experiment-Elektronik, welche sich auf dem Dach des ESR befand. Der Grund hierfür lag darin, daß die gesamte Elektronik in ihrem Zeitverhalten auf die experimentelle Situation *unter Messbedingungen* eingestellt werden mußte. Desweiteren war eine Überwachung des Verhaltens der gesamten Elektronik während des Experiments unabdingbar. Damit war deren Zugänglichkeit während des Meßbetriebs zu gewährleisten, weswegen als nächster Standort das Dach des ESR direkt über dem Gasjet-Target gewählt wurde, wo ebenfalls das Datenaufnahmesystem untergebracht war.

Da die langen Leitungen zum Transport der verstärkten, jedoch immer noch relativ schwachen Detektorsignale ähnlich einer Antenne eine Transformation von Störfeldern in elektrische Pulse bewirken, kamen spezielle Kabel zum Einsatz. Zunächst wurden die verstärkten Signale des Detektors noch in diesem in bipolare Signale verwandelt. Durch

den Transport dieser sich nur durch die Polarität unterscheidenden Pulse über zwei getrennte Leitungen, gefolgt von nachfolgender Wiederherstellung des Originalsignals mittels elektrischer Subtraktion, können externe Störeinflüsse verringert werden. Diese führen auf beiden Leitungen zu Störungen gleicher Polarität und werden durch die anschließende Subtraktion entfernt. Darüberhinaus wurden jeweils zwei Kabeladern, wie sie zum Transport eines bipolaren Signals erforderlich sind, miteinander verdreht und von einer eigenen Abschirmung ummantelt. Alle diese abgeschirmten, verdrehten Kabelpaare waren wiederum von einer Gesamtabschirmung umgeben. Mit diesem Vorgehen war es nun möglich, den Einfluß der Störfelder aus der Umgebung des Speicherrings zu reduzieren und die eigentlichen Signale aus den Detektoren durch die Auslese-Elektronik in ihrem Zeitverlauf zu verfolgen.

Als eine weitere Störquelle stellte sich die Auslese-Elektronik selbst heraus. Trotz einer bedachten Wahl der verschiedenen Erdpotentialen konnte ein Auftreten massiver Störsignale aufgrund des Auslesevorgangs eines Detektors auf Seiten des anderen Detektors nicht vermieden werden. Der Einfluß dieser Störung konnte jedoch durch eine logische Abfrage nach dem jeweiligen Auslesestatus der Detektoren für die Gültigkeit eines Ereignisses verhindert werden. Eine mit diesem Abweisen von Ereignissen bei Auslesetätigkeit des anderen Detektors verbundene deutliche Erhöhung der Totzeit war bei den vorliegenden Ereignisraten von geringer Bedeutung. Diese lagen bei einer Auslesezeit von 0,01 s während der Datenaufnahme unterhalb von 20 Hz.

Schließlich erfolgte eine galvanisch getrennte Ankopplung des Auslesesystems an einen Druckmesser des Gasjet-Targets. Hierdurch war es möglich, den Status des Gasjet-Targets abzufragen und Ereignisse nur bei eingeschaltetem Gasjet-Target zu registrieren. Damit konnte derjenige Untergrund, welcher beim Einfahren des Teilchenzählers aus den durch die im Elektronenkühler umgeladenen Ionen hervorgerufenen Triggersignalen in Verbindung mit zufällig im Detektor absorbierten Photonen resultiert, unterdrückt werden.

6.2 Ergebnisse

Das Pilotexperiment des Kristallspektrometers am Gasjet-Target des ESR wurde vom 15. bis zum 26. April 1999 durchgeführt. Die Datenaufnahme begann nach der Einstellung des Zeitverhaltens der Elektronik am 16. April. Da beide Driftdetektoren des Spektrometers selbst nach mehreren Tagen das Auftreten einer Linienstruktur im Ortsspektrum vermissen ließen, erfolgte eine Änderung des vorgesehenen Experimentablaufs. So wurde einer der Driftdetektoren einige Tage vor Strahlzeitende durch einen konventionellen Ge(i)-Detektor ersetzt. Damit wurde hinsichtlich eines der zwei symmetrischen Linienpaare auf eine Ortsinformation verzichtet; jedoch sollte sich dieses Linienpaar im Energiespektrum des Ge(i)-Detektors nachweisen lassen.

Das Ortsspektrum des verbliebenen Driftdetektors ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Zugrunde liegen alle Daten der gesamten Experimentdauer. Betrachtet wurden diejenigen Ereignisse, welche im Rahmen der begrenzten Auflösung des Gaszählers hinsichtlich der Energieinformation als potentielle Ly- α Photonen anzusehen sind. Auch wurden nicht nur unterschiedliche Mengen von Daten gebildet, sondern auch unterschiedliche Gruppierungen von Anodendrähten. Ein weiterer Informationsgewinn war durch diese Vorgehensweise

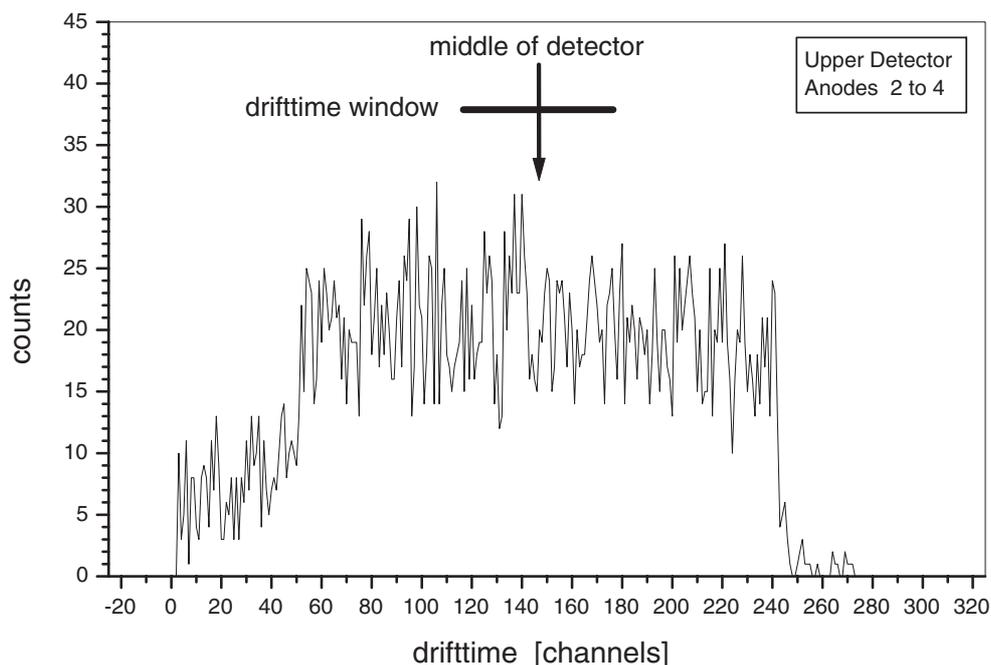


Abbildung 6.5. Ortsspektrum des Driftdetektors, welcher für die gesamte Messzeit zur Verfügung stand. Berücksichtigung fanden Ereignisse, welche im Rahmen der vorliegenden Auflösung die erwartete, um die K-Bindungsenergie in Xenon verringerte Energieinformation zwischen 35 und 45 keV aufweisen. Die erste Drahtgruppe wurde aufgrund einflußreicher Verzerrungen des elektrischen Feldes, diejenigen Drahtgruppen in der Tiefe des Detektors aufgrund eines schlechten Verhältnisses von Signal zu Untergrund nicht hinzugezogen. Es verblieben damit die Anodengruppen Zwei bis Vier.

jedoch nicht möglich. Die dargestellten Daten beziehen sich auf die zweite, dritte und vierte Anodendrahtgruppe. Die erste Gruppe, welche aus lediglich einem einzigen Draht besteht, wurde aussortiert, da diese in nicht unerheblichem Maß von den Verzerrungen des elektrischen Feldes betroffen sind. Anodengruppen, welche sich tiefer im Detektorvolumen befinden, wurden ebenfalls nicht berücksichtigt. Letzteres geschah um das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu verbessern, da die Absorption durch die Verwendung des schweren Edelgases Xenon primär im vorderen Detektorvolumen erfolgen sollte. Es sei ferner darauf hingewiesen, daß auch im Ortsspektrum des ausgebauten Driftdetektors keine Linienstruktur nachgewiesen wurde.

Unerwartet war der hohe Untergrund, welchen die Driftdetektoren aufwiesen. Da diese erst kurz vor Beginn des Experiments fertiggestellt werden konnten, war eine eingehende Untersuchung unter Betriebsbedingungen nicht möglich. Es lagen Erfahrungen mit dem Edelgas Argon vor, jedoch nur wenige mit Xenon. Es zeigte sich, daß eine Befüllung mit Xenon unter 20 bar zu einer Eigenrate von etwa 20 Hz führt. Die limitierte Energieauflösung von circa 25 % stellt hier eine Begrenzung dar, da eine Separation der nachzuweisenden Photonen von den Untergrundphotonen nur unvollständig möglich ist. In das sensitive Volumen eindringendes Licht kann als Ursache ausgeschlossen werden, da eine Verdunkelung

keinen Effekt zeigte. Während direkte Strahlung durch die Verwendung absorbierender Materialien im Strahlengang der Optik weitgehend unterbunden werden konnte, erwies sich jedoch die Fluoreszenzstrahlung aus der Umgebung des Targets und der diversen Abschirmungen als unvermeidlich. Diese ist aufgrund der extrem kurzen Lebensdauer der entstprechenden atomaren Energieniveaus praktisch koinzident mit dem zugrundeliegenden Prozeß einer Ionenumladung.

Die Tatsache, daß im Fall des Driftdetektors lediglich ein strukturloses Ortsspektrum beobachtet wurde, deckt sich mit einer Abschätzung der zugrundeliegenden Ratenverhältnisse. Wie aus Abbildung 6.5 ersichtlich ist, beinhaltet das gezeigte Ortsspektrum etwa 4000 koinzidente Ereignisse. Berücksichtigt man, daß diese nur im vordersten Teil des sensitiven Volumens gemessen wurden, ferner daß durch eine grobe Energieselektion nur ein Teil der im Nachweisvolumen aufgetretenen Ionisationen berücksichtigt wurde, so läßt sich die Gesamtzahl der in der Strahlzeit in dem Driftdetektor gemessenen Photonen mit 120 000 abschätzen. Legt man ferner eine ausfallfreie Experimentdauer von 5 Tagen sowie eine effektive Meßzeit von 50 % nach Abzug der Totzeit aus der Befüllung des ESRs zugrunde, so entspricht dies einer Meßrate von $\sim 0,60 \text{ Hz}$.

Diese Rate läßt sich nun vollständig mit der Eigenrate der mit Xenon betriebenen Driftkammer erklären. Nimmt man eine mittlere Teilchenzählerrate von 10 kHz an, so ergibt sich für einen poisson-verteilten Prozeß in 3,8 % der Fälle das zufällige Auftreten eines Triggersignals innerhalb der Koinzidenzzeit von $4 \mu\text{s}$. Dies bedeutet, daß die unkorrelierte Eigenrate von 20 Hz, welche ein Koinzidenzfenster öffnet, zu einer gemessenen Dunkelrate von 0,76 Hz führt. Dies entspricht etwa 150 000 Ereignissen für die tatsächliche Experimentdauer und deckt sich mit der im Detektor gefundenen.

Damit ist der innerhalb der Koinzidenzzeit von $4 \mu\text{s}$ im Ortsspektrum von Kanal 190 bis 240 aufgetretene und in Abbildung 6.5 dargestellte flache Untergrund durch die Eigenrate des Detektors erklärbar. Offen bleibt hingegen die Frage, warum jenseits dieses Untergrunds keine Linienstruktur, wie sie durch die zu untersuchenden Ly- α Übergänge hervorgerufen werden sollte, identifizierbar ist.

Hierbei ist zu beachten, daß der räumliche Abstand zwischen Ly- α 1- und Ly- α 2-Linie auf dem Rowland-Kreis etwa 6 mm beträgt. Dies folgt aus der Energiedifferenz von $\sim 2,5 \text{ keV}$ mittels der Dispersion des Kristallspektrometers von $\sim 2,5 \text{ mm/keV}$. Legt man den Driftbereich von hier 60 Kanälen zugrunde, so sollten beide Linien 19 Kanäle voneinander entfernt und damit bei einer Breite von ungefähr 5 Kanälen separat nachweisbar sein.

Geht man nun von einer mittleren Umladerrate beziehungsweise Photonenemission von 10 kHz aus, berücksichtigt die Nachweiseffizienz des gesamten Spektrometers für einen Reflex von $6 \cdot 10^{-8}$, ferner daß etwa $1/3$ des energetischen Spektrums durch Ly- α Photonen generiert wird, so ergibt sich eine Meßrate von $1 \cdot 10^{-4} \text{ Hz}$ für jede der beiden Ly- α Linien. Hierbei wurde eine vollkommene Absorptionseffizienz des Detektors angenommen, was für die Verwendung von Xenon unter 20 bar eine gute Näherung darstellt. Betrachtet man wieder die gesamte echte Meßzeit von etwa 200 000 s, so sollten insgesamt 20 Ly- α 1 und 20 Ly- α 2 Photonen im sensitiven Volumen des Driftdetektors aufgetreten sein. Unter der Annahme, daß diese auf jeweils 5 Kanäle des Ortsspektrums verteilt sind, sollten in Abbildung 6.5 zwei um 19 Kanäle getrennte Erhöhungen um 4 Ereignisse erscheinen. Da dies jedoch noch innerhalb der statistischen Schwankungen liegt, ist deren Abwesenheit einsichtig.

Der gegen Ende des Experiments für wenige Tage eingebaute Ge(i)-Detektor erlaubt es, mit einer sehr guten Auflösung von etwa 500 eV die auftretenden Photonen energetisch zu unterscheiden. Dessen Positionierung auf dem Rowland-Kreis an jener Stelle, an der ein Paar von Ly- α Photonen der umgeladenen Blei-Ionen auftritt, sollte diese Photonen im Energiespektrum sichtbar werden lassen. Das gemessene Energiespektrum ist in Abbildung 6.6 dargestellt.

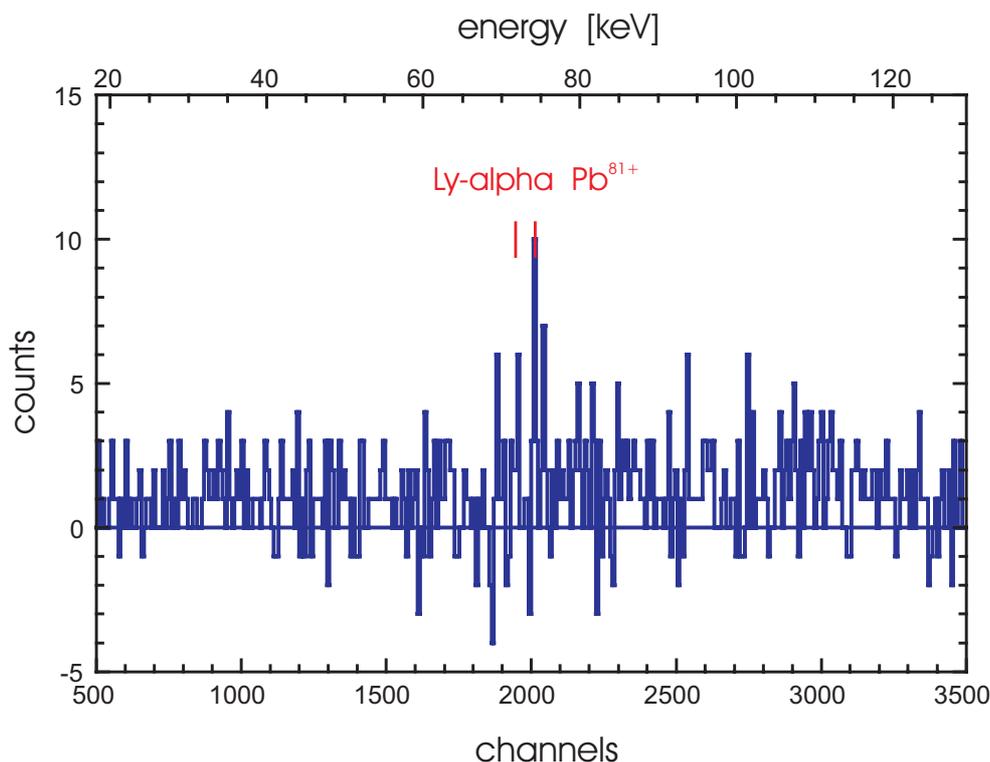


Abbildung 6.6. Energiespektrum des Ge(i)-Detektors im Kristallspektrometer.

Gefunden wurde zunächst charakteristische Strahlung von Blei und Wolfram. Als Ursache kommt hier in erster Linie die massive Bleiabschirmung des Kristallspektrometers in Frage, ferner das dominante Vorhandensein von Wolfram im Material Densimet der verwendeten Schlitzblenden. Eine weitere mögliche Quelle für Röntgenfluoreszenz von Wolfram stellte ein massiver Densimet-Block dar, welcher sich zwischen Gasjet-Target und Kristall befand. Dieser wies eine großräumige Durchbohrung auf der optischen Achse auf und diente dem Zweck, eine Kalibrierquelle in den optischen Strahlengang einzufahren. Da die Ly- α Linien des wasserstoffähnlichen Bleis aus dem Gasjet-Target eine Laborenergie von 71,741 und 74,270 keV aufwiesen, stellte insbesondere die charakteristische K- α Strahlung aus der Blei-Abschirmung mit 72,804 und 74,969 keV eine energetisch sehr naheliegende Photonenquelle dar. Da die Zählrate des Kristallspektrometers äußerst gering war, konnten selbst während mehrerer Tage nur sehr wenige Ereignisse registriert werden. Aus diesem Grund resultierte als Ergebnis, daß mittels des Ge(i)-Detektors lediglich Hinweise auf das Vorhandensein der Ly- α Linien des wasserstoffähnlichen Bleis aus dem Gasjet-Target existieren;

dennoch konnte aufgrund der schlechten Statistik eine hinreichende Trennung insbesondere von der charakteristischen Strahlung der Blei-Abschirmung nicht gewährleistet werden. Aus den 20 Ereignissen einer der beiden Ly- α Linien, wie sie während der gesamten Meßdauer in einem der symmetrischen Reflexe auf dem Rowland-Kreis zu erwarten waren, hätten aufgrund der zeitlich begrenzten Verwendung des Ge(i)-Detektors in diesem etwa 5 Ereignisse registriert werden müssen. Dies reicht für deren signifikanten Nachweis – insbesondere in Gegenwart der angesprochenen Fluoreszenzphotonen – jedoch nicht aus. Somit kann eine abgesicherte Erkenntnis der erwarteten Funktionsweise des Kristallspektrometer-Konzepts aus diesem Experiment nicht abgeleitet werden.

Zusammenfassend läßt sich aus dem Pilot-Experiment mit dem Kristallspektrometer am Gasjet-Target des ESR folgern, daß das bisherige Konzept für einen Nachweis der Ly- α Linien von wasserstoffähnlichen Schwerionen weitere Entwicklungen erfordert. So stellt primär die extrem geringe Nachweiseffizienz von ungefähr $2 \cdot 6 \cdot 10^{-8}$ das größte Hindernis dar. Selbst im Fall einer Steigerung auf ein interessierendes Ereignis pro Minute wird es nicht leicht sein, in realistischen Messzeiten von der Größenordnung weniger Wochen ein aussagefähiges Verhältnis von Signal zu Untergrund zu erreichen.

Desweiteren spielt in diesem Zusammenhang das verwendete Detektorkonzept eine zentrale Rolle. So sind nicht nur eine hohe Absorptionseffizienz und eine Positionsbestimmung mit einer Genauigkeit von $200 \mu\text{m}$ wesentliche Voraussetzungen, sondern darüberhinaus auch eine energetische Diskrimination der nachzuweisenden Photonen vom Untergrund. Daher ist von einer Verwendung der vorhandenen Driftdetektoren auf der Basis eines schweren Edelgases abzusehen. Deren hohe Dunkelrate im Fall von Xenon kann zwar durch die Verwendung von Argon auf Kosten einer deutlich geringeren Absorptionseffizienz reduziert werden; jedoch gefährdet auch dann die vorhandene geringe Energieauflösung eine Nutzung dieses Detektionskonzepts für das in Frage stehende Niederraten-Experiment.

Während es sich herausgestellt hat, daß die Driftdetektoren vorzüglich als Detektionssystem für die Absorptionskanten-Technik am Gasjet-Target des ESR geeignet sind, ist für das Kristallspektrometer-Projekt ein anderer Zugang notwendig. Ein solcher könnte in Form des gegenwärtig am Forschungszentrum Jülich entwickelten Ge(i)-Streifendetektors realisiert werden. Hier bestünde nicht nur die Möglichkeit, für den Nachweis von Röntgenphotonen zwischen 50 und 100 keV Positionsbestimmungen von $100 \mu\text{m}$ bei einer Absorptionseffizienz von nahezu 100 % zu verwirklichen, sondern darüberhinaus die für Ge(i)-Detektoren typische hohe Energieauflösung für eine Untergrundreduktion zu nutzen. Diese Detektoren befinden sich gegenwärtig jedoch noch im Entwicklungsstadium. Zwar konnte inzwischen ein solcher Detektor mit einer eindimensionalen Ortsauflösung realisiert und auch kürzlich in einem Laborexperiment mit einer stationären Quelle am Kristallspektrometer erfolgreich getestet werden; die Entwicklung eines zweidimensionalen Ge(i)-Detektors steht dennoch erst am Anfang. Dabei stellt insbesondere die Beherrschung der Ortsinformation, wie sie aus einer diskreten Strukturierung des Ge(i)-Kristalls resultiert, eine Herausforderung dar.

Kapitel 7

Experiment zur Absorptionskanten-Technik

In der Zeit vom 3. bis 14. August des Jahres 2000 wurde eine Strahlzeit mit der Absorptionskanten-Technik am Gasjet-Target des ESR durchgeführt, welche die Ly- α 2 Strahlung von wasserstoffähnlichem Gold zum Untersuchungsgegenstand hatte. Dabei erhält dieses Experiment seine besondere Bedeutung durch die Tatsache, daß die Beobachtung von Absorptionskanten unter drei Winkeln bei jeweils zwei verschiedenen Strahlenergien erfolgte.

In Kombination mit der erreichten hohen spektralen Auflösung der Einzelmessungen von bis zu 12 eV für die Ly- α 2 Photonen von 69,331 keV ergibt sich aus der verwendeten geometrischen Kontrolle die Erkenntnis, daß am Gasjet-Target in seiner derzeit vorliegenden Form eine absolute Vermessung charakteristischer hochenergetischer Röntgenphotonen relativistischer Schwerionen auf dem angestrebten Niveau von wenigen Elektronenvolt nur bedingt möglich ist. Dabei ist vornehmlich die gegenwärtige Ungewißheit in der Position des Ionenstrahls aufgrund ihres Einflusses auf den Beobachtungswinkel von Relevanz für alle winkelorientierten Experimente, welche eine Präzision von wenigen Elektronenvolt anstreben.

Ferner ergibt sich aus diesem Experiment eine Abschätzung der mit der Absorptionskanten-Technik erreichbaren Energieauflösung. Insbesondere wird die Frage beantwortet, inwieweit eine experimentelle Bestimmung der 1s-Lambshift in wasserstoffähnlichen Schwerionen mit einer den theoretischen Rechnungen vergleichbaren Präzision mit dieser Methode möglich ist.

Schließlich ergeben sich Aussagen über die 1s-Bindungsenergie des untersuchten Ein-Elektronen-Systems wasserstoffähnliches Gold, in welcher sich die quantenelektrodynamischen Korrekturen widerspiegeln.

7.1 Experimentelle Gegebenheiten

Das Meßprinzip der Absorptionskanten-Technik, wie es schon bei der Vorstellung der neuen experimentellen Zugänge in Kapitel 4.3 eingehend beschrieben worden ist, basiert auf der Verwendung von Absorptionskanten schwerer Absorber als energetischer Vergleichsmaßstab. Dabei erzeugen solche Kanten eine drastische Änderung des Absorptionskoeffizien-

ten, welcher strukturlos ist und eine Breite von etwa 20 bis 50 eV aufweist. Die Energie der charakteristischen Röntgenstrahlung von hochgeladenen Schwerionen erscheint aufgrund des Dopplereffekts im Laborsystem als mit dem Beobachtungswinkel variierendes kontinuierliches Spektrum. Die auftretenden Energien der Photonen sind hierbei von der Strahlgeschwindigkeit und dem Winkel relativ zur Ionenbewegung bestimmt. Ein Absorptionsmedium, welches einen hinreichenden Winkelbereich überdeckt, kann eine räumliche Abbildung des Sprungverhaltens des Absorptionskoeffizienten gewährleisten. Damit läßt sich unter Kenntnis der energetischen Lage der Kante sowie des genauen Beobachtungswinkels bei gegebener Strahlgeschwindigkeit die Photonenenergie im Emittersystem berechnen.

Das in dieser Strahlzeit zu untersuchende System stellen wasserstoffähnliche Au^{78+} -Ionen dar. Angestrebt wurde eine Bestimmung der Energie der $\text{Ly-}\alpha 2$ Photonen, da in diesem Fall die Absorptionskanten zu einer Unterdrückung der energiereicheren $\text{Ly-}\alpha 1$ Photonen und damit zu einem reduzierten Untergrund führen.

Die Auswahl der Absorbermaterialien sowie der Strahlgeschwindigkeiten war durch die in Form der vorhandenen Beobachtungsfenster an der Targetkammer vorgegebenen Winkel stark eingeschränkt. Dennoch konnten für die zu untersuchende Photonenenergie von 69,331 keV im emittierenden System [BeM97] zwei Kombinationen gefunden werden, bei denen unter drei Winkeln bei jeweils zwei unterschiedlichen Ionengeschwindigkeiten diese Energie mit einer existenten Absorptionskante verglichen werden kann. Als Beobachtungswinkel ergaben sich 90° und 120° auf der Innenseite und 145° auf der Außenseite des ESR. Ferner waren die zwei Ionengeschwindigkeiten $\beta = 0,2530$ und $\beta = 0,4196$ möglich. Tabelle 7.1 gibt einen Überblick über die daraus resultierenden sechs Möglichkeiten sowie die hierbei gewählten Absorber. Letztere wiesen eine Dicke von $100 \mu\text{m}$ auf.

	$\beta = 0,2530$	$\beta = 0,4196$
Detektor 90°	Tantal (Ta)	Lutetium (Lu)
Detektor 120°	Thulium (Tm)	Terbium (Tb)
Detektor 145°	Holmium (Ho)	Samarium (Sm)

Tabelle 7.1. Verwendete Materialien zur Generierung der Absorptionskanten.

Zur Beobachtung der räumlichen Intensitätsprofile, wie sie aus dem Energiespektrum der monoenergetischen Photonen im Laborsystem durch die sprunghafte Transmission der Absorber erzeugt werden, wurden in diesem Experiment wiederum die in Kapitel 5 dargestellten Driftkammern verwendet. Dabei standen für die simultane Messung unter den verschiedenen Beobachtungswinkeln drei solcher Detektoren zu Verfügung. Als sensitives Medium wurde auf ein Gasgemisch aus $\text{Ar}:\text{CH}_4$ 90:10 zurückgegriffen. Es ergab sich damit bei einem gewählten Druck von 25 bar eine Nachweiseffizienz von näherungsweise 15 % im relevanten Energiebereich, ein reduziertes elektrisches Feld von $200 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{bar})$ sowie eine Driftgeschwindigkeit von $6 \text{ cm}/\mu\text{s}$.

Die Positionsbestimmung der Detektoren erfolgte über eine präzise Vermessung mittels optischer Triangulation. Als entsprechende Referenzen dienten hierbei Schlitzblenden mit diversen Markierungen. Diese Blenden waren vor den Fenstern der Detektoren positionierbar, wobei eine Reproduzierbarkeit durch mehrmaligen Ein- und Ausbau verifiziert wurde.

Desweiteren erfolgte eine Vermessung der Detektorhalterungen sowohl mit als auch ohne Detektoren. Dabei konnten Abweichungen der Positionen als Folge der Detektorgewichte lediglich in der unkritischen vertikalen Richtung festgestellt werden. Diese waren mit maximal 0,18 mm jedoch so gering, daß solche Absenkungen in den beobachteten Intensitätsprofilen vernachlässigbar waren. Ferner ergab ein Vergleich der Vermessungen vor und nach dem Experiment keine signifikanten Änderungen. Die Genauigkeiten der relevanten Winkelvermessungen, welche in Bezug zur durch die vor- und nachgelagerten Quadrupol-Magnete definierten Sollachse des Ionenstrahls erfolgten, lagen dabei bei maximal $0,0035^\circ$ und damit deutlich unterhalb der vorliegenden spektralen Auflösung von bis zu $0,03^\circ$. Die vor und nach der Strahlzeit vermessenen Werte der im folgenden vereinfachend als 90° , 120° und 145° bezeichneten Beobachtungswinkel sind in Tabelle 7.2 zusammengestellt.

	Vermessener Winkel	Abstand zu Emissionsvolumen
Detektor 90°	$89,72^\circ$	345 mm
Detektor 120°	$119,94^\circ$	434 mm
Detektor 145°	$144,90^\circ$	555 mm

Tabelle 7.2. Vermessene Winkel der Detektoren sowie Entfernungen der Frontebenen der jeweiligen Nachweisvolumina vom Emissionsvolumen. Die Bestimmung erfolgte sowohl vor als auch nach der Strahlzeit, wodurch eine Änderung auszuschließen ist.

Die effektive Driftstrecke wurde aus den Labormessungen mit Hilfe des verfahrbaren Schlitzes absolut zu 22 mm bestimmt.

Da die Detektoren mit einem reduzierten elektrischen Feld von etwa $200 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{bar})$ oberhalb des Ramsauer-Maximums betrieben wurden [EnH53], ist der Einfluß der aufgetretenen zeitlichen Schwankungen sowohl in der Teilchendichte als auch in den Hochspannungen vernachlässigbar. Entsprechende Einflüsse auf die Driftgeschwindigkeit liegen maximal bei wenigen 10^{-3} .

Zusätzlich zu den die Absorptionskanten nachweisenden Driftkammern wurden auf der Innenseite des ESR unter 35° und 150° zwei Ge(i)-Detektoren angebracht. Diese hatten die Aufgabe, Informationen über die auftretenden Linienintensitäten zu liefern. Dabei kommt diesen insofern eine Bedeutung zu, als der Untergrund der Absorptionskanten, wie er aus Photonen mit von der energetischen Lage der Kante abweichender Energie aufgrund der moderaten Energieauflösung der Driftkammern resultiert, abschätzbar ist. Zwar wird dieser Untergrund durch die unten dargestellte verwendete Monte-Carlo Simulation korrekt beschrieben; dennoch ergibt sich aus den Ge(i)-Spektren nicht nur eine zusätzliche Kontrolle der Simulation, sondern auch eine tiefere Einsicht in die ablaufenden Prozesse des Elektroneneinfangs.

Abbildung 7.1 zeigt die von den Ge(i)-Detektoren gemessenen Energiespektren. Auf der linken Seite ist der Fall niedriger Ionengeschwindigkeit ($\beta = 0,2530$), auf der rechten jener hoher ($\beta = 0,4196$) dargestellt.

Im Fall hoher Ionenenergie machen die REC-Übergänge – entsprechend den Erörterungen in Kapitel 3 – einen beträchtlichen Anteil am Gesamtspektrum aus. Dies impliziert eine

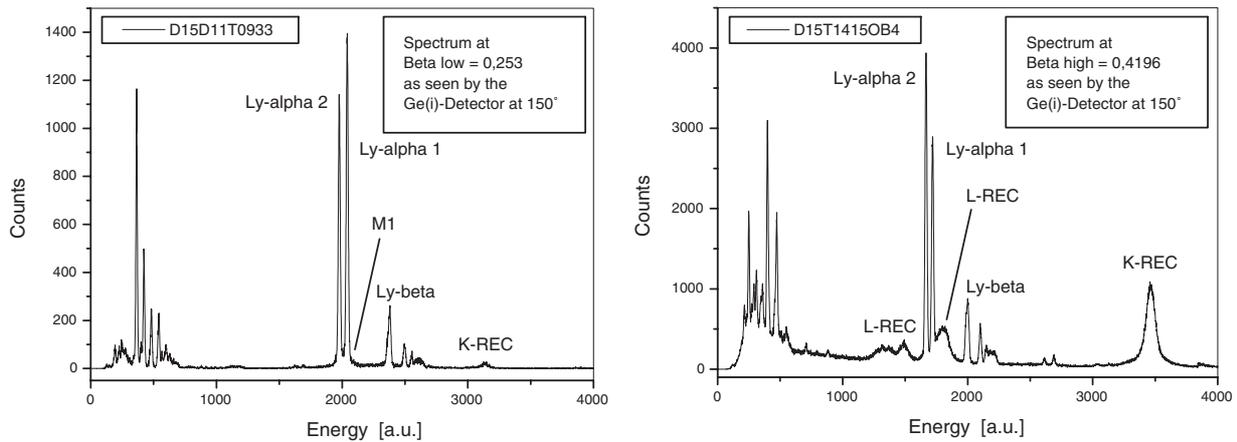


Abbildung 7.1. Energiespektren wie sie mit einem Ge(i)-Detektor unter 150° registriert wurden. Zur Linken ist der Fall von $\beta = 0,2530$, rechts derjenige von $\beta = 0,4196$ dargestellt. Deutlich sichtbar ist der große relative Anteil der Ly- α Photonen am gesamten Spektrum bei niedrigerer Strahlenergie. Dies impliziert einen niedrigeren Untergrund im Vergleich zum Fall hoher Ionengeschwindigkeit.

hohen Untergrund bei der Messung der Absorptionskanten, da die Driftkammern eine energetische Trennung nur unzureichend zulassen. Im Fall der kleinen Projektilenergie hingegen dominieren die Ly- α Übergänge das Spektrum. Hier ist daher ein relativ geringer Untergrund zu erwarten, wie es durch die Beobachtungen in Form eines höheren Kontrasts der Absorptionskante auch bestätigt wird.

Obwohl die Breiten der Absorptionskanten lediglich 19 bis 45 eV betragen, mußten die ebenfalls auftretenden Photonen des M1-Übergangs eine besondere Berücksichtigung in der Monte-Carlo Simulation zur Analyse der Daten finden. Diese liegen mit 69,364 keV von der Ly- α 2 Energie von 69,331 keV nur etwa eine Kantenbreite entfernt und beeinflussen daher das räumliche Intensitätsprofil der Kante. Die sich bei $\beta = 0,4196$ energetisch ebenfalls in Kantennähe befindenden L-REC Photonen hingegen führen aufgrund ihrer sehr breiten Energieverteilung im Zusammenspiel mit der hierzu sehr scharfen Absorptionskante lediglich zu einem konstanten Beitrag zum Untergrund.

Die mit den Driftkammern registrierten Ereignisse wurden vor ihrer Weiterverarbeitung in der Simulation nach gewissen Kriterien bereinigt. Insbesondere wurde auf die Berücksichtigung von jenen Ereignissen verzichtet, welche das koinzidente Auftreten einer Vielzahl von Ionisationsereignissen im sensitiven Detektorvolumen implizieren. Ein solches ist mit den aufgetretenen Zählraten im Nachweisvolumen nicht verträglich und findet vornehmlich bei elektrischen Störungen statt. Hier erscheinen die einzelnen Schwingungsamplituden als hintereinander driftende Ladungswolken. Ferner treten diese Störungen auf allen Drähten simultan auf, was gleichzeitige Signale auf allen Kanälen bedingt. Ein echtes Ereignis hingegen ist durch eine sehr begrenzte Anzahl koinzidenter Signale gekennzeichnet. Denkbar wäre beispielsweise an eine Aufspaltung einer einzelnen Ladungswolke auf zwei Anodendrähte.

Desweiteren wurden die Daten nach der Breite der Signale selektiert. Mit diesem Vorgehen wurden ebenfalls in erster Linie Störungen herausgefiltert, welche oftmals eine von der Pulsbreite echter Signale abweichende halbe Schwingungsdauer aufweisen.

Schließlich fand eine Auslese nach der Energie respektive der Pulshöhe der Detektorsignale im Rahmen der vorhandenen Auflösung statt. Die konkrete Auswahl des sinnvollen Energiebereichs stellte sich dabei jedoch als unkritisch dar. Es sei in diesem Zusammenhang nochmals darauf hingewiesen, daß die Absorptionskanten-Technik prinzipiell keiner Energieauflösung bedarf. Photonen anderer Übergänge vermögen lediglich den Untergrund zu erhöhen beziehungsweise den Kontrast im Intensitätsprofil zu verringern; die eigentlich relevante Position der Absorptionskante hingegen bleibt hiervon unbeeinflußt.

Die Anzahl der Ereignisse, welche während der mehrtägigen Messungen registriert werden konnten, unterscheidet sich zwischen den einzelnen Detektoren. Dies hat seine Ursache zunächst in der relativistischen Raumwinkeltransformation. So erfolgt hierdurch eine Unterdrückung der photonischen Intensität für den Fall der rückwärts gerichteten Detektoren im Vergleich zum 90° Detektor. Für $\beta = 0,2530$ findet eine solche Intensitätsreduktion gegenüber der Beobachtung unter 90° um 0,79 für den 120° Detektor und um 0,69 für den 145° Detektor statt. Bei $\beta = 0,4196$ ist diese relative Unterdrückung 0,68 für 120° und 0,44 für 145° .

Weiterhin bedingen auch die unterschiedlichen Abstände, welche sich in Tabelle 7.2 finden, eine Abweichung der Ereigniszahlen für die einzelnen Driftdetektoren. Hier ergibt sich eine von der Ionengeschwindigkeit unabhängige Unterdrückung, welche – relativ zum 90° Detektor – für 120° 0,63 und für 145° 0,39 beträgt.

Die Anzahl der registrierten Ereignisse stimmt mit diesen Überlegungen gut überein. Betrachtet man den Fall niedriger Ionengeschwindigkeit, so finden sich beispielsweise etwa 40 000 Ereignisse unter 90° und 20 000 Ereignisse unter 120° , wobei der relative Unterschied durch Raumwinkeltransformation und Abstand zum Emissionsvolumen – hier ein Gesamtfaktor von 0,50 – sehr gut stimmt. Bei der hohen Ionengeschwindigkeit finden sich etwa 180 000 Ereignisse unter 90° und 70 000 Ereignisse unter 120° . Auch hier entspricht der relative Unterschied dem Faktor 0,43, wie er sich aus Raumwinkeltransformation und Abstand zum Emissionsvolumen ergibt.

Das zeitliche Zusammenspiel der einzelnen Komponenten entspricht demjenigen, welches in Kapitel 5.3 beschrieben wurde. Bei dieser retrograden Technik öffnet ein Ereignis im sensitiven Volumen der Driftkammern ein Koinzidenzfenster von etwa $4 \mu\text{s}$. Wird innerhalb dieser Zeit ein künstlich verzögertes Signal des Teilchenzählers als Kennzeichen einer Ionenumladung registriert, so wird dieses Ereignis gespeichert. Dabei werden weitere Bedingungen wie beispielsweise der Status des Gasjet-Targets berücksichtigt. Die Driftzeit beziehungsweise die Ortsinformation ergibt sich anschließend aus der zeitlichen Differenz zwischen den Signalen aus den Driftkammern und jenen aus dem Umladezähler.

In dieser Strahlzeit mit der Absorptionskanten-Technik erfolgte erstmalig die Anwendung einer Erweiterung der ebenfalls in Kapitel 5.3 vorgestellten Multihit-Methode. Bei dieser Methode werden alle als koinzident auftretenden Signale aus dem Umladezähler als Zeitreferenzen registriert. Dieses Verfahren gewährleistet, daß auf jeden Fall die zu dem registrierten Ereignis gehörende Zeitreferenz aufgezeichnet wird. Eine Beeinflussung des Ortsspektrums durch die Berücksichtigung lediglich der ersten auftretenden und eventuell falschen Zeitreferenz wird damit vermieden. Die Neuerung bestand nun in der Erweite-

rung dieser Methode um die Information der zugehörigen Rate des Umladezählers. Da es diese ist, welche die Wahrscheinlichkeit des Auftretens mehrerer Zeitreferenzen und damit eine eventuelle die Ortsinformation verfälschende Fehlselektion durch Vernachlässigung weiterer Referenzen bestimmt, wurde zu jedem Ereignis die aktuelle Teilchenzähler-Rate mitgeschrieben.

Da es im Interesse des Experimentators ist, hinreichend hohe Ereignisraten zur Verfügung zu haben, zu hohe Raten jedoch zu einem Anstieg der falschen Zuordnungen eines Detektorsignals zu einer Zeitreferenz führen, ermöglicht dieses Verfahren eine grundsätzliche Kontrolle dieses statistischen Prozesses, wie er bei der Vernichtung des Ionenstrahls aus einer variablen Umladerate resultiert. Prinzipiell lassen sich hierdurch in Abhängigkeit von der Rate der Zeitreferenzen verschiedene Klassen von Daten bilden und separat betrachten.

Abbildung 7.2 gibt die Wahrscheinlichkeit an, in einem Koinzidenzfenster von $4 \mu\text{s}$ mehr als eine Zeitreferenz anzutreffen. Diese ergibt sich unter der Annahme, daß jede zusätzliche Zeitreferenz unkorreliert und damit im Koinzidenzfenster zufällig auftritt, aus der Poisson-Verteilung $P(n, \lambda)$ gemäß $P(n \geq 1, \lambda) = 1 - P(n = 0, \lambda) = 1 - \exp(-\lambda)$ für $\lambda = 4 \mu\text{s} \cdot x \text{MHz}$. Hierbei bezeichnet x die Rate der Zeitreferenzen in MHz. Daraus wird deutlich, daß es bei Verwendung der Driftkammern, welche für eine Ortsinformation auf die Bereitstellung einer Zeitreferenz angewiesen sind, ab Raten von mehreren Hundert Kilohertz aus dem Umladezähler zu einem deutlichen Auftreten mehrerer solcher Referenzen kommt.

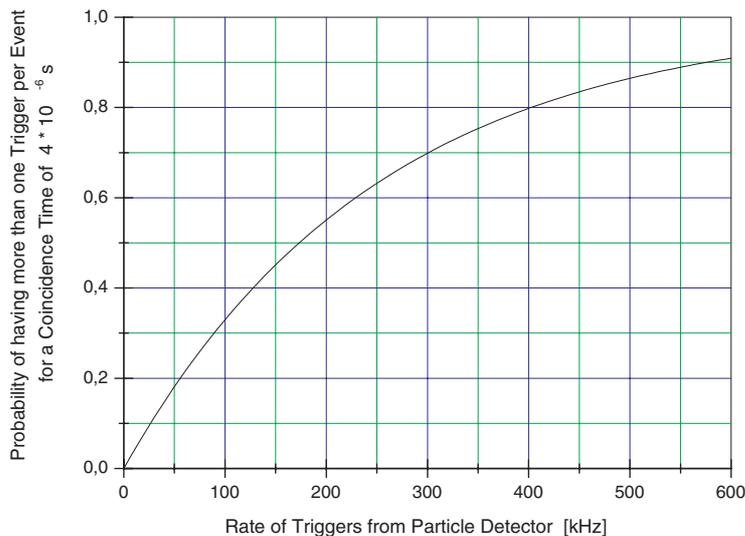


Abbildung 7.2. Wahrscheinlichkeit des Auftretens von mehr als einer einzigen Zeitreferenz aus dem Umladezähler in Abhängigkeit von dessen Rate. Zugrundegelegt wurde eine Koinzidenzzeit von $4 \mu\text{s}$.

Zur Illustration dieses Verfahrens ist in Abbildung 7.3 das Ergebnis einer Untersuchung zu sehen, welcher der Kontrolle der Absorptionskanten-Messungen diene. Hierbei befand sich kein Absorber vor den Detektoren, woraus ein flaches Ortsspektrum resultierte. Die gezeigten Resultate geben die Anzahl der während der Messung aufgetretenen ersten bis fünften Zeitreferenzen in Abhängigkeit von der Umladerate an. Auf eine Berücksichtigung der Totzeit des Nachweissystems wurde verzichtet. Eine solche stellt lediglich eine von

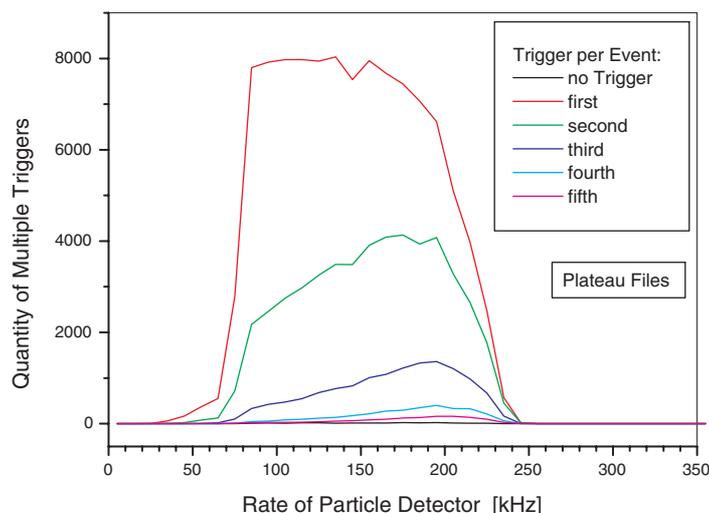


Abbildung 7.3. Visualisierung gemessener Multiplizitäten von Zeitreferenzen aus dem Umladezähler in Abhängigkeit von dessen Rate. Dargestellt ist die Anzahl der ersten bis fünften Zeitreferenzen, welche innerhalb eines Koinzidenzfensters von $4\mu\text{s}$ als gleichzeitig aufgetreten sind. Es zeigt sich, daß der relative Anteil mehrfacher Zeitreferenzen bei höheren Umladeraten deutlich zunimmt.

der Umladerate abhängige Korrektur der Anzahl registrierter Ereignisse dar. Der relative Anteil mehrfacher Zeitreferenzen bei gegebener Umladerate hingegen bleibt hiervon unberührt, da alle zu einem Ereignis im Koinzidenzfenster aufgetretenen Referenzen mit diesem Ereignis aufgezeichnet sind. Aus dieser Messung wird deutlich, daß der relative Anteil mehrfacher Zeitreferenzen bei höheren Umladeraten merklich zunimmt.

In den vorliegenden Messungen mit den Absorptionskanten liegen jedoch zuwenige Daten vor, als daß eine Klassifikation nach unterschiedlichen Umladeraten sinnvoll wäre. Es zeigte sich aber, daß bei den benutzten Raten noch keine signifikanten Einflüsse auf die Endresultate existieren. Dies folgt aus einem Vergleich der Beobachtungen unter 120° und 145° . Die Daten der Detektoren unter 90° und 120° wurden mit der erweiterten Multihit-Methode aufgezeichnet, nicht jedoch jene des Detektors unter 145° . Dennoch stimmen die weiter unten vorgestellten Ergebnisse unter 120° mit jenen unter 145° überein. Damit ist aufgrund der erzielten hohen Sensitivität der Absorptionskanten-Technik ein merklicher Einfluß der noch moderaten verwendeten Umladeraten auszuschließen.

7.2 Monte-Carlo Simulation

Ziel der derzeitigen Entwicklungen experimenteller Methoden ist die Energiebestimmung der $\text{Ly-}\alpha$ Photonen aus wasserstoffähnlichen Schwerionen. Im Fall der Absorptionskanten-Technik geschieht dies über die Vermessung des räumlichen Intensitätsprofils, welches aus der Modulation der doppler-transformierten Röntgenenergien durch ein Absorptionsmedium resultiert. Dabei ist es für die Rückrechnung auf die Übergangsenergie im Emittersystem jedoch erforderlich, die zugrundeliegenden Abläufe mit ausreichender Präzision zu kennen.

Dies stellt nun aber ein anspruchsvolles Unterfangen dar. Die Ursache hierfür liegt in erster Linie in den recht komplexen geometrischen Verhältnissen. So ist die beobachtete Absorptionskante zunächst durch die Ausdehnung des Emissionsvolumens in der Größenordnung mehrerer Millimeter bestimmt. Dabei führt jeder Emissionspunkt zu einem ihm eigenen und um die Strahlachse rotationssymmetrischen photonischen Energieprofil. Desweiteren erfolgt der räumliche Nachweis des um den Ionenstrahl rotationssymmetrischen Intensitätsprofils nicht in einer bestimmten Ebene, sondern in dem gesamten sensitiven Volumen der Driftkammern. Schließlich erfordert die gegebene Statistik eine Integration des dreidimensionalen Intensitätsprofils im Detektor sowohl in vertikaler Richtung als auch in der Tiefe des Nachweisvolumens. Aus diesem Grund wäre eine sechs-dimensionale Integration über nicht-triviale Funktionen erforderlich.

Daher wurde ein Weg beschritten, welcher einen mathematischen Formalismus weitestgehend umgeht. Grundlage stellt ein Monte-Carlo Programm dar, in welchem das dreidimensionale Intensitätsprofil im sensitiven Detektorvolumen den experimentellen Gegebenheiten entsprechend statistisch generiert wird. Nach den genannten Integrationen steht dann ein Intensitätsprofil zur Verfügung, welches direkt mit dem gemessenen vergleichbar und Ausdruck der in der Simulation angenommenen Parameter ist.

7.2.1 Prinzip

Die entwickelte Simulation zum Verständnis des räumlichen Intensitätsprofils, wie es sich aus einem ausgedehnten Emissionsvolumen, einem endlichen Nachweisvolumen sowie nachfolgender Integrationen ergibt, basiert auf einem Monte-Carlo Verfahren.

Zu Beginn erfolgt zunächst die Definition eines zylindrischen Emissionvolumens, dessen Abmessungen variabel gestaltet sind. In diesem Volumen wird dann mit einem Zufallsgenerator eine Position bestimmt, welche als Startpunkt einer Photonenemission fungiert.

In einem zweiten Schritt wird ein ebenfalls zufälliger Raumpunkt im Nachweisvolumen des Detektors generiert. Dieser dient als Zielpunkt des Nachweises des Photons aus dem Emissionsvolumen.

Mit diesen beiden Raumpunkten – dem Emissions- und dem Absorptionspunkt eines charakteristischen Photons aus einem Schwerion – läßt sich dann die Richtung der zugrundeliegenden Emission bestimmen.

Unter Hinzunahme der Strahlrichtung läßt sich anschließend der für diesen Einzelprozeß gültige Emissionswinkel relativ zur Bewegungsrichtung der Ionen berechnen. Dieser ist gleichzeitig der die im Laborsystem beobachtete Photonenenergie definierende Winkel, wie er neben der Ionengeschwindigkeit die relativistische Lorentz-Transformation parametrisiert.

Die Bestimmung der Intensität in einem der Raumpunkte des sensitiven Detektorvolumens geschieht in drei weiteren Schritten. Zunächst wird aus der Kenntnis des Emissionswinkels die Laborenergie des Photons ermittelt. Dann wird die zu dieser Energie korrespondierende Transmission durch den Absorber errechnet. Schließlich erfolgt die Summation der so erhaltenen Intensität am entsprechenden Raumpunkt der Photonenabsorption.

Dieses Verfahren läßt sich beliebig oft durchführen. Unter Berücksichtigung der benötigten Rechenzeit wurde die Anzahl der simulierten Ereignisse auf ein Mehrfaches der real beobachteten festgesetzt. Anschließend geschah eine Anpassung an die Datenmengen des

Experiments durch Normierung. Das Resultat des gesamten Vorgangs ist ein vergleichbares Intensitätsprofil, welchem die gleichen Prozesse zugrunde liegen wie der gemessenen Absorptionskante.

Die eigentliche Analyse der Meßdaten vollzieht sich nun in einer Variation der Eingangsparameter der Simulation und nachfolgender Bewertung der Qualität der jeweiligen generierten Kurve. Dabei stellen die Ionengeschwindigkeit, der Untergrund, der Radius und die Länge des Emissionsvolumens sowie der Beobachtungswinkel respektive die gesuchte Ly- α 2 Energie die zentralen Parameter dar. Die Bewertung der hierauf aufbauenden Simulation und damit die Bestimmung der die experimentellen Daten erklärenden Parameterwerte geschieht durch eine χ^2 -Anpassung. Diese zeigt nicht nur die optimalen Werte der Parameter auf, welche mit der experimentellen Beobachtung kompatibel sind; darüberhinaus wird durch eine Parametervariation eine Aussage über die Sensitivität auf den entsprechenden Parameter erzielt, wie sie sich in der zugehörigen χ^2 -Variation widerspiegelt. Die Reaktion der Entscheidungsgröße χ^2 auf eine Parameter-Variation gestattet also sowohl eine Differenzierung zwischen relevanten und nicht relevanten Parametern als auch die Bestimmung der Genauigkeit, mit welcher eine Aussage über den Wert eines Parameters möglich ist. Letztere wurde definiert über das Intervall, in welchem eine Parametervariation zu einer χ^2 -Änderung von 10 % führt.

Es sei in diesem Zusammenhang darauf hingewiesen, daß die Qualität der simulierten Absorptionskurve durch eine visuelle Kontrolle ergänzt wurde. Dabei zeigte sich eine gute Übereinstimmung mit der Information der Größe χ^2 , welche als Maß der Übereinstimmung zwischen Meßdaten und Simulation beziehungsweise für die Korrektheit der angenommenen Parameter fungiert.

Für den χ^2 -Test werden die Daten der Messung sowie jene der Simulation zugrundegelegt. Bezeichnet $I_{exp;i}$ die beobachtete und $I_{sim;i}$ die errechnete Intensitätsverteilung am Ort i , so ist χ^2 definiert gemäß

$$\chi^2 = \sum_{i=i_{initial}}^{i_{final}} \frac{[I_{exp;i} - R \cdot I_{sim;i}]^2}{R \cdot I_{sim;i}} . \quad (7.1)$$

In dieser Definition stellt R den Normierungsfaktor der Simulation dar, welcher mit dem Verhältnis der aufsummierten Intensitäten der Absorptionskanten übereinstimmt.

Die Beschreibung der funktionalen Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten der jeweiligen Absorber von der Photonenenergie im Labor entspricht derjenigen, welche in Kapitel 4.3.4 skizziert wurde:

$$\mu [E_{Photon}] = \rho \cdot \left[m_1 \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \left[\frac{2E_{Labor} - m_2}{m_3} \right] \right) + m_4 \right] . \quad (7.2)$$

Die enthaltenen Variablen spiegeln die Eigenschaften der verwendeten Absorbermedien wider. So bezeichnet ρ die Dichte des Absorbers, m_1 den Sprung des Absorptionskoeffizienten, m_2 die energetische Lage der Absorptionskante, m_3 die energetische Breite der Kante und m_4 den Absorptionskoeffizienten vor dem Kantensprung. Entsprechende Daten wurden [XRAY] entnommen. Für die Kantenbreiten erfolgte aufgrund begrenzt vorhandener Daten eine Abschätzung aus jenen Werten, die für Elemente mit verwandter Kernladungszahl gemessen wurden. Diese sind Erbium, Tantal, Wolfram und Blei [Lum81, Gal97]. Die so

erhaltenen energetischen Kantenbreiten sind in Tabelle 7.3 zusammengetragen. Es sei darauf verwiesen, daß diese Breiten angesichts der beobachteten Breiten, wie sie von anderen noch zu besprechenden Einflüssen dominiert werden, nur von untergeordneter Bedeutung sind, so daß die näherungsweise Extraktion aus den vorhandenen Meßdaten verwandter Elemente ausreichend ist.

Absorber	Kantenbreite
Tantal (Ta)	45 eV
Lutetium (Lu)	39 eV
Thulium (Tm)	34 eV
Terbium (Tb)	25 eV
Holmium (Ho)	29 eV
Samarium (Sm)	19 eV

Tabelle 7.3. Energetische Kantenbreiten der verwendeten Absorber, wie sie aus einer nterpolation der vermessenen Kanten Er, Ta, W und Pb [Lum81, Gal97] resultieren.

Die Bestimmung der Transmission, wie sie für jeden einzelnen Raumpunkt des Detektorvolumens bestimmt wird und unter nachfolgender Integration zur simulierten Vergleichskante führt, bedarf einer Unterscheidung. So sind insbesondere jene Photonen, welche in unmittelbarer energetischer Nähe der Absorptionskante liegen, einer eigenen Betrachtung zu unterwerfen. Dies sind die zu untersuchenden Ly- α 2- sowie die lediglich 33 eV entfernten M1-Photonen. Für beide erfolgt die Berechnung der jeweiligen Transmission mittels der in Gleichung 7.2 dargestellten funktionalen Beschreibung. Alle anderen Photonen, welche eine um weit mehr als eine Kantenbreite abweichende Energie aufweisen, finden in jenem Anteil am Intensitätsprofil Berücksichtigung, welcher kein Sprungverhalten aufweist. Hierbei wurde die Intensität einzelner Übergänge aus den Energiespektren der Ge(i)-Detektoren bestimmt und mit dem für den jeweiligen Energiebereich geltenden Absorptionskoeffizienten die Transmission errechnet. Eine nachfolgende Summation aller dieser energetisch fern der Kante liegenden Linien läßt sich zur transmittierten Intensität der Ly- α 2- sowie der M1-Photonen in Beziehung setzen. Es resultiert aus diesem Vorgehen derjenige Anteil der beobachteten Intensitätsverteilung, welcher durch kein Sprungverhalten gekennzeichnet ist und aufgrund seiner fehlenden Information hinsichtlich der Form der eigentlichen Absorptionskante als Untergrund betrachtet wird.

Eine solche Abschätzung dieses Untergrunds aus den Ge(i)-Spektren stimmt sehr gut mit dem Ergebnis der Simulation überein. Letztere gibt durch die geschilderte χ^2 -Anpassung auch den Untergrund mit einer verhältnismäßig guten Auflösung korrekt wieder. Abbildung 7.4 zeigt diesen konstanten Anteil im Intensitätsprofil, wie er aus dem Simulationsverfahren folgt und mit der Abschätzung von etwa 30 % aus den Meßdaten übereinstimmt.

7.2.2 Emissionsvolumen

Das Emissionvolumen, wie es aus dem Überlapp des Ionenstrahls mit dem Atomstrahl des Gasjet-Targets erzeugt wird, ist von zentraler Bedeutung für die Breite der beobachteten

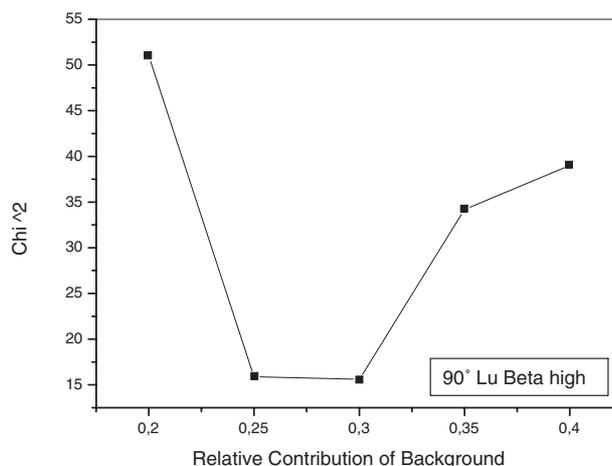


Abbildung 7.4. χ^2 -Bestimmung des Kontrasts der beobachteten Absorptionskante als Maß für das Verhältnis des konstanten Anteils des Intensitätsprofils zu jenen Photonen, deren Energien nahe der Absorptionskante liegen und damit zu einem Sprung im Profil führen. Gezeigt ist der Fall des Winkels 90° bei hoher Ionengeschwindigkeit $\beta = 0,4196$ (Lu-Absorber), wie er sich aus der Simulation ergibt. Es zeigt sich eine recht gute Wiedergabe des aus den Ge(i)-Spektren ermittelten Werts von etwa 0,3.

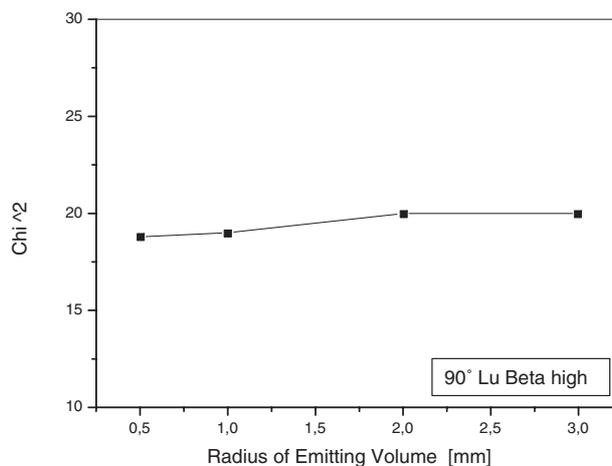


Abbildung 7.5. Durch χ^2 bewertete Radiusvariation des Emissionsvolumens, wie sie sich für 90° und $\beta = 0,4196$ (Lu-Absorber) ergibt.

Absorptionskante. In der Simulation wird dieses Leuchtvolumen – basierend auf der Form des Ionenstrahls als zylindrisch angenommen – durch Radius und Länge beschrieben.

Aus den Simulationen zeigt sich, daß der Radius des Emissionsvolumens unkritisch ist; oder in anderen Worten, daß die Form der Kante relativ stabil gegenüber dem Quellenradius ist. Dies gilt in besonderem Maße für den Beobachtungswinkel unter 90° , bedeutet doch hier ein anderer Radius nur eine unwesentliche Veränderung in Richtung des etwa 345 mm entfernten Detektors. Abbildung 7.5 stellt das in χ^2 bewertete Ergebnis einer Radiusvariation dar. Es ist erkennbar, daß die Qualität der Simulation, also die Übereinstimmung mit

den Meßdaten, weitgehend unabhängig vom Radius ist. Ferner spielt der Radius des Emissionsvolumens auch für die anderen Beobachtungswinkel nur eine untergeordnete Rolle.

Während des Experiments konnte mittels eines Strahlprofilmonitors die Breite des Ionenstrahls gemessen werden. Hierbei zeigte sich, daß der Ionenstrahl bei einem Strom von $60 \mu\text{A}$ eine Breite von etwa 4 mm aufweist, bei $150 \mu\text{A}$ ungefähr 5 mm und bei $300 \mu\text{A}$ näherungsweise 7 mm beträgt. Dies ist jedoch aufgrund der Ergebnisse der Simulation derzeit als Effekt von geringer Bedeutung zu bewerten.

Als Parameter von weit größerer Bedeutung für das beobachtete Intensitätsprofil offenbart sich die Länge des Emissionsvolumens. So ist es diese, welche die in der Strahlzeit nachgewiesenen Kantenbreiten dominiert. Diese Tatsache zeigt sich besonders unter 90° , entspricht doch dieser Winkel einer vollständig seitlichen Betrachtung.

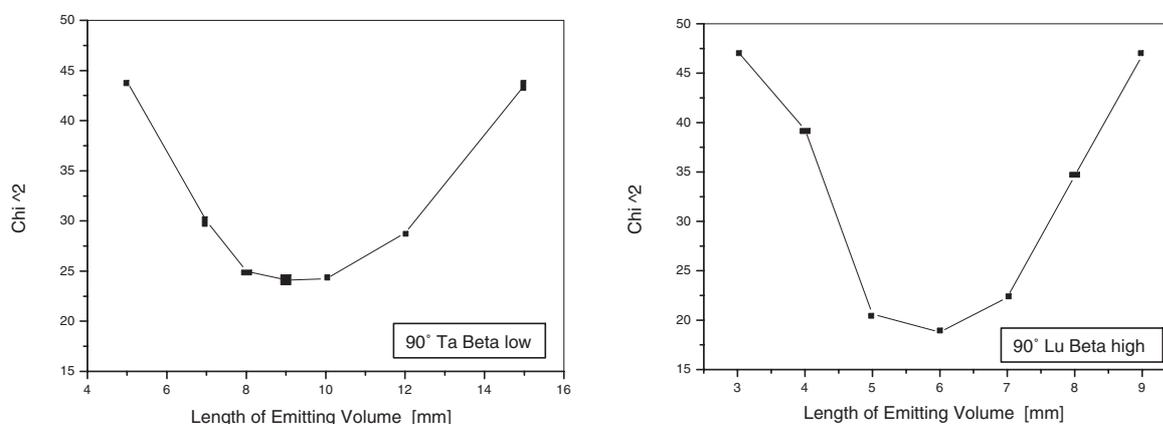


Abbildung 7.6. Länge des Emissionsvolumens, wie sie unter seitlicher Beobachtung (90°) aus der χ^2 -Anpassung resultiert. Auf der linken Seite ist der Fall niedriger Ionengeschwindigkeit, auf der rechten jener der hohen Strahlenergie dargestellt. Die Länge ist auf wenige Millimeter genau bestimmbar. Die Länge des Emissionsvolumens beträgt bei $\beta = 0,2530$ ungefähr 9 mm, bei $\beta = 0,4196$ jedoch lediglich 6 mm.

Ergebnisse der Bestimmung der Länge des Emissionsvolumens finden sich in Abbildung 7.6. Dabei offenbart sich als Befund, daß das Quellvolumen bei niedriger Ionengeschwindigkeit eine Länge von 9 mm aufweist, bei hoher Strahlenergie hingegen lediglich 6 mm. Dies entspricht einer Längenänderung von 3 mm, wie sie sich in der Kantenbreite niederschlägt. Dieser Effekt resultiert aus einem horizontalen Versatz des Ionenstrahls, wie er im folgenden noch zu betrachten sein wird. Durch den Versatz des Ionenstrahl ist zu erwarten, daß dieser das Gasjet-Target an anderer Stelle überlagert. Damit erscheint eine veränderliche Länge des Emissionsvolumens als nicht überraschend.

Hingewiesen sei in diesem Zusammenhang auf die Erfahrungen mit dem Gasjet-Target, welche dieses als gut verstanden charakterisieren lassen. Hiernach muß eine Inhomogenität des Atomstrahls als äußerst unwahrscheinlich gelten. Insbesondere zeigt das vermessene Profil des Gasjets das gleiche eindimensionale Profil sowohl für Stickstoff-Moleküle als auch für Wasserstoff-Cluster als Target. Hierauf wird an späterer Stelle nochmals eingegangen werden. Für eine eingehendere Darstellung sei auf [KrK01] verwiesen.

7.3 Resultate aus den Messungen

7.3.1 Kontrollmessung ohne Absorber

Zur Kontrolle der Beobachtung der Absorptionskanten erfolgte eine zusätzliche Messung, in der auf eine Verwendung von Absorbern verzichtet wurde. In diesem Fall sollte ein gleichmäßiges Intensitätsspektrum resultieren, welches keinen Kontrast aufweist, wie er in Form der Intensitätsmodulation bei einem Absorber auftritt.

Die Meßergebnisse bestätigen diese Erwartung. Bei fehlender Absorptionsfolie ergibt sich eine konstante Intensitätsverteilung über den gesamten beobachteten Bereich. Das experimentelle Ergebnis ist für den speziellen Fall des Beobachtungswinkels 90° und hoher Strahlenergie in Abbildung 7.7 dargestellt. Dabei entspricht der rechtecksförmige Bereich von Kanal 193 bis Kanal 234 den in zeitlicher Korrelation zu einer Ionenumladung stehenden Photonabsorptionen im gesamten Driftbereich der Detektoren. Die dominante Überhöhung am rechten Rand des Plateaus ist Folge von Ereignissen, welche auf Absorptionen zwischen Anodendrahtebene und Kathodenstreifen zurückzuführen sind. Diese sind zwar räumlich getrennt von jenen Ereignissen, welche auf der dem eigentlichen Driftbereich zugeordneten Seite der Anodenebene stattfinden, hinsichtlich ihrer Driftzeit von diesen jedoch nicht unterscheidbar. Es kommt daher zu der Abbildung zweier anodennaher Raumbereiche auf einen gemeinsamen Zeitbereich. Eine kleine Überhöhung zu Linken des Plateaus ist Folge von Prozessen, in welchen Elektronen direkt aus der den Driftbereich abschließenden Kathodenebene durch Photonen freigesetzt werden.

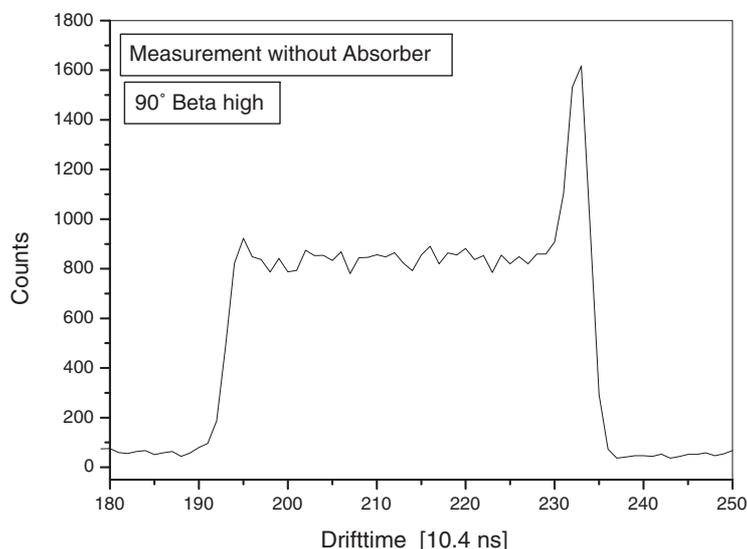


Abbildung 7.7. Experimentelle Beobachtung des photonischen Intensitätsprofils ohne Absorber. Die dargestellte Messung erfolgte unter 90° bei $\beta = 0,4196$.

Darüberhinaus macht diese Kontrollmessung auch den außerhalb des eigentlichen Nachweisvolumens liegenden Untergrund zugänglich. Dieser entsteht durch unkorrelierte Zeitreferenzen, welche zu Driftzeiten führen, die meßtechnisch unmöglich sind. Sie sind Folge des Auftretens hoher Raten aus dem Umladezähler in Kombination mit einer Datenaufnah-

me, in welcher ein etwas größerer Zeitbereich berücksichtigt wird als es dem eigentlichen Driftbereich entspricht. Eine weitere Ursache stellen jene Photonen dar, welche nicht auf das Emissionsvolumen zurückzuführen sind, jedoch aufgrund der hohen Raten des Teilchenzählers als koinzident zu einer zufälligen Zeitreferenz auftreten. Der Untergrund, wie er an den Rändern der Abbildung 7.7 zu erkennen ist, tritt auch bei der Verwendung der Absorptionsskanten auf und wird von dem Intensitätsspektrum subtrahiert.

7.3.2 Beobachtungen unter 90°

Niedrige Ionengeschwindigkeit $\beta = 0,2530$

Durch das Anbringen der Absorber vor den Detektorfenstern erfolgt eine Modulation der gleichförmigen Intensitäten. Diese stellen die experimentell gemessenen Absorptionsskanten dar. Abbildung 7.8 zeigt sowohl die gemessene als auch die durch die Monte-Carlo Simulation mittels einer Variation der entsprechenden Parameter gewonnene Anpassung. Zugrunde liegt die Beobachtung unter 90° bei $\beta = 0,2530$ (Ta-Absorber).

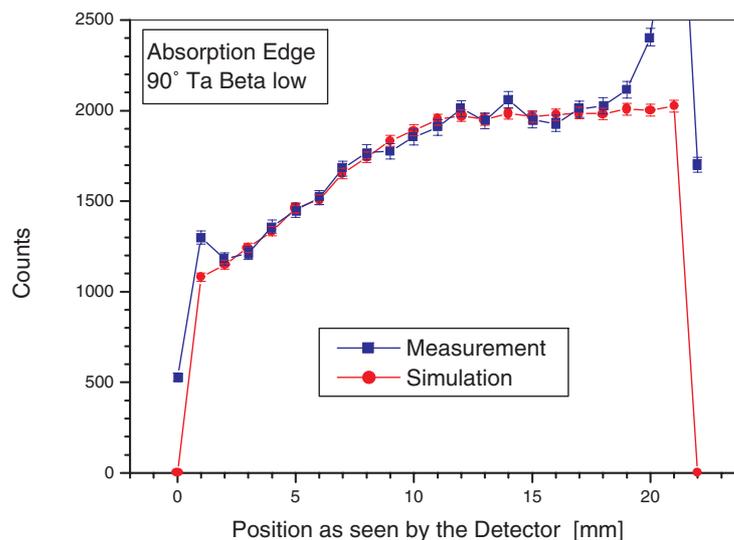


Abbildung 7.8. Experimentelle und simulierte Absorptionsskante für den Beobachtungswinkel 90° bei $\beta = 0,2530$ (Ta-Absorber).

Es zeigt sich, daß die experimentellen Daten durch die aus der geschilderten χ^2 -Anpassung gewonnene Simulation sehr gut beschrieben wird.

Es stellt sich jedoch die Frage, welcher Bereich der Messung für die Simulation zugrundegelegt werden soll. Oder in anderen Worten, ob die Ergebnisse der Monte-Carlo Simulation, also die hierbei angepaßten Parameter wie beispielsweise der Beobachtungswinkel beziehungsweise die Ly- α_2 Energie, von der konkreten Wahl des Datenbereichs abhängig sind.

Aus diesem Grund erfolgte – nach Ausschluß der durch die Detektorgeometrie beeinflussten Daten an den Rändern des Driftbereichs – eine Variation jener Datenmenge, welche der χ^2 -Anpassung zugrundegelegt wird. Es wurde hierbei zwischen den beiden Intervallen

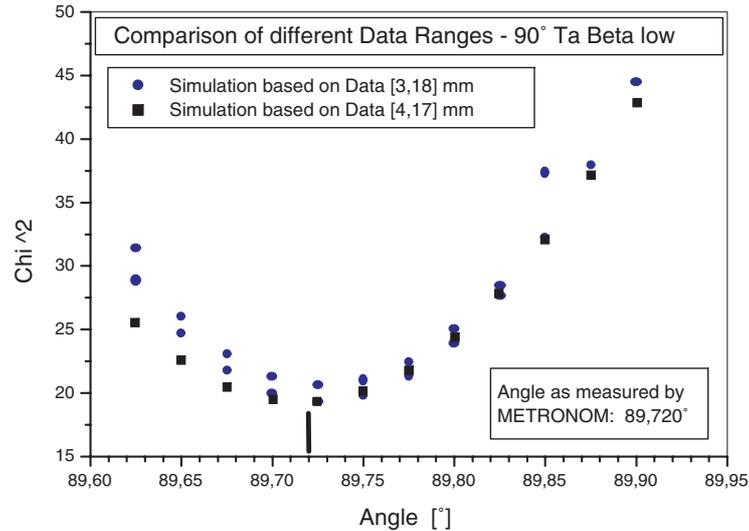


Abbildung 7.9. Vergleich der Ergebnisse einer Variation des zentralen und zur Ly- α 2 Energie korrespondierenden Beobachtungswinkel unter Annahme der theoretischen Photonenenergie. Dargestellt ist das Ergebnis einer Anpassung, welcher ein experimenteller Driftbereich von 13 bis 18 mm zugrundeliegt, sowie jenes, wie es einem Beobachtungsbe- reich von 14 bis 17 mm entspricht.

[3,18] mm und [4,17] mm des 22 mm langen Driftbereichs der Detektoren unterschieden. Das Ergebnis in Form der χ^2 -Bewertung einer Anpassung des zentralen und zur Ly- α 2 Energie korrespondierenden Parameters Beobachtungswinkel unter Annahme der theoretischen Energie aus [BeM97] zeigt Abbildung 7.9.

Aus dieser Berücksichtigung unterschiedlicher experimenteller Beobachtungsbereiche ergibt sich, daß die genaue Wahl des Datenbereichs keine nennenswerte Auswirkung auf die Bestimmung des Beobachtungswinkels und damit auf die gesuchte Ly- α 2 Energie hat. Ein eventueller Einfluß ist gegenüber der Präzision, mit welcher die zentralen Parameter bestimmt werden können – nämlich dem Bereich einer 10 %-igen Änderung in χ^2 – vernachlässigbar.

Da der Beobachtungswinkel zwar in einer recht komplexen, jedoch eindeutigen Weise die Energie der Ly- α 2 Photonen wiedergibt, sind diese beiden Parameter im Prinzip identisch. Dies ermöglicht einen Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Erwartungen auf eine zweifache Weise: zum einen können die Beobachtungswinkel aus Experiment und Vermessung verglichen werden; hierzu gleichwertig ist jedoch der Vergleich der experimentellen mit der theoretischen Photonenenergie. Im ersten Fall wird die theoretische Bindungsenergie vorausgesetzt und der Beobachtungswinkel mittels der χ^2 -Anpassung an die experimentellen Daten bestimmt. Dieser läßt sich dann in einem weiteren Schritt mit dem aus den geometrischen Vermessungen ermittelten vergleichen. Im zweiten Fall erfolgt die Annahme des Beobachtungswinkels, wie er sich aus den Vermessungen ergibt, unter nachfolgender Bestimmung der Photonenenergie. Diese kann dann mit der theoretisch erwarteten verglichen werden. Dabei sind beide Vorgehensweisen als gleichwertig einzustufen.

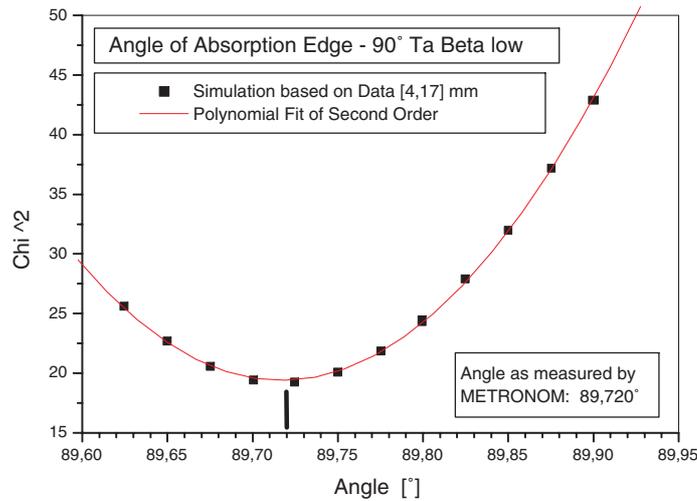


Abbildung 7.10. χ^2 in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels für den Detektor unter 90° bei $\beta = 0,2530$ (Ta-Absorber). Die Anpassung der Simulation an die experimentellen Daten erfolgte unter Annahme der theoretischen Photonenergie von $E_{Ly-\alpha 2} = 69,331$ keV [BeM97].

Legt man die theoretisch erwartete Photonenergie des Ly- $\alpha 2$ Übergangs nach [BeM97] zugrunde, so kann das die Qualität der simulierten Anpassung repräsentierende χ^2 in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels bestimmt werden. Das Ergebnis ist für 90° und $\beta = 0,2530$ (Ta) in Abbildung 7.10 dargestellt.

Es zeigt sich, daß der Beobachtungswinkel, wie er sich aus den Meßdaten ergibt, nahezu perfekt mit demjenigen übereinstimmt, wie er sich aus der geometrischen Vermessung des Experimentaufbaus zu $89,720^\circ$ ergibt.

Die erreichte Auflösung im Sinne einer 10 %-igen Abweichung vom Minimum der χ^2 -Verteilung beträgt $0,05^\circ$. Damit stimmen die Beobachtungswinkel aus Experiment und Theorie mit einer Genauigkeit überein, welche 13 eV entspricht.

Nimmt man an, daß der vermessene Winkel den realen Verhältnissen entspricht, wobei die Präzision in dessen Vermessung mit maximal $0,0035^\circ$ von untergeordneter Bedeutung ist, so ergibt sich ein experimenteller Wert für die Energie der Ly- $\alpha 2$ Strahlung von wasserstoffähnlichem Gold von $(69,325 \pm 13)$ eV. Dieser Wert stimmt mit dem theoretischen von 69,331 keV nach [BeM97] überein.

Hohe Ionengeschwindigkeit $\beta = 0,4196$

Betrachtet man den Fall hoher Ionenenergie, also $\beta = 0,4196$, so wird auch hier die gemessene Absorptionskante durch die Monte-Carlo Simulation gut wiedergegeben. Abbildung 7.11 zeigt das Ergebnis der Anpassung.

Es ergibt sich jedoch bei $\beta = 0,4196$ ein signifikant abweichender Beobachtungswinkel. Während dieser für $\beta = 0,2530$ vorzüglich mit dem vermessenen übereinstimmt, klafft nunmehr eine Abweichung von $0,08^\circ$ entsprechend etwa 50 eV. Hierbei findet die deutlich größere Energieunsicherheit ihre Ursache in der bei höherer Strahlenergie veränderten Dispersion.

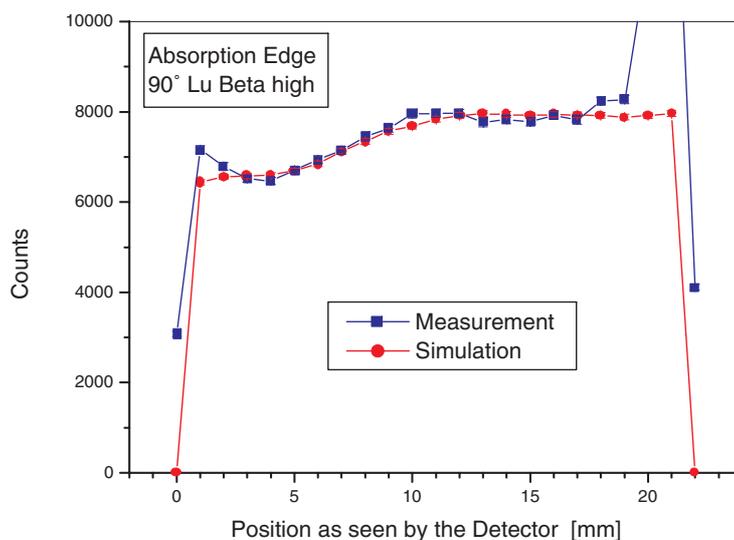


Abbildung 7.11. Experimentelle und durch die Simulation angepaßte Absorptionskante für den Beobachtungswinkel 90° bei $\beta = 0,4196$ (Lu-Absorber). Die entsprechenden Fehler liegen innerhalb der dargestellten Datenpunkte.

Eine Verschiebung der Detektoren ist aufgrund der sowohl vor als auch nach der Strahlzeit vermessenen Positionen mit hoher Genauigkeit als Erklärung auszuschließen.

Da die Position des Nachweisvolumens also als unverändert anzusehen ist, verbleibt als einzige Möglichkeit nur noch eine Änderung des Emissionsvolumens.

Da eine Längsverschiebung des Emissionsvolumens eine Veränderung der Position des Gasjet-Targets impliziert, eine solche aufgrund der erwähnten Erfahrungen mit selbigem jedoch als äußerst unwahrscheinlich anzunehmen ist, verbleibt wegen der fehlenden Sensitivität der Beobachtung unter 90° auf einen Versatz des Ionenstrahls als einzige Möglichkeit eine Neigung desselben gegen die Sollrichtung.

Eine solche Verkippung des Ionenstrahls ist prinzipiell in zwei Richtungen möglich: zum einen in vertikaler und zum anderen in horizontaler Richtung.

Zur Überprüfung dieser beiden Möglichkeiten zur Erklärung der Abweichung des experimentellen Beobachtungswinkels stellt Abbildung 7.12 zunächst die Ergebnisse einer Simulation mit Neigung des Ionenstrahls in vertikaler Richtung jenem unter Ausschluß einer Neigung gegenüber. Ebenso findet sich in der Darstellung der vermessene Beobachtungswinkel, welcher mit hoher Genauigkeit dem experimentell ermittelten für $\beta = 0,2530$ entspricht.

Es zeigt sich, daß eine vertikale Rotation keinen merklichen Einfluß auf die Lage der Absorptionskante hat.

Diese Situation ändert sich für den Fall einer Neigung des Ionenstrahls in der Horizontalebene. Aus Abbildung 7.13 wird ersichtlich, daß eine horizontale Neigung um $-1,4$ mrad die Abweichung zu dem für niedrige Ionengeschwindigkeit erhaltenen Resultat erklärt. Darüberhinaus ist zur Kontrolle das Ergebnis einer horizontalen Neigung um $+1,4$ mrad gezeigt, welche die in diesem Fall erwartete Verschiebung bestätigt.

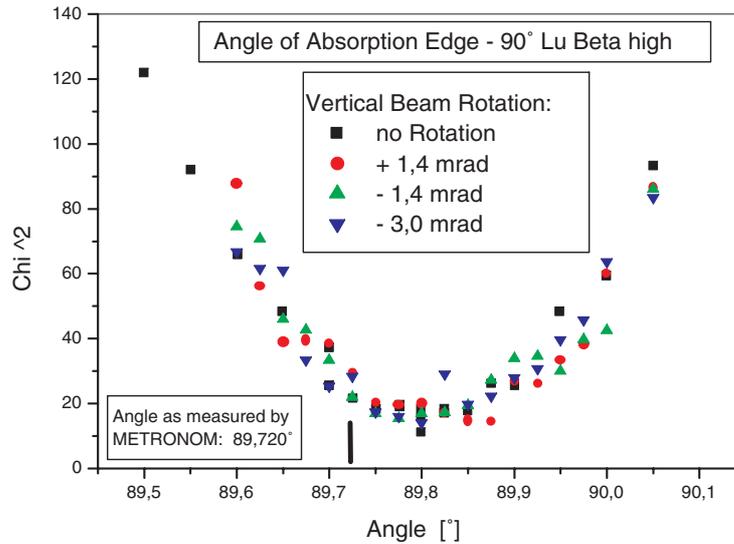


Abbildung 7.12. Bestimmung des Beobachtungswinkels aus den Meßdaten unter 90° für $\beta = 0,4196$ (Lu-Absorber). Gezeigt ist der Fall ohne eine zusätzliche Neigung des Ionenstrahls sowie das Ergebnis einer Neigung in vertikaler Richtung von +1,4 mrad, -1,4 mrad und -3,0 mrad. Ferner ist jener Winkel angegeben, wie er sich aus der geometrischen Vermessung des Experimentaufbaus ergibt und mit jenem experimentell ermittelten für $\beta = 0,2530$ (Ta-Absorber) übereinstimmt.

Resultate für 90°

Zur finalen Analyse empfiehlt es sich, bei der Anpassung der Meßdaten die beiden erwähnten grundlegenden Herangehensweisen zu kombinieren. Dies meint eine Durchführung sowohl einer Variation des Beobachtungswinkels unter Annahme der theoretischen Photonenenergie als auch einer Variation der Letzteren bei gegebenem, das heißt vermessenem Beobachtungswinkel.

Das Ergebnis dieses Vorgehens zeigt Abbildung 7.14, welche als Dimensionen den Beobachtungswinkel sowie die Energie der Ly- α 2 Strahlung aufweist. Hierbei erscheint das Ergebnis einer Winkelvariation bei theoretischer Photonenenergie als waagrechte Linie, das Resultat einer Energievariation bei vermessenem Winkel als senkrechte Linie. Die gezeigten Linien repräsentieren den zu einem minimalen χ^2 korrespondierenden Wert sowie denjenigen einer 10 %-igen Abweichung dieses Bewertungsmaßes.

Für $\beta = 0,2530$ herrscht eine sehr gute Überdeckung der beiden unabhängigen Variationsmöglichkeiten. Diese weist auf eine sehr präzise Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment hin, welche mit ihrer Genauigkeit von ± 13 eV mit der bislang höchsten erreichten Auflösung für den Fall wasserstoffähnlichen Golds von 7,9 eV [BeL94, BeM95] vergleichbar ist.

Hingegen zeigt sich für den Fall $\beta = 0,4196$ die bereits angesprochene Abweichung. Die beiden Variationsverfahren weisen in diesem Fall keine Übereinstimmung auf.

Wird die geschilderte einzig verbleibende geometrische Möglichkeit einer Rotation des Ionenstrahls um -1,4 mrad in der Horizontebene angenommen, so führt dies zu einer sehr

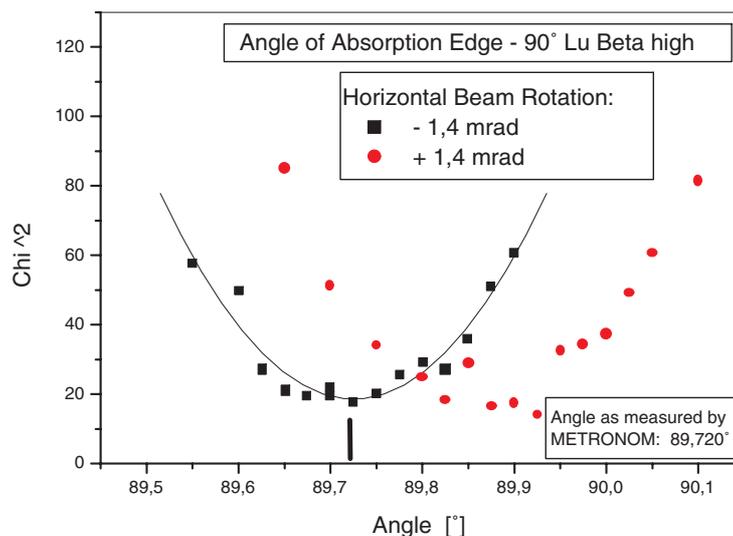


Abbildung 7.13. Bestimmung des Beobachtungswinkels aus den Meßdaten unter 90° für $\beta = 0,4196$ (Lu-Absorber) bei horizontaler Neigung des Ionenstrahls. Gezeigt ist der Fall einer Neigung des Ionenstrahls in der Horizontalebene um $-1,4$ mrad sowie zur Kontrolle um $+1,4$ mrad. Erstere führt zu einer Übereinstimmung mit der ebenfalls dargestellten geometrischen Vermessung des Experimentaufbaus beziehungsweise mit dem hierzu identischen experimentell ermittelten Wert für $\beta = 0,2530$ (Ta-Absorber). Das einer zusätzlichen Kontrolle dienende Ergebnis einer gegenläufigen Neigung um den gleichen Betrag entspricht in seinen Auswirkungen den Erwartungen.

guten Übereinstimmung von Winkelvariation und Energievariation. Abbildung 7.15 stellt diesen Befund graphisch dar.

Zusammenfassend folgt aus den Messungen unter 90°, daß die experimentellen Ergebnisse für $\beta = 0,2530$ mit einer Genauigkeit von etwa $0,05^\circ$ respektive 13 eV mit den theoretischen Erwartungen übereinstimmen. Im Fall von $\beta = 0,4196$ ergibt sich zunächst keine Übereinstimmung von Winkel- und Energievariation. Dies wird jedoch erklärbar, wenn die einzig verbleibende Möglichkeit einer geometrischen Abweichung der Verhältnisse in Form einer horizontalen Neigung des Ionenstrahls hinzugenommen wird. Eine solche Neigung um $-1,4$ mrad erklärt die aufgetretene Verschiebung des ermittelten Beobachtungswinkels um $0,08^\circ$ und führt zu einem konsistenten Verhältnis der beiden Variationsmethoden. Es ergibt sich dann eine Übereinstimmung mit den Ergebnissen für $\beta = 0,2530$ sowie mit der theoretischen Erwartung, wobei die erreichte Genauigkeit $0,03^\circ$ respektive 12 eV beträgt.

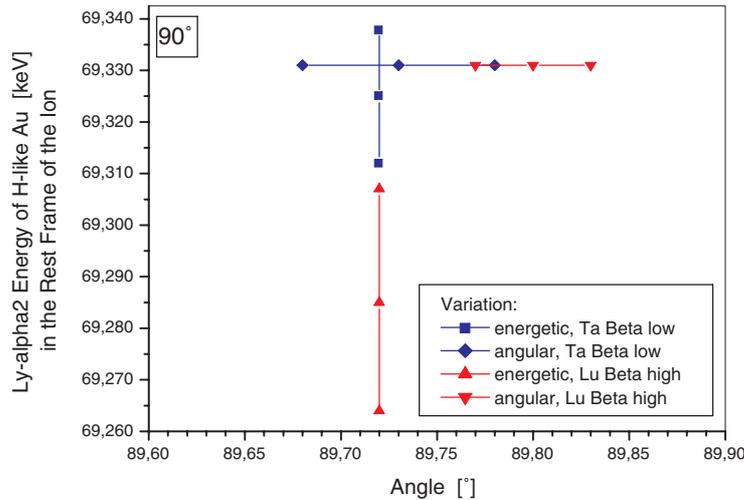


Abbildung 7.14. Resultat der beiden grundlegenden Vorgehensweisen bei der Datenanalyse für den Fall des 90° -Detektors. Die waagrechten Linien geben das Ergebnis einer Variation des Beobachtungswinkels unter der Annahme der theoretischen Photonenergie wieder. Hingegen führt eine Variation der Letzteren unter Annahme des vermessenen Winkels zu dem durch die senkrechten Linien repräsentierten Resultat. Während für $\beta = 0,2530$ eine exzellente Übereinstimmung der beiden Herangehensweisen herrscht, ergibt sich eine merkbliche Differenz im Fall von $\beta = 0,4196$.

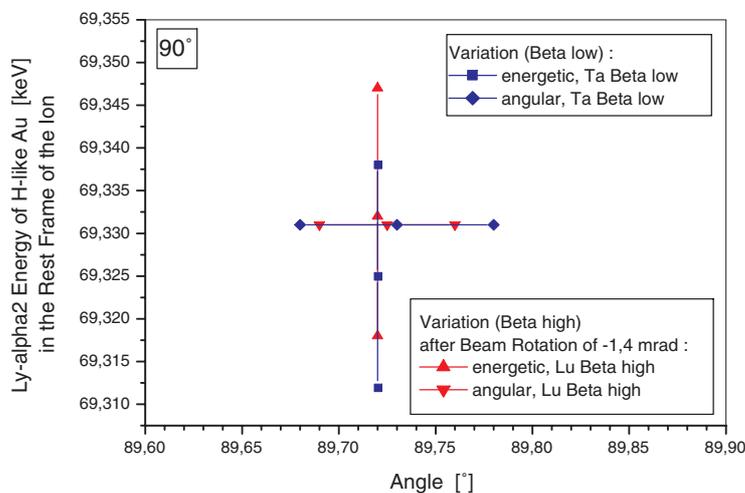


Abbildung 7.15. Resultate der Datenanalyse für den 90° -Detektor, wie sie sich aus einer Variation des Beobachtungswinkels unter der Annahme der theoretischen Photonenergie sowie einer Variation der Letzteren unter Annahme des vermessenen Winkels ergeben. Während für $\beta = 0,2530$ eine exzellente Übereinstimmung der beiden Herangehensweisen herrscht, ergibt erst die horizontale Neigung des Ionenstrahls um $-1,4$ mrad im Fall von $\beta = 0,4196$ sowohl eine Übereinstimmung der beiden Variationsmethoden als auch der ansonsten abweichenden Ergebnisse für die zwei unterschiedlichen Ionengeschwindigkeiten.

7.3.3 Beobachtungen unter 120° und 145°

Ein wesentlicher Unterschied einer Beobachtung unter 120° und 145° ist, daß im Gegensatz zu 90° die Form der beobachteten Absorptionskante von jener räumlichen Krümmung beeinflusst wird, welche aus der Abhängigkeit der photonischen Energien im Laborsystem vom Beobachtungswinkel relativ zur Strahlachse resultiert. Ferner bewirkt ein Versatz des Ionenstrahls – ebenfalls im Unterschied zu einer Beobachtung unter 90° – eine deutliche Veränderung der gemessenen Absorptionskante. Eine Beobachtung unter 90° hingegen ist von einer solchen parallelen Verschiebung weitgehend unabhängig, so daß in diesem Fall lediglich die angesprochene Neigung des Ionenstrahls die Absorptionskante verändert.

Analysiert man die experimentellen Daten mit Hilfe der Monte-Carlo Simulation durch die über χ^2 bewerteten Variationen im Winkel und in der Energie, so ergeben sich sowohl im Fall von 120° als auch für 145° starke Abweichungen zwischen diesen beiden Verfahren, welche annähernd 200 eV entsprechen.

Abbildung 7.16 zeigt das Ergebnis der Winkel- und Energievariation für den Fall des 120°-Detektors. Das Resultat für 145° finde sich in Darstellung 7.17. In beiden Fällen liegt eine deutliche Abweichung zwischen den beiden Variationsmethoden vor.

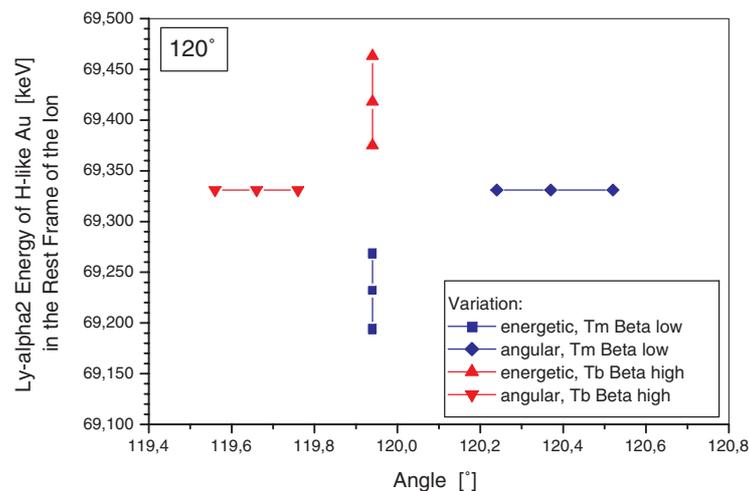


Abbildung 7.16. Resultat der Winkel- sowie der Energievariation für die Beobachtungen unter 120° (innen).

Da eine Änderung in der Position der Detektoren aufgrund der Vermessungen vor und nach der Strahlzeit auszuschließen ist, ferner die durch die Beobachtung unter 90° nachgewiesene Neigung des Ionenstrahls für $\beta = 0,4196$ nur einen kleinen Bruchteil der Abweichungen erklären kann, verbleibt lediglich die Möglichkeit eines Versatzes des Ionenstrahls. Ein solcher konnte aus den vorgestellten Messungen unter 90° nicht festgestellt werden, da dort eine vollständig seitliche Beobachtung gegeben ist. Dagegen weisen die Messungen unter 120° und 145° eine gute Sensitivität gegenüber einem seitlichen Versatz des Ionenstrahls auf.

Ein Versatz in vertikaler Richtung ist aufgrund der sensitiven Höhe der Detektoren für alle drei Beobachtungswinkel von äußerst geringem Einfluß. Hingegen hat eine parallele

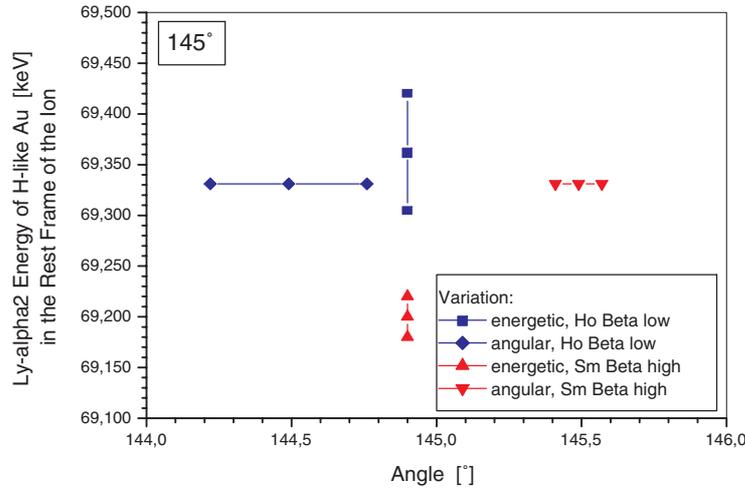


Abbildung 7.17. Resultat der Winkel- sowie der Energievariation für die Beobachtungen unter 145° (außen).

Verschiebung des Strahls in der horizontalen Ebene eine starke Auswirkung auf die Position der Absorptionskante für den Fall einer von 90° abweichenden Beobachtung.

Eine die gefundenen Abweichungen zwischen den Variationsverfahren erklärende horizontale parallele Verschiebung des Ionenstrahls läßt sich über geometrische Betrachtungen zuordnen. Die zugrundeliegende Geometrie ist in Abbildung 7.18 dargestellt. Bezeichnet α den Neigungswinkel des Ionenstrahls, Θ_M den vermessenen und Θ den aus der Simulation bestimmten Beobachtungswinkel, ferner d den Abstand zwischen Nachweis- und Emissionsvolumen, so gilt für den lateralen Versatz x die Bestimmungsgleichung (Anhang C):

$$x = \pm d \cdot \cos(180^\circ - \Theta_M) \cdot \left[\tan(180^\circ - \Theta_M) - \tan(180^\circ - \Theta \mp \alpha) \right] . \quad (7.3)$$

Hierbei sind für Detektorpositionen auf der Außenseite des ESR die oberen, für solche auf der Innenseite die unteren Vorzeichen zu wählen.

Aus diesem geometrischen Zusammenhang ergibt sich unter Berücksichtigung der aus den Messungen unter 90° bestimmten Neigung des Ionenstrahls der Versatz desselben für 120° (innen) und für 145° (außen). Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.19 zusammengetragen.

Es zeigt sich, daß der Ionenstrahl für $\beta = 0,2530$ um etwa 5 mm nach innen verschoben war. Für $\beta = 0,4196$ beträgt der Versatz ebenfalls 5 mm, in diesem Fall jedoch nach außen. Dabei stimmen sowohl der Versatz als auch dessen Richtung im Rahmen der Fehler zwischen den beiden Beobachtungswinkeln 120° und 145° überein.

Es sei zusätzlich angemerkt, daß eine Verschiebung des Emissionsvolumens in Strahlrichtung auszuschließen ist. Eine solche müßte, um die aufgetretenen Abweichungen erklären zu können, ungefähr 10 mm zwischen den beiden Ionengeschwindigkeiten betragen haben. Dies ist jedoch nicht mit den experimentellen Daten unter 90° verträglich, welche sowohl die Länge als auch die longitudinale Position des Emissionsvolumens mit guter Genauigkeit wiedergeben.

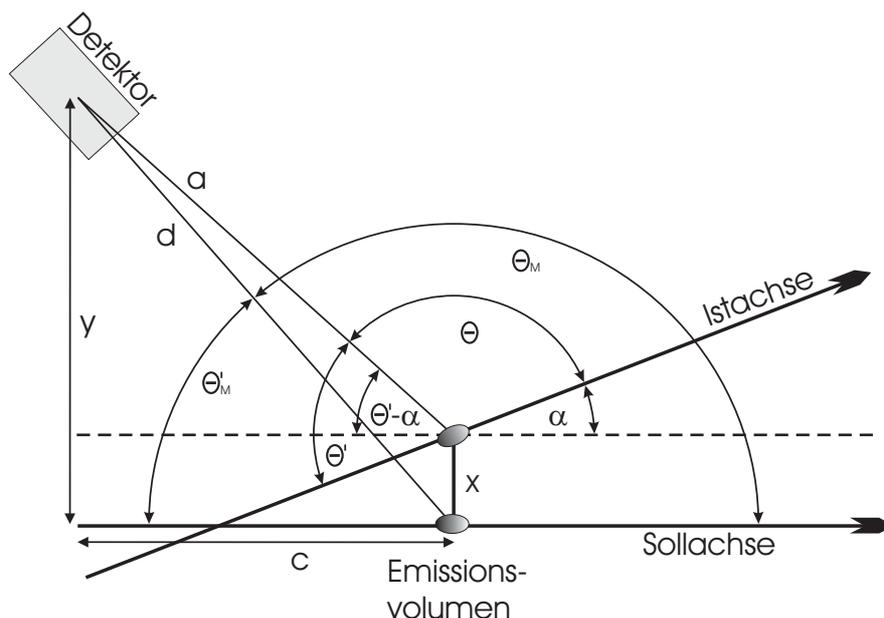


Abbildung 7.18. Geometrie des um α geneigten Ionenstrahls mit seitlichem Versatz x .

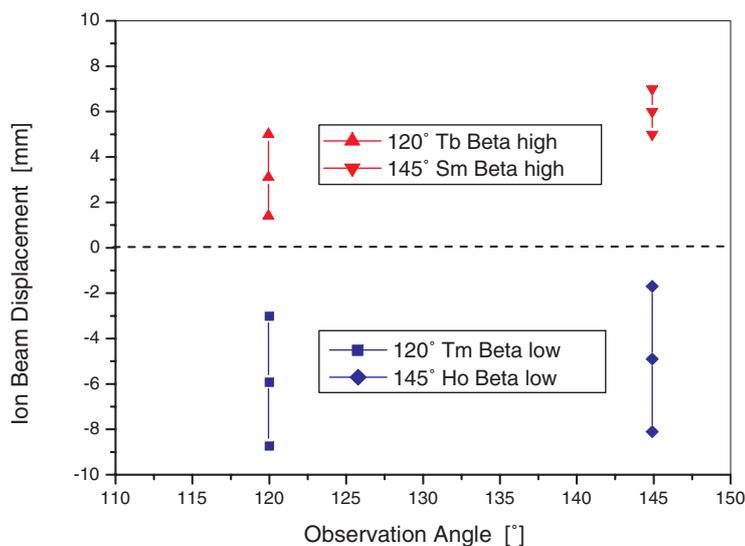


Abbildung 7.19. Horizontale Parallel-Verschiebung des Ionenstrahls für 120° und 145° , wie sie über eine Betrachtung der Geometrie die deutlichen Abweichungen zwischen der Winkel- und der Energievariation erklärt. Die enthaltene Neigung des Strahls ist hierbei von geringer Bedeutung. Die experimentellen Daten für 120° und 145° führen erkennbar zu übereinstimmenden Resultaten bei den beiden Ionengeschwindigkeiten.

Da desweiteren, wie aus den bisherigen Erörterungen hervorgegangen ist, alle anderen Änderungen der Position des Emissionsvolumens entweder auszuschließen oder aber in diesem Zusammenhang von untergeordneter Bedeutung sind, verbleibt als wahrscheinliche Erklärung für die experimentellen Daten in der Tat lediglich der seitliche Versatz des Ionenstrahls.

Überraschend erscheint zunächst das Ausmaß des relativen Versatzes von etwa 10 mm. Dennoch ist dieser Befund von Seiten der Beschleuniger-Technik nicht unwahrscheinlich [Fra01]. Dies gilt in gleichem Maß für die Neigung des Strahls um $-1,4$ mrad.

Obwohl die Zuordnung des Versatzes auf geometrischen Überlegungen basiert und damit als verlässlich einzustufen ist, erfolgte eine zusätzliche Überprüfung für den Fall eines der rückwärts gewandten Detektoren. Hierbei wurde $\beta = 0,4196$ gewählt, da in diesem Fall sowohl eine Strahlneigung als auch ein -versatz auftritt. Desweiteren wurde die Beobachtung unter 145° betrachtet, da diese die größte Sensitivität auf den Versatz aufweist. Das Ergebnis dieser durchgeführten Kontroll-Simulation zeigt Abbildung 7.20. Es ergibt sich durch diese Positionsveränderung des Ionenstrahls eine vorzügliche Übereinstimmung der Winkel- mit der Energievariation und damit eine konsistente Interpretation der experimentellen Daten.

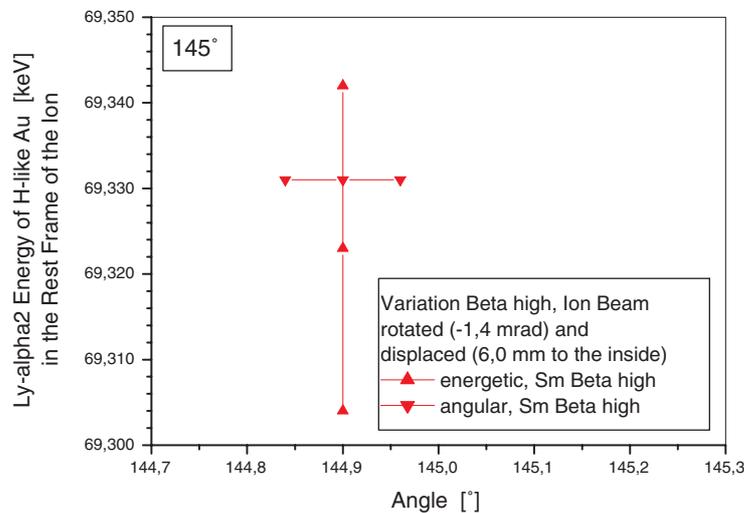


Abbildung 7.20. Variation von Photonenenergie und Winkel für 145° , wobei eine horizontale Drehung um $-1,4$ mrad sowie eine parallele Verschiebung des Ionenstrahls um 6 mm von der Sollachse nach innen zugrunde gelegt ist. Es ergibt sich unter diesen Bedingungen geometrischer Art eine sehr gute Übereinstimmung in der Erklärung der experimentellen Daten.

Auf eine Simulation der restlichen Meßdaten wurde verzichtet, da der Versatz direkt aus der Geometrie resultiert und darüberhinaus die Fehler in der Versatzbestimmung aufgrund der beschränkten Datenmenge eine Größe aufweisen, die weitere Informationen aus zusätzlichen Simulationen nicht erwarten läßt. Festzuhalten hingegen bleibt indes, daß der Versatz für beide Strahlenergien als signifikant einzustufen ist.

Hinzuweisen ist ferner nochmals auf die Tatsache, daß die Ergebnisse des 145° -Detektors mit demjenigen unter 120° übereinstimmen. Dies hat als weitere Implikation, daß die verwendeten Umladeraten am Gasjet-Target, welche sich in der Rate der Zeitreferenzen aus dem Teilchenzähler wiederfinden, noch als unkritisch hinsichtlich einer Verzerrung der beobachteten Absorptionskanten anzusehen sind. Da die erweiterte Multihit-Technik neben 90° lediglich für die Datenaufnahme unter 120° angewandt wurde, die Analysen jedoch die gleichen Resultate ergeben wie unter 145° , ist eine merkliche Beeinflussung der Daten des 145° -Detektors durch hohe Teilchenzählerraten auszuschließen.

Darüberhinaus kann aufgrund dieses Befunds mit Sicherheit davon ausgegangen werden, daß die gemessenen Absorptionskanten keiner unkontrollierten Veränderung durch die aufgetretenen Umladeraten unterlagen. Ein solcher Nachweis wäre bei hohen Raten ohne die erweiterte Multihit-Technik nicht ohne weiteres möglich gewesen.

Schließlich ist davon auszugehen, daß bei höheren Umladeraten und Verwendung der Driftdetektoren eine Anwendung der Multihit-Technik zwingend erforderlich wird.

Der relative Versatz zwischen den Messungen bei den zwei Strahlenergien beträgt, wie bereits erwähnt, näherungsweise 10 mm. Dies erscheint nun zunächst im Widerspruch zu den zitierten Erfahrungen am Gasjet-Target [KrK01]. Dort wird anhand einer Vermessung des Gasjets dessen Breite mit etwa 6 mm (FWHM) angegeben. Damit erscheint es unwahrscheinlich, daß der Ionenstrahl im Fall der errechneten parallelen Verschiebung noch einen deutlichen Überlapp mit dem Atomstrahl aufweist.

Dies hat seine Ursache darin, daß den Untersuchungen in der zitierten Literatur eine Gasdichte von etwa 10^{13} Teilchen/cm³ zugrundeliegt. In der Strahlzeit jedoch wurde das Gasjet-Target mit lediglich $3 \cdot 10^{11}$ Teilchen/cm³ betrieben. Dies bedeutet aber im Einklang mit den Erfahrungen am Gasjet, daß der Atomstrahl aufgrund des geringeren Einlaßdrucks einen deutlich größeren Querschnitt als 6 mm aufweist. Somit wird einsichtig, daß ein Versatz des Ionenstrahls um 10 mm nicht zwingend zu einem verschwindenden Überlapp führen muß. Dennoch weist die unterschiedliche Länge des Emissionsvolumens, wie sie aus den Daten des 90°-Detektors folgt, auf abweichende geometrische Verhältnisse bei den beiden Ionengeschwindigkeiten hin. Dies ist als zusätzlicher Hinweis dafür zu werten, daß sich die Position des Emissionsvolumens tatsächlich verändert hat.

Trotzdem stellen die Messungen bei den zwei Strahlenergien, welche simultan unter den drei Beobachtungswinkeln durchgeführt wurden, eine sehr genaue Vermessung der zu untersuchenden Ly- α 2 Energie von wasserstoffähnlichem Gold dar. Ferner resultieren aus dieser sechsfachen Messung signifikante Aussagen über das massiv einflußreiche geometrische Verhalten des Ionenstrahls, wie sie bei nur einem Datensatz unmöglich sind.

7.3.4 Energetische Auflösung

Im Hinblick auf die Analyse der beobachteten Absorptionskanten gilt, daß letztere auf eine einfache Art und Weise lediglich durch die hierfür entwickelte Monte-Carlo Simulation zugänglich sind. Dies findet seine Ursache in der Komplexität des geometrischen Geschehen, welches nicht nur ein ausgedehntes Nachweisvolumen sowie ein verhältnismäßig großes Emissionsvolumen aufweist, sondern auch durch das Auftreten eines räumlich gekrümmten Intensitätsverlaufs bei von 90° abweichenden Winkeln beziehungsreich gestaltet wird.

Diese Krümmung ist Folge der Lorentz-Transformation, in welcher der Winkel zwischen Ionenbewegung und Photonenemission den einzigen Einfluß geometrischer Art darstellt. Aus diesem Grund ergibt sich im Fall der Emission monoenergetischer photonischer Strahlung eine Konstellation dergestalt, daß Photonen gleicher Energie auf Kegelflächen angeordnet sind, deren Symmetrieachse durch die Richtung des Ionenstrahls definiert ist. Damit bestimmt der Winkel zur Strahlachse als halber Öffnungswinkel entsprechender Kegelflächen die Richtungen gleicher Photonenenergie.

Durch die Auswahl eines zu einer festen Photonenenergie passenden Absorbers ergibt sich daher eine Anordnung, in welcher der räumliche Verlauf der photonisch abgebilde-

ten Absorptionskante mit der korrespondierenden Kegelfläche gleicher Photonenenergie übereinstimmt. Die mittels der Driftdetektoren beobachteten Absorptionskanten entsprechen daher dem Überlapp einer solchen Kegelstruktur mit dem sensitiven Volumen. Setzt man einen festen Abstand zum Emissionspunkt voraus, so folgt, daß derjenige Ausschnitt einer Kegelform, welcher im Nachweisvolumen liegt, in seiner Form vom Beobachtungswinkel beeinflußt wird. Unter 90° mutiert der Überlapp zu einer flachen Ebene. Für alle von 90° abweichenden Winkel folgt jedoch, daß die Fläche des Überlapps eine mehr oder weniger starke Krümmung aufweist. Daher resultieren die beobachteten Absorptionskanten unter 120° und 145° aus gekrümmten räumlichen Schnittflächen, was einen analytischen Zugang erschwert.

Darüberhinaus ist eine weitere Veränderung der gemessenen Kante gegeben durch die aufgrund der begrenzten Anzahl an Ereignissen notwendigen Integrationen des dreidimensionalen Intensitätsprofils in der Vertikalen sowie in der Tiefenrichtung des Nachweisvolumens.

Dennoch ermöglicht die Monte-Carlo Simulation ein sehr gutes Verständnis aller dieser Vorgänge und erlaubt damit durch die Variation der zugrundeliegenden Parameter eine Extraktion der letztlich angestrebten Größen.

Als Konsequenz der angedeuteten komplexen Verhältnisse ist beispielsweise die relevante Dispersion des gesamten Spektrometers nicht exakt angebbar. Eine näherungsweise Abschätzung erhält man jedoch für die Horizontebene im Fall eines punktförmigen Emissionsvolumens. Nimmt man $\beta = 0,2530$ an, so ergeben sich für die Beobachtungswinkel 90° , 120° und 145° Dispersionen von $3,1 \text{ eV}/(0,01^\circ)$, $2,4 \text{ eV}/(0,01^\circ)$ und $1,5 \text{ eV}/(0,01^\circ)$. Für $\beta = 0,4196$ ergeben sich $5,1 \text{ eV}/(0,01^\circ)$, $3,6 \text{ eV}/(0,01^\circ)$ sowie $2,2 \text{ eV}/(0,01^\circ)$. Hierbei ist entsprechend der gemachten Annahmen von jener Veränderung der Absorptionskante abgesehen, wie sie aufgrund der für eine Abweichung von 90° zunehmenden Krümmung der im sensitiven Volumen liegenden Kegelschnitte durch die vertikale Integration resultiert.

Der geometrische Effekt einer Parallaxe, also einer Abweichung der Detektorachse vom Emissionsvolumen, spielt eine untergeordnete Rolle. Dies liegt in erster Linie daran, daß eine konkrete Orientierung des Nachweisvolumens in der Simulation berücksichtigt wird. Darüberhinaus ist eine präzise Justage der Detektoren, welche zu einem äußerst kleinen Effekt einer Verbreiterung der Absorptionskante führt, unproblematisch.

Eine Erhöhung der energetischen Auflösung durch eine geschickte Wahl des Beobachtungswinkels und der Strahlenergie ist bei Vorliegen mehrerer Detektoren unter verschiedenen Winkeln aufgrund der limitierten Zahl existierender Absorptionsenergien schwerer Absorber praktisch nicht möglich. Eine gewisse Lockerung dieser stringenten Einschränkung ergäbe sich jedoch im Fall der Verwendung eines einzigen Detektors. Für eine Diskussion dieser Möglichkeit sei an dieser Stelle auf Kapitel 7.4 verwiesen.

Den größten und damit bedeutendsten Einfluß auf die mit der Absorptionskanten-Technik erreichbare Auflösung stellt gegenwärtig die Position des Ionenstrahls dar. Aus den vorgestellten Messungen bei zwei Strahlenergien unter jeweils drei Beobachtungswinkeln ergibt sich, daß der Ionenstrahl sowohl eine Neigung als auch einen Versatz aufweisen kann, welche beide einen dramatischen Effekt auf die beobachtete Photonenenergie haben. So ergibt sich aus den experimentellen Daten unter 90° – also der Richtung verschwindender Sensitivität auf einen Strahlversatz – eine durch die horizontale Rotation bewirkte Diskrepanz in der gemessenen Photonenenergie von 52 eV. Betrachtet man desweiteren den ex-

perimentellen Befund unter 120° und 145° , so führt in beiden Fällen der übereinstimmende relative Versatz des Strahls von etwa 10 mm zu einer Differenz von 186 eV für 120° und 162 eV für 145° .

Aufgrund dieser erheblichen Abweichungen des Ionenstrahls von der Sollachse respektive der korrespondierenden Verschiebungen der Photonenenergien um fast 200 eV erscheint derzeit eine Vermessung hochenergetischer Röntgenphotonen mit einer Genauigkeit von wenigen Elektronenvolt als problematisch. Vielmehr ist es notwendig, eine zusätzliche präzise Kontrolle der Position des Teilchenstrahls zu gewährleisten, da diese sich im hier vorgestellten Experiment als zentrale Einflußgröße geometrischer Art auf die tatsächlich vorliegenden Beobachtungswinkel offenbart hat.

Eine solche Strahlkontrolle wäre beispielsweise durch in den Strahlengang einfahrbare Blenden oder Metallbleche realisierbar. Solche würden nach einer genauen Vermessung eine präzise Positionierung des Ionenstrahls erlauben. Dabei ist jedoch zu beachten, daß die Befüllung des ESR mit Ionen auf die gesamte Akzeptanz des Speicherrings angewiesen ist, so daß solche die Position des Strahls definierenden Strukturen über eine entsprechende Mobilität verfügen müssen.

Ein weiterer Einfluß auf die erreichbare Auflösung stellt die Breite der beobachteten Absorptionskante dar. Gegenwärtig wird diese von der Länge des Emissionsvolumens dominiert. Diese beträgt etwa 9 mm und führt insbesondere unter seitlicher Beobachtung zu einer starken Verbreiterung. Hier ergab sich im Experiment eine energetische Breite der beobachteten Absorptionskante von etwa 450 eV für $\beta = 0,2530$ und von ungefähr 720 eV für $\beta = 0,4196$. Dennoch läßt sich die Position der Kante, wie oben dargelegt, mit einer Genauigkeit festlegen, die lediglich 12 eV entspricht. Auch bei den anderen verwendeten Beobachtungswinkeln zeigen sich trotz rückwärtiger Orientierung Kantenbreiten von (100 – 500) eV. Damit zeigt sich die erhebliche Länge des Emissionsvolumens als weiterer ungünstiger Einfluß auf die erreichbare Auflösung.

Abhilfe könnte hier jedoch eine Verringerung der Ausmaße des Gasjet-Targets schaffen. Zu denken wäre beispielsweise an eine weitere Blende oder aber an einen Schlitz, welcher orthogonal zum Ionenstrahl angebracht ist und eine Einschränkung des Atomstrahls in Richtung des Ionenstrahls bedingt. Desweiteren könnte unter Verzicht auf eine bauliche Veränderung des Gasjet-Targets auch eine Blendenstruktur zwischen Emissionsvolumen und Detektoren angebracht werden, die lediglich Photonen aus einem eingeschränkten Bereich des Leuchtvolumens Zugang zu den Nachweisvolumina gewährt.

Die Breiten der eigentlichen Absorptionskanten, wie sie durch die schweren Absorber bereitgestellt werden, sind mit (20 – 50) eV gegenüber den mehreren Hundert Elektronenvolt entsprechenden beobachteten Breiten derzeit von untergeordneter Bedeutung. Sie stellen daher bei den gegenwärtig vorhandenen und dominierenden anderen Einflüssen keine Einschränkung dar.

Die aufgrund der begrenzten Ereignisrate notwendige vertikale Integration der in den sensitiven Volumina der Detektoren auftretenden Intensitätsverteilungen macht im Vergleich mit der gegenwärtig beobachteten Kantenbreite einen eher kleinen Effekt aus. Die mit dieser Integration einhergehende Verbreiterung der Absorptionskante, wie sie mit von 90° abweichendem Beobachtungswinkel zunimmt, basiert auf der beschriebenen räumlichen Krümmung des Kantenverlaufs. Im Fall von 145° , wo dieser Effekt deutlicher zutage tritt als unter 90° und 120° , zeigt Abbildung 7.21 das Ergebnis einer entsprechenden Berech-

nung. Hierbei wurde ein punktförmiges Emissionsvolumen angenommen. Es ist ersichtlich, daß die Integration in diesem Fall zu einer Verbreiterung der gemessenen Absorptionskante von etwa 1,5 mm führt. Daher stellt sie bisweilen noch keine ernsthafte Beeinträchtigung der erreichbaren Energieauflösung dar. Ferner ist der Einfluß der Integration respektive jener der räumlichen Krümmung der Absorptionskante durch die Monte-Carlo Simulation ohne weiters modellierbar, so daß dieser Effekt von nachrangiger Bedeutung ist.

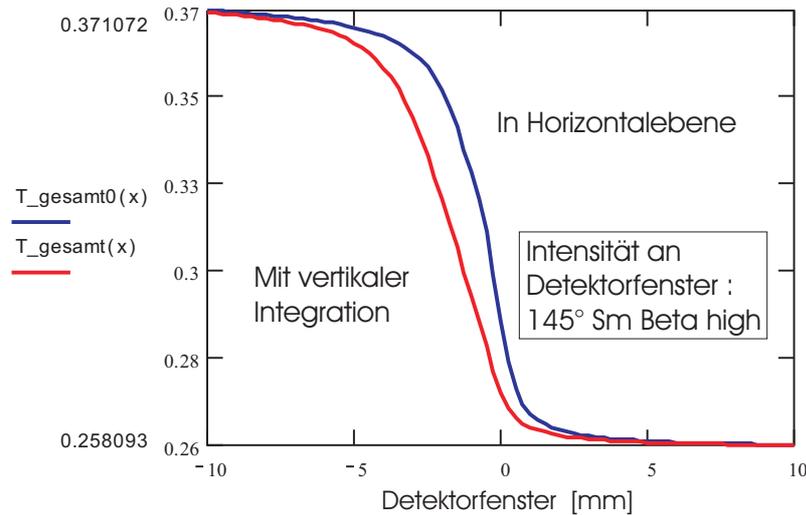


Abbildung 7.21. Einfluß der räumlichen Krümmung der Absorptionskanten, wie sie – über die aufgrund begrenzter Datenmenge erforderliche vertikale Integration der dreidimensionalen Intensitätsverteilung im Nachweisvolumen – zu einer Verbreiterung der zu beobachtenden Kante führt. Zum Vergleich ist sowohl die erwartete Kante in der horizontalen Ebene als auch jene, welche sich über eine vertikale Integration der Intensitätsverteilung aus dem dreidimensionalen Nachweisvolumen rekrutiert, dargestellt. Die Berechnung wurde für den Fall einer Beobachtung unter 145° durchgeführt, da dieser Effekt dort stärker als unter 90° und 120° auftritt. Angenommen wurde ferner ein punktförmiges Emissionsvolumen.

Schließlich hat die experimentell erreichte Anzahl an gesammelten Ereignissen einen Einfluß auf die erzielbare energetische Auflösung, wie er durch statistische Effekte vermittelt wird. Die konstruktiv vorgegebenen Abstände der Detektoren vom Emissionsvolumen führen zu einer Reduktion der photonischen Intensität in Bezug zu einer Beobachtung unter 90° , welche ungefähr 63 % für 120° und 39 % für 145° beträgt. Die Auswirkung der Raumwinkeltransformation ist abhängig von der Geschwindigkeit der Ionen. Für 90° ergibt sich eine entsprechende Reduktion der Intensität um den Faktor $(1 - \beta^2)$. Daher ist für diesen Beobachtungswinkel eine möglichst niedrige Strahlenergie am günstigsten. Dies führt ferner zu einer abgeschwächten relativen Unterdrückung der Intensitäten unter 120° und 145° im Vergleich zu 90° .

Nichtsdestotrotz bleiben diese statistischen Einflüsse von geringer praktischer Bedeutung. So wird der Abstand aufgrund konstruktiver Randbedingungen nur schwerlich deutlich verringert sein. Und auch der Faktor durch die Raumwinkeltransformation verspricht keinen großen Gewinn. So beträgt dieser für $\beta = 0,2530$ 0,94, für $\beta = 0,4196$

jedoch immer noch 0,82. Für eine derzeit maximal mögliche Ionengeschwindigkeit von ungefähr $\beta = 0,6$ ergibt sich immerhin ein Faktor von 0,64.

Als Fazit aus diesen Betrachtungen folgt, daß die Absorptionskanten-Technik eine energetische Auflösung von wenigen Elektronenvolt für die Bestimmung der Energie charakteristischer Röntgenphotonen aus hochgeladenen Schwerionen ermöglicht. So konnte in den Messungen unter 90° eine Übereinstimmung mit der theoretisch erwarteten Ly- α_2 Energie von Au^{78+} von 69,331 keV gefunden werden, wobei – trotz des ungünstigen Einflusses durch das sehr ausgedehnte Emissionsvolumen – eine experimentelle Auflösung von 13 eV beziehungsweise 12 eV erreicht wurde.

Da die derzeitige energetische Auflösung stark durch die Breite der Kante begrenzt wird, dieser Einfluß jedoch mit relativ einfachen Hilfsmitteln wie zusätzlichen Blendenstrukturen um eine Größenordnung reduzierbar ist, sollte eine energetische Auflösung für die Vermessung von Photonen im Bereich von etwa (50 – 120) keV ohne größere Anstrengungen ein Niveau von etwa einem Elektronenvolt erreichbar sein.

Als weitere Voraussetzung ist jedoch auf das unumgängliche Erfordernis einer präzisen Strahlkontrolle zu verweisen. Aus dem durchgeführten Experiment zeigt sich, daß die Schwankungen der Strahllage eine Ungewißheit von mehreren Hundert Elektronenvolt bedingen können. Diese Tatsache gilt darüberhinaus allgemein für alle Experimente, welche auf den Beobachtungswinkel zurückgreifen.

Dennoch stellt die Absorptionskanten-Technik ein verhältnismäßig unproblematisches Verfahren dar, mit welchem eine den theoretischen Rechnungen vergleichbare Auflösung zur Vermessung quantenelektrodynamischer Effekte erreichbar sein sollte.

7.4 Zusammenfassung

In der vorgestellten Strahlzeit zur Absorptionskanten-Technik, wie sie in einer zweifachen simultanen Messung unter drei Beobachtungswinkeln am Gasjet-Target des ESR durchgeführt wurde, konnte trotz der diskutierten ungünstigen Einflüsse wie beispielsweise der großen Länge des Emissionsvolumen eine Auflösung für hochenergetische Photonen erreicht werden, die mit bis zu 12 eV der für wasserstoffähnliches Uran bislang höchsten am Gasjet erreichten von 13 eV [StM98, Stö00] entspricht.

Insbesondere konnte für die Ly- α_2 Energie in Au^{78+} unter 90° $\beta = 0,2530$ (Ta) eine direkte Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie [BeM97] gefunden werden. Die dabei erreichte Auflösung beträgt 13 eV.

Die experimentellen Ergebnisse für 90° , dem lediglich auf Strahldrehungen sensitiven Beobachtungswinkel, offenbarten bei hoher Ionengeschwindigkeit $\beta = 0,4196$ eine horizontale Rotation des Ionenstrahls um $-1,4$ mrad, was einer Abweichung im Winkel von $0,08^\circ$ beziehungsweise einer Energiedifferenz von 52 eV entspricht.

Unter Annahme dieser Verkippung des Ionenstrahls findet sich wiederum eine vorzügliche Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen. Die Genauigkeit entspricht in diesem Fall 12 eV.

Aus den experimentell unter 90° bestimmten Ly- α_2 Energien von wasserstoffähnlichem Gold lassen sich die korrespondierenden Werte der 1s-Lambverschiebung ermitteln. Hierzu

erfolgt zunächst eine Addition der $2p_{1/2}$ -Bindungsenergie von 23,9222 keV, wobei diese einen entsprechenden Lambverschiebungs-Beitrag von 2,9 eV beinhaltet [BeM97]. Wird von dem so erhaltenen Wert der Dirac-Eigenwert für einen punktförmigen Atomkern von 93,4599 keV [BeM97] subtrahiert, so ergibt sich der experimentelle Wert der 1s-Lambverschiebung.

Aus dem durchgeführten Experiment ergibt sich die 1s-Lambverschiebung von wasserstoffähnlichem Gold aus der Messung unter 90° bei $\beta = 0,2530$ zu (213 ± 13) eV. Im Fall von 90° und $\beta = 0,4196$ folgt ein experimenteller Wert für die 1s-Lambverschiebung von (208 ± 12) eV. Dabei beeinhaltet die genannten Fehler jenen Anteil, welcher aus der Simulation beziehungsweise der 10 %-igen Variation um das Minimum von χ^2 resultiert.

Der Fehler, welcher aus der Unsicherheit in der Ionengeschwindigkeit resultiert und sich in Form der Lorentz-Transformation auf die experimentellen Werte niederschlägt, läßt sich aus der Ungenauigkeit der die Strahlenergie bestimmenden Spannung des Elektronenkühlers ermitteln. Hierbei ist nach einer konservativen Abschätzung von einer Unsicherheit von etwa ± 10 eV auszugehen [Ste01]. Dies impliziert eine relative Unsicherheit $\Delta\beta/\beta$ von $2,77 \cdot 10^{-4}$ für $\beta = 0,2530$ sowie von $8,31 \cdot 10^{-5}$ für $\beta = 0,4196$. Daraus folgt für den Transformations-induzierten Fehler in der Energiebestimmung unter 90° ein Wert von 1,3 eV für $\beta = 0,2530$ sowie von 1,2 eV für $\beta = 0,4196$.

Der Fehler, welcher sich aus der Ungenauigkeit der energetischen Lage der Absorptionskanten ergibt, läßt sich zu ± 1 eV abschätzen [Gal97].

Damit resultiert als Maß für die erreichte experimentelle Präzision ein Gesamtfehler von 13,1 eV für $\beta = 0,2530$ sowie von 12,1 eV für $\beta = 0,4196$.

Aus diesen beiden unabhängigen Messungen unter 90° folgt damit für die 1s-Lambverschiebung von Au^{78+} ein Wert von $(210,5 \pm 8,8)$ eV. Dieser verifiziert das bisherige experimentelle Resultat von $(212,0 \pm 7,9)$ eV [BeL94, BeM95] und deckt sich mit den theoretischen Berechnungen von $(205,7 \pm 1,0)$ eV [BeM97].

Tabelle 7.4 faßt diese Ergebnisse nochmals zusammen und stellt sie sowohl der theoretischen Erwartung als auch dem bisherigen experimentellen Befund gegenüber.

Darüber hinaus ist die erreichte relative Genauigkeit in der Bestimmung photonischer Energien die bislang höchste, welche mit der Absorptionskanten-Technik erzielt wurde. Während bisherige Messungen eine relative Genauigkeit von $9,01 \cdot 10^{-4}$ [LuD94] beziehungsweise $3,56 \cdot 10^{-4}$ [ScB91] aufweisen, beträgt diese im hier vorgestellten Experiment $1,27 \cdot 10^{-4}$.

Im Gegensatz zu einer Beobachtung unter 90° sind die Beobachtungen unter 120° und 145° zusätzlich auf einen seitlichen Versatz des Ionenstrahls sensitiv. Aus den experimentellen Ergebnissen ergibt sich der Befund, daß der Strahl bezüglich der Sollachse bei $\beta = 0,2530$ um etwa 5 mm nach innen und bei $\beta = 0,4196$ um 5 mm nach außen versetzt war. Damit betrug die relative Differenz in der horizontalen Position der Strahlage ungefähr 10 mm. Für die Messungen bedeutet dies eine Abweichung der gemessenen Photonenergie um näherungsweise 190 eV für 120° und 160 eV für 145° .

Der Versatz des Ionenstrahls, welcher diesen Abweichungen entspricht, läßt sich über geometrische Betrachtungen bestimmen und findet sich auch in der Monte-Carlo Simulation wieder. Desweiteren ergibt sich sowohl für 120° als auch für 145° der gleiche Befund. Legt man den Versatz der geometrischen Situation zugrunde, so ergeben sich erneut mit der theoretischen Erwartung übereinstimmende Ergebnisse. Es ergeben sich in diesem Fall

	$\Delta\chi^2$	$\Delta\beta$	ΔE_{Kante}	ΔE_{gesamt}	1s-Lambshift
Theorie					$(205,7 \pm 1,0)$ eV
Elektronenkühler					$(212,0 \pm 7,9)$ eV
Absorptionskante 90°, $\beta = 0,2530$	13 eV	1,3 eV	1,0 eV	13,1 eV	(213 ± 13) eV
Absorptionskante 90°, $\beta = 0,4196$	12 eV	1,2 eV	1,0 eV	12,1 eV	(208 ± 12) eV
Absorptionskante 90°, Mittelwert					$(210,5 \pm 8,8)$ eV

Tabelle 7.4. Vergleich des theoretischen Wertes [BeM97] der 1s-Lambverschiebung von wasserstoffähnlichem Gold (Au^{78+}) mit den am Elektronenkühler [BeL94, BeM95] sowie jenen mit der Absorptionskanten-Technik erzielten experimentellen Ergebnissen.

energetische Auflösungen von (30 – 60) eV. Hier spielt jedoch auch der Umstand eine Rolle, daß die Datenmenge der Messung unter 145° bei niedriger Strahlgeschwindigkeit aufgrund eines Detektorausfalls sehr begrenzt ist.

Aus diesem Experiment ergibt sich die Erkenntnis, daß die gegenwärtigen Gegebenheiten am Gasjet-Target eine Vermessung hochenergetischer Photonen auf einem Niveau von wenigen Elektronenvolt massiv erschweren.

Dies hat zunächst seinen Grund in der deutlichen Ausdehnung des Emissionsvolumens. Dies ließe sich in Zukunft durch einfache Blendenstrukturen unterbinden.

Eine weitere Ursache von recht weitreichender Bedeutung ist die große Unsicherheit in der Kenntnis der genauen Lage des Ionenstrahls. Die nachgewiesenen Abweichungen von der Sollachse führten zu einem energetischen Einfluß von etwa 200 eV. Damit ist es für alle winkelsensitiven Experimente, welche eine energetische Auflösung von wenigen Elektronenvolt anstreben, notwendig, über eine präzise Kontrolle des Ionenstrahls zu verfügen. Eine solche erscheint als unumgängliche Voraussetzung für alle weiteren Experimente, welche unter Rückgriff auf den genauen Winkel zwischen relativistischer Ionenbewegung und Richtung der Photonenemission eine Auflösung von wenigen Elektronenvolt anstreben.

Hinsichtlich der Absorptionskanten-Technik zeigen die hier beschriebenen Messungen, daß eine Genauigkeit von wenigen Elektronenvolt mit dieser Technik als realistisch einzustufen ist. Da eine Verringerung der Länge des relevanten Emissionsvolumens um eine Größenordnung durch rein konstruktive Verbesserungen möglich ist, erscheint eine erreichbare energetische Auflösung von etwa einem Elektronenvolt als realistisch. Insbesondere ist zu erwarten, daß eine deutliche Erhöhung der bisher erreichten Auflösung für die Vermessung quantenelektrodynamischer Korrekturen wasserstoffähnlicher Schwerionen ohne größere weitere Entwicklungen der vorhandenen Technik möglich ist. Voraussetzung ist lediglich die Verringerung der Länge des Emissionsvolumens sowie die diskutierte Kontrolle des Ionenstrahls. Dabei stellen diese beiden Voraussetzungen jedoch eine Notwendigkeit für praktisch alle Experimente mit gleicher Zielsetzung am Gasjet-Target dar.

Als Szenarien für weitere Experimente mit der Absorptionskanten-Technik ergeben sich mehrere Ansätze.

So folgt aus den dargelegten Messungen, daß – nach Implementierung der allgemein erforderlichen Kontrolle des Ionenstrahls sowie einer Reduktion der beobachteten Länge des Emissionsvolumens – bei vorhandener Kontrolle der geometrischen Verhältnisse die Vermessung hochenergetischer Photonen aus dem Leuchtvolumen unter nur einem einzigen Beobachtungswinkel ausreichend ist. Hierbei bietet sich insbesondere eine Beobachtung unter 90° an, da dort recht hohe Intensitäten zu erreichen sind. Desweiteren ergibt sich keine räumliche Krümmung der Absorptionskante, so daß die durch eine vertikale Integration vermittelte Verbreiterung der beobachteten Kante in diesem Fall nicht auftritt. Der Vorteil einer verschwindenden Sensitivität auf einen horizontalen Versatz des Ionenstrahls ist bei vorhandener Strahlkontrolle als hinfällig zu betrachten und insbesondere unter 90° ohne Bedeutung.

Die durch eine präzise Beherrschung der Geometrie des Ionenstrahls ermöglichte Verwendung lediglich eines einzigen Beobachtungswinkels weist noch einen weiteren Vorteil auf. Während es bei einer simultanen Beobachtung unter mehreren Winkeln aufgrund der begrenzten Anzahl existierender Absorbermaterialien zu einer starken Einschränkung in der Wahl der Strahlenergien kommt, wäre bei einem einzigen Beobachtungswinkel eine Vielzahl von Konstellationen möglich. So könnte in diesem Fall auf zahlreiche mögliche Kombinationen aus Ionengeschwindigkeiten und Absorbermaterialien zurückgegriffen werden. Damit ermöglicht die erforderliche Strahlkontrolle zusätzlich eine Aufhebung der starken Randbedingungen, welche aus der simultanen Verwendung mehrerer Beobachtungswinkel resultiert, da bei bekannter Geometrie eine sehr hohe Auflösung mit nur einem einzigen Detektor erreichbar ist. Es wäre dann mit dieser recht einfachen Technik eine Vielzahl hochenergetischer Übergänge durch eine hochauflösende Spektroskopie zugänglich.

Alles in allem bietet die Absorptionskanten-Technik in Kombination mit den hierfür idealen sowie vorhandenen Driftkammern einen Zugang dar, mit welchem eine methodisch recht einfache, beherrschbare sowie bereitstehende experimentelle Methode zur Vermessung charakteristischer Photonen hochgeladener Schwerionen möglich ist. Dabei ist zu erwarten, daß die hierbei erreichbare energetische Auflösung für Photonen von (50–120) keV deutlich höher ist als mit den bislang vorhandenen Konzepten. Insbesondere erscheint – nach Realisation der allgemein notwendigen Änderungen hinsichtlich einer Verringerung des sichtbaren Emissionsvolumens sowie der Kontrolle des Ionenstrahls – eine energetische Auflösung von näherungsweise einem Elektronenvolt als mit der vorhandenen Absorptionskanten-Technik erreichbar.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Den Ausgangspunkt für die Entstehung dieser Forschungsarbeit bildet die Tatsache, daß eine Überprüfung der QED in der Gegenwart starker elektrischer Felder noch aussteht.

Solche Felder von der Größenordnung 10^{16} V/cm sind seit wenigen Jahren in Form höchstgeladener Schwerionen zugänglich. Da jedoch mit den bisherigen experimentellen Methoden eine notwendige Erhöhung der spektralen Auflösung nicht zu realisieren ist, sind neue Ansätze erforderlich. Diese stellen den Inhalt der vorliegenden Arbeit dar. Die zugrundeliegenden Konzepte bilden dabei ein Kristallspektrometer sowie die Verwendung von Absorptionskanten.

Für diese Techniken, in welchen die spektrale Auflösung durch diese Methoden selbst getragen wird, war die Bereitstellung spezieller Detektoren erforderlich. Solche Nachweissysteme auf der Basis einer Driftkammer konnten von der Arbeitsgruppe Walenta an der Universität Siegen in Zusammenarbeit mit der GSI Darmstadt realisiert werden. Es wurde gezeigt, daß diese Systeme über eine Absorptionseffizienz von nahezu Eins für den photonischen Energiebereich von (50 – 150) keV verfügen sowie eine Linearität in der Ortsauflösung von 200 μm bereitstellen. Zusätzlich erfolgte eine Weiterentwicklung der elektronischen Informationsverarbeitung, mit welcher diese Detektoren nun auch bei sehr hohen Umladeraten am Gasjet-Target eine von diesen Raten unabhängige Ortsinformation gewährleisten. Ein besonderer Umstand ergab sich im Hinblick auf die Verwendung von Xenon. Es wurde eine linear mit der Gasdichte skalierende Eigenrate von etwa 1 Hz/bar nachgewiesen. Diese verhindert aufgrund der begrenzten Energieauflösung einen Einsatz bei niedrigsten Ereignisraten.

Schließlich erfolgte der Aufbau des Kristallspektrometers sowie eine erste Testmessung im Labor. Als Ergebnis konnten die Tm- $K\alpha$ Linien von ungefähr 50 keV aus einer ^{169}Yb -Quelle mit einer Breite von 60 eV nachgewiesen werden. Ferner ergab sich eine in guter Näherung lineare Wellenlängenskala mit einer Dispersion von $\sim 2,5$ keV/mm.

Im Jahre 1999 kam dieses Kristallspektrometer erstmalig am Gasjet-Target des ESR zur Untersuchung des Systems Pb^{81+} zum Einsatz. Hierbei konnte jedoch keine räumliche Linienstruktur beobachtet werden. Ebenso war eine Identifikation der Lyman- α Photonen im Energiespektrum eines Ge(i)-Detektors nicht möglich.

Daher macht die Nachweiseffizienz des Kristallspektrometers von $(2 \cdot 6) \cdot 10^{-8}$ ortsauflösende Detektoren erforderlich, welche mittels einer hinreichenden Energieauflösung

eine Separation des Untergrunds ermöglichen. Solche Detektionssysteme werden derzeit am Forschungszentrum Jülich in Zusammenarbeit mit der GSI entwickelt [BeB01].

Weitere Anstrengungen sind auch im Zusammenhang mit der Biegung des Silizium-Kristalls erforderlich. Abweichungen von einer zylindrischen Verformung konnten kürzlich mittels Synchrotron-Strahlung am ESRF nachgewiesen werden [BeB01].

Ferner wurde ein Experiment mit der Absorptionskanten-Technik durchgeführt, in dessen Mittelpunkt die Untersuchung der Lyman- α 2 Strahlung von Au^{78+} stand.

Aufgrund der geometrischen Kontrolle erfolgte die Identifizierung einer horizontalen Verkipfung des Ionenstrahls im Fall hoher Strahlgeschwindigkeit um $-1,4$ mrad. Desweiteren folgte, daß der Strahl bei beiden verwendeten Ionenenergien einen seitlichen Versatz aufwies, wobei der relative Abstand etwa 10 mm betrug. Dabei bedingen diese Abweichungen energetische Verschiebungen von etwa 200 eV.

Damit ergibt sich als Notwendigkeit, eine Kontrolle des Ionenstrahls am Gasjet-Target des ESR zu implementieren. Dies gilt für alle Experimente, welche auf der genauen Kenntnis der geometrischen Verhältnisse aufbauen. Hierzu gehört ferner auch die Reduktion des sichtbaren Emissionsvolumens.

Unter diesen Voraussetzungen stellt die Absorptionskanten-Technik eine experimentelle Methode dar, welche eine spektrale Auflösung von näherungsweise einem Elektronenvolt erreichen sollte. Dies resultiert nicht zuletzt aus den hohen Effizienzen dieser Methode von $\sim 10^{-4}$ sowie aus der geringen Breite der Kanten von (20 – 50) eV.

Schließlich ergab sich durch das Experiment eine Bestimmung der 1s-Lambverschiebung von Au^{78+} zu (213 ± 13) eV sowie zu (208 ± 12) eV. Da beide Messungen unabhängig voneinander erfolgten, ergibt sich ein Mittelwert $(210,5 \pm 8,8)$ eV. Dieser deckt sich mit der theoretischen Erwartung von $(205,7 \pm 1,0)$ eV [BeM97] sowie dem bisherigen experimentellen Ergebnis von $(212,0 \pm 7,9)$ eV [BeL94, BeM95]. Die erreichte relative Genauigkeit in der Bestimmung von Photonenenergien ist mit $1,27 \cdot 10^{-4}$ die höchste, welche bislang mit der Absorptionskanten-Technik erzielt werden konnte.

Als Szenario für ein zukünftiges Experiment mit der Absorptionskanten-Technik folgt, daß bei vorhandener Kontrolle des Ionenstrahls sowie einer Verringerung des sichtbaren Emissionsvolumens eine Messung unter lediglich einem Winkel mit einer den theoretischen Vorhersagen vergleichbaren Auflösung möglich sein sollte. Hierbei wäre insbesondere ein Beobachtungswinkel von 90° in Betracht zu ziehen. Desweiteren wäre in diesem Fall eine Vielzahl an Absorbermaterialien verwendbar.

Zuletzt wäre auch an eine Synthese aus Absorptionskanten-Technik und Kristallspektrometer zu denken. Mit Hilfe einer zusätzlichen Beobachtung unter 90° mittels einer Absorptionskante ergäbe sich eine präzise Zusatzinformation hinsichtlich der Länge des Emissionsvolumens sowie dessen Lage in Strahlrichtung.

Zusammenfassend ergibt sich, daß mit den Entwicklungen im Rahmen dieser Arbeit eine experimentelle Untersuchung quantenelektrodynamischer Effekte in starken elektrischen Feldern, wie sie durch eine Messung der 1s-Lambverschiebung in schweren Ein-Elektronen-Systemen zugänglich ist, mit einer den theoretischen Rechnungen vergleichbaren Präzision in absehbarer Zeit möglich sein sollte.

Anhang A

Betrachtungen zur Driftgeschwindigkeit

Aufgabe eines theoretischen Verständnisses des Driftprozesses ist es, die Driftgeschwindigkeit in ihrer funktionalen Abhängigkeit von den wichtigsten Parametern zu beschreiben. Hier ist insbesondere die Abhängigkeit von der sogenannten reduzierten Feldstärke zu nennen, welche die wesentliche Einflußgröße darstellt. Diese bezeichnet die auf den herrschenden, die Teilchendichte bestimmenden Gasdruck normierte Stärke des elektrischen Driftfelds. Ferner sollte zumindest in Ansätzen nachvollziehbar werden, warum es bei Variation der Gasmischung zu teilweise äußerst drastischen Veränderungen des Driftprozesses kommt. Insbesondere verhalten sich die molekularen Wechselwirkungsquerschnitte mit steigender Energie der Elektronen je nach Gasart sehr unterschiedlich. So verharrt die mittlere Elektronenenergie in sogenannten „kalten“ Gasen wie CO_2 im thermischen Bereich, wohingegen diese bei sogenannten „heißen“ Gasen wie Ar schon bei kleinen elektrischen Feldern stark anwächst. CH_4 hingegen nimmt hierbei eine Zwischenstellung ein. Als Folge ergeben sich stark abweichende Drift- und Diffusionseigenschaften für verschiedene Gase. Ferner kann es durch Zugabe einer nur geringen Menge einer anderen Gasart zu starken Änderungen bei diesen Prozessen kommen.

Im folgenden soll der Driftprozeß kurz skizziert werden. Eine ausführlichere Diskussion, an welcher sich die folgenden Betrachtungen anlehnen, findet sich in [BIR93]. Es soll im Sinne eines allgemeinen Verständnisses das zusätzliche Vorliegen eines magnetischen Felds in Ansätzen berücksichtigt werden. Ein solches verändert die Energieverteilung und damit die Drifteigenschaften der Elektronen sowie die Richtung der Drift. Ferner spielt ein Magnetfeld eine wichtige Rolle bei der Identifizierung von Teilchen sowie bei der Unterdrückung diffusiv bedingter Verluste in der Ortsinformation. Für eine eingehendere Diskussion sei jedoch auf die Literatur verwiesen.

Die Bewegung eines geladenen Teilchens in einem statischen elektrischen und magnetischen Feld ist durch eine Bewegungsgleichung mit einem Reibungsterm beschreibbar:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e\mathbf{E} + e[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] - K\mathbf{v} \quad . \quad (\text{A.1})$$

m und e bezeichnen die Masse und die Ladung des geladenen Teilchens, \mathbf{v} die Geschwindigkeit und \mathbf{E} sowie \mathbf{B} die herrschenden Felder. K ist eine der Geschwindigkeit proportionale

Reibungskraft, welche die Wechselwirkung des Teilchens mit den Gasatomen vereinfachend wiedergibt. $K\mathbf{v}$ wurde von Langevin, welcher obige Gleichung erstmalig aufstellte, als stochastisches Mittel über die zufälligen Stoßprozesse des driftenden Teilchens interpretiert.

Mit der charakteristischen Zeit $\tau = m/K$ und unter der Annahme eines Gleichgewichtszustands nach $t \gg \tau$ mit $d\mathbf{v}/dt = 0$ läßt sich das obige System inhomogener linearer Differentialgleichungen lösen. Als Ergebnis folgt

$$\mathbf{v} = \frac{e}{m} \tau |\mathbf{E}| \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} [\hat{\mathbf{E}} + \omega \tau (\hat{\mathbf{E}} \times \hat{\mathbf{B}}) + \omega^2 \tau^2 (\hat{\mathbf{E}} \cdot \hat{\mathbf{B}}) \hat{\mathbf{B}}] . \quad (\text{A.2})$$

Dieses Ergebnis ist äquivalent zu jenem, welches sich aus einer vollständig mikroskopischen Betrachtung unter der Annahme einer Unabhängigkeit der charakteristischen Zeit von der Stoßenergie ergibt. $\hat{\mathbf{E}}$ und $\hat{\mathbf{B}}$ bezeichnen die Einheitsvektoren der Felder und $\omega^2 = \omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2 = (e/m)^2 B^2$ die Zyklotron-Frequenz.

Der Einfluß des magnetischen Felds auf die Driftbewegung wird durch den Term $\omega \tau$ bestimmt. Da die Zyklotron-Frequenz in einem inversen Verhältnis zur Masse des entsprechenden driftenden Teilchens steht, ist dieser Einfluß bei Ionen etwa vier Größenordnungen kleiner als bei Elektronen. Aus diesem Grund ist von einer Betrachtung des magnetischen Felds im Fall von Ionen in guter Näherung abzusehen.

Für $\omega \tau \gg 1$ wird $\mathbf{v} \parallel \mathbf{B}$. Sind darüberhinaus beide Felder orthogonal zueinander, also $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$, so gilt $\mathbf{v} \parallel (\mathbf{E} \times \mathbf{B})$.

Von besonderem Interesse für die verwendeten Driftkammern ist die Situation ohne magnetisches Feld. Dann verschwindet die Zyklotron-Frequenz und es ist $\mathbf{v} \parallel \mathbf{E}$. In diesem Fall läßt sich unter Einführung der „Beweglichkeit“ $\mu = (e/m)\tau$, welche das Verhältnis zwischen Driftgeschwindigkeit und Driftfeld wiedergibt, die Driftgeschwindigkeit in einer einfachen Weise zum elektrischen Feld in Beziehung setzen:

$$\mathbf{v} = \frac{e}{m} \tau \mathbf{E} = \mu \mathbf{E} . \quad (\text{A.3})$$

Im Rahmen eines mikroskopischen Verständnisses vollzieht sich bei jedem einzelnen Streuprozeß mit den Gasatomen eine statistische Richtungsänderung. Im Mittel wird eine konstante Driftgeschwindigkeit in der durch die herrschenden Felder vorgegebenen Richtung angenommen. Dabei ist die Driftgeschwindigkeit deutlich kleiner als die Geschwindigkeit bei den Stoßprozessen.

Für die nun folgende mikroskopische Betrachtung sei angenommen, daß das Gas eine nicht allzu hohe Dichte aufweist. Es soll die mittlere freie Weglänge deutlich größer sein als die Compton-Wellenlänge. Ansonsten käme es zu einer simultanen Wechselwirkung langsam driftender Teilchen mit mehreren Gasatomen, was eine quantenmechanische anstelle einer klassischen Behandlung erfordern würde.

Betrachtet man die Driftbewegung eines Elektrons, so kann davon ausgegangen werden, daß aufgrund der kleinen Masse die vorherige Bewegungsrichtung in einem einzigen Stoßprozeß vollständig verloren geht. Nach einer kurzen Zeit hat das Elektron zu seiner zufällig verteilten Geschwindigkeit c eine zusätzliche Geschwindigkeit v aus dem elektrischen Feld aufgenommen. Diese läßt sich als Produkt der Beschleunigung im Feld mit der mittleren, seit dem letzten Stoß vergangenen Zeit gemäß

$$v = \frac{eE}{m} \tau \quad (\text{A.4})$$

beschreiben und erscheint makroskopisch als die Driftgeschwindigkeit. Im nachfolgenden Stoß wird die aufgenommene Energie wieder abgegeben. Es stellt sich ein Gleichgewicht ein zwischen aufgenommener Feldenergie und dem Energieverlust durch Stoßvorgänge.

Unter Zuhilfenahme der auf der Driftstrecke x auftretenden Anzahl an Stößen, welche sich aus dem Quotienten von Driftdauer x/v und der mittleren Zeit zwischen Stößen¹ τ zu $n = (x/v)(1/\tau)$ ergibt, läßt sich mit dem mittleren Anteil des Energieverlusts pro Stoß λ die Energiebilanz im Gleichgewicht schreiben als

$$\frac{x}{v\tau} \lambda \epsilon_E = e E x \quad . \quad (\text{A.5})$$

ϵ_E bezeichnet die Energie im Gleichgewicht, die jenen Anteil enthalten soll, welcher aus dem elektrischen Feld aufgenommen wird.

Während die charakteristische Zeit τ im Rahmen der Bewegungsgleichung mit Reibungsterm unbegründet bleibt, ermöglicht dieser mikroskopische Ansatz eine sinnvolle Interpretation. Nach Gleichung A.4 kann τ als mittlere Zeit zwischen Stößen des Elektrons mit den Gasatomen verstanden werden.

Für den Fall der beim Stoß vorliegenden Geschwindigkeit c läßt sich die charakteristische Zeit mit Hilfe des entsprechenden Querschnitts σ und der Dichte der Gasatome N ausdrücken:

$$\frac{1}{\tau} = N \sigma c \quad . \quad (\text{A.6})$$

Für den Zusammenhang der eingeführten Energien zur Gesamtenergie ϵ eines driftenden Elektrons gilt $\frac{1}{2}mc^2 = \epsilon = \epsilon_E + \frac{3}{2}kT$.

Aus diesen Gleichungen ergibt sich für den Fall von driftenden Elektronen, welche meist durch $\epsilon_E \gg (3/2)kT$ gekennzeichnet sind, unter Vernachlässigung der thermischen Bewegung die folgenden Gleichgewichts-Geschwindigkeiten:

$$v^2 = \frac{eE}{mN\sigma} \sqrt{\frac{\lambda}{2}} \quad (\text{A.7})$$

$$c^2 = \frac{eE}{mN\sigma} \sqrt{\frac{2}{\lambda}} \quad . \quad (\text{A.8})$$

Aus diesen funktionalen Abhängigkeiten läßt sich ein tieferes Verständnis der auftretenden Geschwindigkeiten gewinnen. Dies findet seine Begründung in der Zurückführung dieser Geschwindigkeiten auf den Stoßquerschnitt σ und den relativen Energieverlust in einem einzelnen Stoß λ . Beide sind hochgradig von der Gesamtenergie abhängig. Für $\lambda \rightarrow 0$ ergibt sich eine ebenfalls verschwindende Driftgeschwindigkeit. Ist die Gesamtenergie ϵ zu klein für eine atomare Anregung, so liegt ein elastischer Stoßprozeß vor. Dann ist λ näherungsweise durch das Doppelte des Massenverhältnisses der Stoßpartner gegeben, und infolgedessen etwa 10^{-4} für Elektronen.

Interessanterweise ergibt sich der Quotient der beiden Geschwindigkeiten zu $u^2/c^2 = \lambda/2$ und ist damit lediglich vom relativen Energieverlust in einem einzelnen Stoß abhängig. Eine direkte Feldabhängigkeit ist nicht gegeben.

¹Die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen entspricht der mittleren Zeit, welche seit dem letzten Stoß vergangen ist. Dies hat seinen Grund im vollständigen Informationsverlust bezüglich der Bewegungsrichtung, wie er in einem einzigen Stoßereignis auftritt und nur über die mittlere Rate $1/\tau$ charakterisiert ist.

Der Nutzen dieser Rückführung auf den Stoßquerschnitt und den relativen Energieverlust zeigt sich im Verständnis des verwendeten Gemisches aus Argon und Methan.

Für beide Gase nimmt der Stoßquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ ein Minimum bei etwa 0,25 eV beziehungsweise 0,3 eV an. Diese sogenannten Ramsauer-Minima bei fast gleichen Elektronen-Energien sind Folge quantenmechanischer Vorgänge im Stoßprozeß [Ram21, AIM31]. Dieses Verhalten findet sich wieder bei Krypton und Xenon, nicht jedoch bei Helium und Neon.

Der gravierende Unterschied der beiden Gase resultiert jedoch aus der völlig andersartigen funktionalen Abhängigkeit $\lambda(\epsilon)$. Dies hat seine Ursache in den stark unterschiedlichen Mindestenergien, welche für eine Anregung der Atome erforderlich sind. So tritt eine Anregung eines Argon-Atoms erst ab etwa 11,5 eV auf, während dies bei Methan-Molekülen schon ab 0,003 eV möglich ist. Daher kommt es bei Methan schon bei viel geringeren Energien zu einem Anstieg von λ um mehrere Größenordnungen.

Es ist also aus der vorgestellten mikroskopischen Beschreibung zumindest ein grobes Verständnis für die jeweils anderen Eigenschaften einzelner Gase gegeben². Insbesondere wird am Beispiel Argon-Methan einsichtig, warum schon kleine Mengen einer anderen Gas-Komponenten die Driftgeschwindigkeit der Elektronen dramatisch zu verändern vermögen. Dies gilt vor allem für den Fall einer Beimengung von molekularen Gasen zu Edelgasen. Moleküle verfügen über Energieniveaus, welche schon durch geringe Energien angeregt werden können. Schon eine geringfügige Beimengung von Methan zu Argon von wenigen Prozent läßt den relativen Energieverlust in einem einzelnen Stoß dramatisch ansteigen. Dies bewirkt einen größeren Anteil an Elektronen mit Energien nahe des Ramsauer-Minimums, was wiederum einen kleineren Stoßquerschnitt und damit eine größere Driftgeschwindigkeit impliziert.

Der verbleibende wesentliche Parameter, welcher die Driftgeschwindigkeit von Elektronen im Gasmedium bestimmt, stellt das elektrische Feld dar. Wie ebenfalls aus obigen Bestimmungsgleichungen ersichtlich ist, kann die funktionale Abhängigkeit durch das reduzierte elektrische Feld – das ist die auf die Teilchendichte beziehungsweise den Gasdruck normierte Feldstärke – beschrieben werden. Die typische Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Feldstärke ist durch einen anfänglichen Anstieg mit der Feldstärke gekennzeichnet. Bei größeren Feldstärken kommt es – als Folge des Zusammenspiels von σ und λ – zu einer näherungsweise Konstanz, bei höchsten Feldern zu einem schwachen Abfall.

Die aus diesen Zusammenhängen resultierenden funktionalen Verläufe der elektronischen Driftgeschwindigkeiten sind in Abbildung 5.13 dargestellt. Hierbei sind die in den beiden durchgeführten Strahlzeiten verwendeten Gasmischungen Xenon/Methan und Argon/Methan berücksichtigt.

Vergleicht man das Verhalten von Elektronen mit demjenigen von Ionen, so ergeben sich einige gravierende Unterschiede, welche im wesentlichen auf der größeren Masse und der Fähigkeit zu chemischen Reaktionen beruhen. Elektronen werden im elektrischen Feld sehr schnell beschleunigt, erreichen im allgemeinen deutlich höhere Energien und befinden sich nicht im thermischen Gleichgewicht mit dem umgebenden Wärmebad. Es kommt daher häufig zu Anregungen der Gasatome, was sich in einer veränderten Beweglichkeit ausdrückt. Elektronen verlieren ferner relativ wenig Energie in den vorwiegend elastischen

²Für Gasmischungen gelten die allgemeinen Zusammenhänge: $\sigma(\epsilon) = \sum n_i \sigma_i(\epsilon)/N$ sowie $\lambda(\epsilon)\sigma(\epsilon) = \sum n_i \lambda_i(\epsilon)\sigma_i(\epsilon)/N$ und $N = \sum n_i$.

Stößen. Hierbei kommt es zu einer praktisch vollständigen Änderung der Impulsrichtung in einem Stoß.

Bei Ionen findet sich nur ein sehr kleiner Teil der aus dem Feld aufgenommenen Energie in der statistischen Bewegung wieder. Dies hat seinen Grund zum einen in einem merklichen Verlust der im Feld aufgenommenen Energie sowie der teilweise Beibehaltung der Impulsrichtung in einem Stoß. Als Folge ergibt sich, daß die ungerichtete Bewegungsenergie lediglich von thermischer Größenordnung ist und nur zu einem geringen Teil aus einer feldinduzierten Beschleunigung resultiert. Aus diesem Grunde ist die Diffusion von Ionen auch um Größenordnungen kleiner als im Fall von Elektronen.

Ebenso zeigt sich ein anderes Verhalten hinsichtlich der Beweglichkeit. Im Fall von Elektronen variiert deren ungerichtete kinetische Energie sehr stark und erreicht oftmals große Werte, so daß es zu einer Abdeckung eines Energiebereichs kommt, in welchem der Stoßquerschnitt deutlich verschiedene Werte annimmt. Daher reagiert die Beweglichkeit von Elektronen sehr empfindlich auf die vorhandenen Gegebenheiten. Hingegen weist die Beweglichkeit von Ionen eine eher schwache Variation auf. Typische Werte liegen bei $\mu \sim 10^4 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ für Elektronen und $\mu \sim 1 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ für Ionen.

Ferner ergibt sich für Elektronen eine Skalierung der Driftgeschwindigkeit mit dem elektrischen Feld gemäß $v \sim \sqrt{E}$. Für Ionen ist diese Abhängigkeit $v \sim E$ für schwache Felder und $v \sim \sqrt{E}$ für starke Felder, wobei sich diese Unterscheidung auf den Vergleich der zwischen zwei Stößen aufgenommenen Energie mit der thermischen bezieht.

Die Ionensorte, welche den Transport der positiven Ladung zu den Kathodenstrukturen übernimmt, ist jene mit dem niedrigsten Ionisationspotential. Die anderen Ionen, beispielsweise die im Ladungsvervielfachungs-Prozeß erzeugten, geben in den Stoßprozessen mit den Gasatomen ihre Ladung an die Ionen mit niedrigerem Ionisationspotential ab. Dies ist ein Grund für die Notwendigkeit einer hochgradigen Kontrolle aller gasartigen Bestandteile, wenn die Dripteigenschaften der Ionen von Bedeutung sind.

Eine vollständige mikroskopische Theorie überwindet die den bisherigen Darstellungen zugrundeliegende Annahme einer einzigen charakteristischen Geschwindigkeit c . Anstelle dessen erfolgt die realistischere Annahme einer Geschwindigkeitsverteilung. Diese bestimmt sich durch den funktionalen Zusammenhang zwischen σ beziehungsweise λ und der Stoßgeschwindigkeit. Eine kurze Skizzierung wichtiger Ergebnisse findet sich in [BIR93].

Anhang B

Gemessene Energieauflösungen und Driftgeschwindigkeiten

Während der Experimente am Gasjet-Target des ESR sowie insbesondere in den Untersuchungen in einer Laborumgebung wurde auf unterschiedliche Gasmischungen für die Driftdetektoren zurückgegriffen. Hierbei stand eine hohe Nachweiseffizienz für Photonen im Bereich (50 – 150) keV im Vordergrund, weswegen alle verwendeten Gasmischungen auf schwere Edelgase unter hohem Druck beruhen. Eine Variation erfolgte jedoch durch die Wahl des Quennergases sowie dessen prozentualen Anteils. Die Ergebnisse hinsichtlich Energieauflösung sowie Driftgeschwindigkeit der wesentlichen Gasmischungen finden sich in Tabelle B.1 zusammengetragen.

Die erste Messung (^a) erfolgte mit einem älteren Driftdetektor, welcher einen Anodendrahtdurchmesser von 20 μm aufwies. Alle anderen Messwerte wurden mit den neuen Driftdetektoren erzielt, welche über eine Drahtdicke von lediglich 10 μm verfügen. Auffallend ist die signifikant höhere Energieauflösung bei Verwendung einer größeren Anodendrahtdicke.

Die mit (^b) gekennzeichneten Resultate stammen aus dem Experiment mit dem Kristallspektrometer am Gasjet-Target des ESR (Kapitel 6) begleitenden Kontrollmessungen mit radioaktiven Quellen.

(^c) bezeichnet das Ergebnis der Untersuchungen, welche auf der Verwendung eines ternären Gasgemisches aus Xe:Ar:CH₄ mit zwei unterschiedlichen Edelgasen beruhen.

Den Abschluß der Zusammenstellung bildet die mit (^d) markierte Gasmischung, welche im Experiment mit der Absorptionskanten-Technik am Gasjet-Target des ESR (Kapitel 7) Anwendung fand.

Xe [%]	Ar [%]	CH ₄ [%]	CO ₂ [%]	Druck [bar]	Dichte [$\frac{\text{mol}}{\text{l}}$]	U _G [kV]	U _D [kV]	ΔE [%]	v _D [$\frac{\text{cm}}{\mu\text{s}}$]
95 ±2 ^a		5 ±2		14,26 ±0,10	0,575 ±0,002	3,25 ±0,01	8,0 ±0,1	26 ±4	
95 ±1		5 ±1		18,94 ±0,10	0,749 ±0,003	2,70 ±0,01	13,1 ±0,1		2,098 ±0,058
95 ±1 ^b		5 ±1		20,38 ±0,03	0,791 ±0,003	3,20 ±0,01	13,0 ±0,1	52 ±8	
95 ±1 ^b		5 ±1		20,38 ±0,03	0,791 ±0,003	3,20 ±0,01	11,0 ±0,1	48 ±9	
95 ±1		5 ±1		17,08 ±0,10	0,672 ±0,006	2,80 ±0,01	11,0 ±0,1	47 ±5	1,861 ±0,046
95 ±1		5 ±1		14,23 ±0,30	0,570 ±0,002	2,50 ±0,01	12,0 ±0,1	37 ±3	1,885 ±0,013
95 ±1		5 ±1		11,25 ±0,05	0,447 ±0,007	2,15 ±0,01	12,0 ±0,1	42 ±3	
89,6 ±0,5		10,4 ±0,5		20,08 ±0,03	0,801 ±0,003	3,30 ±0,01	12,0 ±0,1	48 ±7	1,518 ±0,011
83,1 ±0,7		16,9 ±0,7		20,10 ±0,03	0,809 ±0,004	3,40 ±0,01	12,0 ±0,1	37 ±5	1,207 ±0,009
67,4 ±0,7 ^c	19,7 ±0,4	12,9 ±0,6		20,07 ±0,03	0,809 ±0,003	3,40 ±0,01	12,0 ±0,1	59 ±3	1,668 ±0,012
52,9 ±0,6 ^c	37,0 ±0,6	10,1 ±0,5		25,42 ±0,03	1,031 ±0,003	3,60 ±0,01	12,0 ±0,1	65 ±11	1,555 ±0,019
98,8 ±0,1			1,2 ±0,1	19,73 ±0,03	0,806 ±0,005	3,25 ±0,01	12,0 ±0,1	78 ±10	0,746 ±0,007
97,0 ±0,1			3,0 ±0,1	19,91 ±0,03	0,797 ±0,005	3,30 ±0,01	12,0 ±0,1	73 ±4	0,544 ±0,019
95,1 ±0,1			5,0 ±0,1	20,33 ±0,03	0,814 ±0,006	3,50 ±0,01	12,0 ±0,1	65 ±8	0,266 ±0,006
91,1 ±0,2		4,1 ±0,2	4,7 ±0,1	21,17 ±0,03	0,849 ±0,005	3,75 ±0,01	12,0 ±0,1	80 ±9	0,144 ±0,004
94,5 ±0,6		2,6 ±0,1	2,9 ±0,1	21,08 ±0,03	0,845 ±0,005	3,58 ±0,01	12,0 ±0,1	74 ±4	0,433 ±0,010
98,1 ±0,6		0,9 ±0,1	1,0 ±0,1	21,18 ±0,03	0,851 ±0,006	3,35 ±0,01	12,0 ±0,1	77 ±5	0,868 ±0,008
^d	90,000 ±0,001	10,000 ±0,001		25,53 ±0,03	1,027 ±0,004	3,00 ±0,01	11,1 ±0,1	31 ±4	5,12 ±0,15

Tabelle B.1. Übersicht über die Energieauflösungen (FWHM bei 30 keV) sowie die Driftgeschwindigkeiten der verwendeten Gasmischungen.

Anhang C

Herleitung des Ionenstrahl-Versatzes

Der Versatz des Ionenstrahls, wie er im Experiment zur Absorptionskanten-Technik nachgewiesen wurde, läßt sich aus dem Abstand d eines Detektors vom Emissionsvolumen, dem horizontalen Neigungswinkel des Strahls α , dem vermessenen Beobachtungswinkel Θ_M sowie dem aus der Monte-Carlo Simulation ermittelten Winkel Θ bestimmen. Dies gilt für von 90° abweichende Beobachtungswinkel und soll im folgenden am Beispiel eines Detektors auf der Außenseite des ESR gezeigt werden. Aus der resultierenden Bestimmungsgleichung folgt dann ebenfalls der Versatz des Ionenstrahls für den Fall einer Beobachtung auf der Ringinnenseite des ESR.

Die zugrundeliegende Geometrie wurde bereits in Abbildung 7.18 dargestellt. Die dort eingeführten Größen sollen auch im folgenden verwendet werden. Hierbei bezeichnet x den gesuchten horizontalen Versatz des Ionenstrahls. Für den in der Abbildung auftretenden Winkel Θ'_M gilt $\Theta'_M = 180^\circ - \Theta_M$. Ebenso gilt die Beziehung $\Theta' = 180^\circ - \Theta$. Im Gegensatz zum theoretischen Abstand des Detektors d ist a der Abstand zum versetzten Emissionsvolumen.

Für den gesuchten Versatz gilt zunächst die Gleichung

$$x = y - a \cdot \sin(\Theta' - \alpha) \quad . \quad (\text{C.1})$$

Die hierbei auftretende Größe y ergibt sich aus

$$y = d \cdot \sin(\Theta'_M) \quad . \quad (\text{C.2})$$

Ferner errechnet sich a mit $c = d \cdot \cos(\Theta'_M)$ gemäß

$$a = \frac{c}{\cos(\Theta' - \alpha)} = \frac{d \cdot \cos(\Theta'_M)}{\cos(\Theta' - \alpha)} \quad . \quad (\text{C.3})$$

Setzt man diese beiden Gleichungen für y und a in die Bestimmungsgleichung für den Versatz des Ionenstrahls x ein, so folgt mittels der Substitutionen $\Theta'_M = 180^\circ - \Theta_M$ und $\Theta' = 180^\circ - \Theta$ als Resultat

$$x = + d \cdot \cos(180^\circ - \Theta_M) \cdot \left[\tan(180^\circ - \Theta_M) - \tan(180^\circ - \Theta - \alpha) \right] \quad . \quad (\text{C.4})$$

Für den Fall eines Beobachtungswinkels innerhalb des ESR ergibt sich entsprechend

$$x = - d \cdot \cos(180^\circ - \Theta_M) \cdot \left[\tan(180^\circ - \Theta_M) - \tan(180^\circ - \Theta + \alpha) \right] \quad . \quad (\text{C.5})$$

Literaturverzeichnis

- [ADLink] ADLink Technology Inc., *PCI-7200 – PCI-Bus 32 Digital I/O Manual*
- [AlK67] G.D. Alkhazov, A.P. Komar, A.A. Vorobev, *Nucl. Instr. Meth.* **48**, 1 (1967)
- [AlM31] W.P. Allis, P.M. Morse, *Z. Phys.* **70**, 567 (1931)
- [BaB98] E. Badura et. al., GSI Annual Report 1997, 181 (1998)
- [Bad] E. Badura, *Schaltplan und Layout FADC Hybride*, Universität Siegen
- [BaC72] W. Bambynek, B. Crasemann, R.W. Fink, H.U. Freund, H. Mark, C.D. Swift, R.E. Price, P.V. Rao, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 716 (1972)
- [Bam74] W. Bambynek, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 853 (1974)
- [Bea60] A.J. Bearden, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 240 (1960)
- [BeM97] T. Beier, P.J. Mohr, H. Persson, G. Plunien, M. Greiner, G. Soff, *Phys. Lett. A* **236**, 329 (1997)
- [Bei00] T. Beier, *private Mitteilung* (2000)
- [BeO98] P. Beiersdorfer, A.L. Osterheld, J.H. Scofield, J.R. Crespo Lopez-Urrutia, K. Widmann, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3022 (1998)
- [Bet47] H.A. Bethe, *Phys. Rev.* **72**, 339 (1947)
- [Bet72] H.-D. Betz, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 465 (1972)
- [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. Moshhammer, K. Beckert, H. Eickhoff, B. Franzke, A. Gruber, F. Nolden, P. Spädtke, M. Steck, *J. Phys. B* **26**, 1557 (1993)
- [BeL94] H.F. Beyer, D. Liesen, F. Bosch, K.D. Finlayson, M. Jung, O. Klepper, R. Moshhammer, K. Beckert, F. Nolden, H. Eickhoff, B. Franzke, M. Steck, *Phys. Lett. A* **184**, 435 (1994)
- [Bey95] H.F. Beyer, X-ray spectroscopy of highly charged ions in a storage ring, in *Physics with Multiply Charged Ions*, Editor: D. Liesen, Plenum Press, New York, 31 (1995)

- [Bey95b] H.F. Beyer, IEEE Trans. Instr. Meas. **44**, 510 (1995)
- [BeM95] H.F. Beyer, G. Menzel, D. Liesen, A. Gallus, F. Bosch, R. Deslattes, P. Indelicato, Th. Stöhlker, O. Klepper, R. Moshhammer, F. Nolden, H. Eickhoff, B. Franzke, M. Steck, Z. Phys. D **35**, 169 (1995)
- [Bey97] H.F. Beyer, Nucl. Instr. Meth. A **400**, 137 (1997)
- [BeB99] H.F. Beyer et al., GSI Annual Report 1999, 209 (1999)
- [BeB01] H.F. Beyer et al., *Progress in the Optimization of the FOCAL Crystal Spectrometer*, GSI Annual Report 2000, <http://www.gsi.de/annrep>
- [Bey01] H.F. Beyer, *private Mitteilung* (2001)
- [BLE98] A. Bleile, P. Egelhof, H.-J. Kluge, U. Liebisch, D. McCammon, H.J. Meier, O. Sebastián, C.K. Stahle, M. Weber, GSI Annual Report 1998, 180 (1999)
- [BIR93] W. Blum, L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer Verlag (1993)
- [Bos89] F. Bosch, Nucl. Instr. Meth. B **52**, 945 (1989)
- [Bos93] F. Bosch, in: *The Physics of Electronic and Atomic Collisions*, AIP Conference Proc. 295, Editoren: T. Andersen, B. Fastrup, F. Folkmann, H. Knudsen and N. Andersen, New York 1993, S. 3
- [BrI89] J.P. Briand, P. Indelicato, A. Simionovici, V. San Vicente, D. Liesen, D. Dietrich, Europhys. Lett. **9**, 225 (1989)
- [BrC90] J.P. Briand, P. Chevallier, P. Indelicato, K.P. Ziock, D.D. Dietrich, Phys. Rev. Lett. **65**, 2761 (1990)
- [BrH79] F. Brown, N. Hadley, P. Miller, M. Pettersen, D. Phan, G. Przybylski, P. Rohrich, *List of poisoning times for materials tested in the materials test chamber*, LBL Berkeley note TPC-LBL-79-8 (unpublished) (1979)
- [Bud67] G.I. Budker, Part. Accel. **7**, 167 (1967)
- [Deh91] H. Dehmelt, Physica Scripta **T34**, 47 (1991)
- [Die56] W. Diethorn, USAEC Report NY06628 (1956); also doctoral dissertation, Carnegie Inst. of Technology (1956)
- [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. Meth. A **370**, 263 (1996)
- [Eic95a] J. Eichler, A. Ichihara und T. Shirai, Phys. Rev. A **51**, 3027 (1995)

- [EiM95] J. Eichler und W.E. Meyerhof, *Relativistic Atomic Collisions*, Academic Press, San Diego (1995)
- [EnH53] W.N. English, G.C. Hanna, *Can. J. Phys.* **31**, 768 (1953)
- [Fan46] U. Fano, *Phys. Rev.* **70**, 44 (1946)
- [Fan47] U. Fano, *Phys. Rev.* **72**, 26 (1947)
- [FöH96] 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)
- [FrS91] T. Franosch, G. Soff, *Z. Phys. D* **18**, 219 (1991)
- [Fra87] B. Franzke, *Nucl. Instr. Meth. B* **24/25**, 18 (1987)
- [Fra88] B. Franzke, *Physica Scripta* T**22**, 41 (1988)
- [Fra01] B. Franzke, *private Mitteilung* (2001)
- [Gal97] A. Gallus, Dissertation, Universität Heidelberg (1997)
- [Gou93] H. Gould, *Physica Scripta* T **46**, 61 (1993)
- [Gru89] A. Gruber, W. Bourgeois, B. Franzke, A. Kritzer und C. Treffert, *Nucl. Instr. Meth. A* **282**, 87 (1989)
- [Grü57] A.E. Grün, *Z. Naturforschung* **12a**, 93 (1957)
- [Gru96] A. Gruber, Dissertation, Universität Frankfurt (1996)
- [Hei54] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, Clarendon Press, (1954)
- [Hel88] E. Hell, Dissertation, Universität Siegen (1988)
- [Ich94] A. Ichihara, T. Shirai und J. Eichler, *Phys. Rev. A* **49**, 1875 (1994)
- [Ich96] A. Ichihara, T. Shirai und J. Eichler, *Phys. Rev. A* **54**, 4954 (1996)
- [JaV74] C.W. de Jager, H. de Vries, C. de Vries, *At. Data Nucl. Data Tables* **14**, 479 (1974)
- [JoS85] W.R. Johnson, G. Soff, *At. Data Nucl. Data Tables* **33**, 405 (1985)
- [Kos20] W. Kossel, *Z. Physik* **1**, 119 (1920)

- [KrE98] A. Krämer, S.R. Elliott, R.E. Marrs, J.H. Scofield, Th. Stöhlker, *Hyperfine Interactions* **115**, 215 (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, *Nucl. Instr. Meth. B* **146**, 57 (1998)
- [Krä00] A. Krämer, Dissertation, Universität Frankfurt (2000)
- [KrK01] A. Krämer, A. Kritzer, H. Reich, Th. Stöhlker, *Nucl. Instr. Meth. B* **174**, 205 (2001)
- [Lam47] W.E. Lamb, R.C. Retherford, *Phys. Rev.* **72**, 241 (1947)
- [Lam50] W.E. Lamb, R.C. Retherford, *Phys. Rev.* **79**, 549 (1950)
- [Lam51] W.E. Lamb, R.C. Retherford, *Phys. Rev.* **81**, 222 (1951)
- [Lam52a] W.E. Lamb, *Phys. Rev.* **85**, 259 (1952)
- [Lam52b] W.E. Lamb, R.C. Retherford, *Phys. Rev.* **86**, 1014 (1952)
- [LeM89] I. Lehraus, R. Matthewson, W. Tejessy, *Materials test facility for the ALEPH TPC*, CERN Note EF 89-8, auch als ALEPH 89-89 (unpublished) (1989)
- [Leo94] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag (1994)
- [LuD94] J.H. Lupton, D.D. Dietrich, C.J. Hailey, R.E. Stewart, K.P. Ziock, *Phys. Rev. A* **50**, 2150 (1994)
- [Lum81] G.K. Lum, C.E. Wiegand, E.G. Kessler, R.D. Deslattes, L. Jacobs, W. Schwitz, R. Seki, *Phys. Rev. D* **23**, 2522 (1981)
- [MaM75] D.H. Madison, E. Merzbacher, *Atomic Inner-Shell Processes*, Editor: B. Craseman, Academic Press, London (1975)
- [MeE97] H.J. Meier, P. Egelhof, W. Henning, A. v. Kienlin, G. Kraus, A. Weinbach, *Nucl. Phys. A* **626**, 451c (1997)
- [Men98] G. Menzel, Dissertation, Universität Heidelberg (1998)
- [MeG] Messer Griesheim, *Datenblatt Oxysorb Gasreinigungspatrone*, Nr. 79240225
- [Moh92] P. Mohr, *Phys. Rev. A* **46**, 4421 (1992)
- [Moh93] P. Mohr, *Physica Scripta* **T46**, 44 (1993)
- [Moh96] P. Mohr, *Atomic Molecular and Optical Physics Handbook*, Editor: G.W.F. Drake, AIP, Woodbury, New York, 341 (1996)

- [MoH84] P.H. Mokler, D.H.H. Hoffmann, W.A. Schönfeld, D. Maor, W.E. Meyerhof und Z. Stachura, Nucl. Instr. Meth. B **4**, 34 (1984)
- [Mok89] P.H. Mokler, S. Reusch, Th. Stöhlker, R. Schuch, M. Schulz, G. Wintermeyer, Z. Stachura, A. Warczak, A. Müller, Y. Awaya und T. Kambara, *Radiation Effects and Defects in Solids*, Vol. 110, 39 (1989)
- [MoS95] P.H. Mokler, Th. Stöhlker, R.W. Dunford, A. Gallus, T. Kandler, G. Menzel, H.-T. Prinz, P. Rymuza, Z. Stachura, P. Swiat und A. Warczak, Z. Phys. D **35**, 77 (1995)
- [MuR88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger, *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin (1988)
- [Neu93] E. Neuser, Diplomarbeit, Universität Siegen (1993)
- [Pas38] S. Pasternack, Phys. Rev. **54**, 1113 (1938)
- [PeS84] A. Peisert, F. Sauli, *Drift and Diffusion of Electrons in Gases: A Compilation*, CERN 84-08, Geneva (1984)
- [PeS97] H. Persson, S. Salomonson, P. Sunnergren, I. Lindgren, M.G.H. Gustavsson, *Hyperfine Interactions* **108**, 3 (1997)
- [PlM91] G. Plunien, B. Müller, W. Greiner, G. Soff, Phys. Rev. A **43**, 5853 (1991)
- [Pot90] H. Poth, Phys. Rep. **196**, 135 (1990)
- [Ram21] C. Ramsauer, Ann. Physik **66**, 546 (1921)
- [RiB34] F.K. Richtmyer, S.W. Barnes, E. Ramberg, Phys. Rev. **46**, 843 (1934)
- [RoK41] M.E. Rose, S.A. Korff, Phys. Rev. **59**, 850 (1941)
- [Sal52] E.E. Salpeter, Phys. Rev. **87**, 328 (1952)
- [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)
- [ScS98] C. Scheidenberger, Th. Stöhlker, H. Geissel, W.E. Meyerhof, P.H. Mokler, B. Blank, Nucl. Instr. Meth. B **142**, 441 (1998)
- [Sch94] S.S. Schweber, *QED and the Men Who Made it: Dyson, Feynman, Schwinger, Tomonaga*, Princeton University Press, Princeton, (1994)
- [Sch49] J. Schwinger, Phys. Rev. **75**, 651 (1949)
- [ScM73] R.W. Schmieder, R. Marrus, Nucl. Instr. Meth. **110**, 459 (1973)
- [Sch74] R.W. Schmieder, Rev. Sci. Instr. **45**, 687 (1974)

- [ScM82] R.W. Schmieder, R. Marrus, Nucl. Instr. Meth. **202**, 343 (1982)
- [SoB98] G. Soff, T. Beier, M. Greiner, H. Persson, G. Plunien, Adv. Quant Chem. **20** 125 (1998)
- [Sof00] G. Soff, in: *Beyond QED From The Atomic Binding Energy*, APAC Conference 2000
- [StB97] M. Steck, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, O. Klepper, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt, P. Spädtke, T. Winkler, Nucl. Phys. A **626**, 495c (1997)
- [Ste01] M. Steck, *private Mitteilung* (2001)
- [Ste74] E.A. Stern, Phys. Rev. B **10**, 3027 (1974)
- [Sti97] R. Stiehler, *Kurzdokumentation der FADC-Auslese mit einer optogekoppelten Standard-I/O-PC-Karte*, Universität Siegen (1997)
- [Sto30] M. Stobbe, Ann. Physik **7**, 661 (1930)
- [StG91] Th. Stöhlker, H. Geissel, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, G. Münzenberg, T. Schwab, H. Stelzer, K. Sümmerer, Nucl. Instr. Meth. B **61**, 408 (1991)
- [StM92] Th. Stöhlker, P.H. Mokler, H. Geissel, R. Moshhammer, P. Rymuza, E.M.H. Bernstein, C.L. Cocke, C. Kozhuharov, G. Münzenberg, F. Nickel, C. Scheidenberger, Z. Stachura, J. Ullrich, A. Warczak, Phys. Lett. A **168**, 285 (1992)
- [StM93a] Th. Stöhlker, P.H. Mokler, H. Geissel, R. Moshhammer, P. Rymuza, E.M. Bernstein, C.L. Cocke, C. Kozhuharov, G. Münzenberg, F. Nickel, C. Scheidenberger, Z. Stachura, J. Ullrich, A. Warczak, GSI Annual Report **168**, 285 (1993)
- [Stö93b] Th. Stöhlker, P.H. Mokler, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, M. Jung, T. Kandler, O. Klepper, C. Kozhuharov, R. Moshhammer, 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. Moshhammer, 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)
- [Stö95a] Th. Stöhlker, GSI Annual Report **05-95**, 4 (1995)
- [Stö96] Th. Stöhlker, Physikalische Blätter **52**, 42 (1996)
- [StK97] Th. Stöhlker, A. Krämer, S.R. Elliott, R.E. Marrs, J.H. Scofield, Phys. Rev. A **56**, 2819 (1997)

- [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 und A. Warczak, *Hyperfine Interactions* **108**, 29 (1997)
- [Stö98] Th. Stöhlker, Habilitationsschrift, Universität Frankfurt (1998)
- [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 und T. Winkler, *Phys. Rev. A* **58**, 2043 (1998)
- [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, M. Steck, *GSI Annual Report 1997*, 99 (1998)
- [Stö99b] Th. Stöhlker, H.F. Beyer, C. Kozhuharov, T. Ludziejewski, X. Ma, *GSI Annual Report 1999*, 206 (2000)
- [Stö00] Th. Stöhlker, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3109 (2000)
- [Str00] C. Strietzel, Dissertation, Universität Siegen (2000)
- [Str00a] C. Strietzel, *private Mitteilung* (2000)
- [Tsc00] J. Tschischgale, Dissertation, Universität Jena (2000)
- [Ueh35] E.A. Uehling, *Phys. Rev.* **48**, 55 (1935)
- [Wal71] A.H. Walenta, J. Heintze, B. Schürlein, *Nucl. Instr. Meth.* **92**, 373 (1971)
- [WiK56] E.H. Wichman, N.M. Kroll, *Phys. Rev.* **101**, 843 (1956)
- [WiB97] T. Winkler, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, F. Nolden, H. Reich, B. Schlitt, M. Steck, *Nucl. Phys. A* **626**, 485c (1997)
- [XCOM] NIST National Institute of Standards and Technology, XCOM: Photon Cross Sections Database, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [XRAY] NIST National Institute of Standards and Technology: Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html>
- [ZuS84] J.D. Zumbro, E.B. Shera, Y. Tanaka, C.E. Bemis Jr., R.A. Naumann, M.V. Hoehn, W. Reuter, R.M. Steffen, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1888 (1984)

Danksagung

Abschließend möchte ich all jenen danken, welche zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Zunächst gilt mein besonderer Dank meinem direkten Betreuer Prof. Dieter Liesen an der GSI Darmstadt. Seine Erfahrungen im Bereich der Schwerionenphysik vermittelten mir einen tieferen Einblick auf diesem äußerst spannenden Gebiet. In ihm fand ich einen Ansprechpartner, durch den ich sowohl bei fachlichen als auch bei organisatorischen Fragen eine außerordentliche Unterstützung erfuhr. Seine hilfsbereite sowie verständnisvolle Persönlichkeit haben mich die letzten Jahre in einer angenehmen und menschlichen Arbeitsatmosphäre verbringen lassen.

Desweiteren möchte ich Herrn Prof. A.H. Walenta danken für die Betreuung meiner Arbeit an der Universität Siegen. Ohne den wissenschaftlichen sowie technischen Beitrag seiner Arbeitsgruppe wäre die Entwicklung der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten ortsauflösenden Driftdetektoren nicht möglich gewesen. Erst durch diese konnten die mit den neuen Techniken zur Messung der $1s$ -Lambverschiebung von wasserstoffähnlichen Schwerionen vorgestellten Experimente am Gasjet-Target des ESR durchgeführt werden.

Besonderer Dank gilt Dr. Carsten Strietzel, welcher das zugrundeliegende Detektorkonzept in funktionsfähige Nachweisysteme verwandelte. Weiterhin kam ihm eine Schlüsselrolle als Ansprechpartner in allen Fragen rund um Driftkammern zu. Schließlich war seine Anwesenheit für das Gelingen der durchgeführten Strahlzeiten von großer Bedeutung.

Mein Dank gilt in diesem Zusammenhang auch Dr. Guido Menzel, dessen Vorarbeiten für die Experimente von grundlegender Bedeutung waren. Nicht zuletzt wäre das Auslesesystem in der heutigen Form ohne seinen Beitrag nicht möglich gewesen.

Danken möchte ich auch Herrn Dr. H.J. Besch für sein Detailwissen hinsichtlich Driftdetektoren. Ebenso Frau Voss für ihre Hilfsbereitschaft bezüglich organisatorischer und formaler Fragen rund um die Universität Siegen. Herrn Prof. Dahmen möchte ich danken für sein Interesse an meiner Arbeit.

Da die Durchführung dieser Arbeit vornehmlich an der GSI Darmstadt stattfand, gilt mein besonderer Dank der dortigen Atomphysik, welche für mich mehr als eine bloße Arbeitsstätte war:

Bedanken möchte ich mich bei meinem Zimmerkollegen Dipl.-Phys. Sven Toleikis für seine langjährige Unterstützung sowie seine geduldige Hilfsbereitschaft bei allen Fragen hinsichtlich den Herausforderungen zeitgenössischer Systeme der Informationsverarbeitung.

Von Herrn Dr. Heinrich Beyer, dem Spezialisten für Röntgenoptik, konnte ich nicht nur sehr viel über das Kristallspektrometer lernen, sondern hatte auch einen sehr angenehmen und hilfsbereiten Kollegen.

Dr. Thomas Stöhlker gilt mein Dank nicht nur für seine wertvolle Unterstützung bei den Experimenten am ESR, sondern auch für seinen großen Beitrag zu einer angenehmen Arbeitsatmosphäre.

Dr. C. Kozhuharov danke ich für sein Engagement bezüglich der vorhandenen Rechnerstrukturen und die vielen Einsichten in die Verwendung elektronischer Komponenten.

Erwähnt sei ferner Herr Dr. Thomas Beier, welcher die Experimente zur Quantenelektrodynamik an hochgeladenen Schwerionen an der GSI von theoretischer Seite begleitet.

Danken möchte ich auch allen, die in den langen Nächten der Strahlzeiten ausharrten: V. Bartoldus, A. Gumberidze, A. Krämer, J. Lawall, T. Ludziejewski, X. Ma, B. Manil und A. Simionovici.

Herrn O. Klepper möchte ich für die Bereitstellung der erforderlichen Umladezähler am ESR danken.

Zu erwähnen ist selbstverständlich Herr Prof. F. Bosch, welcher eine allgegenwärtige Stütze bei ESR-Experimenten ist. Darüberhinaus trug sein interdisziplinäres Wesen nicht unwesentlich zur Erweiterung meines Weltbilds bei.

Dem Leiter der Atomphysik der GSI Darmstadt, Herrn Prof. H.-J. Kluge, möchte ich danken für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe sowie für seinen Einsatz für die Atomphysik.

Ebenso gilt mein Dank Herrn Prof. P. Mokler für sein Engagement.

Von zentraler Bedeutung für diese Arbeit sind derjenigen, welche durch ihren Sachverstand funktionsfähige Lösungen für alle mechanischen und elektronischen Herausforderungen physikalischer Experimente fanden: Axel Bardonnier, Christoph Bruske, Wolfgang Enders und Heinrich Wesp.

Schließlich möchte ich allen Mitarbeitern der Atomphysik für die vielfältigen Dienste sowie das gute Betriebsklima danken. Stellvertretend sei hier Stefanie Lüttges zu nennen.

Darüberhinaus gilt mein Dank auch der gesamten Mannschaft des Beschleuniger- und ESR-Bereichs, welche den eigentlichen Untersuchungsgegenstand dieser Arbeit – hochgeladene schwerste Ionen – erst zur Verfügung stellten. Hier sei stellvertretend Herr Dr. M. Steck erwähnt, welcher für die sehr guten Bedingungen am ESR sorgte.

Dank gebührt auch der Arbeitsgruppe Förster der Universität Jena für ihre Arbeit zur Biegung und Charakterisierung des Silizium-Kristalls für das Kristallspektrometer. Dieser gilt vor allem Herrn Dr. Jörg Tschischgale, der die Experimente mit diesem Spektrometer vor Ort begleitete.

Dank sei auch Herrn Dr. Gerhard Kirchner für seine konstruktiven Ratschläge nicht nur bei wissenschaftlichen Fragen.

Dr. Heribert Winnefeld sei gedankt für einen fruchtbaren physikalischen und philosophischen Gedankenaustausch.

Schließlich gilt mein Dank Bianca für ihre Geduld und Unterstützung.

Last but not least möchte ich meinen Eltern ganz herzlich danken. Ohne sie hätte ich diesen Weg nicht gehen können.