

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Günter Weber
aus Bad Vilbel

Tag der mündlichen Prüfung: 16. 6. 2010

Untersuchung zur Anisotropie und linearen Polarisation radiativer Prozesse in energiereichen Ion-Atom-Stößen

Gutachter:

Prof. Dr. Thomas Stöhlker
Prof. Dr. Andreas Wolf

Abstract

In dieser Arbeit wurden neuartige orts-, zeit- und energieempfindliche Röntgendetektoren als Comptonpolarimeter eingesetzt, um die lineare Polarisation der am Gas-Target des Speicherrings ESR in Ion-Atom-Stößen emittierten Projektil-Röntgenstrahlung zu bestimmen. Frühere Messungen waren dagegen aufgrund des Fehlens effizienter Polarisationsdetektoren zum Großteil auf die Messung der Spektral- und Winkelverteilung beschränkt. Mit der Ly- α_1 -Strahlung ($2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$) in U^{91+} konnte erstmals die lineare Polarisation eines charakteristischen Übergangs in einem schweren System gemessen werden. Dabei gelang es, aufgrund der hohen Genauigkeit der Polarisationsmessung den depolarisierenden Effekt der als Multipole-Mixing bekannten Interferenz zwischen dem E1- und M2-Zweig des Übergangs zu identifizieren. Darüber hinaus führte die kombinierte Messung von Polarisation und Winkelverteilung der Ly- α_1 -Strahlung zu einem neuen Verfahren zur theorieunabhängigen Bestimmung des E1-M2-Amplitudenverhältnisses. Des Weiteren erfolgte in dieser Arbeit die erste Messung der Polarisation und Winkelverteilung des hochenergetischen Endes der in Ion-Atom-Stößen in inverser Kinematik auftretenden Elektron-Kern-Bremsstrahlung. Die so gewonnenen experimentellen Resultate wurden mit exakt relativistischen Rechnungen sowie im Fall der Bremsstrahlung zusätzlich mit einer semi-relativistischen Behandlung verglichen. Dabei wurde eine weitgehende Übereinstimmung festgestellt.

In the present thesis the linear polarization of radiation emitted in energetic ion-atom collisions at the ESR storage ring was measured by applying a novel type of position, timing and energy sensitive x-ray detector as a Compton polarimeter. In contrast to previous measurements, that mainly concentrate on studies of the spectral and angular distribution, the new detectors allowed the first polarization study of the Ly- α_1 radiation ($2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$) in U^{91+} . Owing to the high precision of the polarimeters applied here, the experimental results indicate a significant depolarization of the Ly- α_1 radiation caused by the interference of the E1 and M2 transition branches. Moreover, the current investigation shows that measurements of the linear polarization in combination with angular distribution studies provide a model-independent probe for the ratio of the E1 and M2 transition amplitudes and, consequently, of the corresponding transition probabilities. In addition, a first measurement of the linear polarization as well as an angular distribution study of the electron-nucleus Bremsstrahlung arising from ion-atom collisions was performed. The experimental results obtained were compared to exact relativistic calculations and, in case of the Bremsstrahlung, to a semi-relativistic treatment. In general, good agreement was found between theoretical predictions and experimental findings.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	5
2.1	Polarisationseigenschaften von Photonen	5
2.2	Radiative Prozesse in Ion-Atom-Stößen	8
2.2.1	Radiativer Elektroneneinfang	8
2.2.2	Charakteristische Übergänge	13
2.2.3	Bremsstrahlung	20
2.3	Wechselwirkungen von Photonen beim Durchgang durch Materie	24
2.3.1	Linearer Schwächungskoeffizient	24
2.3.2	Photoionisation	25
2.3.3	Compton-Effekt	27
2.3.4	Elastische Streuung	30
2.3.5	Paarbildung	32
3	Comptonpolarimetrie mit segmentierten Halbleiter-Röntgendetektoren	33
3.1	Grundlagen der Comptonpolarimetrie	33
3.2	Eingesetzte Detektoren	40
3.3	Compton-Analyse und Rekonstruktion der Polarisationseigenschaften	42
3.4	Mögliche Unsicherheiten und Fehlerquellen	50
3.5	Charakterisierung der Detektoren mittels Monte-Carlo-Simulationen	54
4	Beschleunigeranlagen der GSI	65
4.1	Der Linearbeschleuniger UNILAC	66
4.2	Das Schwerionensynchrotron SIS	66
4.3	Der Experimentierspeicherring ESR	67
4.3.1	Strahldiagnose	67
4.3.2	Elektronenkühlung	69
4.3.3	Stochastische Kühlung	72
4.3.4	Das interne Gas-Target	72
5	Experimenteller Aufbau und Durchführung	77
6	Auswertung und Diskussion	85
6.1	Untersuchung der Lyman- α_1 -Strahlung in U^{91+}	85
6.1.1	Lineare Polarisation	85
6.1.2	Winkelverteilung	96
6.1.3	Bestimmung des E1-M2-Amplitudenverhältnisses und des Alignmentparameters	99

6.2	Untersuchung des hochenergetischen Endes der Elektron-Kern-Bremsstrahlung	102
6.2.1	Lineare Polarisation	103
6.2.2	Winkelverteilung	106
6.3	Nachweiseffizienz der eingesetzten Polarimeter	110
7	Zusammenfassung und Ausblick	113
	Abbildungsverzeichnis	117
	Tabellenverzeichnis	121
	Literaturverzeichnis	123
	Anhang	131
A.1	Analyseroutine für 2D-Detektoren	132
A.2	Weitere Programme	137

Kapitel 1

Einleitung

Das Studium radiativer Prozesse in energiereichen Ion-Atom-Stößen ermöglicht detaillierte Einblicke sowohl in die Dynamik grundlegender Photon-Materie-Wechselwirkung als auch in die atomare Struktur der beteiligten Systeme. Dabei bestehen am Speicherring ESR der GSI aufgrund der Verfügbarkeit intensiver und brillanter Strahlen hochgeladener Schwerionen einzigartige experimentelle Möglichkeiten, die Ausprägung relativistischer und quantenelektrodynamischer Effekte im Bereich höchster Feldstärken zu untersuchen. Angesichts ihrer vergleichsweise einfachen und gleichzeitig fundamentalen atomaren Struktur sind dazu Messungen an schweren Ein-Elektronen-Systemen wie wasserstoffartigem Uran (U^{91+}) in besonderem Maße geeignet [1, 2].

Von großem Interesse ist dabei die Untersuchung der Emissionscharakteristik charakteristischer Übergänge, insbesondere der Lyman- α -Übergänge ($L \rightarrow K$) in den Grundzustand. Diese konnten beispielsweise mittels Präzisionsspektroskopie zur Bestimmung der 1s-Lamb-Shift in Uran genutzt werden [3]. Zudem werden sowohl die Winkelverteilung als auch die Polarisations-eigenschaften der charakteristischen Strahlung von dem Besetzungsverhältnis der magnetischen Unterzustände – des Alignments – des angeregten Niveaus bestimmt und ermöglichen somit wertvolle Einblicke in die Dynamik der zugrundeliegenden Bevölkerungsprozesse [4, 5].

Für schwere Systeme konnte jedoch kürzlich gezeigt werden, dass die Winkelverteilung der Lyman- α_1 -Strahlung zusätzlich durch Interferenzeffekte zwischen dem E1- und M2-Zweig des Übergangs stark beeinflusst wird [6]. Mit dem erstmaligen Nachweis dieses aus der Kernphysik gut bekannten sogenannten Multipole-Mixings im Bereich der Atomphysik konnten die zuvor bestehenden Abweichungen zwischen Experiment und Theorie für die Winkelverteilung der Lyman- α_1 -Strahlung in U^{91+} erklärt werden [7]. Während sich die Anisotropie aufgrund der E1-M2-Interferenz in Uran um fast 30 % erhöht, wird für den Grad der linearen Polarisation eine signifikante Reduktion vorhergesagt [8]. Dieser depolarisierende Effekt ist umso überraschender, da zumindest intuitiv von einer grundsätzlichen Äquivalenz von Winkelverteilung und Polarisation auszugehen ist. Eine experimentelle Bestätigung stand bisher noch aus.

Seit kurzem sind neuartige orts-, zeit- und energieempfindliche Halbleiter-Röntgendetektoren (2D-Detektoren) verfügbar, die als effiziente und präzise Comptonpolarimeter eingesetzt werden können [9, 10, 11, 12]. Damit kann eine Vielzahl atomarer Strahlungsprozesse nun auch im Hinblick auf ihre linearen Polarisations-eigenschaften untersucht werden, während frühere Messungen in diesem Energiebereich aufgrund des Fehlens effizienter Polarisationsdetektoren dagegen zum Großteil auf die Messung der

Spektral- und Winkelverteilung beschränkt waren. So konnte im Jahr 2006 mit einem 16-Pixel-Ge(i)-Detektor erstmals am Gas-Target des ESR die lineare Polarisation der K-REC-Strahlung vermessen werden [13].

Inzwischen sind Röntgendetektoren mit einer wesentlich höheren Granularität verfügbar. Diese bieten nun einen echten zweidimensionalen Nachweis des Detektionsortes, gepaart mit einer guten Zeit- und Energieauflösung der Ereignisse, was eine deutlich präzisere Bestimmung der Polarisations-eigenschaften von Röntgenstrahlung ermöglicht. Insbesondere steht mit einem Si(Li)-Detektor erstmals ein dediziertes Comptonpolarimeter für den Bereich mittlerer Röntgenenergien ab ca. 50 keV zur Verfügung [14, 15, 16]. An dieser Stelle setzt die vorliegende Arbeit an, indem mit der Lyman- α_1 -Strahlung in U^{91+} erstmals der lineare Polarisationsgrad in einem schweren System untersucht wird. Diese Messung ist insbesondere im Hinblick auf die vorhergesagte depolarisierende Wirkung der E1-M2-Interferenz von großem Interesse. Daneben erfolgt in dieser Arbeit die erste Messung der Polarisation des hochenergetischen Endes der am Gas-Target des ESR in inverser Kinematik auftretenden Elektron-Kern-Bremsstrahlung. Die Polarisationsmessungen werden jeweils durch eine Bestimmung der Winkelverteilungen der beiden Strahlungsarten mittels Standard-Ge(i)-Röntgendetektoren ergänzt. Die so gewonnenen experimentellen Resultate werden mit exakt relativistischen Rechnungen [17] sowie im Fall der Bremsstrahlung zusätzlich mit einer semi-relativistischen Behandlung [18] verglichen. Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut:

Zunächst werden in Kapitel 2 die grundlegenden Polarisations-eigenschaften elektromagnetischer Strahlung sowie die wichtigsten radiativen Prozesse in Ion-Atom-Stößen vorgestellt. Zusätzlich erfolgt eine Darstellung der insbesondere für die Detektion von Röntgenstrahlung relevanten Photon-Materie-Wechselwirkungen.

Die Grundlagen der für die späteren Untersuchungen zentralen Comptonpolarimetrie werden in Kapitel 3 ausführlich dargestellt. Auf eine allgemeine Einführung sowie die Diskussion einiger einfacher Polarimeterdesigns und deren Qualitätskriterien folgt die Vorstellung der in dieser Arbeit verwendeten Detektorsysteme. Danach werden die Analysealgorithmen, welche für die Identifikation von Compton-Ereignissen sowie die darauf aufbauende Rekonstruktion der Polarisations-eigenschaften nötig sind, detailliert dargestellt. Mögliche Fehlerquellen und experimentelle Unsicherheiten werden ausführlich diskutiert. Schließlich erfolgt eine Charakterisierung der Detektorsysteme mittels Monte-Carlo-Simulationen auf Basis des EGS5-Programmpakets.

In Kapitel 4 erfolgt eine Darstellung des experimentellen Umfeldes am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung. Dabei liegt der Schwerpunkt auf dem Speicherring ESR und seinem internen Gas-Target, an dem die untersuchten Messungen durchgeführt wurden.

Ein Überblick über den experimentellen Aufbau und die Durchführung der Experimente wird in Kapitel 5 gegeben. Dabei wird insbesondere die Koinzidenzmessung zwischen Röntgenphotonen und umgeladenen Ionen diskutiert, die eine Selektion von Photonen gemäß des zugrundeliegenden radiativen Prozesses ermöglicht.

Die Auswertung und Diskussion der gewonnenen Messdaten erfolgt in Kapitel 6. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der erstmaligen Messung der linearen Polarisation der Lyman- α_1 -Strahlung in wasserstoffartigem Uran, die zusammen mit der Messung der

Winkelverteilung eine theorieunabhängige Bestimmung des Besetzungsverhältnisses der magnetischen Unterzustände des angeregten $2p_{3/2}$ -Niveaus sowie des E1-M2-Amplitudenverhältnisses des charakteristischen Übergangs erlaubt. Ebenso werden Winkelverteilung und lineare Polarisierung des hochenergetischen Endes der Bremsstrahlung in energiereichen Ion-Atom-Stößen untersucht und mit den Vorhersagen zweier unterschiedlicher theoretischer Ansätze verglichen. Zusätzlich lassen sich aus den Messungen erstmals zuverlässige Daten zur Nachweiseffizienz der eingesetzten Polarimetersysteme gewinnen.

In Kapitel 7 wird schließlich ein Fazit der vorangegangenen Untersuchungen gezogen und ein kurzer Ausblick auf zukünftige Anwendungen im Bereich der Comptonpolarimetrie gegeben.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

Im Folgenden werden die physikalischen Grundlagen der in dieser Arbeit durchgeführten spektroskopischen und polarimetrischen Untersuchungen an Röntgenstrahlung dargestellt. Dabei erfolgt zunächst in Abschnitt 2.1 eine Darstellung der Polarisations-eigenschaften von Photonen. In Abschnitt 2.2 werden mit dem Radiativen Elektronenein-fang, der charakteristischen Strahlung sowie der Bremsstrahlung die wichtigsten radiativen Prozesse in Ion-Atom-Stößen vorgestellt. Abschnitt 2.3 behandelt schließlich die Wechselwirkungen sowie den Nachweis von Röntgenstrahlung in Materie.

2.1 Polarisations-eigenschaften von Photonen

Photonen sind die Quanten der elektromagnetischen Strahlung. Sie weisen einen Drehimpuls von \hbar auf und sind zudem durch ihren Impulsvektor \mathbf{k} , der die Ausbreitungsrichtung und über $\hbar\omega = \hbar c |\mathbf{k}|$ auch die Energie festlegt, sowie durch ihre Polarisations-eigenschaften vollständig charakterisiert. Letztere bestimmen die Orientierung und den zeitlichen Verlauf des senkrecht zur Ausbreitungsrichtung stehenden elektrischen Feldvektors \mathbf{E} sowie des magnetischen Feldvektors \mathbf{B} . Aufgrund der Eins-zu-Eins-Korrespondenz beider Feldvektoren wird traditionell nur der elektrische Anteil des Feldes zur Beschreibung der Strahlung benutzt. Allgemein kann eine elektromagnetische Welle durch zwei unabhängige, senkrecht zueinander stehende Komponenten des Feldvektors \mathbf{E} dargestellt werden:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = e^{i(\omega t - kz)} \begin{pmatrix} E_{x0} e^{i\Phi_x} \\ E_{y0} e^{i\Phi_y} \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

wobei die Amplituden E_{x0} und E_{y0} reel seien. Der Faktor e^{-ikz} beschreibt die Ausbreitung der Welle in z -Richtung und wird im Folgenden vernachlässigt.

Gilt für den Betrag der Phasendifferenz zwischen beiden Feldkomponenten $|\Delta| = |\Phi_x - \Phi_y| = 0$ oder π , so erhält man abhängig von dem Verhältnis der beiden Amplituden durch vektorielle Addition jede beliebige Richtung von \mathbf{E} in der x - y -Ebene. Das E-Feld schwingt entlang eines konstanten Polarisationsvektors, was als lineare Polarisation bezeichnet wird. Ist die Phasenverschiebung $|\Delta|$ dagegen ein Vielfaches von $\frac{\pi}{2}$ und sind die Beträge der Amplituden gleich, so beschreibt \mathbf{E} im zeitlichen Verlauf eine Kreisbahn. Man spricht von zirkularer Polarisation und unterscheidet abhängig von der Drehrichtung zwischen rechts- und linkszirkular polarisierter Strahlung. Diese beiden

Sonderfälle entsprechen den für Photonen möglichen Spinprojektionen ± 1 (zirkulare Polarisation), wobei sich der Wert 0 (lineare Polarisation) aus einer Linearkombination der Zustände mit $+1$ bzw. -1 ergibt. Die Superposition beider Polarisationsarten führt zum allgemeinen Fall der elliptischen Polarisation, bei der \mathbf{E} in der x - y -Ebene die sogenannte Polarisationsellipse beschreibt. Die verschiedenen Polarisationsarten der elektromagnetischen Strahlung sind in Abbildung 2.1 illustriert.

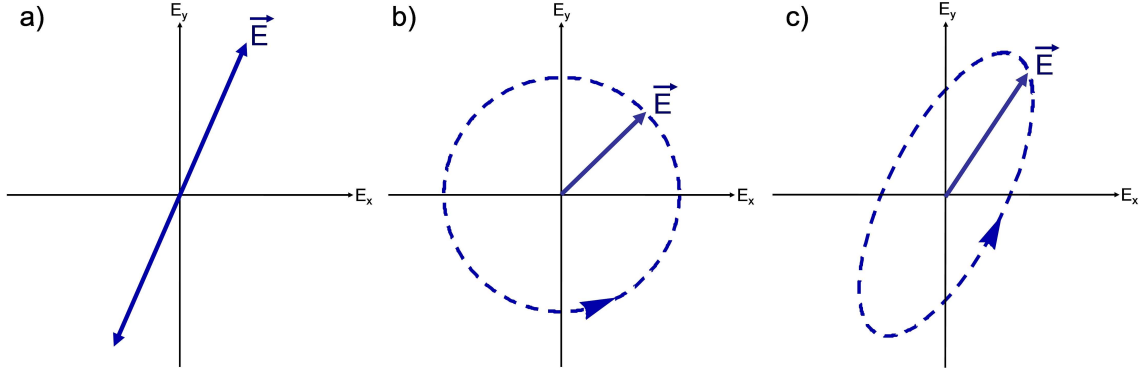


Abbildung 2.1: Illustration der Polarisationsarten elektromagnetischer Strahlung: a) lineare Polarisation, b) zirkulare Polarisation, c) elliptische Polarisation. Es ist jeweils der zeitliche Verlauf des elektrischen Feldvektors \mathbf{E} skizziert.

Für die experimentelle Charakterisierung der Polarisationsseigenschaften sind die 1852 von G. G. Stokes eingeführten Stokes-Parameter nützlich [19]. Diese ermöglichen eine vollständige Beschreibung der Polarisation durch Messung der Strahlungsintensitäten nach dem Durchgang durch verschiedene Polarisationsfilter. Die Stokes-Parameter können zum Stokes-Vektor \mathbf{P} zusammengefasst werden:

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} P_0 \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ I_{0^\circ} - I_{90^\circ} \\ I_{45^\circ} - I_{135^\circ} \\ I_R - I_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle E_{x0}^2 \rangle + \langle E_{y0}^2 \rangle \\ \langle E_{x0}^2 \rangle - \langle E_{y0}^2 \rangle \\ \langle 2E_{x0}E_{y0} \cos \Delta \rangle \\ \langle 2E_{x0}E_{y0} \sin \Delta \rangle \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

wobei I die Gesamtintensität ohne Filter bezeichnet. Die Intensität I_φ erhält man nach Durchgang durch einen Filter für linear polarisierte Strahlung, der zur vorher gewählten x -Achse um den Winkel φ gedreht ist. Dagegen wird $I_{R,L}$ nach Durchgang durch einen Filter für rechts- bzw. linkszirkular polarisierte Strahlung gemessen. Gemäß Gleichung (2.2) sind die jeweiligen Intensitäten mit den gemittelten Polarisationsseigenschaften der während des Messvorgangs detektierten Photonen verknüpft. Der Stokes-Vektor wird dabei meist in der auf die Gesamtintensität normierten Form angegeben, so dass beispielsweise $\mathbf{P} = (1, 1, 0, 0)$ einen vollständig waagrecht linear polarisierten und $\mathbf{P} = (1, 0, 0, 1)$ einen vollständig rechtszirkular polarisierten Zustand beschreibt. Der Grad der linearen Polarisation P_L bzw. der zirkularen Polarisation P_C an der Gesamtintensität ist gegeben durch:

$$P_L = \frac{\sqrt{P_1^2 + P_2^2}}{P_0} \quad \text{und} \quad P_C = \frac{P_3}{P_0}, \quad (2.3)$$

wobei das Verhältnis von P_1 und P_2 über $\tan(2\varphi_0) = P_2/P_1$ zusätzlich die Verkipfung φ_0 der Polarisationsellipse in der x - y -Ebene angibt. Für den Fall, dass die Achsen entsprechend der Orientierung der Polarisationsellipse gewählt werden, gilt $P_2 = 0$. Dann kann der Grad der linearen Polarisation als $P_L = P_1/P_0$ definiert werden. Für positive Polarisationsgrade liegt die Hauptachse der Ellipse in Richtung der x -Achse ($\varphi = 0^\circ$), für negative Werte in Richtung der y -Achse ($\varphi = 90^\circ$). Liegt keine zirkulare Polarisation vor bzw. wird diese nicht gemessen, so gilt $P_3 = 0$ und die Polarisationsellipse wird zum Polarisationsvektor.

Die Überlagerung von Photonen mit unterschiedlichen Polarisationsseigenschaften kann zu einer teilweisen oder vollständigen Auslöschung der Polarisation führen. Im Fall unpolarisierter Strahlung weist der elektrische Feldvektor bei Mittelung über eine große Anzahl von Photonen keine Vorzugsrichtung mehr auf und es gilt $P_1 = P_2 = P_3 = 0$. Teilweise polarisierte Strahlung mit der Intensität I lässt sich in einen unpolarisierten Anteil I_{unpol} und einen vollständigen polarisierten Anteil I_{pol} aufteilen. Allgemein gilt:

$$P_0 = I \geq I_{\text{pol}} = \sqrt{P_1^2 + P_2^2 + P_3^2}. \quad (2.4)$$

Darüber hinaus kann mittels der Stokes-Parameter auch die quantenmechanische Dichtematrix ρ konstruiert werden. Wählt man zwei senkrecht zueinander stehende Zustände linearer Position als Basis, so ergibt sich die Dichtematrix für die Polarisationsseigenschaften zu:

$$\rho = \begin{pmatrix} 1 + P_1 & P_2 + iP_3 \\ P_2 - iP_3 & 1 - P_1 \end{pmatrix}. \quad (2.5)$$

Neben Photonen lässt sich mit den Stokes-Vektoren auch die Polarisation jedes Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchens charakterisieren. So können beispielsweise P_1 und P_2 die Spineinstellung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung und P_3 die longitudinale bzw. anti-longitudinale Spineinstellung bezeichnen [20].

Die Bestimmung der Stokes-Parameter ist an die Verfügbarkeit von entsprechenden Filtern bzw. Polarimetern für die jeweilige Photonenenergie gebunden. Während für niederenergetische Röntgenstrahlung eine Reihe unterschiedlicher Polarimetrietechniken zur Verfügung stehen bzw. diskutiert werden [21], kann im Bereich höherer Energien ab ca. 50 keV bis zu wenigen MeV bisher nur der Compton-Effekt effizient zur Polarisationsmessung genutzt werden (siehe dazu Unterabschnitt 2.3.3 sowie Kapitel 3).

2.2 Radiative Prozesse in Ion-Atom-Stößen

Die in Ion-Atom-Stößen emittierte Strahlung ermöglicht detaillierte Einblicke sowohl in die Dynamik der Stoßprozesse als auch in die atomare Struktur der beteiligten Systeme. Neben der spektralen und winkeldifferentiellen Verteilung der emittierten Strahlung sind deren Polarisationsseigenschaften von großem Interesse. Im Folgenden werden mit der Radiativen Rekombination, der charakteristischen Strahlung sowie der Bremsstrahlung die wichtigsten radiativen Prozesse in Stößen schwerer Ionen mit atomaren Targets vorgestellt.

Die theoretische Beschreibung dieser Prozesse erfolgt dabei in der Regel im System des Emitters, also des Projektilions, während die experimentellen Daten im Laborsystem gewonnen werden. Daher sei an dieser Stelle zunächst ein Überblick über die Transformation der relevanten Größen gegeben. Dabei beziehen sich die gestrichenen Größen auf das mit $\beta = v/c$ bzw. $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ bewegte Emittersystem und die ungestrichenen Größen auf das ruhende Laborsystem. Es gilt:

$$\begin{aligned}
 \text{Photonenenergie} & \quad \hbar\omega' = \gamma\hbar\omega(1 - \beta\cos\theta) \\
 \text{Beobachtungswinkel} & \quad \cos\theta' = \frac{\cos\theta - \beta}{1 - \beta\cos\theta} \\
 \text{Raumwinkelelement} & \quad d\Omega' = \frac{1}{\gamma^2(1 - \beta\cos\theta)^2} d\Omega
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

2.2.1 Radiativer Elektroneneinfang

Der Radiative Elektroneneinfang (Radiative Electron Capture, REC) ist der dominante Einfangprozess in Stößen hochgeladener Ionen mit Atomen bei asymmetrischen Stoßsystemen (Kernladungszahl des Projektils Z_P deutlich größer als die des Targets Z_T) und hohen Stoßenergien. Im Fall symmetrischer Stöße sowie niedriger Stoßenergien dominiert dagegen der nicht-radiative bzw. kinematische Elektroneneinfang (Non-Radiative Electron Capture, NRC) [22]. Beim REC-Prozess wird ein schwach gebundenes Elektron aus dem Targetsystem in einen gebundenen Zustand des Projektilsystems transferiert, wobei die kinetische Relativenergie E_{kin} sowie die Bindungsenergie im Projektilsystem E_b durch Emission eines Röntgenphotons freigesetzt wird. Unter Vernachlässigung der Bindungsenergie des Elektrons im Targetsystem gilt:

$$\hbar\omega = E_{\text{kin}} - E_b, \tag{2.7}$$

wobei die Bindungsenergie im Projektilsystem negativ definiert ist. Eng verwandt mit dem REC-Prozess ist die Radiative Rekombination (RR), bei der ein freies Elektron unter Emission eines Photons in das Projektilsystem eingefangen wird. Dieser Prozess stellt den Umkehrprozess einer der grundlegenden Photon-Materie-Wechselwirkungen, der Photoionisation, dar. Somit eröffnet sich die Möglichkeit, mittels des RR- bzw. REC-Prozesses die Photoionisation auch in Bereichen zu untersuchen, die für direkte Messungen bisher weitgehend unzugänglich sind. In Abbildung 2.2 sind die genannten Prozesse schematisch dargestellt.

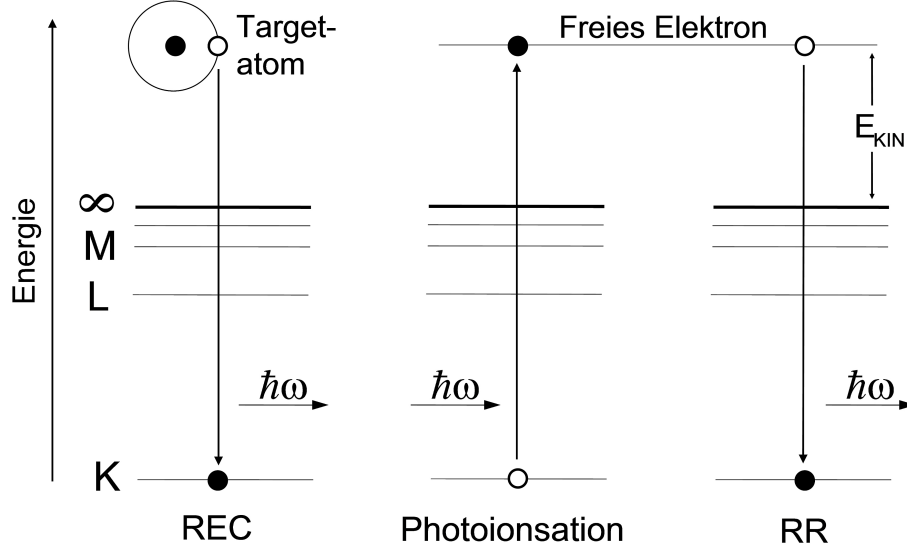


Abbildung 2.2: Illustration des Radiativen Elektroneneinfangs (REC) sowie der verwandten Prozesse der Radiativen Rekombination (RR) und der Photoionisation. Es ist jeweils der Einfang bzw. die Ionisation eines K-Schalen-Elektrons aus Sicht des Projektilsystems dargestellt.

Der Elektroneneinfang stellt selbst bei Vernachlässigung weiterer Target- oder Projektilektronen ein zeitabhängiges, quantenmechanisches Dreikörperproblem dar, welches nicht exakt lösbar ist. Unter der Bedingung, dass die Energieänderung des Elektrons deutlich größer als seine Bindungsenergie im Targetsystem ist, kann der REC-Prozess jedoch mittels der Impuls-Näherung behandelt werden. Quantitativ lässt sich der Gültigkeitsbereich dieser Näherung wie folgt formulieren [2]:

$$Z_T \ll Z_P \quad \text{und} \quad \frac{v_T}{v_{\text{kin}}} = 0.16 \frac{Z_T}{n} E_{\text{kin}}^{-\frac{1}{2}} \ll 1, \quad (2.8)$$

wobei die zweite Bedingung für das Verhältnis der Orbitalgeschwindigkeit des Targetelektrons v_T und der Stoßgeschwindigkeit v_{kin} einen nicht-adiabatischen Stoßprozess sicherstellt. Dabei bezeichnet n die Hauptquantenzahl des Targetelektrons und die Stoßenergie E_{kin} ist in Einheiten von MeV/u anzugeben. Diese Bedingungen sind für den typischen Fall des Stoßes von Uranionen ($Z_P = 92$) mit einem Stickstoff-Target ($Z_T = 7$) bei einer Energie von 100 MeV/u klar erfüllt. Im Rahmen der Impuls-Näherung wird vom Einfang eines quasi-freien Elektrons ausgegangen, welches eine Impulsverteilung gemäß seines gebundenen Zustandes im Targetsystem aufweist. Der REC-Querschnitt ergibt sich damit aus einer Faltung des RR-Querschnitts mit der Impulsverteilung des gebundenen Targetelektrons. Der RR-Querschnitt wiederum lässt sich nach dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichts [23] aus dem zeitinversen Prozess, der Photoionisation, bestimmen. Im System des Projektils ergibt sich [24]:

$$\frac{d^2\sigma_{\text{RR}}}{dE d\Omega_{\text{ph}}} = \frac{(\gamma - 1 + |E_b|/m_e c^2)^2}{\gamma^2 - 1} \frac{d^2\sigma_{\text{Photo}}}{dE d\Omega_{\text{el}}} \quad (2.9)$$

wobei γ den relativistischen Gammfaktor bezeichnet und sich $d\Omega$ jeweils auf das Raumwinkelelement des emittierten Photons bzw. Elektrons bezieht. Aufgrund der

inversen Kinematik muss der Emissionswinkel θ beim Übergang vom REC-Prozess zur Photoionisation gemäß $\theta \rightarrow \pi - \theta$ transformiert werden.

Die Photoionisation ist eine der wichtigsten Photon-Materie-Wechselwirkungen und wurde theoretisch intensiv bearbeitet. Von besonderem Interesse ist hierbei der Querschnitt für die Ionisation aus der K-Schale, welche bei hohen Photonenenergien mit ca. 80 % dominant zum Gesamtquerschnitt beiträgt. Eine Behandlung im Rahmen der Bornschen Näherung führt zu der in Unterabschnitt 2.3.2 angegebenen Gleichung (2.24), ist aber nur im nicht-relativistischen Fall und bei Photonenenergien deutlich größer als die K-Schalenbindungsenergie gültig. Einen größeren Gültigkeitsbereich besitzt der auf Stobbe zurückgehende Ansatz einer Dipol-Näherung, wobei das auslaufende Elektron mittels Coulomb-Wellenfunktionen anstatt ebener Wellen beschrieben wird. Damit lässt sich die Ionisation auch für Photonenenergien nahe der Ionisationsschwelle beschreiben, bei denen das auslaufende Elektron nur wenig kinetische Energie erhält. Es wird jedoch weiterhin der nicht-relativistische Fall vorausgesetzt, also $\hbar\omega \ll m_e c^2$ und $Z\alpha \ll 1$. Nach Transformation zum RR-Prozess ergibt sich damit für den Einfang in die unbesetzte K-Schale [25]:

$$\sigma_{\text{RR}}^{\text{Stobbe}} = 9,165 \left(\frac{\nu^3}{1 + \nu^2} \right)^2 \frac{e^{-4\nu \arctan \frac{1}{\nu}}}{1 - e^{-2\pi\nu}}, \quad (2.10)$$

wobei $\nu = \alpha Z/\beta = \sqrt{|E_b|/(\hbar\omega - |E_b|)}$, mit β als der Geschwindigkeit des emittierten Elektrons, den Sommerfeld-Parameter bezeichnet. Für den Einfang in höhere Schalen ergibt die Stobbe-Näherung bei niedrigen Stoßenergien eine Skalierung mit $\approx 1/n$ und bei hohen Energien mit $\approx 1/n^3$. Es zeigt sich, dass Gleichung (2.10) für den totalen Rekombinationsquerschnitt selbst im Fall schwerer Ionen und relativistischer Energien von ca. 1 GeV/u eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Resultaten liefert. Im relativistischen Grenzfall ergibt sich näherungsweise folgendes Skalierungsverhalten für den totalen Einfangquerschnitt [24]:

$$\sigma_{\text{REC,RR}} \propto \frac{Z_T Z_P^5}{\gamma}. \quad (2.11)$$

Dabei erklärt sich die Proportionalität zu Z_T aus dem Vorhandensein der entsprechenden Zahl von Targetelektronen.

Winkelverteilung der REC-Strahlung

Für die Winkelverteilung der emittierten REC-Photonen relativ zur Richtung des Ionenstrahl ergibt sich im Rahmen der Bornschen Näherung bei Transformation ins Laborsystem eine gegenseitige Auslöschung von Retardierungseffekten und der Lorentz-Transformation. Als Ergebnis erhält man bezogen auf die Ausbreitungsrichtung des Ionenstrahls die $\sin^2 \theta$ -Verteilung eines Dipol-Strahlers. Dieser Effekt ist von großer praktischer Bedeutung, da somit die im Emittersystem für hohe Energien zunehmend dominante Emission in Rückwärtsrichtung im Laborsystem in einen leichter zugänglichen Winkelbereich verschoben wird. Die Dipolverteilung gibt die REC-Winkelverteilung für niedrige Stoßenergien und leichte bis mittelschwere Projektilsysteme gut wieder.

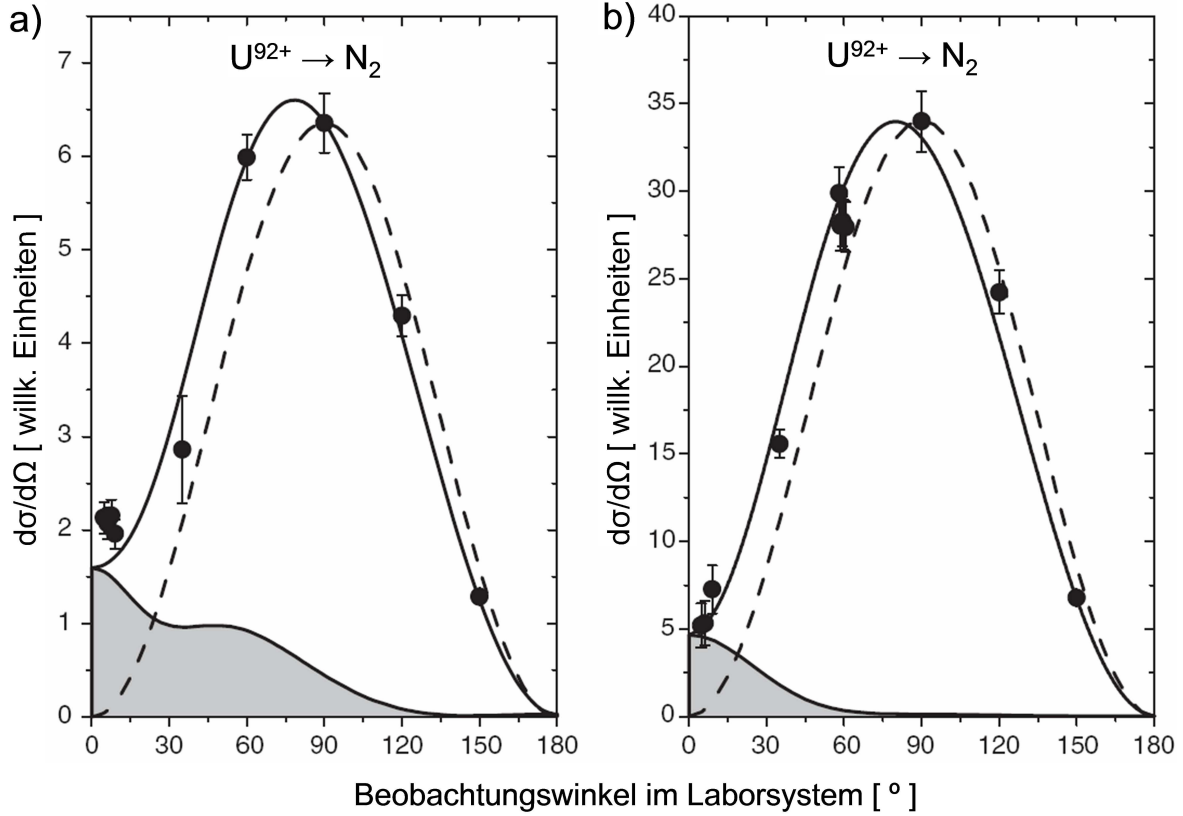


Abbildung 2.3: Winkelverteilung der REC-Strahlung im Laborsystem beim Einfang in die K-Schale (K-REC) von nacktem Uran bei Stoßenergien von a) 309,7 MeV/u und b) 88 MeV/u [2]. Das Resultat der exakten relativistischen Beschreibung wurde auf die experimentellen Werte (●) skaliert und ist als eine durchgezogene Linie angegeben. Der Spin-Flip-Beitrag ist als schattierte Fläche gesondert eingezeichnet. Zum Vergleich ist die $\sin^2 \theta$ -Verteilung der nicht-relativistischen Näherungen als gestrichelte Linie dargestellt.

Bei hohen Energien oder schweren Projektilsystemen wie Blei oder Uran ist jedoch eine relativistische Behandlung und die Betrachtung höherer Ordnungen in αZ nötig. In Abbildung 2.3 sind experimentelle Daten zur Winkelverteilung der REC-Strahlung beim Einfang in die K-Schale (K-REC) von nacktem Uran für zwei unterschiedliche Stoßenergien angegeben. Diese werden verglichen mit einer exakten relativistischen Behandlung des REC-Prozesses sowie mit der $\sin^2 \theta$ -Verteilung der nicht-relativistischen Näherungen [2]. Insbesondere der endliche Querschnitt für die Emission in Vorwärtsrichtung ($\theta \approx 0^\circ$) erfordert die Berücksichtigung sogenannter Spin-Flip-Übergänge. Diese ergeben sich aus der Kopplung des magnetischen Moments der Elektronen mit dem stoßinduzierten elektromagnetischen Feld, so dass das Umklappen des Elektronenspins den Drehimpuls des emittierten Photons kompensiert. Dieser Spin-Flip-Beitrag ist als schattierte Fläche gesondert eingezeichnet. Messungen des winkeldifferentiellen REC-Querschnitts ermöglichen somit den Nachweis untergeordneter Beiträge, die mittels einer Messung des Gesamtquerschnitts nicht zugänglich sind.

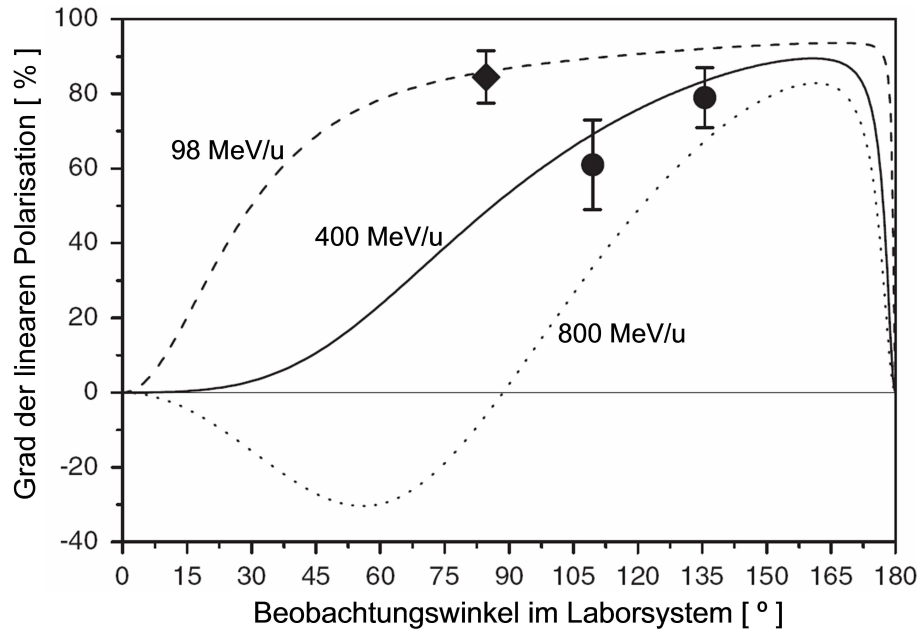


Abbildung 2.4: Grad der linearen Polarisation des K-REC in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels: Es sind die Vorhersagen der exakten relativistischen Behandlung des K-REC in nacktem Uran bei Stoßenergien von 98 MeV/u (---), 400 MeV/u (—) und 800 MeV/u (···) eingezeichnet. Die experimentellen Werte für 98 MeV/u (◆) und 400 MeV/u (●) wurden am Gas-Target des ESR mittels Comptonpolarimetrie mit einem 16-Pixel-Ge(i)-Detektor gemessen [13].

Polarisationseigenschaften der REC-Strahlung

Für die Polarisationseigenschaften der REC-Strahlung ergibt sich für die meisten Laborwinkel θ eine starke lineare Polarisation in der durch die Ausbreitungsrichtungen von Projektil sowie emittiertem Photon aufgespannten Reaktionsebene. Qualitativ stimmt dies mit dem Resultat des nicht-relativistischen Ansatzes überein, der eine von Stoßenergie und Z_P unabhängige, 100%ige lineare Polarisation voraussagt. Ähnlich der Winkelverteilung ergeben sich hauptsächlich aufgrund von Spin-Flip-Beiträgen für hohe Stoßenergien und schwere Targets zunehmend Abweichungen von dieser Dipol-Charakteristik. In Abbildung 2.4 ist die mittels einer exakten relativistischen Beschreibung berechnete Winkelabhängigkeit der linearen Polarisation des K-REC in nacktes Uran für drei verschiedene Stoßenergien dargestellt. Zudem sind die Ergebnisse zweier Polarisationsmessungen am Gas-Target des ESR eingezeichnet [13]. Es zeigt sich, dass die lineare Polarisation unter Vorwärtswinkel mit zunehmender Stoßenergie stark reduziert wird. Dabei kommt es ab ca. 500 MeV/u zum sogenannten Cross-Over-Effekt, bei dem der Grad der linearen Polarisation das Vorzeichen ändert. Negative Polarisationsgrade signalisieren eine Änderung des Polarisationsvektors um 90° , was eine lineare Polarisation senkrecht zur Reaktionsebene bedeutet. Für die Photoionisation – also die Zeitumkehr des REC- bzw. RR-Prozesses – entspräche dies einer Emission des Elektrons entlang des magnetischen Feldvektors des einfallenden Photons.

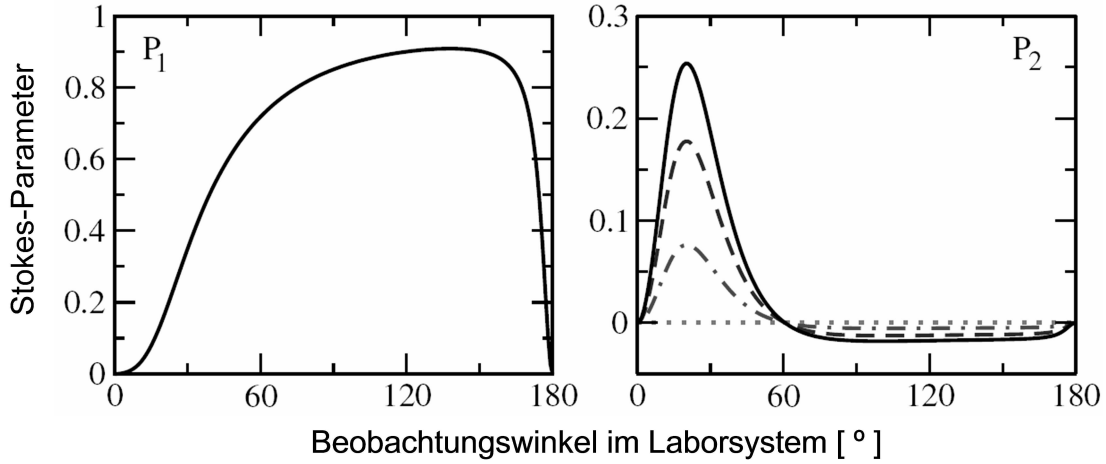


Abbildung 2.5: Winkelabhängige Stokes-Parameter P_1 und P_2 des K-REC für spinpolarisierte Stoßsysteme. Es wurde der Einfang in wasserstoffartiges Bismut bei 420 MeV/u für vier verschiedene Polarisationsgrade λ_{spin} des Projektilsystems betrachtet: $\lambda_{\text{spin}} = 0$ (\cdots), $\lambda_{\text{spin}} = 0,3$ ($-\cdot-$), $\lambda_{\text{spin}} = 0,7$ ($---$) sowie $\lambda_{\text{spin}} = 1$ ($—$) [26].

Ein zusätzlicher Effekt auf die Polarisation der REC-Strahlung tritt bei Betrachtung eines spinpolarisierten Stoßsystems, bestehend aus teilweise oder vollständig polarisierten Targetelektronen und/oder Projektilionen, auf. Während der Stokes-Parameter P_1 bei entsprechender Ausrichtung an der Reaktionsebene allein durch die Dynamik des Stoßprozesses, also der Stoßenergie und Z_P , bestimmt wird, ergibt sich für P_2 eine Proportionalität zum Grad der Spinpolarisation des Stoßsystems. In Abbildung 2.5 sind die vorhergesagten Werte von P_1 und P_2 für den K-REC in Bismut bei 420 MeV/u gegen den Beobachtungswinkel im Laborsystem aufgetragen. Für P_2 wurden vier unterschiedliche Polarisationsgrade des Stoßsystems betrachtet [26]. Insbesondere für die Emission bei Vorwärtswinkeln führt dies zu einer signifikanten Rotation des Polarisationsvektors aus der Reaktionsebene heraus. Wegen $P_L = \sqrt{P_1^2 + P_2^2}$ erhöht sich damit auch der Grad der linearen Polarisation. Diese Effekte werden als mögliches Diagnoseinstrument für den vorgeschlagenen Einsatz von spinpolarisierten Projektilstrahlen am ESR diskutiert [27, 28].

2.2.2 Charakteristische Übergänge

Die radiativen Übergänge von angeregten atomaren Zuständen zu niedrigeren Niveaus werden als charakteristische Strahlung bezeichnet. Die Namensgebung rührt daher, dass Elemente und atomare Konfigurationen unter der Voraussetzung einer hinreichend genauen spektralen Auflösung anhand der jeweiligen Übergangsenergien eindeutig identifiziert werden können. Die Übergänge werden ausgehend von der Schalenbezeichnung des Endzustandes in Serien zusammengefasst (beispielsweise K-Serie für $n_i = 2, 3, 4, \dots \rightarrow n_f = 1$ und L-Serie für $n_i = 3, 4, \dots \rightarrow n_f = 2$). Innerhalb einer Serie werden die Übergänge durch $\alpha, \beta, \gamma, \text{etc.}$ bezeichnet, wobei für den Fall einer aufgelösten Feinstrukturaufspaltung eine zusätzliche Nummerierung üblich ist. Zudem wird

bei wasserstoffartigen Systemen aus historischen Gründen die Bezeichnung Lyman-Serie für Übergänge in die K-Schale und Balmer-Serie für die L-Schale gebraucht. Präzisionsmessungen der Energie der Lyman- α -Strahlung ($2p_{1/2,3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$) in schweren Systemen werden beispielsweise zur genauen Bestimmung der Lamb-Shift des Grundzustandes genutzt [3, 29].

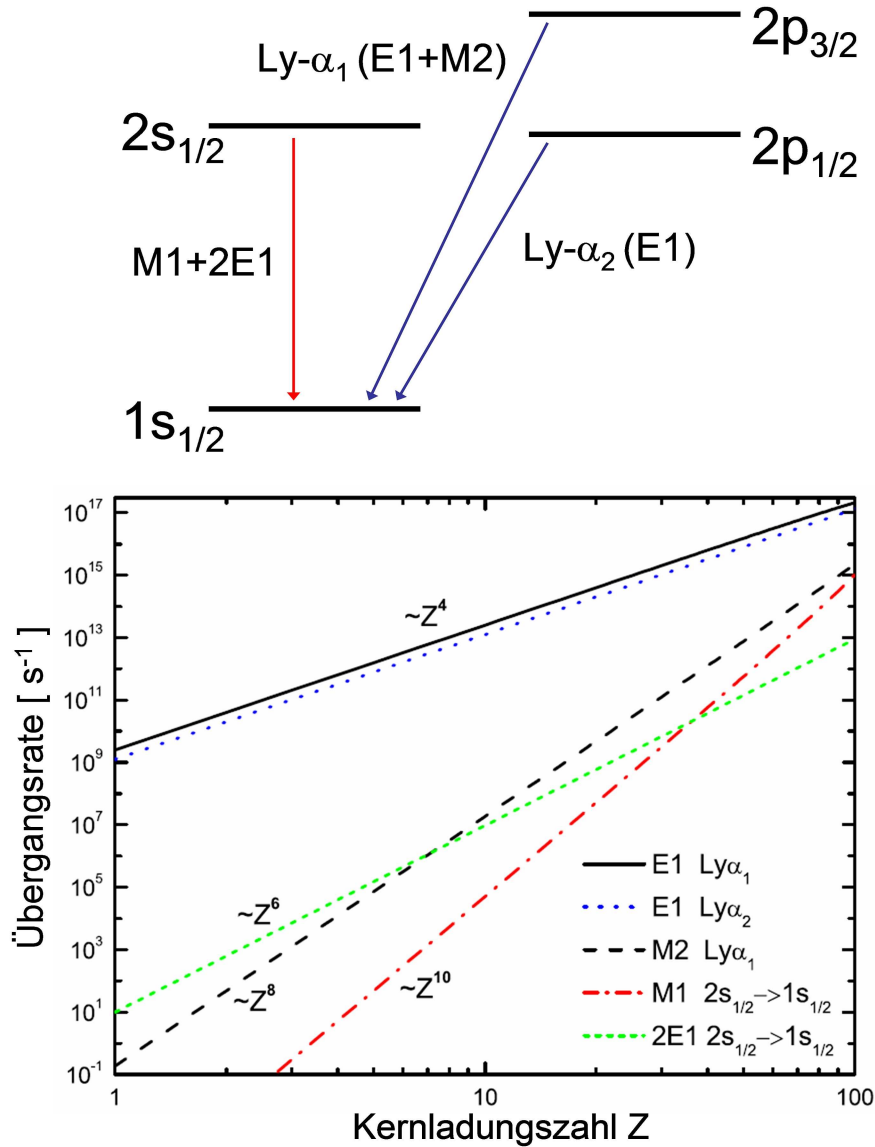


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Übergänge $L \rightarrow K$ sowie der relevanten Übergangsraten in wasserstoffartigen Systemen [30]. Der „verbotene“ M1-Übergang von $2s_{1/2}$ nach $1s_{1/2}$ trägt nur in schweren Systemen signifikant bei.

Die Stärke, mit der Übergänge auftreten und spektroskopisch zu untersuchen sind, wird durch die jeweilige Übergangsraten im Verhältnis zu den jeweils konkurrierenden Übergängen bestimmt. Diese skalieren in der Regel mit hohen Potenzen der Kernladungszahl Z , so dass sich die Spektren leichter Ionen teilweise deutlich von denen schwerer Systeme unterscheiden. Im Rahmen der relativistischen Quantenmechanik ist

die differentielle Wahrscheinlichkeit dA für den radiativen Übergang eines Elektron aus dem Anfangszustand $|i\rangle$ in den Endzustand $|f\rangle$ gegeben durch:

$$dA = \frac{e^2\omega}{2\pi\hbar c} |\langle f | \boldsymbol{\alpha} \boldsymbol{\epsilon} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} | i \rangle|^2 d\Omega, \quad (2.12)$$

wobei $\boldsymbol{\alpha}$ für die Dirac-Matrix steht und $\omega = (E_f - E_i) / \hbar$ die Frequenz, \mathbf{k} den Impuls und $\boldsymbol{\epsilon}$ den Polarisationsvektor des in das Raumwinkelement $d\Omega$ emittierten Photons bezeichnet. Im nicht-relativistischen Fall und unter Annahme der Dipolnäherung $e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \approx 1$ folgt für die totale Übergangsrate des E1-Übergangs:

$$A = \frac{4}{3} \frac{e^2\omega^3}{c^2} |\langle f | \mathbf{r} | i \rangle|^2. \quad (2.13)$$

Während dieser Ausdruck für leichte Systeme eine hervorragende Näherung darstellt, müssen für Übergänge in schweren Ionen, bei denen die Bedingung $|\mathbf{k}\mathbf{r}| \ll 1$ aufgrund der ungefähren Z^2 -Skalierung der Übergangsenergie nicht mehr erfüllt ist, mehr Terme der Reihenentwicklung der Exponentialfunktion berücksichtigt werden. Die einzelnen Terme dieser Multipolentwicklung werden als Multipolordnungen bezeichnet:

$$e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} = 1 - i\mathbf{k}\mathbf{r} + (\mathbf{k}\mathbf{r})^2 - \dots \quad (2.14)$$

Für die Übergänge $L \rightarrow K$ in einem wasserstoffartigen System sind in Abbildung 2.6 neben dem Termschema die Übergangsraten der relevanten Multipolbeiträge in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z dargestellt [30]. Besonders bemerkenswert ist der Übergang $2s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$, der in leichten Systemen aufgrund der Auswahlregeln nur über einen vergleichsweise unwahrscheinlichen Zweiphotonenzerfall (2E1) stattfinden kann, in schweren Ionen dagegen durch einen magnetischen Dipolübergang (M1) dominiert wird. Ebenso nimmt für die Lyman- α_2 -Strahlung die relative Bedeutung des magnetischen Quadrupolübergangs (M2) gegenüber dem dominanten E1-Übergang mit steigender Kernladungszahl deutlich zu.

Alignment

Die Untersuchung der Winkelverteilung und Polarisation der in Ion-Atom- und Ion-Elektron-Stößen auftretenden charakteristischen Strahlung dient unter anderem dem besseren Verständnis der zugrundeliegenden Populationsmechanismen, wie dem REC-Prozess oder der Elektronenstoßanregung. Diese Prozesse führen im Allgemeinen zu einer nicht-statistischen Bevölkerung der magnetischen Unterzustände der angeregten Niveaus, dem sogenannten Alignment. Die Folge ist eine anisotrope Winkelverteilung sowie eine nicht-verschwindende Polarisation der charakteristischen Strahlung bei Übergängen aus den entsprechenden Niveaus. Die Untersuchung dieser Strahlungseigenschaften ermöglicht somit einen detaillierten, über die reine Messung von Energien bzw. Übergangsraten hinausgehenden Einblick in die Dynamik des zugrundeliegenden Anregungs- bzw. Einfangprozesses [31, 32, 33].

Generell ist das Alignment eines angeregten Zustandes durch einen Satz von Alignmentparametern \mathcal{A}_n mit $n \leq 2K$ charakterisiert, welche das relative Besetzungsverhältnis der unterschiedlichen magnetischen Unterzustände aus der Emissionscharakteristik des Übergangs in den Grundzustand bestimmen. Dabei gibt K die Multipolordnung des charakteristischen Übergangs an, für Dipolübergänge gilt also $K = 1$. Wird

zudem die zirkulare Polarisation der emittierten Strahlung nicht gemessen, so tragen nur die Alignmentparameter geraden Rangs ($n = 0, 2, \dots, 2K$) bei. Des Weiteren gilt immer $\mathcal{A}_0 = 1$. Die Winkelverteilung des charakteristischen Übergangs ergibt sich unter Annahme eines reinen Multipolübergangs zu [5]:

$$W(\theta) \propto \sum_{n=0}^{2K} \beta_{n0} P_n(\cos \theta), \quad (2.15)$$

wobei $P_n(\cos \theta)$ das n -te Legendre-Polynom bezeichnet und sich die Anisotropieparameter $\beta_{n0} = \alpha_n \mathcal{A}_n$ jeweils aus dem Produkt des n -ten Alignmentparameters und eines geometrischen Faktors α_n ergeben. Für eine ausführliche Darstellung sei auf [4, 5] verwiesen.

Winkelverteilung der Lyman- α_1 -Strahlung

Die folgenden Betrachtungen beschränken sich auf die Winkelverteilung und Polarisation der Lyman- α -Strahlung (Ly- α) in U^{91+} , welche im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde. Die relevanten Übergänge aus der L- in die K-Schale sind in Abbildung 2.6 für ein wasserstoffartiges System schematisch dargestellt. Dabei trägt der in leichten Systemen „verbotene“ M1-Übergang von $2s_{1/2}$ nach $1s_{1/2}$ aufgrund seiner Z^{10} -Skalierung in schweren Systemen signifikant bei. Dieser magnetische Dipolübergang ist im Fall von U^{91+} nur 76 eV von der Ly- α_2 -Linie entfernt und kann daher mit Halbleiter-Röntgendetektoren nicht getrennt aufgelöst werden. Beide Übergänge weisen jedoch die gleiche isotrope Emissionscharakteristik auf. Dagegen ergibt sich für die Ly- α_1 -Strahlung im Fall einer nicht-statistischen Bevölkerung der magnetischen $2p_{3/2}$ -Unterzustände eine anisotrope Winkelverteilung $W(\theta)$. Unter Berücksichtigung des reinen elektrischen Dipolübergangs (E1) gilt im Emittersystem [7, 5]:

$$W(\theta) \propto 1 + \beta_{20} \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta \right), \quad (2.16)$$

wobei der Winkel θ relativ zur Ausbreitungsrichtung des Projektilstrahls definiert ist. Der Anisotropieparameter $\beta_{20} = \frac{1}{2} \mathcal{A}_2$ ist dabei ein Maß für die Abweichung der Winkelverteilung von einer isotropen Emission und über den Alignmentparameter \mathcal{A}_2 mit dem Besetzungsverhältnis der magnetischen Unterzustände des $2p_{3/2}$ -Niveaus verknüpft. Es gilt [4]:

$$\mathcal{A}_2 = \frac{\sigma\left(\pm \frac{3}{2}\right) - \sigma\left(\pm \frac{1}{2}\right)}{\sigma\left(\pm \frac{3}{2}\right) + \sigma\left(\pm \frac{1}{2}\right)}, \quad (2.17)$$

wobei $\sigma(m) = \sigma(-m)$ die Wahrscheinlichkeit der Besetzung des jeweiligen Unterzustandes mit der magnetischen Quantenzahl m angibt. Aus der Definition ergibt sich, dass der Alignmentparameter \mathcal{A}_2 Werte zwischen -1 und 1 annehmen kann und ein verschwindender Alignmentparameter einer statistischen Bevölkerung der jeweiligen magnetischen Unterzustände entspricht. Im Fall einer ausschließlichen Bevölkerung durch direkten Elektroneneinfang bzw. Anregung in diesen Zustand entspricht $\sigma(m)$ dem jeweiligen Reaktionsquerschnitt. Im Experiment muss jedoch oftmals auch eine zusätzliche Population durch Kaskadenübergänge aus höheren Niveaus berücksichtigt werden.

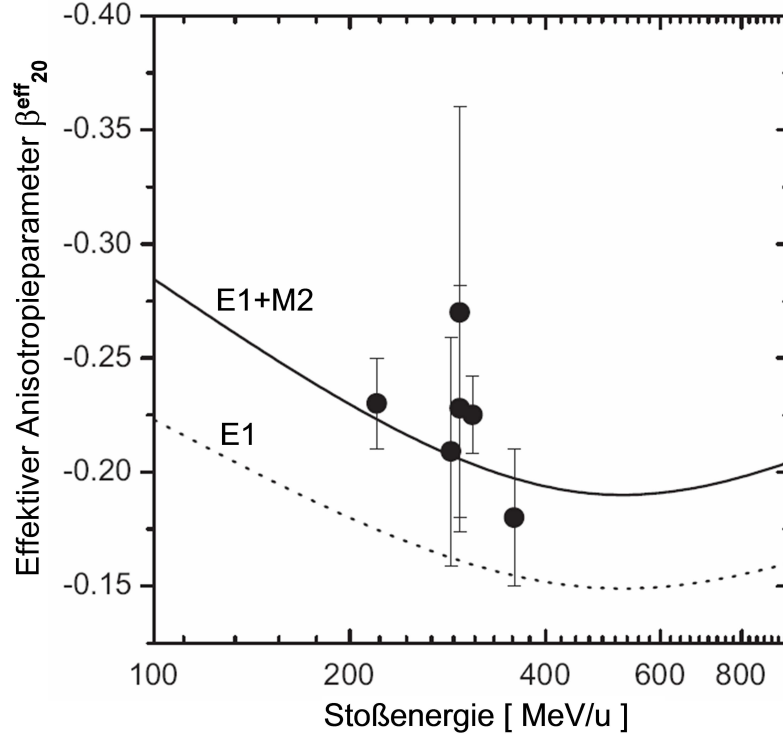


Abbildung 2.7: Stoßenergieabhängiger effektiver Anisotropieparameter β_{20}^{eff} des Ly- α_1 -Übergangs in U^{91+} infolge einer Bevölkung durch den REC-Prozess [6]. Das $2p_{3/2}$ -Niveau des Projektilsystems wurde in Stößen mit N_2 durch den REC-Prozess bevölkert. Die experimentellen Werte (\bullet) sind im Vergleich zu theoretischen Vorhersagen mit (—) und ohne (---) Berücksichtigung der E1-M2-Interferenz dargestellt.

Die Winkelverteilung des Ly- α_1 -Übergangs in U^{91+} infolge des REC-Prozesses wurde in der Vergangenheit intensiv experimentell und theoretisch untersucht. Dabei wurden für eine Reihe von Stoßenergien eine systematische Abweichung des gemessenen Anisotropieparameters β_{20} von den theoretischen Vorhersagen für den reinen Dipolübergang (E1) festgestellt [7] (siehe Abb 2.7). Es stellte sich schließlich heraus, dass Interferenzeffekte zwischen dem dominanten E1-Beitrag und dem mit nur knapp 1% beitragenden M2-Reaktionskanal zu einer um fast 30% erhöhten Anisotropie der Ly- α_1 -Strahlung führen. Mit $\langle E1 \rangle$ und $\langle M2 \rangle$ als den Amplituden der entsprechenden Übergänge und unter Vernachlässigung der Beiträge der Ordnung $\langle M2 \rangle^2$ ergibt sich folgende Modifikation des Anisotropieparameters [6]:

$$\beta_{20} \rightarrow \beta_{20}^{\text{eff}} = \beta_{20} \left(1 + 2\sqrt{3} \frac{\langle M2 \rangle}{\langle E1 \rangle} \right) = \beta_{20} f(E1, M2). \quad (2.18)$$

Die sogenannte Struktur-Funktion $f(E1, M2)$ ist dabei unabhängig von der Dynamik des Populationsmechanismus, der durch \mathcal{A}_2 charakterisiert ist, und gibt somit allein die atomare Struktur des angeregten Systems wieder. Im Falle eines reinen E1-Übergangs gilt $f(E1, M2) = 1$, also $\beta_{20}^{\text{eff}} = \beta_{20}$. In Abbildung 2.7 ist der bei verschiedenen Stoßenergien für den REC-Prozess gemessene effektive Anisotropieparameter β_{20}^{eff} von U^{91+} angegeben. Zusätzlich werden die experimentellen Resultate mit theoretischen Vorher-

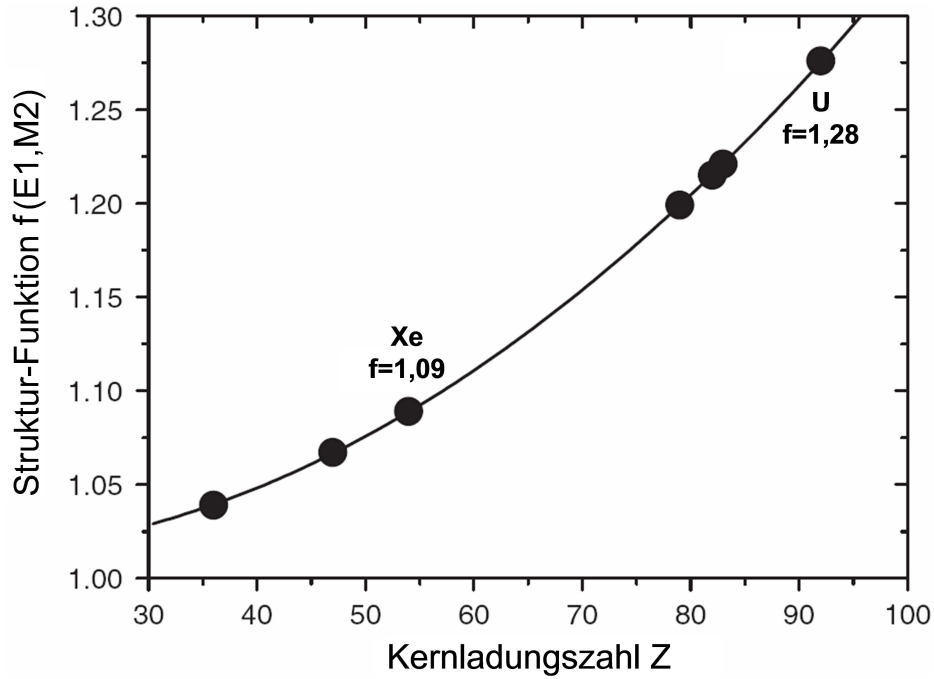


Abbildung 2.8: Atomare Struktur-Funktion $f(E1, M2)$ für den $Ly-\alpha_1$ -Übergang in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z des angeregten Systems [6]. Selbst für mittlere Z ergibt sich aufgrund der ungefähren Z^2 -Skalierung noch ein signifikanter Effekt.

sagen mit und ohne Berücksichtigung des M2-Beitrags verglichen. Es zeigt sich, dass die Behandlung des E1-M2-Interferenzeffektes in erster Ordnung von $\langle M2 \rangle$ ausreicht, um eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zu erzielen. In Abbildung 2.8 ist $f(E1, M2)$ für den $Ly-\alpha_1$ -Übergang in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z des Systems dargestellt. Aufgrund der vergleichsweise moderaten, ungefähren Z^2 -Skalierung des Terms $\langle M2 \rangle / \langle E1 \rangle$ ergibt sich auch im Fall von mittleren Kernladungszahlen noch eine signifikante Modifikation der Winkelverteilung.

Derartige als Multipole-Mixing bekannte Interferenzeffekte sind in der Kernphysik gut bekannt, wurden in diesem Fall jedoch erstmals für ein atomares System nachgewiesen. Dies eröffnet eine neue Möglichkeit zum Nachweis von lediglich auf Prozentniveau beitragenden höheren Multipolübergängen, die in den sonst üblichen Lebensdauermessungen nicht zugänglich sind. Für eine präzise Ermittlung des Amplitudenverhältnisses $\langle M2 \rangle / \langle E1 \rangle$ aus der gemessenen $Ly-\alpha_1$ -Winkelverteilung ist jedoch eine hinreichend genaue Kenntnis des durch \mathcal{A}_2 beschriebenen Alignments nötig. Dazu muss die Dynamik des Populationsprozesses – im Rahmen dieser Arbeit ist dies der REC-Prozess – sowohl was den direkten Einfang in das angeregte Niveau angeht als auch bezüglich der Kaskadenbeiträge aus höheren Niveaus exakt bekannt sein. Gleiches gilt umgekehrt, wenn eine Messung der Winkelverteilung eines charakteristischen Übergangs zur Überprüfung der theoretischen Beschreibung des jeweiligen Populationsprozesses dienen soll.

Lineare Polarisation der Lyman- α_1 -Strahlung

Wie die REC-Strahlung weist auch die charakteristische Strahlung eine lineare Polarisation in der von Projektilrichtung und emittiertem Photon aufgespannten Reaktionsebene auf. Dabei ist der winkelabhängige Polarisationsgrad $P_L(\theta)$ der Ly- α_1 -Strahlung bei Annahme eines reinen E1-Übergangs allein durch den Alignmentparameter \mathcal{A}_2 bestimmt. Es gilt [8]:

$$P_L(\theta) = \frac{-\frac{3}{2} \frac{\mathcal{A}_2}{2} \sin^2 \theta}{1 + \frac{\mathcal{A}_2}{2} \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta\right)}. \quad (2.19)$$

Es konnte gezeigt werden, dass die Berücksichtigung der M2-Übergangsamplitude neben dem Effekt auf die Winkelverteilung auch eine signifikante Modifikation der Polarisations-eigenschaften zur Folge hat. Mit einer weiteren Struktur-Funktion $g(E1, M2) = 1 - 2/\sqrt{3} \frac{\langle M2 \rangle}{\langle E1 \rangle}$ ergibt sich [8]:

$$P_L(\theta) = \frac{-\frac{3}{2} \frac{\mathcal{A}_2}{2} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\langle M2 \rangle}{\langle E1 \rangle}\right) \sin^2 \theta}{1 + \frac{\mathcal{A}_2}{2} \left(1 + 2\sqrt{3} \frac{\langle M2 \rangle}{\langle E1 \rangle}\right) \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta\right)} = \frac{-\frac{3}{2} \gamma_{20}^{\text{eff}} \sin^2 \theta}{1 + \beta_{20}^{\text{eff}} \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta\right)}, \quad (2.20)$$

wobei der zusätzliche Parameter $\gamma_{20}^{\text{eff}} = \frac{1}{2} \mathcal{A}_2 g(E1, M2)$ analog zu β_{20}^{eff} als das Produkt aus Alignmentparameter und entsprechender Struktur-Funktion definiert ist.

In Abbildung 2.9 sind theoretische Vorhersagen der winkelabhängigen linearen Polarisation der Ly- α_1 -Strahlung infolge des REC-Prozesses bei 220 MeV/u mit und ohne Berücksichtigung der E1-M2-Interferenz dargestellt. Es zeigt sich, dass das Multipole-Mixing zwischen den E1- und M2-Beiträgen des Ly- α_1 -Übergangs einerseits die Anisotropie der emittierten Strahlung erhöht und andererseits den Grad der linearen Polarisation verringert. Dieses gegenläufige Verhalten ist zunächst überraschend, da Polarisation und Anisotropie in vielen Strahlungsprozessen zueinander äquivalent sind. Eine experimentelle Bestätigung des depolarisierenden Effekts der E1-M2-Interferenz stand bislang noch aus.

Ähnlich wie bei der Winkelverteilung ermöglicht auch die Untersuchung der linearen Polarisation der Ly- α_1 -Strahlung eine Überprüfung der Vorhersagen für den Alignmentparameter \mathcal{A}_2 sowie des Amplitudenverhältnisses $\langle M2 \rangle / \langle E1 \rangle$. Dabei bietet die Kombination mehrerer Polarisationsmessungen bei unterschiedlichen Beobachtungswinkeln bzw. mindestens je einer Messung der Polarisation sowie der Winkelverteilung die einzigartige Möglichkeit, die Werte von \mathcal{A}_2 und $\langle M2 \rangle / \langle E1 \rangle$ direkt experimentell zu ermitteln. Auf eine theoretische Bestimmung des jeweils anderen Parameters kann in diesem Fall verzichtet werden. Somit erlaubt die Messung der Ly- α_1 -Polarisation eine „theorieunabhängige“ Untersuchung sowohl der atomaren Struktur des angeregten Systems als auch – bei Vernachlässigung von Kaskadenbeiträgen – der Dynamik des Bevölkerungsprozesses. Die Etablierung eines solchen Messverfahrens ist das Hauptanliegen des experimentellen Teils dieser Arbeit.

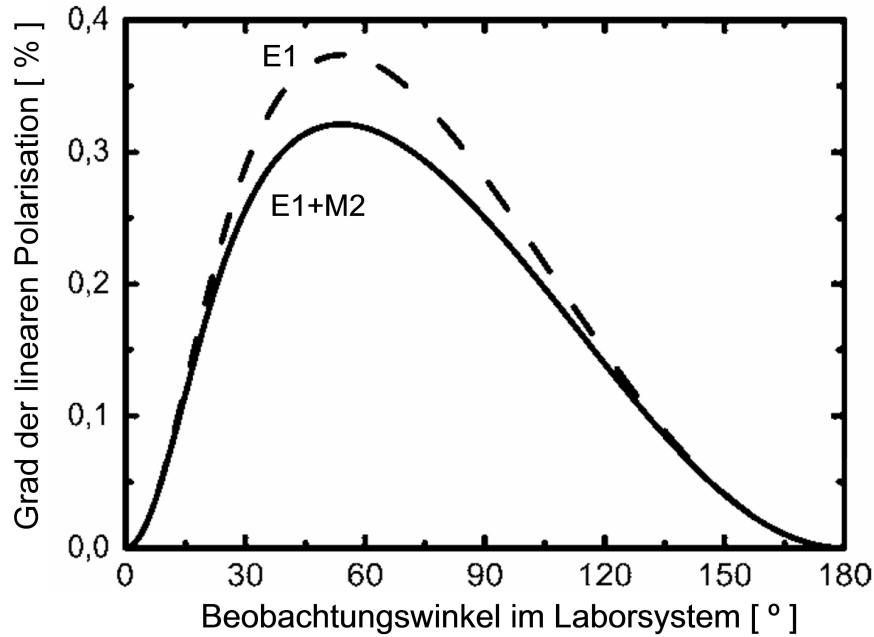


Abbildung 2.9: Winkelabhängige lineare Polarisation des $\text{Ly-}\alpha_1$ -Übergangs in U^{91+} mit (—) und ohne (---) Berücksichtigung der E1-M2-Interferenz [8]. Es wurde eine Bevölkerung des $2p_{3/2}$ -Niveaus durch den REC-Prozess bei einer Stoßenergie von 220 MeV/u betrachtet.

2.2.3 Bremsstrahlung

Als Bremsstrahlung wird die Emission eines Photons bei der Streuung eines geladenen Teilchens, gewöhnlich eines Elektrons, im Feld eines Atoms bzw. Ions bezeichnet. Für Strahlen hochionisierter, schwerer Ionen wird der Bremsstrahlungsprozess überwiegend in inverser Kinematik beobachtet, indem gebundene Elektronen des Restgases oder eines dezidierten Gas-Targets im starken Feld des Projektils beschleunigt werden. Diese Variante der Bremsstrahlung, bei der die Elektronen als in Kontinuumszuständen des Projektilsystems befindlich beschrieben werden, wird auch als Radiative Ionisation (RI) bezeichnet. Der Einfluss der Elektronbindung lässt sich im Fall asymmetrischer Stoßpartner ähnlich wie bei dem REC-Prozess im Rahmen der Impuls-Näherung beschreiben.

In Abbildung 2.10 sind die gewöhnliche Elektron-Kern-Bremsstrahlung sowie der RI-Prozess schematisch aus Sicht des Projektilsystems dargestellt. Das Elektron geht von einem Kontinuumszustand hoher Energie in einen tieferer Energie über, wobei es maximal die gesamte kinetische Energie relativ zum Ionenstrahl in Form eines Photons abgeben kann. In diesem Fall liegt der Endzustand des Elektrons gerade an der Kontinuums-grenze, so dass das Elektron die gleiche Geschwindigkeit wie das Projektil aufweist. An diesem Hochfrequenzende der Bremsstrahlungsverteilung findet ein Übergang zu dem in Abbildung 2.2 gezeigten REC-Prozess statt. Wegen dieser engen Verwandtschaft wird der RI-Prozess auch als Radiativer Elektroneneinfang ins Kontinuum (Radiative Electron Capture to Continuum, RECC) bezeichnet.

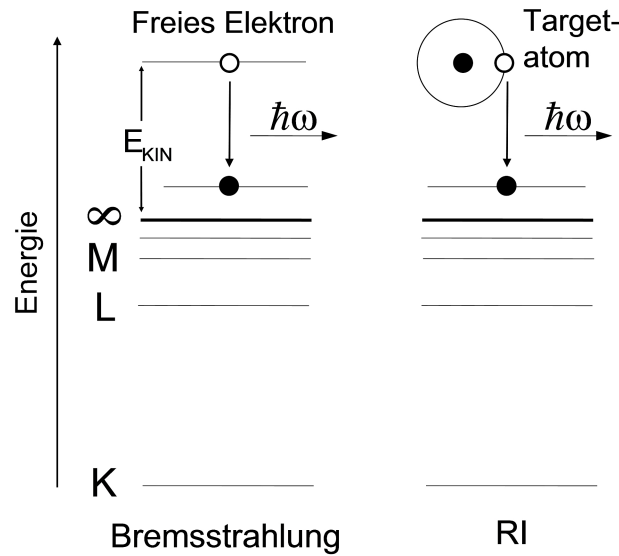


Abbildung 2.10: Illustration der Elektron-Kern-Bremsstrahlung sowie des verwandten Prozesses der Radiativen Ionisation (RI). Die Prozesse sind jeweils aus Sicht des Projektilsystems dargestellt.

Für den konventionellen Fall energiereicher Elektronen und feststehender Targets wurde der Bremsstrahlungsprozess sowohl von Seiten der Theorie als auch experimentell bereits intensiv untersucht. Erste theoretische Arbeiten im Rahmen der Bornschen Näherung gehen auf Bethe und Heitler [35] zurück, während in späteren Untersuchungen Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen bzw. exakte relativistische Rechnungen für die differentielle Beschreibung der Bremsstrahlung verwendet wurden [36, 37, 38, 39]. Für einen detaillierten Vergleich aktueller Ergebnisse zum differentiellen Bremsstrahlungsquerschnitt mit diversen Näherungsmethoden sowie experimentellen Resultaten sei auf [40] verwiesen. Ein Überblick über zahlreiche experimentelle Untersuchungen des Bremsstrahlungsprozesses findet sich in [41] und [42]. Aufgrund der weitgehenden Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie gilt der Prozess zumindest qualitativ als gut verstanden. Allerdings stehen vollständige Messungen, in denen sämtliche Impulse und Polarisations-eigenschaften des ein- und auslaufenden Elektrons sowie des emittierten Photons bekannt bzw. zugänglich sind, bisher noch aus. Von besonderem Interesse ist dabei das hochenergetische Ende der Bremsstrahlung, bei dem aufgrund des großen Impulsübertrags eine Sensitivität auf die Wellenfunktion in unmittelbarer Nähe des Kerns gegeben ist. Gerade für diesen Fall ist jedoch in konventionellen Experimenten ein Nachweis des stark abgebremsten Elektrons nur schwer möglich, da dieses das Target gar nicht oder zumindest nicht ungestört verlassen kann. Die Messung in inverser Kinematik im Rahmen des RI-Prozesses, bei der die im Projektilsystem näherungsweise ruhenden Elektronen im Laborsystem als sogenannte Cusp-Elektronen mit der Projektilgeschwindigkeit auftreten, bietet somit einzigartige experimentelle Möglichkeiten.

Für den RI-Prozess wurden bereits detaillierte theoretische Untersuchungen mit einem Schwerpunkt auf dem hochenergetischen Ende der Bremsstrahlungsverteilung und den korrespondierenden Cusp-Elektronen durchgeführt [44, 45, 46]. Daneben wurden unter

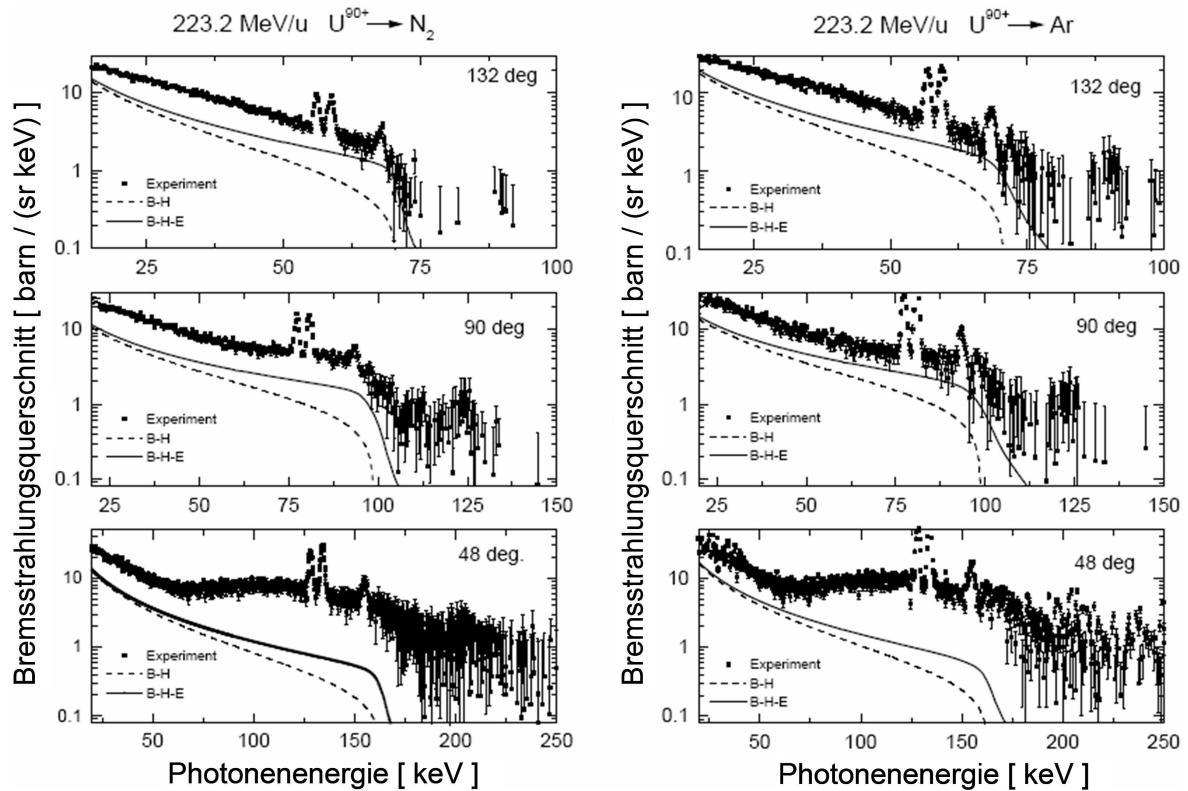


Abbildung 2.11: Bremsstrahlungsspektren in Stößen von U^{90+} mit N_2 - und Ar -Targets bei einer Strahlenergie von 223,2 MeV/u, gemessen unter drei verschiedenen Beobachtungswinkeln im Laborsystem. Die experimentellen Werte sind im Vergleich zu Vorhersagen nach Bethe-Heitler mit (B-H-E) und ohne (B-H) Berücksichtigung der Elwert-Korrektur dargestellt [34]. Die zugrundeliegende Bornsche Näherung unterschätzt den absoluten Querschnitt grob um einen Faktor 2.

anderem am Gas-Target des ESR winkeldifferentielle Daten zur Spektralverteilung der RI-Bremsstrahlung aufgenommen. In Abbildung 2.11 sind die in Stößen von heliumartigem Uran mit neutralen Gas-Targets unter drei verschiedenen Beobachtungswinkeln gemessenen Bremsstrahlungsspektren dargestellt [34]. Die experimentellen Werte werden mit der Bethe-Heitler-Näherung (B-H) verglichen, die jedoch nicht in der Lage ist, den endlichen Querschnitt am Hochfrequenzende der Verteilung zu reproduzieren. Eine Verbesserung bringt die sogenannte Elwert-Korrektur (B-H-E), die die Auswirkung des Kernfeldes auf den Endzustand des Elektrons näherungsweise berücksichtigt. Allerdings wird der absolute Querschnitt grob um einen Faktor 2 unterschätzt, was vermutlich auf ein Zusammenbrechen der zugrundeliegenden nicht-relativistischen Bornschen Näherung für den Fall hoher Kernladungszahlen zurückzuführen ist.

Kürzlich wurde zudem mittels eines Elektronenspektrometers eine erste Koinzidenzmessung von Bremsstrahlungsphotonen und zugehörigen Cusp-Elektronen am ESR durchgeführt. Das Energiespektrum der Cusp-Elektronen infolge des RI-Prozesses in Stößen von U^{88+} mit N_2 bei einer Energie von 90 MeV/u ist in Abbildung 2.12 dargestellt. Die Elektronen wurden in Koinzidenz mit Photonen vom hochenergetischen Ende

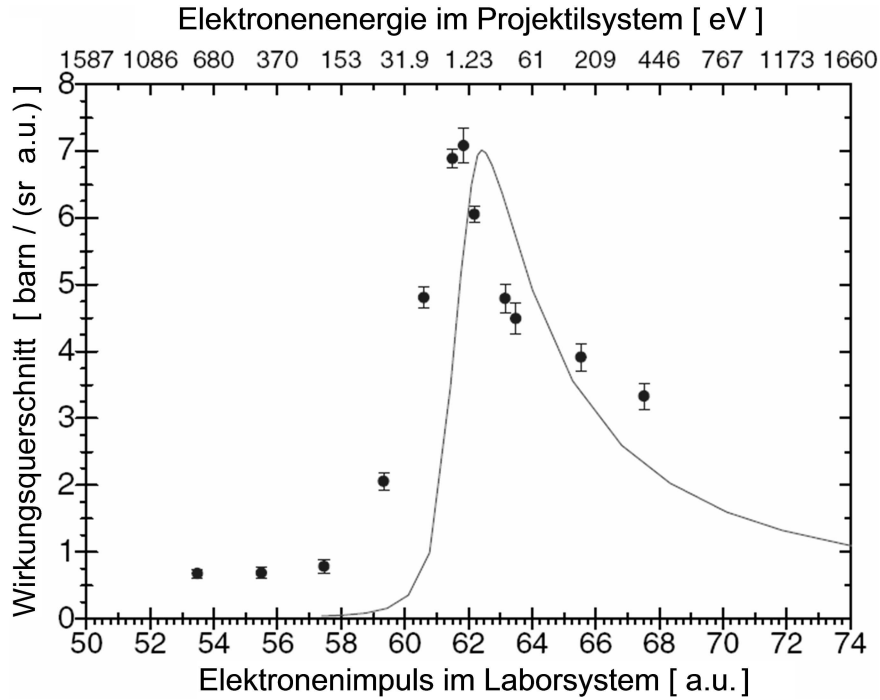


Abbildung 2.12: Energieverteilung der Cusp-Elektronen infolge des RI-Prozesses in Stößen von U^{88+} mit N_2 bei einer Energie von 90 MeV/u. Das Spektrum wurde in Koizidenz mit Photonen vom hochenergetischen Ende der Bremsstrahlungsverteilung aufgenommen. Die experimentellen Werte (\bullet) sind im Vergleich zu Vorhersagen gemäß der Impuls-Näherung mit semi-relativistischen Wellenfunktionen (—) dargestellt [43].

der Bremsstrahlungsverteilung aufgenommen. Der entsprechende Röntgendetektor war unter einem Beobachtungswinkel von 90° platziert. Die experimentellen Werte sind im Vergleich zu Rechnungen mit semi-relativistischen Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen und unter Berücksichtigung der Impulsverteilung der Targetelektronen dargestellt. Zusätzlich wurde die theoretische Verteilung mit der Auflösung des Elektronenspektrometers gefaltet. Eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse findet sich in [43].

Eine Messung der linearen Polarisation der im RI-Prozess emittierten Bremsstrahlung stand bislang noch aus. Allerdings liegt seit kurzem eine theoretische Untersuchung der linearen Polarisation vor [47]. Für einen allgemeinen Überblick über die bisherigen theoretischen und experimentellen Arbeiten zum RI-Prozess sei auf [48] verwiesen.

2.3 Wechselwirkungen von Photonen beim Durchgang durch Materie

Der Nachweis von Photonen und deren Eigenschaften beruht immer auf deren Wechselwirkung mit Materie, insbesondere der Ionisation von Elektronen. Abhängig von der Art der Wechselwirkungsprozesse kann dabei die gesamte oder auch nur ein Teil der Energie des einfallenden Photons im Detektor deponiert werden. Im Fall von Halbleiter-Röntgendetektoren, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurden, erzeugen die aus einer inelastischen Photon-Materie-Wechselwirkung stammenden, energiereichen Primärelektronen auf ihrem Weg durch den Festkörper zahlreiche Elektron-Loch-Paare. Aufgrund der angelegten Hochspannung werden Elektronen und Löcher getrennt und driften dann jeweils zu den positiven bzw. negativen HV-Kontakten. Der dabei fließende Strom liefert einen Messwert für die im Detektor deponierte Energie, da die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares nötige Energie eine Materialkonstante und damit die Zahl der ins Leitungsband gehobenen Ladungsträger im Rahmen statistischer Schwankungen proportional zur Energiedeposition ist. Mittels segmentierter Kontakte lässt sich zusätzlich die Position der auftreffenden Ladungsträger und damit der Ort der ursprünglichen Wechselwirkung im Detektor eingrenzen.

Im Folgenden werden zunächst die Grundlagen der Abschwächung bzw. Absorption von Röntgenstrahlung in Materie dargestellt. Es folgt eine Übersicht der zugrundeliegenden Wechselwirkungsprozesse. Für die hier relevanten Photonenenergien sind dies vor allem der Photoeffekt sowie inelastische (Compton-Effekt) und elastische (Rayleigh-Streuung) Streuprozesse. Weitere Prozesse haben entweder vergleichsweise geringe Querschnitte oder treten wie die Paarbildung erst bei deutlich höheren Energien auf. Diese werden aus Gründen der Vollständigkeit kurz vorgestellt, sind jedoch für die folgenden Untersuchungen nicht relevant.

2.3.1 Linearer Schwächungskoeffizient

Ein monochromatischer, kollimierter Röntgenstrahl der Intensität I erfährt beim Durchgang durch Materie aufgrund von Absorptions- und Streuprozessen eine Abschwächung gemäß des Lambert-Beerschen Gesetzes [49]:

$$\frac{dI}{I} = -\mu_L dx, \quad (2.21)$$

wobei der lineare Schwächungskoeffizient μ_L eine, bei homogenen Medien allein von der Photonenenergie abhängige, Materialeigenschaft des Absorbers bezeichnet. Im Gegensatz zu geladenen Teilchen erleidet ein Photonenstrahl in Materie keinen sukzessiven Energieverlust, da die Photonen, sobald sie wechselwirken, aufgrund von Absorption oder Streuung aus dem Strahl entfernt werden. Der Kehrwert des linearen Schwächungskoeffizienten wird auch als mittlere freie Weglänge $\lambda = \frac{1}{\mu_L}$ zwischen zwei Wechselwirkungen bezeichnet. Es bietet sich an, mit dem Massenschwächungskoeffizienten $\mu = \mu_L/\rho$ eine von der Dichte ρ unabhängige Materialkonstante einzuführen. Tabellierte Werte des linearen Schwächungskoeffizienten sowie des Massenschwä-

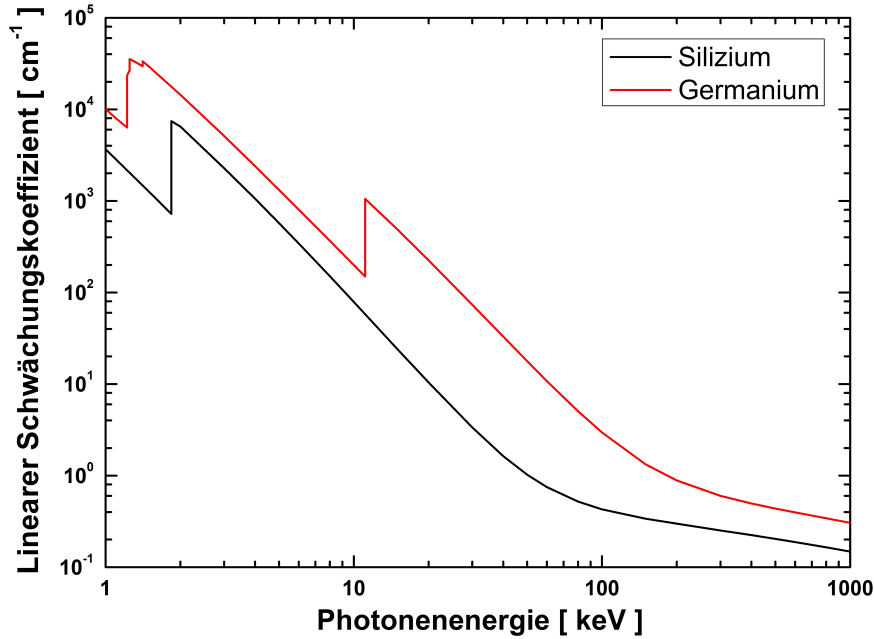


Abbildung 2.13: Linearer Schwächungskoeffizient von Silizium und Germanium in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Es wurde die für beide Elemente jeweils typische kristalline Dichte angenommen [50].

chungskoeffizienten für zahlreiche Elemente und Verbundstoffe finden sich beispielsweise in [50]. Für Silizium und Germanium, den gebräuchlichsten Elementen für die Herstellung von Halbleiterdetektoren, sind die linearen Schwächungskoeffizienten in Abbildung 2.13 in Abhängigkeit von der Photonenenergie dargestellt.

Der makroskopische Massenschwächungskoeffizient resultiert aus einer integralen Betrachtung aller mikroskopischen Wechselwirkungsprozesse im Absorber. Für eine Diskussion auf atomarer Ebene ist der atomare Schwächungskoeffizient μ_a besser geeignet:

$$\mu_a = \mu \frac{A}{N_A}, \quad (2.22)$$

wobei A die atomare Masse und N_A die Avogadro-Konstante bezeichnet. Der atomare Schwächungskoeffizient stellt den totalen Wirkungsquerschnitt dar und ergibt sich aus der Summation über die atomaren Wirkungsquerschnitte der einzelnen Photon-Materie-Wechselwirkungsprozesse. Die übliche Einheit für atomare Querschnitte ist das Barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). In Abbildung 2.14 sind der atomare Schwächungskoeffizient sowie die Beiträge der wichtigsten Einzelprozesse am Beispiel von Silizium dargestellt [51]. Es zeigt sich, dass in Abhängigkeit von der Photonenenergie und der Kernladungszahl des Absorbers sowohl die absoluten als auch die relativen Beiträge der einzelnen Prozesse zur Gesamtwechselwirkung stark schwanken.

2.3.2 Photoionisation

Die Photoionisation, auch als Photoabsorption oder Photoelektrischer Effekt bezeichnet, beschreibt die Absorption eines Photons der Energie $\hbar\omega$ unter Emission eines zuvor

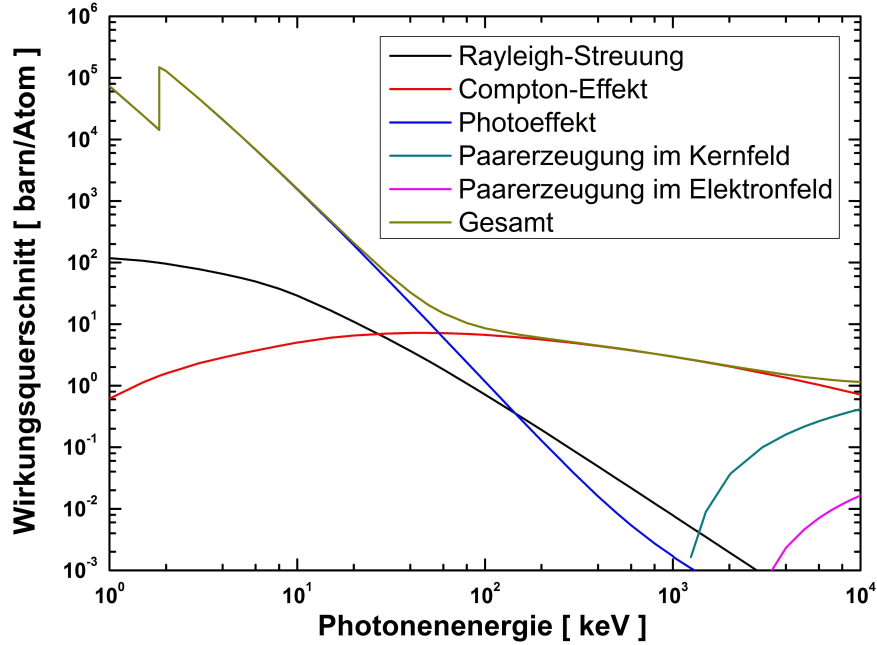


Abbildung 2.14: Überblick über die atomaren Querschnitte der wichtigsten Wechselwirkungsprozesse energiereicher Photonen in Materie am Beispiel von Silizium [51].

gebundenen Elektrons. Die kinetische Energie E_{kin} des emittierten Elektrons ergibt sich aus:

$$E_{\text{kin}} = \hbar\omega + E_b, \quad (2.23)$$

wobei E_b die als negativ definierte Bindungsenergie des Elektrons bezeichnet. An freien Elektronen ist eine Absorption nicht möglich, da ein dritter Reaktionspartner zur Impulsaufnahme nötig ist. Die in dem absorbierenden Atom entstandene Vakanz wird nahezu instantan durch ein Elektron aus einem schwächer gebundenen Niveau gefüllt, wobei die freiwerdende Übergangsenergie über Fluoreszenzstrahlung oder Auger-Elektronen an die Umgebung abgegeben wird. Für Photonenenergien im Bereich der atomaren Bindungsenergien weist die Photoionisation ausgeprägte Resonanzstrukturen, die sogenannten Absorptionskanten, auf. So steigt der Wirkungsquerschnitt von höheren Energien kommend nahe der K-Schalenbindungsenergie zunächst stetig an, um unterhalb dieser Schwelle sprunghaft abzufallen (siehe Abbildung 2.14). In diesem Fall stehen die Elektronen der K-Schale als Reaktionspartner nicht mehr zur Verfügung. Unterhalb der K-Kante steigt der Querschnitt mit niedrigeren Photonenenergien wieder an, bis bei der Bindungsenergie der L-Schale die nächste Resonanz erreicht ist.

Die theoretische Beschreibung der Photoionisation im Bereich der Resonanzen ist sehr aufwendig [52]. Jedoch kann der Querschnitt für nicht-relativistische Photonenenergien jenseits der K-Kante mittels der Bornschen Näherung berechnet werden zu [53]:

$$\sigma_{\text{Photo}} = 4\alpha^4 \sqrt{2} Z^5 \sigma_T \left(\frac{m_e c^2}{\hbar\omega} \right)^{\frac{7}{2}}, \quad (2.24)$$

mit der Feinstrukturkonstante α , der Kernladungszahl Z , der Elektronenmasse m_e , der Lichtgeschwindigkeit c und dem Thomson-Querschnitt $\sigma_T = \frac{8}{3}\pi r_e^2 = 6,665 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$

für die elastische Streuung von Photonen an Elektronen. Obwohl Gleichung (2.24) aus einem nicht-relativistischen Ansatz resultiert, zeigen Messungen im Energiebereich $\hbar\omega > m_e c^2$ ein ähnliches Skalierungsverhalten, nämlich $\sigma_{\text{Photo}} \propto Z^x / (\hbar\omega)^{\frac{7}{2}}$. Dabei schwankt der Parameter x in Abhängigkeit von der Photonenenergie zwischen 4 und 5. Daraus folgt, dass der Wirkungsquerschnitt der Photoionisation mit steigender Photonenenergie deutlich abnimmt, aber mit der Kernladungszahl Z umso stärker zunimmt. Materialien mit hoher Kernladungszahl sind daher deutlich effektivere Photoabsorber, was für die Auslegung von Abschirmungen und Detektorsystemen für energiereiche Photonen von entscheidender Bedeutung ist. Dies gilt insbesondere für die Wahl des Detektormaterials von Comptonpolarimetern, wie sie in Kapitel 3 beschrieben sind. Dabei muss ein Kompromiss gefunden werden zwischen einem möglichst hohen Querschnitt für die Compton-Streuung der einfallenden Photonen bei gleichzeitig möglichst großer Effizienz beim Nachweis der gestreuten Photonen mittels Photoionisation. So ist beispielsweise im Fall von Silizium die Photoionisation bis Photonenenergien von ca. 50 keV gegenüber der Compton-Streuung dominant (siehe Abbildung 2.14), bei Germanium dagegen bis ca. 150 keV [51].

2.3.3 Compton-Effekt

Der Compton-Effekt bezeichnet die inelastische Streuung von Photonen an quasi-freien Elektronen. Dieser Effekt wurde zuerst von A. H. Compton bei der Streuung von Röntgenstrahlung an Graphit nachgewiesen [54]. Compton fand für die Wellenlängenverschiebung $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ der Streustrahlung mit der Wellenlänge λ' gegenüber der Primärstrahlung mit der Wellenlänge λ folgende Gesetzmäßigkeit:

$$\Delta\lambda = \lambda_C (1 - \cos \vartheta), \quad (2.25)$$

wobei der polare Streuwinkel ϑ die Ausbreitungsrichtung des gestreuten Photons relativ zur Ausbreitungsrichtung des einfallenden Photons angibt. Die Konstante $\lambda_C = \frac{h}{m_e c} = 2,426 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$, mit dem Planckschen Wirkungsquantum h , der Elektronenmasse m_e und der Lichtgeschwindigkeit c , wird als die Compton-Wellenlänge des Elektrons bezeichnet. Der Streuprozess ist in Abbildung 2.15 schematisch dargestellt.

Aus Gleichung (2.25) folgt, dass die Wellenlängenverschiebung der Streustrahlung allein vom Streuwinkel θ abhängt, also sowohl von der Photonenenergie $\hbar\omega$ als auch dem Streumaterial unabhängig ist. Daraus folgt eine Eins-zu-Eins-Korrespondenz zwischen Streuwinkel θ und dem Energieübertrag ΔE des einfallenden Photons auf das Rückstoßelektron:

$$\Delta E = \hbar\omega \frac{\frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos \vartheta)}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos \vartheta)}. \quad (2.26)$$

Damit gilt für die Energie $\hbar\omega'$ des gestreuten Photons:

$$\hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos \vartheta)}. \quad (2.27)$$

Der maximale Energieübertrag ergibt sich für Rückwärtsstreuung ($\vartheta = 180^\circ$), wobei für Photonenenergien kleiner als die halbe Elektronruhemasse die Energie des Rückstoßelektrons immer geringer als die des gestreuten Photons ist. Dieses Abknicken

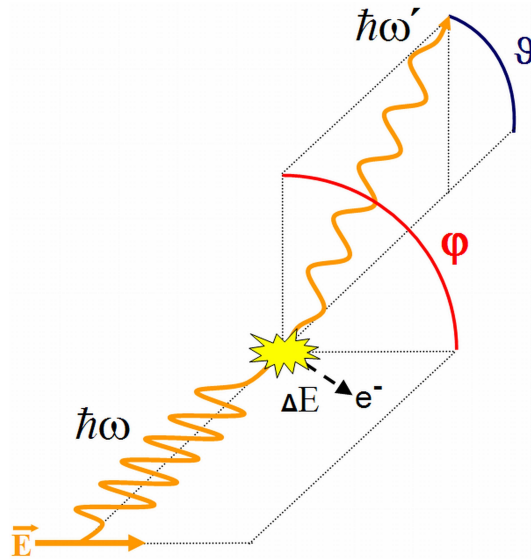


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung des Compton-Streuprozesses: Das einfallende Photon $\hbar\omega$ gibt die Energie ΔE an das Rückstoßelektron ab, wobei die Ausbreitungsrichtung des gestreuten Photons $\hbar\omega'$ durch den Streuwinkel ϑ sowie den Azimutwinkel φ beschrieben wird.

des Energiespektrums der Rückstoßelektronen wird als Compton-Kante bezeichnet. In Abbildung 2.16 ist die Energieaufteilung zwischen Streuphoton und Elektron für vier verschiedene Energien des einfallenden Photons in Abhängigkeit des Streuwinkels ϑ dargestellt.

Ein starrer Zusammenhang zwischen Energieübertrag und polarem Streuwinkel gilt jedoch nur im Grenzfall freier, ruhender Elektronen, was in aller Regel nicht erfüllt ist. Die Bindung E_b der Elektronen kann unter der Bedingung $\Delta E \gg E_b$ im Rahmen der Impulsnäherung berücksichtigt werden, die von einem quasi-freien Elektron ausgeht, welches eine Impulsverteilung gemäß der Wellenfunktion seines Bindungszustandes aufweist. Für die unter einem bestimmten Winkel gestreute Strahlung ergibt sich daraus eine Dopplerverbreiterung des zuvor monoenergetischen Compton-Peaks. Die Analyse dieses sogenannten Compton-Profiles ermöglicht damit einen experimentellen Zugang zu der zugrundeliegenden Impulsverteilung der im Streumaterial gebundenen Elektronen [55]. Die Impulsnäherung erzielt im Bereich des Compton-Peaks meist eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Spektren. Sie liefert jedoch keine zutreffende Beschreibung für Impulsüberträge in der Größenordnung des mittleren Impulses des gebundenen Streuelektrons, wobei Elektronen resonant in höhere gebundene Zustände angeregt werden können (Raman-Streuung) sowie für den Intensitätsanstieg im niederenergetischen Bereich des Streuspektrums (Infrarot-Divergenz). Diese Charakteristika des Compton-Effekts sind für die vorliegende Arbeit jedoch nicht relevant. Für eine ausführliche Diskussion verschiedener Näherungsverfahren und ihrer Gültigkeitsbereiche sei auf [56] und [57] verwiesen.

Über den Gesamtquerschnitt des Compton-Effekts lässt sich generell sagen, dass er von niedrigen Photonenenergien kommend langsam ansteigt und nach einem Maximum bei ca. 50 keV flach abfällt (siehe Abb. 2.14). Die Größenordnung des Streuquerschnitts ist

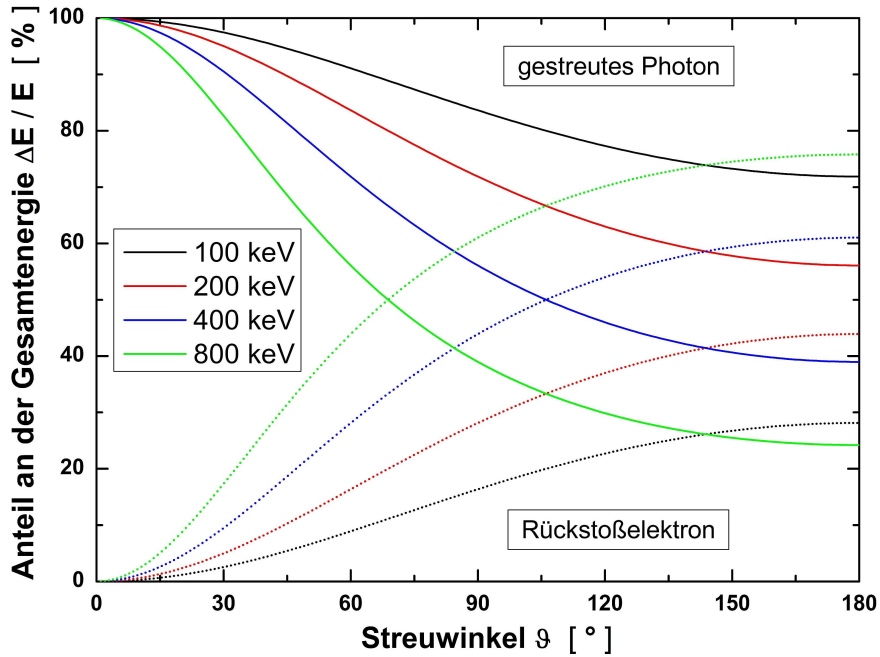


Abbildung 2.16: Energieaufteilung zwischen gestreutem Photon und Rückstoßelektron beim Compton-Prozess für vier verschiedene Energien des einfallenden Photons. Für Energien kleiner als die halbe Elektronruhemasse ist der Energieübertrag auf das Elektron für jeden Streuwinkel ϑ geringer als die Energie des gestreuten Photons. Bei höheren Photonenenergien überlappen die Verteilungen zunehmend.

dabei über einen weiten Energiebereich zwischen 10 und 1000 keV nahezu stabil, wobei leichte Elemente einen etwas größeren Querschnitt pro Elektron aufweisen als Materialien mit hohem Z . Verglichen mit den übrigen Wechselwirkungsprozessen ist der Beitrag der Compton-Streuung im Bereich von ca. 100 keV (Silizium) bzw. 800 keV (Blei) bis zu einigen MeV dominant [51].

Winkelverteilung und Polarisations Eigenschaften der Streustrahlung

Der winkeldifferentielle Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung war eines der ersten Ergebnisse, das im Rahmen der Quantenelektrodynamik berechnet werden konnte. Dabei erhält man im Ruhesystem des Elektrons vor der Streuung, bei Integration über alle Spinzustände des Elektrons sowie über die Polarisationszustände des gestreuten Photons, die Klein-Nishina-Gleichung [58]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{KN}} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega}\right)^2 \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} + \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} - 2\sin^2\vartheta \cos^2\varphi\right), \quad (2.28)$$

wobei r_e den klassischen Elektronenradius, ϑ den polaren Streuwinkel in Bezug auf die Ausbreitungsrichtung des einfallenden Photons und φ den azimutalen Streuwinkel relativ zum elektrischen Feldvektor des einfallenden Photons bezeichnet (siehe Abbildung 2.15). Die Abhängigkeit des winkeldifferentiellen Streuquerschnitts von der Orientierung des elektrischen Feldvektors ermöglicht die Nutzung des Compton-Effekts

zur Untersuchung der Polarisations-eigenschaften von energiereicher Röntgenstrahlung, der sogenannten Comptonpolarimetrie. Dabei lässt sich sowohl der Grad der linearen Polarisation als auch die Orientierung der Polarisationsellipse aus der azimuthalen Intensitätsverteilung der gestreuten Photonen bestimmen. Dieses Verfahren sowie die in dieser Arbeit eingesetzten Comptonpolarimeter werden ausführlich in Kapitel 3 dargestellt.

Da Gleichung (2.28) den Streuprozess nur für den Grenzfall freier, ruhender Elektronen beschreibt, ist bei nicht zu vernachlässigenden Bindungsenergien eine Korrektur nötig. Diese erfolgt üblicherweise mittels der inkohärenten Streufunktion $S(q, Z)$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{KN}} S(q, Z), \quad (2.29)$$

wobei die Funktion $S(q, Z)$ als Quotient aus dem Compton-Streuquerschnitt für das gesamte Atom und dem Querschnitt für ein freies Elektron definiert ist und vom Impulsübertrag $q = 2 \hbar \frac{\omega}{c} \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right)$ sowie der Kernladungszahl Z des Targetmaterials abhängt. Die inkohärente Streufunktion kann experimentell oder mittels diverser Näherungsverfahren ermittelt werden [59, 60]. Als Ergebnis erhält man, dass für große Impulsüberträge $S/Z \rightarrow 1$ und für kleine Impulsüberträge $S \rightarrow 0$ gilt. Für große Streuwinkel ϑ und Energien $\hbar\omega$ der einfallenden Photonen kann die Compton-Streuung an gebundenen Elektronen daher gut mittels der Klein-Nishina-Gleichung beschrieben werden, wobei sich die Proportionalität zu Z aus dem Vorhandensein von Z Elektronen pro Streuatom erklärt.

Neben der Bestimmung der linearen Polarisation einfallender Photonen lässt sich die Compton-Streuung auch zur Produktion linear polarisierter Strahlung nutzen. Unter Annahme unpolarisierter einfallender Strahlung ergibt sich der Grad der linearen Polarisation P_L der Streustrahlung in Abhängigkeit des Streuwinkels ϑ zu [61]:

$$P_L = \frac{-\sin^2 \vartheta}{1 + \cos^2 \vartheta + (k - k')(1 - \cos \vartheta)}, \quad (2.30)$$

wobei k die Energie des einfallenden und k' die des gestreuten Photons in Einheiten von $m_e c^2$ angeben. Im Grenzfall kleiner Energien ergibt dies die Polarisation bei (Dipol-)Streuung an einer dielektrischen Kugel. Die polarisierende Wirkung des Compton-Effekts wird häufig genutzt, um im Labor polarisierte Röntgenstrahlung zu erzeugen. Die dabei erreichbare Qualität und Intensität ist jedoch weit geringer als bei Synchrotronstrahlungsquellen.

2.3.4 Elastische Streuung

Die elastische Streuung von Röntgenstrahlung in Materie wird bei Energien bis ca. 2 MeV/u von der Streuung an Elektronen dominiert. Zur theoretischen Beschreibung der Streuung kann analog zur Compton-Streuung zunächst von einem freien Elektron ausgegangen werden. Dieser Prozess wurde klassisch zuerst von J. J. Thomson beschrieben, der für unpolarisierte Strahlung den energieunabhängigen Thomson-Querschnitt

fand [62]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T = \frac{1}{2}r_e^2(1 + \cos^2\vartheta), \quad (2.31)$$

wobei $r_e = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2) = 2,818 \cdot 10^{-13}$ cm, mit ϵ_0 als der elektrischen Feldkonstante, den klassischen Elektronenradius und ϑ den polaren Streuwinkel relativ zur Ausbreitungsrichtung des einfallenden Photons beschreibt. Der Thomson-Querschnitt ergibt sich auch als Grenzfall der Klein-Nishina-Gleichung (Gl. 2.28) für niedrige Photonenenergien. Die Thomson-Streuung wird beispielsweise zur Diagnose von Plasmen genutzt, indem die Dichte und Temperatur der freien Elektronen bestimmt wird [63, 64].

Ist die Bindungsenergie der Streuelektronen nicht mehr zu vernachlässigen, so handelt es sich um Rayleigh-Streuung. Diese wurde zuerst von J. W. Strutt, III. Baron Rayleigh, zur Beschreibung der Streuung optischen Lichts an kleinen Partikeln in der Atmosphäre gefunden [65]. Eine klassische, nicht-relativistische Beschreibung der elastischen Streuung eines Photons der Frequenz ω an einem durch die Rückstellkraft $m_e\omega_0^2 r$ gebundenen Elektron führt zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T \left(\frac{\omega^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2}\right), \quad (2.32)$$

wobei sich im Grenzfall kleiner Frequenzen $\omega \ll \omega_0$ die von Rayleigh gefundene Gesetzmäßigkeit ergibt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^4. \quad (2.33)$$

Die grundlegenden Eigenschaften der Rayleigh-Streuung von Röntgenstrahlung an gebundenen Elektronen können am einfachsten im Rahmen der Formfaktor-Näherung beschrieben werden [66]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T |f(q)|^2, \quad (2.34)$$

wobei sich der Formfaktor $f(q)$ mit dem Impulsübertrag $q = 2\hbar\frac{\omega}{c}\sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right)$ aus der Fourier-Transformation der sphärisch symmetrischen Ladungsverteilung des Streuelektrens $\rho(r)$ ergibt:

$$f(q) = \int \rho(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) \, d\mathbf{r} = 4\pi \int \rho(r) \frac{\sin(qr)}{qr} r^2 \, dr. \quad (2.35)$$

Aus dieser Gleichung folgt, dass die Rayleigh-Streuung unter der Bedingung $qr \ll 1$ in den Thomson-Querschnitt übergeht. Für schwach gebundene, äußere Elektronen mit mittleren Radien in der Größenordnung des Bohr-Radius $a_0 = 0,529 \cdot 10^{-8}$ cm ist diese Bedingung für Photonenenergien $\hbar\omega$ bis zu wenigen keV für alle Streuwinkel ϑ erfüllt, so dass der Streuquerschnitt in diesem Bereich nahezu energieunabhängig ist. Dagegen trägt bei höheren Energien in zunehmendem Maße nur noch die Streuung unter kleinen Vorwärtswinkeln bei, was zu einem kontinuierlichen Absinken des Gesamtquerschnitts führt (siehe Abb. 2.14). Eine ausführliche Diskussionen der Eigenschaften der Rayleigh-Streuung über die Formfaktor-Näherung hinaus findet sich beispielsweise in [67] und [68]. Analog zur Compton-Streuung weist auch die azimutale Winkelverteilung der Rayleigh-Streuung eine starke Abhängigkeit vom elektrischen Feldvektor der

einfallenden Photonen auf und ist damit theoretisch für Polarisationsuntersuchungen geeignet. In der Praxis werden solche Messungen jedoch durch die starke Vorwärtsgerichtetheit der Streustrahlung erschwert [69].

Neben der Rayleigh-Streuung tragen noch die nukleare Thomson-Streuung [70], die Delbrück-Streuung [71] sowie die Kernresonanzstreuung [72] zur elastischen Photonstreuung bei. Diese Prozesse sind im Rahmen dieser Arbeit jedoch zu vernachlässigen.

2.3.5 Paarbildung

Bei Photonenenergien größer der doppelten Elektronruhemasse $2m_e c^2 = 1022 \text{ keV}$ ist die Umwandlung eines Photons in ein reelles Elektron-Positron-Paar möglich, wobei dieser Prozess aus Gründen der Impulserhaltung zunächst nur im Feld eines Atomkerns stattfinden kann. Ab einer Photonenenergie von $4m_e c^2$ kann die Paarbildung auch im Feld eines Elektrons ablaufen. Nach Überschreiten der Schwellenenergie steigt der Wirkungsquerschnitt der Paarbildung stark an und stellt im Bereich jenseits von ca. 10 MeV die dominante Photon-Materie-Wechselwirkung dar. Aufgrund des betrachteten Energiebereichs von maximal wenigen 100 keV ist die Paarbildung für die weiteren Diskussionen in dieser Arbeit jedoch ohne Belang.

Kapitel 3

Comptonpolarimetrie mit segmentierten Halbleiter-Röntgendetektoren

Für den niederenergetischen Röntgenbereich zwischen etwa 1 keV und wenigen 10 keV stehen mit Detektorsystemen auf Basis der Bragg-Streuung, des Röntgenschwächungs, der Thomson-Streuung sowie der Photoionisation eine Reihe von Polarimetrietechniken zur Verfügung [21, 73, 74, 75], während im Bereich sehr hoher Photonenenergien ab einigen 100 MeV die Elektron-Positron-Paarbildung für Polarisationsmessungen genutzt werden kann [76]. Im mittleren Energiebereich zwischen ca. 50 keV und wenigen MeV ist dagegen die Compton-Streuung zur Analyse der Polarisationsseigenschaften geeignet. Seit dem ersten Einsatz der Comptonpolarimetrie in den 50er Jahren des vorigen Jahrhunderts wurden zahlreiche Polarimeter vorgeschlagen und eingesetzt [77, 78, 79]. Dabei sind die meisten Comptonpolarimeter, einschließlich den in dieser Arbeit verwendeten Detektoren, nur für Untersuchungen der linearen Polarisation geeignet. Es besteht jedoch grundsätzlich die Möglichkeit, mittels magnetischer Streumaterialien auch zirkulare Polarisation zu untersuchen [80].

Im Folgenden werden in Abschnitt 3.1 zunächst die Grundlagen der Comptonpolarimetrie dargelegt und einige einfache Polarimeteraufbauten sowie Qualitätskriterien zum Vergleich verschiedener Polarimetersysteme vorgestellt. In Abschnitt 3.2 erfolgt eine Darstellung der in dieser Arbeit verwendeten Detektorsysteme und in Abschnitt 3.3 wird der Analysealgorithmus zur Identifikation der Compton-Ereignisse sowie zur Bestimmung der Polarisationsseigenschaften erläutert. Mögliche Unsicherheiten und Fehlerquellen bei der Rekonstruktion der Polarisationsseigenschaften werden in Abschnitt 3.4 diskutiert. Schließlich wird in Abschnitt 3.5 die Charakterisierung der Detektorsysteme mittels Monte-Carlo-Simulationen vorgestellt.

3.1 Grundlagen der Comptonpolarimetrie

Unter der Voraussetzung großer Impulsüberträge, also einer Photonenenergie $E = \hbar\omega$ deutlich größer der Elektronbindungsenergie und nicht sehr kleinen Streuwinkeln ϑ , kann die Winkelverteilung der gestreuten Compton-Photonen E' mittels der in Unter-

abschnitt 2.3.3 eingeführten Klein-Nishina-Gleichung beschrieben werden:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{KN}} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E'}{E}\right)^2 \left(\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - 2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi\right), \quad (3.1)$$

wobei der Term $\cos^2 \varphi$ die Abhängigkeit des Streuprozesses vom relativ zum elektrischen Feldvektor des einfallenden Photons definierten azimutalen Streuwinkel φ angibt (siehe Abbildung 2.15). Gleichung 3.1 gilt zunächst nur für den winkeldifferentiellen Streuquerschnitt eines einzelnen Photons, kann jedoch mittels der Ersetzung $\cos^2 \varphi \rightarrow \frac{1}{2}(1 - P_L) + P_L \cos^2 \varphi$ für einen Strahl einfallender Photonen mit dem linearen Polarisationsgrad P_L angepasst werden. Diese Polarisations sensitivität macht den Compton-Effekt grundsätzlich für die Polarimetrie von Röntgenstrahlung interessant, da sowohl der Grad der linearen Polarisation als auch die Orientierung der Polarisationsellipse der einfallenden Photonen durch eine Messung der Winkelverteilung der gestreuten Photonen ermittelt werden kann.

Zu beachten ist jedoch, dass im Rahmen der Comptonpolarimetrie aufgrund des für alle Azimutwinkel φ endlichen Streuquerschnitts in Gleichung 3.1 keine perfekten Polarisationsfilter zur Verfügung stehen. Für ein einzelnes Photon geht daher die Eindeutigkeit der Polarisationsmessung verloren, da es anhand seines azimutalen Streuwinkels nur noch mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit einem bestimmten Polarisationszustand zugeordnet werden kann. Dieser Effekt führt im Vergleich zum Einsatz perfekter Polarisationsfilter zu einem reduzierten Kontrast, welcher durch den Modulationsquotienten M ausgedrückt wird. Dieser Quotient ergibt sich bei Messung einer großen Zahl vollständig in Richtung $\varphi = 0^\circ$ linear polarisierter Photonen zu:

$$M = \frac{I_{0^\circ} - I_{90^\circ}}{I_{0^\circ} + I_{90^\circ}}, \quad (3.2)$$

wobei I_φ die Intensität der Photonen nach dem Durchgang durch einen gemäß dem Winkel φ relativ zur erwarteten Richtung des Polarisationsvektors eingestellten Polarisationsfilter angibt. Für einen perfekten Polarisationsfilter gilt bei vollständiger linearer Polarisation $I_{90^\circ} = 0$ und somit $M = 1$.

Die bisherige, aus Abschnitt 2.1 übernommene, Verwendung des Winkels φ zur Charakterisierung der Intensität ist im Fall der Compton-Streuung jedoch unpassend. Statt einer Strahlintensität nach dem Durchgang durch einen um den Winkel φ geneigten Polarisationsfilter, liegt hier eine Intensitätsverteilung der gestreuten Photonen in Abhängigkeit des Streuwinkels φ aus Gleichung (3.1) vor. Dabei ist die Intensität für Streuung senkrecht zum Feldvektor der einfallenden Photonen maximal und in paralleler Richtung minimal. Die Intensität I_{90° ist im Fall der gestreuten Compton-Photonen daher mit der Intensität I_{0° bei Einsatz eines Polarisationsfilters zu identifizieren. Im Folgenden wird mit dem Winkel φ immer die Verteilung der gestreuten Compton-Photonen relativ zum Feldvektor der einfallenden Photonen bezeichnet.

Mehrere Modulationsquotienten M_1, M_2, \dots lassen sich multiplikativ zu einer Gesamtmodulation $M = M_1 \cdot M_2 \cdot \dots$ zusammenfassen, wobei ein von 100 % verschiedener Polarisationsgrad aufgrund der Äquivalenz von Gleichung (3.2) zu dem in Gleichung (2.2) definierten Stokes-Parameter P_1 experimentell nicht von einer zusätzlichen Modulation

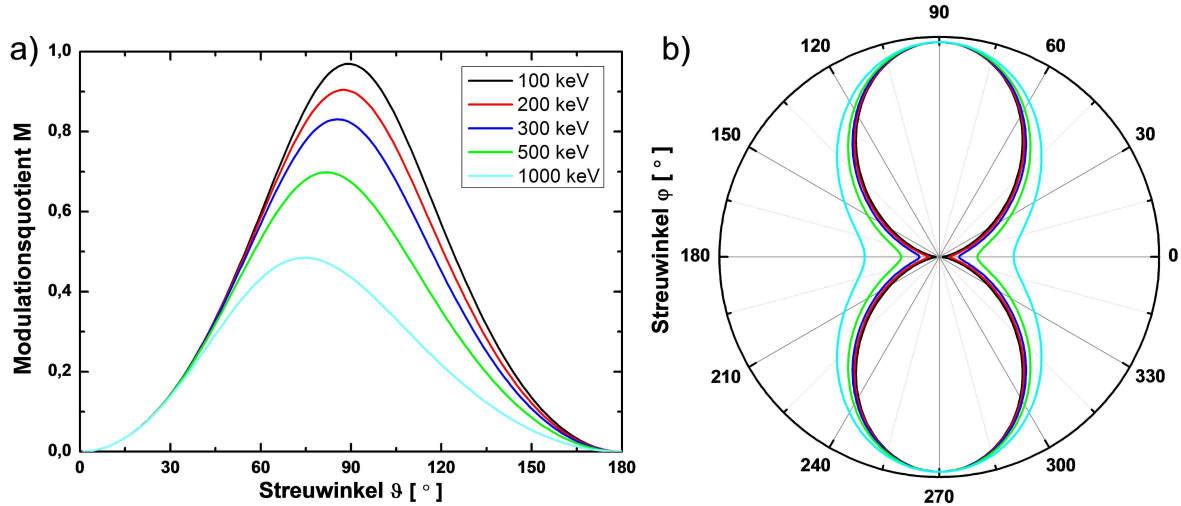


Abbildung 3.1: Modulationsquotient und azimuthale Winkelverteilung der Compton-Streuung für verschiedene Photonenenergien. Für die einfallende Strahlung wurde eine vollständige lineare Polarisation in Richtung $\varphi = 0$ angenommen: a) Winkelabhängiger Modulationsquotient für Streuung senkrecht bzw. parallel zur Richtung des Polarisationsvektors der einfallenden Photonen. b) Azimutale Winkelverteilung der gestreuten Photonen für den polaren Streuwinkel ϑ mit der maximalen Modulation. Das Maximum der Verteilung wurde jeweils auf 1 normiert.

zu unterscheiden ist. Für exakte Polarisationsmessungen ist daher eine möglichst genaue Kenntnis des durch den Nachweisprozess sowie die instrumentellen Eigenschaften bestimmten Modulationsquotienten des eingesetzten Polarimeters nötig. Des Weiteren skaliert der relative statistische Fehler des gemessenen Polarisationsgrades gemäß $\Delta P_L/P_L \propto 1/(MP_L\sqrt{N})$ mit N als der Zahl der detektierten Photonen. Der Modulationsquotient kann damit als ein Maß für die Güte des Polarimetersystems angesehen werden und sollte für Präzisionsmessungen möglichst nahe 1 liegen.

In Abbildung 3.1 ist die Modulation sowie die azimuthale Winkelverteilung der Compton-Streuung für den Einfall vollständig linear polarisierter, monoenergetischer Strahlung dargestellt. Dabei zeigt Abbildung 3.1 a) den winkelabhängigen Modulationsquotienten für verschiedene Energien der einfallenden Photonen. Die maximale Modulation ergibt sich aufgrund der Abhängigkeit von $\sin^2 \vartheta$ nahe $\vartheta \approx 90^\circ$, wobei das Maximum bei höheren Photonenenergien abnimmt und geringfügig zu Vorwärtswinkeln hin verschoben wird. In Abbildung 3.1 b) ist jeweils für den polaren Streuwinkel ϑ mit der maximalen Modulation die azimuthale Intensitätsverteilung der Streuphotonen relativ zur Richtung des elektrischen Feldvektors der einfallenden Photonen dargestellt. Die bei steigenden Photonenenergien abnehmende Modulation entspricht einer immer geringer ausgeprägten Anisotropie der Verteilung. Das Verhältnis zwischen maximaler und minimaler Intensität beträgt aber selbst bei einer relativ hohen Photonenenergie von 1 MeV/u noch fast einen Faktor 3. Zu beachten ist jedoch, dass mit steigender Energie der Nachweis der Streuphotonen aufgrund geringerer Absorptionsquerschnitte und höherer Wahrscheinlichkeit für Mehrfachstreuung zunehmend schwieriger wird.

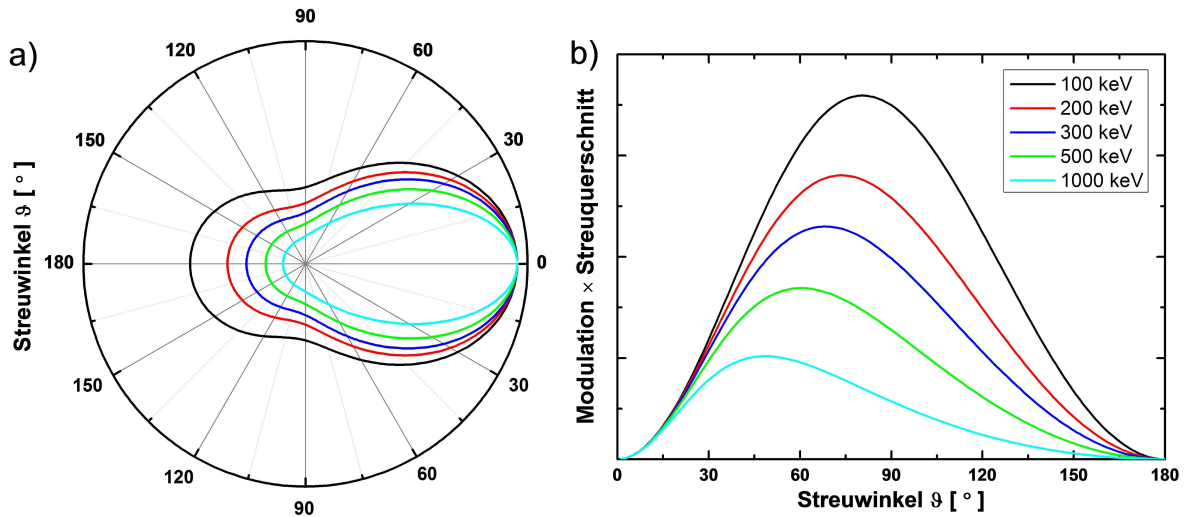


Abbildung 3.2: Polare Winkelverteilung der Compton-Streuung sowie Produkt aus Modulationsquotient und Streuquerschnitt: a) Über den Azimutwinkel integrierter Streuquerschnitt für verschiedene Photonenenergien in Abhängigkeit des polaren Streuwinkels ϑ . b) Produkt aus Modulationsquotient und Streuquerschnitt in Abhängigkeit von ϑ für die gleichen Energien.

Neben der maximalen Modulation bzw. Anisotropie der Streuverteilung ist für die Konstruktion eines Comptonpolarimeters auch der Streuquerschnitt für den entsprechenden Winkelbereich von großer Bedeutung. Der über den Azimutwinkel integrierte Streuquerschnitt des Compton-Effekts ist in Abbildung 3.2a) für verschiedene Photonenenergien in Abhängigkeit des Streuwinkels ϑ dargestellt. Mit steigender Energie der einfallenden Photonen ist die Streuverteilung zunehmend zu Vorwärtswinkeln hin gerichtet. Für sehr kleine Streuwinkel ist jedoch zu beachten, dass die zugrundeliegende Klein-Nishina-Gleichung nahe $\vartheta \approx 0$ ihre Gültigkeit verliert. Da in vielen Anwendungen die zur Verfügung stehende Intensität bzw. Experimentierzeit einen begrenzenden Faktor darstellt, wird die Nachweiseffizienz des Instruments oftmals auf das Maximum des Produktes aus Modulation und Streuquerschnitt hin optimiert. Dieses winkelabhängige Produkt ist in Abbildung 3.2b) dargestellt. Für steigende Photonenenergien verschiebt sich das Maximum deutlich zu Vorwärtswinkeln hin. Comptonpolarimeter zur Messung von Photonen bis zu einigen 100 keV sind daher in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der einfallenden Photonen orientiert, während bei höheren Energien eine Verkippung zu Vorwärtswinkeln zweckmäßig ist.

Einfache Polarimetersysteme

Die erste Messung der linearen Polarisierung mittels Comptonpolarimetrie wurde 1950 von Metzger und Deutsch durchgeführt [81]. Der dafür verwendete Aufbau ist in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt. Zwei Röntgendetektoren sind in einer Ebene senkrecht zur Richtung der einfallenden Photonen angeordnet. Während ein Detektor als ortsfester Streukörper der einlaufenden Strahlung ausgesetzt ist und im Fall von

Compton-Streuung das Rückstoßelektron nachweist, fährt der von der Primärstrahlung abgeschirmte zweite Detektor schrittweise die azimutale Winkelverteilung der gestreuten Photonen ab. Dabei sollte die Intensität der einfallenden Strahlung konstant bzw. deren zeitlicher Verlauf bekannt sein. Ansonsten ist der Einsatz mehrerer Absorberdetektoren zur gleichzeitigen Messung der Azimutalverteilung nötig. Ist die Orientierung der Polarisationsellipse bzw. des Polarisationsvektors bereits bekannt, so ist zur Ermittlung des Polarisationsgrades jeweils eine Messung unter 0° und 90° ausreichend. Andernfalls muss die Streuverteilung gemäß der Definition der Stokes-Parameter P_1 und P_2 aus Gleichung (2.2) an mindestens vier Positionen vermessen werden.

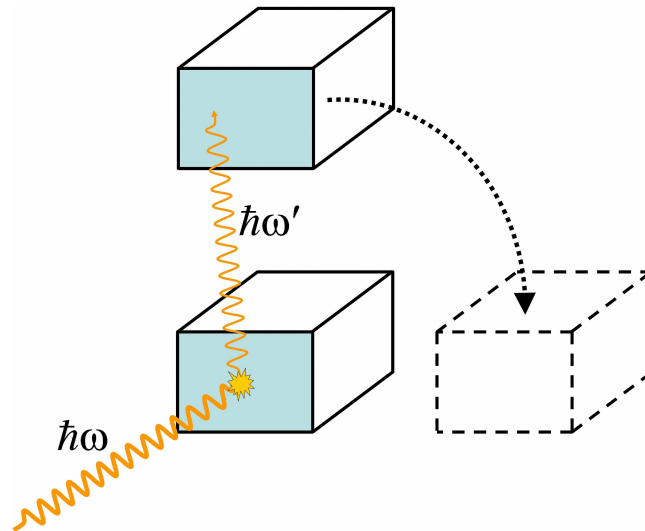


Abbildung 3.3: Einfachster Aufbau eines Comptonpolarimeters mit zwei Detektoren: Ein Detektor ist als ortsfester Streukörper dem Primärstrahl $\hbar\omega$ ausgesetzt, während ein zweiter Detektor schrittweise die Azimutalverteilung der gestreuten Photonen $\hbar\omega'$ abfährt.

Anhand dieses einfachen Aufbaus lassen sich bereits einige grundlegende Erkenntnisse für das Design von Comptonpolarimetern gewinnen. Zunächst sollte der Streudetektor einen hohen Compton-Querschnitt im Vergleich zur konkurrierenden Photoionisation aufweisen und die gestreuten Photonen müssen den Detektor möglichst ohne weitere Wechselwirkung verlassen können. Diese Bedingungen werden aufgrund niedriger Kernladungszahlen am ehesten von Halbleiterdetektoren aus Silizium oder organischen Szintillatoren erfüllt. Der zweite Detektor muss die Photonen dagegen mit möglichst großer Effizienz nachweisen, wozu am besten schwere Detektormaterialien wie Germanium, NaI(Tl) oder CsI(Na) geeignet sind. Ein weiterer Aspekt ist die Unterdrückung von Untergrundbeiträgen, was in obigem Aufbau aufgrund einer möglicherweise nicht vollständigen Abschirmung des Absorberdetektors gegenüber dem Primärstrahl eine besondere Bedeutung hat. Ein wirksames Instrument zur Unterscheidung echter Compton-Ereignisse von Untergrundbeiträgen ist das Fordern einer Koinzidenzbedingung für die Signale in beiden Detektoren, welche entweder direkt in der Datenaufnahme oder später über die Datenanalyse implementiert werden kann. Daneben können Energiebedingungen eingeföhrt werden, da die Summenenergie beider Detektoren gleich der Energie der einlaufenden Photonen sein muss und zusätzlich die Aufteilung der Energie zwischen

Rückstoßelektron und gestreutem Photon bei bekanntem polaren Streuwinkel ϑ durch Gleichung (2.27) eindeutig festgelegt ist. Hierbei ist der Einsatz von Halbleiterdetektoren aufgrund ihrer im Vergleich zu Szintillatoren deutlich besseren Energieauflösung (für die hier betrachteten Energien ca. 1 % gegenüber ca. 10 %) vorteilhaft.

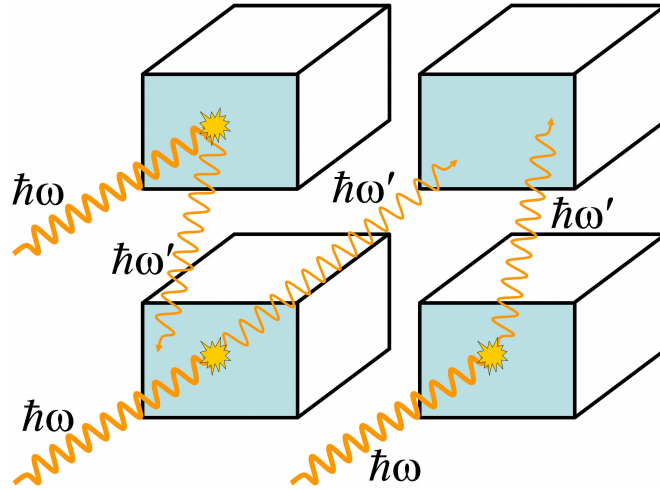


Abbildung 3.4: Aufbau eines symmetrischen Comptonpolarimeters mit mehreren gleichrangigen Detektoren. In diesem Aufbau fungieren alle Detektoren sowohl als Streukörper für die einfallende Strahlung wie auch als Absorber für die gestreuten Photonen.

Ein klarer Nachteil des Aufbaus in Abbildung 3.3 ist die geringe Effizienz aufgrund der Verwendung eines einzigen Streudetektors sowie des kleinen Raumwinkels, der von den Absorberdetektoren abgedeckt wird. Insbesondere bei der Verwendung von Standard-Röntgendetektoren können die Kristalle nicht beliebig nahe beieinander positioniert werden, zumal bei kleinen Abständen eine ungenaue Kenntnis der Kristallposition im Detektorgehäuse signifikante Unsicherheiten bezüglich des Beobachtungswinkels zur Folge hat. Eine deutliche Verbesserung ist mit einem symmetrischen Aufbau wie in Abbildung 3.4 zu erzielen. Jeder Detektor fungiert dort gleichzeitig als Streukörper wie auch als Nachweisdetektor für die gestreuten Photonen. Die der einfallenden Strahlung dargebotene Streufläche lässt sich so vervielfachen und eine aufwendige Abschirmung der Absorberdetektoren von der Primärstrahlung wird nicht mehr benötigt. Für bestimmte Anwendungen ist es notwendig, jeweils den Detektor, in welchem der Streuprozess stattgefunden hat, zu identifizieren. Dies ist bei Photonenenergie kleiner der halben Elektronruhemasse leicht möglich, da das Rückstoßelektron in diesem Fall immer eine geringere Energie als das gestreute Photon aufweist (siehe Abbildung 2.16). Bei höherer Energie der einfallenden Strahlung ist für diese Unterscheidung eine Einschränkung auf einen bestimmten Bereich des Streuwinkels ϑ notwendig, was bei vielen Polarimetern aber schon durch die Detektoranordnung gegeben ist. Um das Einbringen einer schwer kontrollierbaren, instrumentell bedingten Asymmetrie in die gemessene Streuverteilung zu verhindern, sollten die verwendeten Detektoren möglichst gleichartig sein. Das Abstimmen des Detektormaterials für dedizierte Streu- bzw. Absorberdetektoren ist somit nicht mehr möglich. Einen Sonderfall des symmetrischen Comptonpolarimeters

stellen segmentierte Detektoren dar, wie sie für diese Arbeit benutzt wurden und in Abschnitt 3.2 dargestellt sind.

Qualitätskriterien für Polarimeter

In Abhängigkeit von den zu untersuchenden Energiebereichen und verschiedenen experimentellen Umgebungen wurden zahlreiche Varianten und Abwandlungen der hier skizzierten Polarimeterdesigns vorgeschlagen und umgesetzt. Für einen Überblick sei auf [77] und [78] verwiesen. Um die Leistungsfähigkeit verschiedener Polarimeter für eine bestimmte Photonenenergie zu vergleichen, wurden verschiedene Ansätze vorgeschlagen. Neben dem maximalen Modulationsquotienten M aus Gleichung 3.2 ist vor allem für astrophysikalische Anwendungen die Angabe der minimalen nachweisbaren Polarisation (Minimum Detectable Polarization, MDP) üblich [82]:

$$MDP = \frac{n_\sigma \sqrt{2(\epsilon S + B)}}{M \epsilon S}, \quad (3.3)$$

wobei S die in einem gewissen Zeitraum registrierten echten Ereignisse, B den Untergrund, ϵ und M die Nachweiseffizienz bzw. Modulation für den jeweiligen Energiebereich und n_σ das gewünschte Konfidenzlevel in Einheiten von σ angeben. Gleichung(3.3) trägt dem Umstand Rechnung, dass bei vielen Anwendungen die Untergrundbeiträge signifikant zur Gesamtzählrate beitragen oder diese gar dominieren.

Ein weiteres Maß für die Qualität eines Polarimeters ist der von Logan et al. eingeführte Gütefaktor F [83]:

$$F = \epsilon M^2, \quad (3.4)$$

mit ϵ als der Wahrscheinlichkeit zum Nachweis eines Photons per Compton-Streuung und der quadrierten Modulation M der azimuthalen Winkelverteilung. Bei gegebener Intensität ist der Faktor F ein Maß für den Zeitraum, während dessen mit einem Aufbau gemessen werden muss, um eine bestimmte Präzision zu erreichen. Für den Fall nicht vernachlässigbarer Untergrundbeiträge oder eng benachbarter Linien ist neben der Nachweiseffizienz des Detektorsystems auch dessen Fähigkeit zur Unterscheidung zwischen Nutzsignal und sonstigen Beiträgen relevant. Diese hängt maßgeblich von dem erreichbaren Auflösungsvermögen des Instruments ab. Entsprechend wurde folgende Modifikation des Gütefaktors vorgeschlagen [77]:

$$F^* = \frac{\epsilon M^2}{W}, \quad (3.5)$$

wobei W die Energieauflösung des Polarimeters angibt.

Angesichts des mehrere Größenordnungen umfassenden Energiebereichs, in welchem die Comptonpolarimetrie Anwendung findet, sowie den höchst unterschiedlichen experimentellen Umgebungen der verschiedenen Einsatzgebiete ist es nur schwer möglich, ein alle Polarimeterdesigns einschließendes Qualitätskriterium zu definieren. Neben den hier dargestellten Kriterien finden sich daher noch weitere Gütefaktoren, die zum Teil für spezielle Designs vorgeschlagen wurden. Siehe dazu beispielsweise [84] für Comptonpolarimeter mit nicht-orthogonaler Symmetrie.

3.2 Eingesetzte Detektoren

Zur Bestimmung der linearen Polarisation von Röntgenstrahlung wurden in dieser Arbeit zwei segmentierte Halbleiter-Röntgendetektoren eingesetzt. Die Technologie zur Herstellung vielfach segmentierter, bis zu wenigen 10 mm dicker Halbleiterdetektoren wurde im Laufe der letzten Jahre entwickelt [85, 14, 15, 86]. Der Einsatz dieser Detektoren in der Röntgenspektroskopiegruppe der Atomphysikabteilung bei der GSI wurde hauptsächlich im Rahmen der Comptonpolarimetrie sowie des FOCAL-Projekts vorangetrieben [13, 29, 87, 88]. Aufbauend auf den Arbeiten von S. Tashenov [89] und U. Spillmann [16] stehen mittlerweile effiziente Detektorsysteme für Polarisationsmessungen an harter Röntgenstrahlung zur Verfügung.

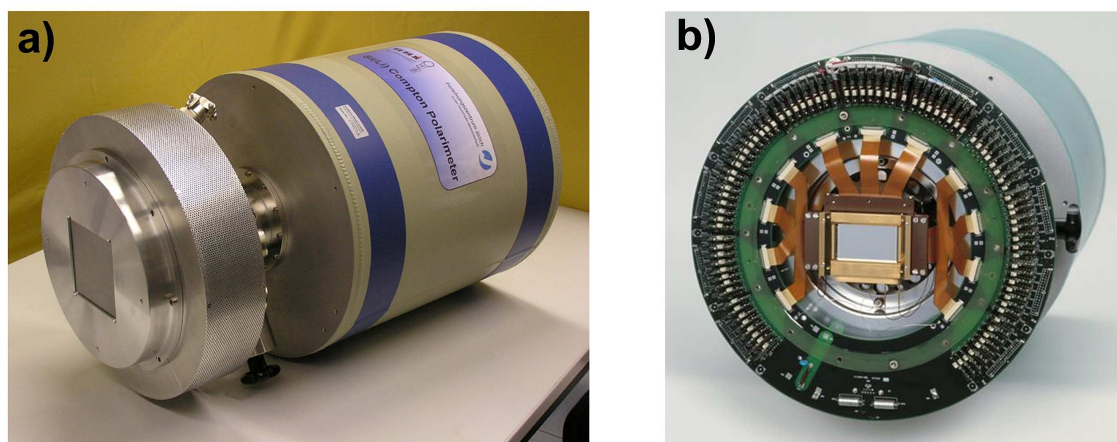


Abbildung 3.5: Als Comptonpolarimeter eingesetzte Röntgendetektoren: a) Dediziertes Si(Li)-Comptonpolarimeter, bestehend aus Detektorkopf mit Kristall und Vorverstärkern sowie Dewargefäß für die Kühlung mit flüssigem Stickstoff. b) Für das FOCAL-Projekt konzipierter 2D-ortsauflösender Ge(i)-Detektor mit geöffnetem Kryostat. Der Detektorkristall ist von ringförmig angeordneten Vorverstärkern umgeben.

	Si(Li)-Polarimeter	2D-Ge(i)-Detektor
Maße des Detektorkristalls	80 mm × 80 mm	70 mm × 41 mm
davon aktive Fläche	64 mm × 64 mm	56 mm × 32 mm
Dicke des Kristalls	7 mm	11 mm
Streifen Vorderseite (Masse)	32 × 2 mm	128 × 0,25 mm
Streifen Rückseite (HV)	32 × 2 mm	48 × 1,165 mm
Grabenbreite	ca. 25 μm	ca. 25 μm
HV-Spannung	800 V	900 V
Detektorfenster	0,5 mm Be	0,5 mm Be
LN ₂ -Verbrauch (Vorrat)	ca. 0,15 kg/h (9 kg)	ca. 0,15 kg/h (9 kg)

Tabelle 3.1: Technische Daten der beiden Detektorsysteme.

Die beiden zur Polarisationsmessung eingesetzten Detektoren sind in Abbildung 3.5 und Tabelle 3.1 dargestellt. Im Gegensatz zu dem 2D-Ge(i)-Detektor, der ursprünglich für die Kristallspektroskopie im Rahmen des FOCAL-Experiments entwickelt wurde, jedoch auch als Polarimeter eingesetzt werden kann, stellt der Si(Li)-Detektor ein dezidiertes Comptonpolarimeter für den mittleren Röntgenbereich ab ca. 60 keV dar. Beide Systeme weisen einen ähnlichen Aufbau auf: Der Detektorkopf beinhaltet neben dem Kristall und den ringförmig angeordneten Vorverstärkern noch Durchführungen für die Hochspannung und die Detektorsignale. Die aktive Fläche des Detektorkristalls ist von einem Guardring umgeben, um auch für die Randstreifen einen homogenen Feldverlauf sicherzustellen. Der Kristall ist über Kühlbänder und einen Kühlfinger mit dem Flüssigstickstoffvorrat (LN_2) im Dewargefäß im hinteren Teil des Detektors verbunden. Für eine Darstellung der technischen Details sei auf [14, 15, 16, 90] verwiesen. Die Detektoren verfügen über einen planaren Si(Li)- bzw. Ge(i)-Kristall, dessen Kontakte auf Vorder- und Rückseite jeweils in horizontale bzw. vertikale Streifen segmentiert sind. Diese beidseitige Segmentierung führt zu einer Struktur aus Pseudo-Pixeln, welche für jedes Ereignis im Detektor eine zweidimensionale Ortsbestimmung erlaubt. Dabei ist jeder Streifen gegen seine Nachbarn durch einen wenige $10\ \mu\text{m}$ breiten Graben elektrisch isoliert und wird mittels eines ladungsintegrierenden Vorverstärkers ausgelesen. Neben einer durch die Segmentierung gegebenen 2D-Ortsauflösung bis in den Submillimeterbereich weisen die Detektoren somit für jedes Segment eine Energieauflösung zwischen ca. 1,5 und 2,5 keV FWHM sowie eine gute Zeitauflösung von weniger als 100 ns auf. Mittels einer differentiellen Messung der Driftzeit von Elektronen und Löchern zu den Kontakten auf Vorder- bzw. Rückseite ist prinzipiell auch eine Bestimmung der Eindringtiefe im Detektor und damit der dritten Raumkoordinate möglich. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit war diese Technik jedoch noch nicht implementiert.

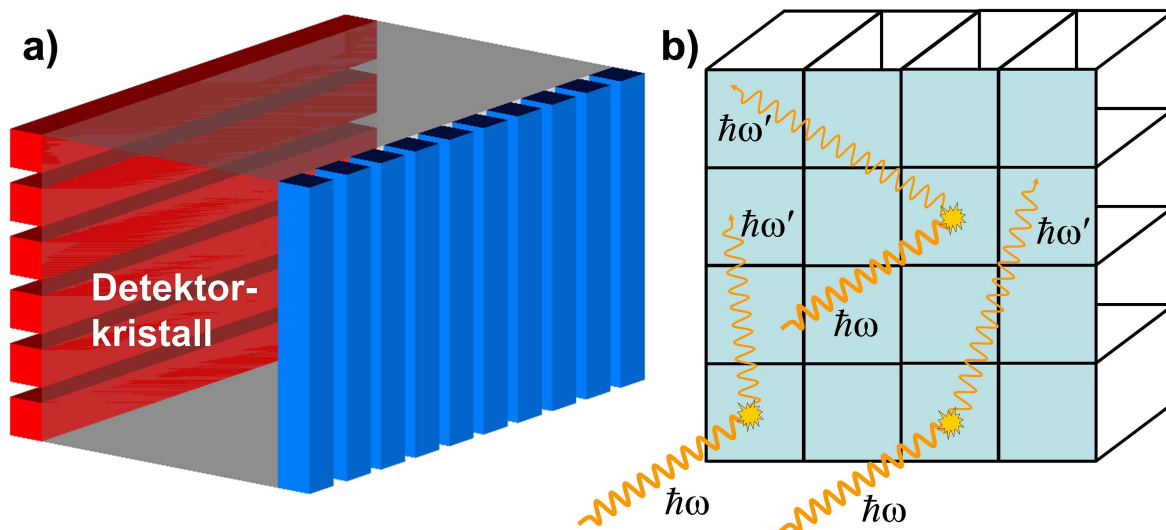


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Comptonpolarimetrie mit segmentierten Detektoren: a) Skizze eines beidseitig segmentierten 2D-Detektorkristalls. b) Compton-Streuung im 2D-Detektor: Jeder Pseudo-Pixel fungiert sowohl als Streudetektor wie auch als Absorber für die gestreuten Photonen.

In Abbildung 3.6 ist die Comptonpolarimetrie mit beidseitig segmentierten 2D-Detektoren schematisch dargestellt. Es handelt sich um ein symmetrisches Polarimeterdesign, bei dem jeder Detektor bzw. Pseudo-Pixel sowohl als Streudetektor wie auch als Absorber der gestreuten Photonen fungiert. Im Gegensatz zu Aufbauten, die aus Einzeldetektoren zusammengesetzt sind, können solche 2D-Detektoren zeitgleich die komplette Azimutalverteilung der gestreuten Photonen vermessen. Dabei ist die Geometrie durch die Ausdehnung des Detektorkristalls sowie die Segmentierung vergleichsweise genau festgelegt. Zudem gewährleistet die gute Energieauflösung der einzelnen Detektorsegmente eine effiziente Unterdrückung von Untergrundbeiträgen sowie die Möglichkeit, für die Analyse gezielt die Bereiche des polaren Streuwinkels ϑ mit hoher Modulation auszuwählen. Auch liegen die Streifen- bzw. Pixelbreiten typischerweise unterhalb der mittleren freien Weglänge der gestreuten Photonen, was zu einer höheren Nachweiswahrscheinlichkeit in größerer Entfernung vom Streupixel und damit zu einer deutlich feineren Winkelauflösung im Vergleich zur Absorption in direkt benachbarten Pixeln bzw. Detektoren führt. Dabei ist jedoch zu beachten, dass die Primärelektronen bei den für diese Arbeit relevanten Energien von ca. 5 bis 300 keV Ladungsträgerwolken mit bis zu einigen $10\ \mu\text{m}$ Durchmesser erzeugen, die dazu noch während ihres Drifts zu den HV-Kontakten aufgrund von Diffusionsprozessen aufgeweitet werden. Bei einer Segmentierung unterhalb von einigen $100\ \mu\text{m}$ und typischen Detektordicken in der Größenordnung von 1 cm ist daher mit einer Verteilung der Ladungswolke über mehrere Segmente, dem sogenannten Charge Splitting, zu rechnen [91, 16], was unter Umständen zu einem Verlust des Ereignisses führen kann. Eine ausführliche Diskussion der Eigenschaften von 2D- bzw. Pixel-Detektoren im Hinblick auf ihren Einsatz als Comptonpolarimeter findet sich in [78] sowie [89].

3.3 Compton-Analyse und Rekonstruktion der Polarisations-eigenschaften

Sobald einer der Streifen eines 2D-Röntgendetektors ein Signal oberhalb der Trigger-Schwelle (typischerweise 15 bis 30 keV) registriert, werden sämtliche ADC-, TDC- und Scaler-Kanäle des Datenaufnahmesystems innerhalb einiger $10\ \mu\text{s}$ ausgelesen und die resultierende Parameterliste als ein Event in einer fortlaufenden Listmode-Datei abgespeichert. Eine kurze Darstellung der verwendeten Datenaufnahme erfolgt in Kapitel 5 und eine ausführliche Beschreibung ihrer einzelnen Elemente findet sich in [16]. Die Analyse der mit den 2D-Detektoren aufgenommenen Messdaten ist deutlich aufwändiger als im Fall von Einzeldetektoren. Sie umfasst bei einer typischen Polarimetriemessung am Gas-Target des ESR eine Energiekalibration sowie die Korrektur des Doppler-Effekts für jeden einzelnen Streifen, gegebenenfalls eine Umsortierung der Kanäle entsprechend der physikalischen Position der Streifen im Detektor, die Verknüpfung der Energiesignale mit Zeitinformationen zur Unterscheidung von koinzidenten sowie anti-koinzidenten Ereignissen, einen Rekonstruktionsalgorithmus zur möglichst untergrundarmen Identifikation der Compton-Ereignisse sowie die Aufbereitung der Daten in zahlreiche Spektren bzw. Histogramme unter Einbeziehung von Energie-, Orts- und Zeitinformationen. Die Entwicklung einer benutzerfreundlichen, leicht an unterschiedliche experimentelle Situationen anpassbaren Routine für die Da-

tenanalyse der 2D-Detektoren stellt eines der Hauptanliegen dieser Arbeit dar. Eine detaillierte Dokumentation des auf dem SATAN-Paket [92] aufsetzenden Analyseprogramms POLARBASIC ist in Anhang A.1 zu finden. Daneben entstanden noch einige in FORTRAN geschriebene Hilfsprogramme für einzelne Analyseaufgaben außerhalb der SATAN-Routine, welche in Anhang A.2 beschrieben sind. Die folgenden Ausführungen beschränken sich auf die Identifikation und Auswahl der Compton-Ereignisse in POLARBASIC sowie der anschließenden Rekonstruktion der linearen Polarisierungseigenschaften mittels des auf MINUIT [93] basierenden Fittingprogramms POLARFIT.

Die bisherigen Polarimetriemessungen wurden bei vergleichsweise geringen Raten unterhalb von 1 kHz durchgeführt, so dass zufällige Koinzidenzen im Detektor vernachlässigt werden können. Des Weiteren ist die Ausdehnung der Streifen bzw. Pseudo-Pixel kleiner als die freie Weglänge der einfallenden Photonen, weshalb Mehrfachprozesse innerhalb eines Pixels von untergeordneter Bedeutung sind. Unter diesen Bedingungen entspricht die Zahl der Pixel innerhalb eines Listmode-Events, welche eine Energie oberhalb des Rauschlevels aufweisen, näherungsweise der Zahl der inelastischen Wechselwirkungen eines Photons innerhalb des Detektors. Wird in einem einzigen Pixel ein solches Ereignis nachgewiesen, im Folgenden als Multiplizität 1 bezeichnet, so handelt es sich entweder um Photoabsorption eines Photons im Detektor durch Photoionisation oder aber um Compton-Streuung, wobei das gestreute Photon den Detektorkristall ohne weitere Energieabgabe verlassen konnte. In letzterem Fall wird nur die Energie des Rückstoßelektrons nachgewiesen. Bei Signalen in zwei Pixeln, Multiplizität 2, kommt eine Compton-Streuung mit anschließender teilweiser oder vollständiger Absorption des gestreuten Photons in Frage. Die Compton-Ereignisse, bei denen die gesamte Photonenenergie im Detektor deponiert wird, sind am besten für die Analyse der Streuverteilung geeignet. Ein Sonderfall stellen dabei Ereignisse in benachbarten Pixeln dar, die auch als Folge von Ladungsteilung zwischen benachbarten Streifen des Detektors, auch als Charge Splitting bezeichnet, auftreten können. Bei höheren Multiplizitäten ist von einer Abfolge mehrfacher Absorptions- und Streuprozesse auszugehen, deren Rekonstruktion im Hinblick auf das erste Streueignis sehr aufwendig und ungenau ist. Entscheidend für das Auftreten solcher unerwünschter Mehrfachstreuprozesse ist das Verhältnis von Photoionisation zu Compton-Effekt, weshalb bei höheren Energien Germanium aufgrund seines deutlich größeren Photoionisationsquerschnitts als Detektormaterial vorzuziehen ist.

Compton-Analyse

Der Algorithmus zur Rekonstruktion der Compton-Ereignisse in POLARBASIC beschränkt sich momentan auf die Listmode-Events mit Multiplizität 2. Die einzelnen Analyseschritte werden im Folgenden leicht vereinfacht dargestellt. Einige Ausschnitte des zugrundeliegenden PL/I-Quelltextes finden sich in Anhang A.1.

- 1. Multiplizitätsbestimmung:** Die Streifen auf Vorder- und Rückseite werden der Reihe nach auf Energiewerte oberhalb einer vorher definierten Rauschschwelle (typischerweise 5 bis 15 keV) untersucht. Wird diese Bedingung auf wenigstens einer der beiden Seiten von mehr als einem und auf beiden Seiten von maximal jeweils zwei Streifen erfüllt, so liegt Multiplizität 2 und damit ein potentielles

Compton-Ereignis vor. Auf beiden Seiten werden die einzelnen Energiesignale jeweils ihrer Größe nach geordnet:

$$E_1^{\text{Front}} < E_2^{\text{Front}} \quad \text{und} \quad E_1^{\text{Back}} < E_2^{\text{Back}} .$$

Zusätzlich wird für jede Seite jeweils die Summenenergie, E^{Front} bzw. E^{Back} , gebildet. Falls das potentielle Streueignis entlang eines Streifens stattfand, liegt auf dieser Seite nur die Summenenergie beider Ereignisse vor und die folgenden Schritte müssen geringfügig abgewandelt werden.

- 2. Rekonstruktion der Compton-Streuung:** Es wird davon ausgegangen, dass die niedrigere Energie dem Rückstoßelektron und die höhere Energie dem gestreuten Photon zuzuordnen ist. Diese Annahme ist in dem für Polarisationsmessungen interessanten Winkelbereich ($\vartheta \approx 90^\circ$) bis zu Photonenenergien von ca. 400 keV erfüllt (siehe Abbildung 2.16). Die entsprechenden Energien auf Vorder- und Rückseite werden gemittelt:

$$E_{\text{el}} = \frac{E_1^{\text{Front}} + E_1^{\text{Back}}}{2} \quad \text{und} \quad E_{\text{ph}} = \frac{E_2^{\text{Front}} + E_2^{\text{Back}}}{2} .$$

Über die Summe beider Energien lässt sich die Energie des einfallenden Photons rekonstruieren. Diese wird mit dem vorher festgelegten Energiebereich $E_0 \pm \Delta E_0$ verglichen, für den die Polarisation untersucht werden soll. Es muss gelten:

$$|E_{\text{el}} + E_{\text{ph}} - E_0 C_{\text{Doppler}}| \leq \Delta E_0 ,$$

wobei mittels des Faktors C_{Doppler} für bewegte Quellen die Dopplerverschiebung der einfallenden Strahlung gegenüber der Referenzenergie E_0 korrigiert wird. Zusätzlich wird über Gleichung (2.27) der Streuwinkel ϑ bestimmt:

$$\vartheta = \arccos \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_{\text{ph}}} + \frac{m_e c^2}{E_{\text{ph}} + E_{\text{el}}} \right) ,$$

wobei nur solche Ereignisse zugelassen werden, die zu einem reellen Wert für ϑ führen. Später kann die Analyse auf den Winkelbereich eingeschränkt werden, der die höchste Modulation aufweist. Diese Verfahren wird auch als kinematische Ereignisauswahl (Kinematic Event Selection) bezeichnet. Des Weiteren werden aufgrund der Ununterscheidbarkeit von Ladungsteilung und Compton-Effekt nur die Ereignisse akzeptiert, bei denen zwischen dem Ort der Streuung und dem absorbierten Streuphoton mindestens ein Pixel Abstand ist.

- 3. Energiebedingungen:** Mittels zusätzlicher Energiebedingungen werden physikalisch unsinnige Ereignisse, bei denen die Energiesignale auf Vorder- und Rückseite zu stark voneinander abweichen, ausgeschlossen. Es muss gelten:

$$\begin{aligned} |E_1^{\text{Front}} - E_1^{\text{Back}}| &\leq \Delta E_{\text{F/B}} \\ |E_2^{\text{Front}} - E_2^{\text{Back}}| &\leq \Delta E_{\text{F/B}} \\ |E^{\text{Front}} - E^{\text{Back}}| &\leq \sqrt{2} \Delta E_{\text{F/B}} . \end{aligned}$$

Die Akzeptanz $\Delta E_{\text{F/B}}$ orientiert sich grob an der Energieauflösung der Streifen und wird typischerweise zwischen 3 und 5 keV gewählt.

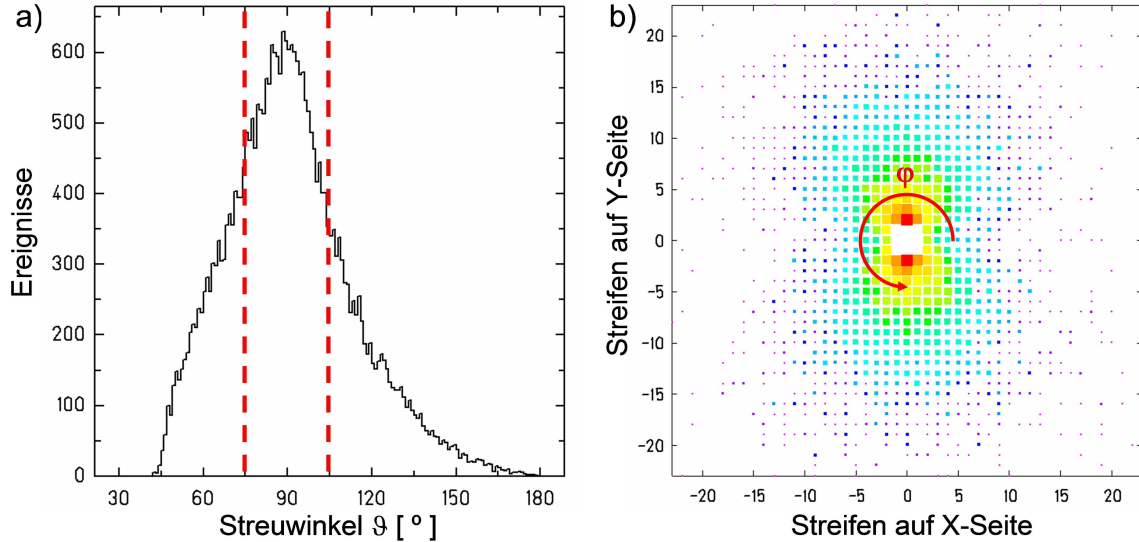


Abbildung 3.7: Verteilung des polaren sowie des azimutalen Streuwinkels der im Si(Li)-Polarimeter detektierten Compton-Ereignisse am Beispiel des K-REC in Stößen von Xe^{54+} mit H_2 bei ca. 150 MeV/u. Der Detektor wurde unter einem Beobachtungswinkel von 90° relativ zur Ausbreitungsrichtung des Ionenstrahls platziert. a) Verteilung des polaren Streuwinkels ϑ . b) Ortsverteilung der gestreuten Photonen relativ zum Streupixel $(0,0)$. Es wurden nur die Streueignisse mit $\vartheta = 90^\circ \pm 15^\circ$ dargestellt. Die Ortsverteilung weist eine deutliche Anisotropie auf, was auf eine starke Polarisation schließen lässt. Eine detaillierte Untersuchung der Polarisations-eigenschaften der K-REC-Strahlung findet sich in [90].

4. **Zeitbedingungen:** Optional können nur die Ereignisse im Detektor zugelassen werden, die in Koinzidenz- bzw. Anti-Koinzidenz zu einem externen Signal, beispielsweise von einem Teilchendetektor oder weiteren Röntgendetektoren, aufgezeichnet wurden. Dies wird im Programm mittels geeigneter Bedingungen für die entsprechenden TDC-Kanäle realisiert. Liegt die Energie des Rückstoßelektrons über der Triggerschwelle, ist zudem eine Koinzidenzbedingung für die Signale von Rückstoßelektron und gestreutem Photon möglich. In der Regel ist Elektronenenergie jedoch niedriger.
5. **Erzeugung der Histogramme:** Im letzten Analyseschritt werden die Orts- und Energieinformationen der identifizierten Compton-Ereignisse in zahlreichen Histogrammen aufbereitet. Für die anschließende Rekonstruktion der Polarisations-eigenschaften ist insbesondere die Verteilung der polaren Streuwinkel ϑ sowie die zweidimensionale Ortsverteilung der gestreuten Photonen im Detektor relevant. Letztere wird für gewöhnlich auf einen ϑ -Bereich mit hoher Modulation eingeschränkt.

In Abbildung 3.7 wird das Ergebnis der Compton-Analyse am Beispiel der K-REC-Strahlung in Stößen von Xe^{54+} mit H_2 bei ca. 150 MeV/u illustriert, die in der Arbeit von S. Hess [90] detailliert untersucht wurde. Aufgrund des hohen Polarisationsgra-

des (Theorie: $P_L > 95\%$) ist dieser Fall besonders gut zu Demonstrationszwecken geeignet. Die Messung wurde am Gas-Target des ESR durchgeführt und als Polarisationsdetektor wurde das Si(Li)-Polarimeter unter einem Beobachtungswinkel von 90° relativ zur Ausbreitungsrichtung des Ionenstrahls platziert. Für diesen Winkel lag die Energie der K-REC-Strahlung bei ca. 106 keV. Abbildung 3.7 a) zeigt die Verteilung des polaren Streuwinkels ϑ der im Detektor registrierten Compton-Ereignisse. Das Maximum liegt nahe 90° , was auf die Detektorgeometrie zurückzuführen ist, welche für diesen Streuwinkelbereich die höchste Nachweiseffizienz aufweist. Unterhalb von ca. 45° knickt die Verteilung abrupt ab. Dies liegt an der unteren Energieschwelle, die in der Analyse auf 6 keV gesetzt wurde. Rückstoßelektronen mit niedrigerer Energie und entsprechend kleineren Streuwinkeln ϑ werden nicht mehr registriert. In Abbildung 3.7 b) ist die Ortsverteilung der gestreuten Photonen relativ zu dem Pixel, in welchem die Streuung stattgefunden hat, dargestellt. Um eine hohe Modulation zu gewährleisten, wurden nur Streueignisse mit $\vartheta = 90^\circ \pm 15^\circ$ zugelassen. Die deutlich anisotrope Verteilung lässt bereits qualitativ auf eine starke Polarisation der einfallenden Strahlung schließen. Im Folgenden werden die beiden Verteilungen in obiger Abbildung für eine quantitative Rekonstruktion der zugrundeliegenden Polarisationsseigenschaften genutzt.

Rekonstruktion der Polarisationsseigenschaften

Um sowohl den Grad der linearen Polarisation als auch die Orientierung des Polarisationsvektors der einfallenden Strahlung aus der Winkelverteilung der Compton-Ereignisse zu rekonstruieren, wird die für einen bestimmten Bereich des polaren Streuwinkels ϑ gemessene Ortsverteilung der gestreuten Photonen in POLARFIT zunächst in N_b äquidistante Winkelabschnitte unterteilt. An die resultierende Azimutalverteilung wird dann mittels der Methode der kleinsten Quadrate eine für teilweise Polarisation modifizierte Version der Klein-Nishina-Formel (3.1) angepasst. Die Fitfunktion $f(\varphi)$ ist wie folgt definiert:

$$f(\varphi) = C \left(A + A^{-1} - 2B \left(\frac{1}{2}(1 - \tilde{P}_L) + \tilde{P}_L \cos^2(\varphi + \tilde{\varphi}_0) \right) \right), \quad (3.6)$$

wobei die Konstanten A und B aus einer Mittelung über den betrachteten Bereich des Streuwinkels ϑ resultieren und C als Normierungsfaktor dient. Es gilt:

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{I} \sum_{\vartheta=\vartheta_0}^{\vartheta_1} I_\vartheta \frac{E'(\vartheta)}{E} \\ B &= \frac{1}{I} \sum_{\vartheta=\vartheta_0}^{\vartheta_1} I_\vartheta \sin^2 \vartheta \\ C &= \frac{I}{N_b} \frac{1}{A + A^{-1} - B}. \end{aligned}$$

Dabei bezeichnet I die Gesamtzahl der im Intervall $[\vartheta_0, \vartheta_1]$ gemessenen Compton-Ereignisse und I_ϑ die Anzahl der Ereignisse für den entsprechenden, ganzzahligen Winkel ϑ . Die Werte von A und B entsprechen also dem gewichteten Mittel der Terme $\frac{E'}{E}$ bzw. $\sin^2 \vartheta$ über den ϑ -Bereich, für den die Azimutalverteilung gemessen wurde. Der

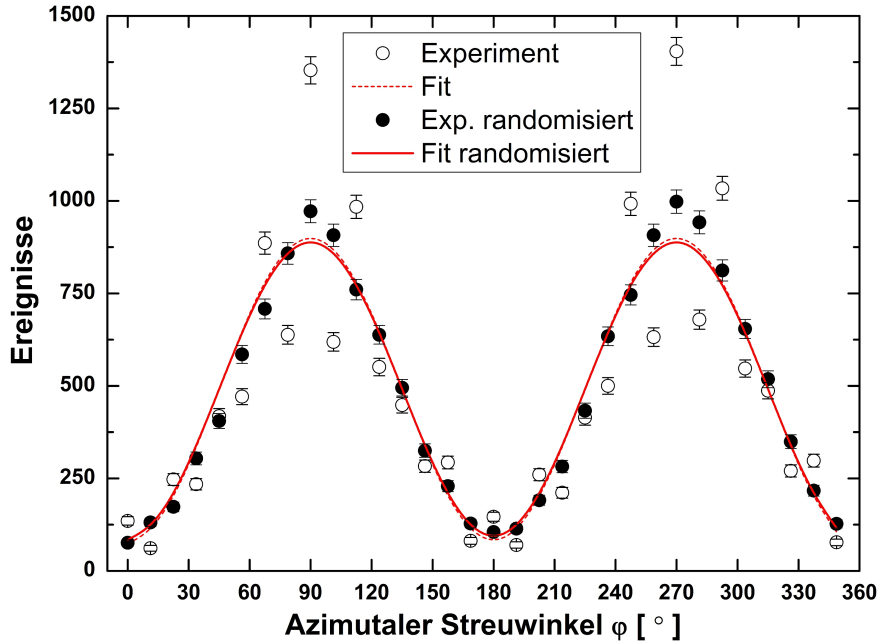


Abbildung 3.8: Demonstration des Fittingprogramms POLARFIT am Beispiel des K-REC in Xe^{54+} : Für die Position der Rückstoßelektronen und gestreuten Photonen wird entweder der Mittelpunkt des jeweiligen Pixels angenommen oder aber beide Ereignisse werden innerhalb ihres Pixels gleichverteilt verschmiert. Letzteres ermöglicht eine starke Reduzierung der Binningeffekte. Für das Resultat des Fits bezogen auf den freien Parameter \tilde{P}_L hat dies nur geringe Auswirkungen, allerdings wird durch die Randomisierung der Positionsinformationen das reduzierte χ^2 deutlich verringert.

Parameter $\tilde{\varphi}_0$ gibt die Verkippung des Polarisationsvektors relativ zu der durch die Detektorgeometrie gegebenen Koordinatenachsen wieder (siehe Abschnitt 2.1). Falls der Detektor entlang des erwarteten Polarisationsvektors der einfallenden Photonen ausgerichtet wurde, kann somit $\tilde{\varphi}_0 = 0$ gesetzt werden. In diesem Fall verbleibt der Grad der linearen Polarisation \tilde{P}_L als einziger freier Parameter. Dabei ist zu beachten, dass nur im Falle eines idealen Polarimeters die rekonstruierte Polarisation \tilde{P}_L ohne weitere Korrekturen dem tatsächlichen Polarisationsgrad P_L der einfallenden Strahlung entspricht.

In Abbildung 3.8 ist die Funktion des Fittingprogramms am Beispiel des K-REC in Xe^{54+} dargestellt. Zunächst wurde für jedes Ereignis der Ortsverteilung aus Abbildung 3.7b) der azimutale Streuwinkel φ bestimmt und einem von 32 radialen Winkelabschnitten (Bins) zugeordnet. Dann erfolgte eine Anpassung der Funktion $f(\varphi)$ an die experimentellen Daten, wobei $\tilde{\varphi}_0 = 0$ gesetzt wurde. Wird als Position der gestreuten Photonen der Mittelpunkt des jeweiligen Pixels angenommen, so werden für Pixel auf der Grenze zwischen zwei Winkelabschnitten alle darin liegenden Ereignisse nur einem der beiden Bins zugeordnet, so dass je nach Wahl des Rasters manche Bins gegenüber ihren Nachbarn systematisch über- bzw. untergewichtet sind. Diese sogenannten Binningeffekte können deutlich reduziert werden, indem für jedes Streuer-

eignis sowohl die Position des Rückstoßelektrons, weitgehend identisch mit dem Ort der Streuung, als auch die des gestreuten Photons innerhalb ihres Pixels gleichverteilt verschmiert (randomisiert) werden. Die Ereignisse werden damit im Rahmen statistischer Schwankungen entsprechend des Anteils, den ein Winkelabschnitt jeweils auf einem Pixel abdeckt, auf die Bins aufgeteilt. Die Annahme einer gleichmäßigen Intensitätsverteilung innerhalb eines Pixels ist insbesondere bei symmetrischen Pixeln mit Ausdehnungen deutlich unterhalb der mittleren freien Weglänge der Photonen sowie bei zu vernachlässigenden Ladungsteilungseffekten gerechtfertigt. Während diese Bedingungen für das Si(Li)-Polarimeter weitgehend erfüllt sind, ist bei dem 2D-Ge(i)-Detektor eine geringere Reduktion der Binningeffekte zu erwarten. In diesem Fall ist innerhalb der Pixel eine ungleichmäßige Zufallsverteilung der Ereignisse gemäß der unterschiedlichen Absorptionswahrscheinlichkeiten bzw. Raumwinkelanteile nötig [89]. Bei einer geeigneten Wahl des Binningrasters kann sich die abwechselnde Über- bzw. Untergewichtung der einzelnen Bins tendenziell ausmitteln, so dass der Einfluss auf den Fit zumindest für hohe Polarisationsgrade gering ist. Allerdings wird in jedem Fall das reduzierte χ_{red}^2 , welches die mittlere Abweichung der Messdaten von der Fitfunktion unter Berücksichtigung der angenommenen statistischen Messfehler misst, durch Binningeffekte stark erhöht. Dies führt zu einer fehlerhaften Bestimmung der Fehlergrenzen der Fitparameter, welche von der zugrundeliegenden MINUIT-Routine anhand des χ_{red}^2 -Wertes ermittelt werden. Für eine korrekte Fehlerbestimmung müssen daher entweder die zusätzlichen Effekte in der Fitfunktion berücksichtigt werden oder die Messdaten mittels geeigneter Methoden um diese Effekte bereinigt werden.

Eine weitere Möglichkeit zur Vermeidung von Binningeffekten ist das Einschränken der Winkelverteilung auf einen kleinen Bereich des Radius $\Delta r = r_2 - r_1$, was jedoch mit einem umso größeren Verlust an Statistik verbunden ist, je kleiner Δr bzw. je größer der minimale Radius r_1 gewählt wird. Des Weiteren kann die vorliegende Winkelverteilung auf eine zuvor unter möglichst identischen experimentellen Bedingungen für unpolarisierte Strahlung ermittelte isotrope Winkelverteilung normiert werden. Diese Methode gleicht nicht nur Binningeffekte aus, sondern führt idealerweise zu einer Aufhebung aller detektorbedingten Asymmetrien. Da es experimentell jedoch kaum zu realisieren ist, für jede Polarisationsmessung eine möglichst identische Messung mit unpolarisierter Strahlung durchzuführen, wird dazu häufig auf Monte-Carlo-Simulationen zurückgegriffen.

Ein Überblick über die Auswirkungen der oben genannten Methoden zur Korrektur von Binningeffekten sowie detektorbedingten Asymmetrien findet sich in Tabelle 3.2. Es ist jeweils das Resultat des Fitparameters \tilde{P}_L sowie das reduzierte χ^2 in Abhängigkeit von der Zahl der radialen Bins N_b angegeben. Die χ^2 -Verteilung gibt die Wahrscheinlichkeit an, im Fall von normalverteilten Messfehlern und in Abhängigkeit von der Zahl der Freiheitsgrade n ein bestimmtes χ^2 zu erhalten. Grob lässt sich sagen, dass das reduzierte $\chi_{\text{red}}^2 = \chi^2/n$ nahe 1 liegen sollte. Ein deutlich größerer Wert zeigt an, dass die Fitfunktion die der Verteilung der experimentellen Daten zugrundeliegenden Gesetzmäßigkeiten nicht voll wiedergibt bzw. die Messfehler unterschätzt wurden. Ein Wert $\ll 1$ lässt dagegen auf eine Überschätzung der Messunsicherheit schließen. In der Literatur wird ein $\chi_{\text{red}}^2 \leq 2$ bzw. für die Wahrscheinlichkeit, dass ein größeres χ^2 gefunden wird, $P(> \chi^2) \geq 5\%$ empfohlen, um eine Fitfunktion als akzeptable Approximation der vorliegenden Verteilung ansehen zu können [53].

Binning	ohne Korrektur		Verschmierung innerhalb eines Pixels		Einschränkung auf $r \in [10 \text{ mm}, 16 \text{ mm}]$		Normierung auf unpolarisierte Strahlung		
	N_b	\tilde{P}_L [%]	χ^2_{red}	\tilde{P}_L [%]	χ^2_{red}	\tilde{P}_L [%]	χ^2_{red}	\tilde{P}_L [%]	χ^2_{red}
	8	82,7	5,9	80,9	7,0	84,0	14,6	83,1	1,7
	11	86,9	8,7	85,6	6,0	91,5	6,7	88,1	3,1
	17	89,4	40	88,0	6,8	93,0	2,4	90,1	1,7
	23	91,7	39	89,2	4,0	94,0	7,9	90,1	1,4
	26	82,2	111	88,6	3,7	95,7	8,4	89,8	1,2
	29	92,3	51	88,9	3,7	93,9	7,1	90,1	1,2
	32	91,7	44	88,7	3,3	95,2	4,0	89,9	1,3
	38	87,7	82	88,9	2,9	91,8	10,4	90,2	0,9
	44	94,7	69	89,6	3,1	95,5	9,1	90,4	1,2
	50	91,2	109	89,3	2,8	97,3	7,4	91,9	1,0

Tabelle 3.2: Überblick über verschiedene Methoden zur Korrektur von Binningeffekten sowie detektorbedingten Anisotropien. Es ist jeweils das Resultat des Fitparameters \tilde{P}_L sowie das reduzierte χ^2 in Abhängigkeit von der Zahl der radialen Bins N_b angegeben.

Es zeigt sich, dass selbst die Verwendung der unkorrigierten Streuverteilung zu einem Wert für \tilde{P}_L führt, der lediglich um 5 bis 10 % von dem tatsächlichen Polarisationsgrad der einfallenden Strahlung abweicht. Dies unterstreicht die hohe Qualität des Si(Li)-Polarimeters im Vergleich zu anderen Polarimetersystemen, bei denen zunächst eine aufwendige Aufbereitung der Daten nötig ist [78, 89]. Des Weiteren sind alle dargestellten Korrekturmethode dazu geeignet, die Messdaten um geometrische Effekte zu bereinigen, so dass sie besser mit der zugrundeliegenden Klein-Nishina-Verteilung übereinstimmen. Eine Ausnahme stellt die Unterteilung in eine sehr kleine Zahl von Winkelabschnitten dar, wobei die radiale Auflösung zu grob wird, als dass die Fitfunktion noch sinnvoll an die Daten angepasst werden könnte. Dies erklärt auch das deutliche Abfallen des rekonstruierten Polarisationsgrades \tilde{P}_L für $N_b \leq 11$. Umgekehrt führt eine deutlich größere Zahl von Bins zu keiner signifikanten Änderung mehr, da die radiale Auflösung in diesem Fall durch die Pixel in der näheren Umgebung des Streupixels, wo der Großteil der Ereignisse nachgewiesen wird, beschränkt ist. Das Einschränken der Analyse auf Ereignisse, die weit vom Ort der Streuung entfernt liegen, erhöht die effektive Winkelauflösung und damit die Modulation. Daher werden in der dritten Spalte für \tilde{P}_L etwas höhere Werte ermittelt, die näher am tatsächlichen Grad der Polarisation liegen. Allerdings liegt nur ca. 1/3 der Ereignisse im Radiusintervall zwischen 10 mm und 16 mm, was die statistischen Unsicherheiten entsprechend erhöht. Als augenscheinlich beste Methode erweist sich die Normierung der experimentellen Daten auf eine isotrope Verteilung unpolarisierter Strahlung. Diese wurde mittels einer Monte-Carlo-Simulation unter weitgehender Reproduktion der während des Experiments herrschenden Bedingungen erzeugt. In Abschnitt 3.5 wird dieses Verfahren genauer dargestellt. Um in der Praxis die bestmögliche Korrektur der Messdaten zu erhalten, wird man auf eine Kombination der verschiedenen Methoden zurückgreifen.

Dabei ist zu beachten, dass bisher nur Korrekturverfahren bezüglich der Auswirkungen der Detektorgeometrie auf die Streuverteilung diskutiert wurden. Es ist jedoch davon auszugehen, dass es weitere Effekte gibt, die zu einer Modifikation der Streuverteilung und damit zu einer Abweichung des rekonstruierten \tilde{P}_L vom tatsächlichen Polarisationsgrad P_L der einfallenden Strahlung führen. Einige dieser Effekte werden im folgenden Abschnitt behandelt.

3.4 Mögliche Unsicherheiten und Fehlerquellen

Im Folgenden werden eine Reihe von potentiellen Unsicherheiten bzw. Fehlerquellen im Bezug auf die Rekonstruktion der Polarisationsseigenschaften vorgestellt. Dabei führen die meisten Effekte in der Tendenz zu einer systematischen Reduktion bzw. Verfälschung der durch den Compton-Prozess gegebenen Anisotropie der azimuthalen Winkelverteilung. Es erfolgt eine grobe Abschätzung der zu erwartenden Auswirkungen sowie gegebenenfalls eine Diskussion möglicher Korrekturverfahren. Allgemein lässt sich sagen, dass eine Normierung bzw. Kalibration der Detektorsysteme mittels Photonen mit bekannten Polarisationsseigenschaften die erfolgversprechenste Methode darstellt.

Endliche Pixelgröße

Falls die Position der Wechselwirkung innerhalb eines Pixels nicht genauer bestimmt werden kann, definiert die Ausdehnung der Pixel sowie deren Abstand vom Ort der Streuung die erreichbare Winkelauflösung $\Delta\varphi$ des Detektors. Eine endliche Pixelgröße führt so zu einer verringerten Modulation im Vergleich zu einem idealen Polarimeter. Im Falle des Si(Li)-Polarimeters deckt ein drei Pixel vom Ort der Streuung entfernter Pixel (entspricht 6 mm) beispielsweise einen Winkelbereich von $\Delta\varphi \approx 20^\circ$ ab, woraus sich für 100 keV Photonen eine im Vergleich zur Klein-Nishina-Gleichung (3.1) um den Faktor 0,6 reduzierter Modulationsquotient \tilde{M} ergibt. Im Abstand von sechs Pixeln ergibt sich dagegen $\Delta\varphi \approx 10^\circ$ und $\tilde{M} = 0,84 M_{\text{ideal}}$. Allerdings ist die Intensität der unter $\vartheta = 90^\circ$ gestreuten Photonen innerhalb von 12 mm aufgrund von Absorptions- und Streuprozessen auf ca. die Hälfte abgesunken. In der Praxis kommt dazu noch ein bedeutender Anteil von Photonen, die den Detektor verlassen haben. Die Einschränkung der Azimutalverteilung auf große Abstände mit entsprechend hoher Winkelauflösung ist daher mit einem deutlichen Verlust an Nachweiseffizienz verbunden.

Ladungsteilung

Für Ereignisse, die im Grenzbereich zweier Streifen stattfinden, können die Ladungsträgerwolken zwischen beiden Segmenten aufgeteilt werden und unter Umständen auch Teile der Ladung in der Lücke zwischen den Segmenten verloren gehen. Eine exakte Rekonstruktion der Energie mittels Cluster-Analyse, wie sie bei Röntgen-CCDs eingesetzt wird, ist bei den hier betrachteten Detektoren aufgrund des hohen Rauschlevels oftmals nicht möglich. In der Compton-Analyse führt dieser auch als Charge Splitting bezeichnete Effekt zu einer zusätzlichen Energieunsicherheit, wobei ein Großteil

der betroffenen Ereignisse aufgrund der nicht übereinstimmenden Energiesignale auf Vorder- und Rückseite verworfen wird. Ladungsteilung führt somit in Abhängigkeit von der Ausdehnung der Ladungswolken (typischerweise < 100 keV) zu einer Verkleinerung der effektiv zur Verfügung stehenden Pixelfläche. Für das Si(Li)-Polarimeter ist die Ladungsteilung aufgrund der vergleichsweise großen Streifenbreite von geringer Bedeutung. Im Fall des 2D-Ge(i)-Detektors ist jedoch ein signifikanter Teil der Ereignisse von Charge Splitting betroffen.

Inhomogene Nachweiseffizienz im Detektor

Bei vielfach segmentierten Detektoren ist davon auszugehen, dass die Segmente sowie die sich daraus ergebenden Pixel in ihrer Nachweiseffizienz nicht völlig identisch sind. Hinzu kommen verschiedene starke Rauschbeiträge sowie leicht unterschiedliche Triggerschwellen innerhalb des Datenaufnahmesystems. Dies führt ähnlich dem Fall einer ungleichmäßigen Intensitätsverteilung der einfallenden Strahlung zu einer zusätzlichen Anisotropie in der gemessenen Streuverteilung. Da zum Erstellen der azimutalen Winkelverteilung viele Pixel in einem Winkelabschnitt zusammengefasst werden, sollten sich kleinere Inhomogenitäten ausmitteln. Fallen aber beispielsweise aufgrund eines hohen Rauschlevels ganze Segmente aus der Compton-Analyse heraus, ist mit einem deutlichen Effekt zu rechnen.

Gültigkeit der Klein-Nishina-Gleichung

Die Fitfunktion (3.6) basiert auf der Klein-Nishina-Gleichung, welche den Compton-Effekt unter der Voraussetzung beschreibt, dass der Impulsübertrag auf das Rückstoßelektron groß gegenüber dem mittleren Impuls seines gebundenen Ausgangszustandes ist. Für die Mehrzahl der Elektronen im Detektormaterial ist diese Bedingung bei den hier betrachteten Photonenenergien und Streuwinkeln klar erfüllt. Nur im Fall der K-Schalen-Elektronen von Germanium und bei Photonenenergien unterhalb von ca. 125 keV liegt die Bindungsenergie nur geringfügig unter dem typischen Energieübertrag. Diese stellen jedoch lediglich 1/16 der zur Verfügung stehenden Elektronen und weisen zudem aufgrund ihrer stärkeren Lokalisierung einen etwas geringeren Streuquerschnitt als die übrigen Elektronen auf.

Compton-Profile der gestreuten Photonen

Die gebundenen Streuelektronen weisen eine Impulsverteilung endlicher Breite auf, was eine Dopplerverbreiterung der unter einem festen Streuwinkel ϑ beobachteten Streustrahlung zur Folge hat (siehe Unterabschnitt 2.3.3). Daraus ergeben sich Unsicherheiten bei Algorithmen, die die Energieaufteilung zwischen Elektron und gestreutem Photon zur Rekonstruktion des Streuwinkels nutzen. Dieser Effekt wurde insbesondere im Zusammenhang mit der Entwicklung von Compton-Kameras intensiv untersucht und ist für Photonenenergien im Bereich einiger 100 keV gegenüber der typischen Energieauflösung von Halbleiter-Detektoren nicht zu vernachlässigen [94]. Verglichen mit den Anforderungen für Compton-Kameras ist die Toleranz bei den hier betrachteten

Winkelbereichen $\Delta\vartheta \approx 30^\circ$ jedoch sehr groß. Zudem ist für Detektoren auf Basis von Silizium ein deutlich geringerer Effekt als bei Germanium zu erwarten.

Elastische Streuung

Bei elastischer Streuung ändern sich sowohl die Ausbreitungsrichtung als auch die Polarisations-eigenschaften der Photonen, ohne dass ein Energieverlust erfolgt. Dementsprechend gibt es keine Möglichkeit, diese Streuereignisse im Detektor nachzuweisen. Bei Photonenenergien deutlich oberhalb von einigen keV und Materialien mit niedriger Kernladungszahl ist die Streuung jedoch stark zu sehr kleinen Vorwärtswinkeln hin gerichtet, so dass die Eigenschaften der Photonen nur geringfügig modifiziert werden. Zudem ist der Querschnitt für elastische bzw. Rayleigh-Streuung für alle hier betrachteten Energien deutlich niedriger als der für Compton-Streuung. Abschätzungen für einen 16-Pixel-Ge(i)-Detektor lieferten einen Beitrag von weniger als 1% für den rekonstruierten Grad der linearen Polarisation [89].

Mehrfachstreuung

Mit mehrfacher Compton-Streuung ist dann zu rechnen, wenn für die gestreuten Photonen der Querschnitt für Compton-Streuung immer noch größer oder gleich dem der Photoionisation ist. Solche Ereignisse sind anhand der zur Verfügung stehenden Messgrößen in der Regel nicht eindeutig zu rekonstruieren und werden daher für die Analyse der Streuerverteilung momentan nicht berücksichtigt. Eine Auslese der dritten Ortskoordinate im Detektor könnte hier jedoch eine deutliche Verbesserung bringen. Ein Sonderfall ist die mehrfache Streuung innerhalb eines Pixels, die nicht von einer einzigen inelastischen Streuung unterschieden werden kann. Falls in einem solchen Mehrfachprozess zufällig die entsprechenden Energiebedingungen erfüllt werden, kann dieser fälschlicherweise als normales Compton-Ereignis identifiziert werden. Simulationen zeigen, dass der Beitrag derartiger Ereignisse in den meisten Fällen gering ist. Für kontinuierliche spektrale Verteilungen sowie lose Energiebedingungen ist jedoch mit einem stärkeren Beitrag zu rechnen. Eine Untersuchung zur Wahrscheinlichkeit von mehrfacher Compton-Streuung für den Fall eines Ge(i)-Detektors findet sich beispielsweise in [89].

Elektronisches Rauschen

Das elektronische Rauschen der Detektorsysteme führt zu zwei unterschiedlichen Effekten: Einerseits stellt es den dominanten Beitrag für die Energieauflösung von vielfach segmentierten Detektoren (typischerweise 1,5 bis 2,5 keV FWHM) und setzt damit eine untere Grenze sowohl für das Auflösungsvermögen benachbarter Linien als auch bezüglich der Unsicherheit des rekonstruierten Streuwinkels ϑ . Dabei entspricht beispielsweise eine Energieunsicherheit von $\Delta E = \pm 1,5$ keV bei 120 keV Photonen und Streuung unter $\vartheta = 90^\circ$ einer Winkelunsicherheit von $\Delta\vartheta = \pm 5^\circ$. Andererseits ist der niederenergetische Bereich durch Rauschereignisse dominiert, was eine vergleichsweise hohe Triggerschwelle von 15 bis 25 keV nötig macht. Bei Energien unterhalb von

ca. 150 keV liegen die Signale der Rückstoßelektronen mit $\vartheta = 90^\circ \pm 30^\circ$ damit teilweise unterhalb der Triggerschwelle. Zudem führen Rauschereignisse zu einer künstlichen Erhöhung der Multiplizität und können zusammen mit höherenergetischen Ereignissen fälschlicherweise als Compton-Ereignis identifiziert werden. Daher ist in der Datenanalyse die Einführung einer unteren Energieschwelle nötig, unterhalb der alle Ereignisse verworfen werden. Zudem muss die Compton-Analyse eine möglichst hohe Selektivität aufweisen.

Energiekalibration

Bei der Kalibration der ADC-Kanäle wird ein rein linearer Zusammenhang zwischen Energiesignal und Kanalzahl vorausgesetzt. Dabei werden die Kalibrationsparameter anhand von typischerweise drei bis sechs bekannten Röntgenreferenzlinien bestimmt. Sowohl Abweichungen von der Linearität wie auch Ungenauigkeiten bei der Kalibration können systematische Abweichungen der kalibrierten Energieachse von der tatsächlich im Detektor deponierten Energie zur Folge haben. Dies führt beispielsweise dazu, dass bei den Compton-Ereignissen die Summe von E_{el} und E_{ph} nicht mehr exakt mit der Energie der einfallenden Photonen E_0 übereinstimmt. Gegenüber der Energieunsicherheit als Folge des elektronischen Rauschens sowie durch Ladungsteilungseffekte sind die aufgrund einer ungenauen Kalibration zu erwartenden Abweichungen jedoch gering.

Zufällige Koinzidenzen

Photonen, die innerhalb weniger μs im Detektor einfallen, werden von der Datenaufnahme innerhalb des gleichen Listmode-Events abgespeichert. Aufgrund der hohen Diskriminatorschwelle liegt für den niederenergetischen Bereich, in dem die Rückstoßelektronen liegen, oftmals keine zusätzliche Zeitinformation vor, so dass solche Ereignisse als koinzident angenommen werden. In diesem Fall werden die beiden Photonen, sofern sie zufällig alle Bedingungen der Compton-Analyse erfüllen, fälschlicherweise als ein Compton-Ereignis identifiziert. Relevant ist dieser Effekt vor allem bei einer hohen Intensität der einfallenden Strahlung sowie bei breiten, kontinuierlichen spektralen Verteilungen. Zusätzlich kann auch die Kombination eines Rauschereignisses mit einem einfallenden Photon zu einem falschen Compton-Ereignis führen. Der Beitrag dieser zufälligen Koinzidenzen kann mittels einer Untersuchung der Ortsverteilung der Compton-Ereignisse im Detektor abgeschätzt werden. So ist beispielsweise für zufällige Ereignisse eine im Vergleich zu echten Streueignissen deutlich unterschiedliche Verteilung des Abstands zwischen gestreutem Photon und Streupixel zu erwarten.

Nicht-senkrechter Einfall

Falls die Strahlung nicht senkrecht auf den Detektor einfällt, besteht keine orthogonale Symmetrie des Detektorsystems mehr. Dies führt zu einer unterschiedlichen Nachweiseffizienz für die Azimutalverteilung der gestreuten Photonen und damit zu einer zusätzlichen Anisotropie in den Messdaten, die nachträglich korrigiert werden muss. Für eine punktförmige Quelle, deren Strahlung im Zentrum des Detektors senkrecht

einfällt, ergibt sich für die Randstreifen des im Abstand von 30 cm bzw. 60 cm aufgestellten Si(Li)-Polarimeters ein schräger Einfall von ca. 6° bzw. 3° . Für die im Detektor gestreuten Photonen entspricht dies einer Abweichung von ca. 0,3 cm bzw. 0,15 cm in 3,2 cm Entfernung (halber Detektordurchmesser) vom Ort der Streuung. Angesichts der Kristalldicken von ca. 1 cm liegen die unter $\vartheta = 90^\circ$ gestreuten Photonen damit aber noch innerhalb des Kristalls. Die für den diskutierten Fall zu erwartenden Effekte sind daher gering.

Ungleichmäßige Ausleuchtung

Eine ungleichmäßige Verteilung der einfallenden Photonen auf dem Detektor hat eine entsprechende Anisotropie der Streuverteilung zur Folge. Dies kann mittels einer geeigneten Normierung der Messdaten korrigiert werden oder die aktive Fläche des Detektors wird in der Analyse auf einen Bereich mit näherungsweise homogener Intensitätsverteilung beschränkt.

Dopplerkorrektur bei bewegten Quellen

Für schnell bewegte Quellen führt die relativistische Dopplerverschiebung zu einer deutlichen Abhängigkeit der Photonenenergie vom Beobachtungswinkel. So weist beispielsweise am ESR bei 150 MeV/u Stoßenergie (entspricht $\beta = 0,51$) unter 90° gemessene Strahlung für die beiden äußersten Streifen des in 30 cm Abstand platzierten Si(Li)-Polarimeters eine Energieverschiebung von ca. $\pm 5\%$ gegenüber den zentralen Streifen auf. Sofern der Ort der Streuung sowie die Geometrie des experimentellen Aufbaus gut bekannt sind, lässt sich dieser Effekt in der Compton-Analyse mit hoher Genauigkeit korrigieren. Zudem kann die gemessene Energieverschiebung dazu genutzt werden, nachträglich den Abstand zwischen Quelle und Detektorkristall zu bestimmen.

3.5 Charakterisierung der Detektoren mittels Monte-Carlo-Simulationen

Wie in den vorangehenden Abschnitten dargestellt, gibt es zahlreiche Effekte, die zu einer Abweichung der im Detektor gemessenen Ortsverteilung der gestreuten Photonen gegenüber der zugrundeliegenden Klein-Nishina-Gleichung führen. Um aus den experimentellen Daten dennoch ein korrekte Werte für den rekonstruierten Polarisationsgrad \tilde{P}_L sowie die Verkippung $\tilde{\varphi}_0$ ermitteln zu können, ist es nötig, diese Effekte möglichst vollständig in der Fitfunktion zu berücksichtigen bzw. die Daten entsprechend zu korrigieren. Alternativ oder ergänzend ist es wünschenswert, sowohl das Detektorsystem als auch die Analysealgorithmen mittels Messungen an Photonen mit bekannten Polarisationsseigenschaften zu kalibrieren. Da in Experimenten ausreichend intensive Photonenquellen mit klar definiertem Polarisationsgrad nur eingeschränkt zur Verfügung stehen, werden zur Charakterisierung von Comptonpolarimetern häufig Monte-Carlo-Simulationen eingesetzt. Diese müssen neben den relevanten physika-

lischen Prozessen auch den experimentellen Aufbau sowie detektorspezifische Eigenschaften beinhalten und sollten die Daten in einer Form zur Verfügung stellen, in der sie mittels der gleichen Analyseprogramme wie die experimentellen Daten verarbeitet werden können. Zu diesem Zweck wurde für die Modellierung von beidseitig segmentierten Röntgendetektoren ein Simulationsprogramm auf Basis des Programmpakets Electron Gamma Shower 5 (EGS5) erstellt.

Das EGS-Paket wurde zunächst für den Hochenergiebereich entwickelt [95], in welchem Elektronen und Photonen beim Durchgang durch Materie Schauer von Elektron-Positron-Paaren sowie weiteren hochenergetischen Photonen erzeugen. Seit einigen Jahren ist durch das LSCAT-Zusatzpaket jedoch auch der Bereich niedriger Energien bis hinunter zu ca. 1 keV sowie die Streuung linear polarisierter Photonen erschlossen [96, 97]. Die EGS-Routinen simulieren die grundlegenden physikalischen Wechselwirkungen von Photonen, Elektronen und Positronen in Materie mittels eines Monte-Carlo-Verfahrens. Die Teilchen werden dabei in diskreten Schritten durch die vorher festgelegte Umgebung transportiert, deren Länge unter anderem anhand der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in dem entsprechenden Medium bestimmt wird. Nach jedem Transportschritt wird gemäß der jeweiligen Wirkungsquerschnitte per Zufallszahl bestimmt, ob eine bestimmte Wechselwirkung stattfindet. Eine Ausnahme stellt die Energieabgabe geladener Teilchen durch Ionisation schwach gebundener Elektronen sowie niederenergetische Bremsstrahlung dar, welche als quasi-kontinuierlicher Prozess behandelt wird. Hier erfolgt nach jedem Schritt eine Deponierung des während des letzten Transports aufgelaufenen Energieverlusts und es wird mittels einer integralen Betrachtung über die einzelnen Coulomb-Stöße eine effektive Richtungsänderung ermittelt. Fällt ein Teilchen unter eine vorher festgelegte Schwelle oder verlässt es den betrachteten Raumabschnitt, so wird es verworfen und seine restliche Energie lokal deponiert. Bei jedem Schritt kann der Nutzer auf den aktuellen Zustand der Primärteilchen sowie später erzeugter Sekundärteilchen zugreifen und so die komplette Historie jedes Teilchens protokollieren. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus sowie der Bedienung des zur aktuellen Version in weiten Teilen identischen EGS4 findet sich in [16].

Im Folgenden sind die Wechselwirkungsprozesse aufgeführt, die im Rahmen von EGS5 näherungsweise behandelt werden. Die Güte der jeweiligen Näherung ist dabei stark von dem betrachteten Prozess bzw. Energiebereich abhängig:

- Elektron-Positron-Paarerzeugung
- Elektron-Positron-Annihilation
- Bremsstrahlung
- Møller- und Bhabba-Streuung
- Mehrfachstreuung von Elektronen und Positronen
- Inelastische Photonenstreuung (Compton-Effekt)
- Elastische Photonenstreuung (Rayleigh-Streuung)
- Photoionisation

- Elektronenstoßionisation
- Fluoreszenzstrahlung
- Auger-Elektronen

Im Zusammenhang mit der Streuung polarisierter Strahlung sind jedoch einige Einschränkungen zu beachten:

- Zirkulare Polarisation kann nicht behandelt werden.
- Charakteristische Strahlung und Bremsstrahlung werden als unpolarisiert angenommen.
- Auch bei Verbindungen und Molekülen werden die Compton-Profile der isolierten Atome verwendet.
- Der geringe Energieübertrag auf den Kern wird beim Compton-Effekt vernachlässigt.

Die folgenden Bereiche der Simulation müssen dagegen vom Nutzer bereitgestellt werden:

- **Geometrie des experimentellen Aufbaus:** Der Raum, in welchem die Simulation abläuft, wird mittels Zonen, die mit einem bestimmten Material gefüllt sind, sowie Trennflächen zwischen den unterschiedlichen Zonen konstruiert. Diese Geometrie kann direkt im Quelltext aus verschiedenen orientierten Ebenen und anderen einfachen geometrischen Objekten zusammengesetzt werden. Alternativ besteht die Möglichkeit, die Experimentgeometrie aus einer externen Datei im CG-Format einlesen zu lassen. Die Abkürzung CG steht dabei für die Nutzung der Kombinatorischen Geometrie, welche die Konstruktion komplexer Strukturen mittels Vereinigungs- und Schnittmengenbildung aus einfachen geometrischen Objekten erlaubt. In dieser Arbeit wurden die CG-Dateien mittels des Programms CGVIEW [98] erstellt, welches auch die Visualisierung der Simulationsergebnisse erlaubt. Des Weiteren muss der Nutzer die Position und Ausdehnung der Strahlungsquelle sowie die Energie, Ausbreitungsrichtung und linearen Polarisationseigenschaften der emittierten Photonen festlegen. Um auch schnell bewegte Quellen, wie sie in Speicherringen vorkommen, korrekt behandeln zu können, wurde zudem der relativistische Dopplereffekt berücksichtigt.
- **Aufbereitung der Simulationsdaten:** Je nach physikalischer bzw. experimenteller Fragestellung können die unterschiedlichsten Daten aus der Simulation extrahiert werden. Für die Simulation der eingesetzten Comptonpolarimeter wurde die Energiedeposition im Detektorkristall für jedes einfallende Photon zunächst gemäß ihrer Position den Streifen auf Vorder- und Rückseite zugeteilt und diese Informationen dann, ähnlich wie bei Listmode-Daten, in eine fortlaufende Datei geschrieben. Dabei werden nur die Events berücksichtigt, bei denen in mindestens einem Streifen eine Energie größer 30 keV gemessen wird. Dies entspricht der Wirkungsweise der Diskriminatorschwelle in der Datenaufnahme. Die so erzeugte Datei kann später von dem gleichen Analyseprogramm verarbeitet werden, das auch für die experimentellen Daten eingesetzt wird.

- **Elektronisches Rauschen:** Bevor die Energieinformation abgespeichert wird, erfolgt eine zufällige Modifikation der Energie gemäß einer Normalverteilung, deren Breite durch die experimentell bestimmte Energieauflösung des Detektors definiert ist. Dabei wurde nicht für jeden Streifen eine individuelle Auflösung gewählt, sondern lediglich nach Vorder- und Rückseitenstreifen unterschieden. Dies entspricht weitgehend den realen Gegebenheiten, wobei die Streifen auf der HV-Seite ein etwas stärkeres Rauschen als die auf der Masse-Seite aufweisen.
- **Ladungsteilung:** Die von EGS5 bereitgestellten Routinen erlauben keine Behandlung des Ladungstransports im Halbleiter. Um Rechenzeit zu sparen, werden zudem die bei Photoionisation und Compton-Effekt emittierten Elektronen in der Simulation nicht weiter verfolgt, sondern ihre kinetische Energie am Ort der Wechselwirkung lokal deponiert. Aus dem Abstand $\Delta z_{\text{Front,Back}}$ zu Vorder- bzw. Rückseite des Detektorkristalls wird dann mittels der Literaturwerte [99] für die Driftgeschwindigkeit $v_{e,h}$ von Elektronen und Löchern sowie deren transversalen Diffusionskonstanten $D_{e,h}$ die Ausdehnung $\sigma_{\text{Front,Back}}$ der Ladungswolken beim Auftreffen auf die Elektroden berechnet. Es gilt:

$$\sigma_{\text{Front,Back}} = F_{e,h} \sqrt{2D_{e,h} \frac{z_{\Delta\text{Front,Back}}}{v_{e,h}}} \quad (3.7)$$

wobei $F_{e,h}$ ein empirischer Faktor ist, um die Übereinstimmung von Simulationsergebnissen und experimentellen Daten zu optimieren. Die deponierte Energie wird gemäß der Projektion der Ladungswolken auf die einzelnen Streifen verteilt, wobei für die Dichteverteilung der Wolken eine zweidimensionale, auf die Koordinaten des Wechselwirkungsortes zentrierte Gaussverteilung angenommen wird. Des Weiteren wird Ladungsteilung nur für solche Ereignisse berücksichtigt, die in x - bzw. y -Richtung nicht weiter als 4σ von einem Nachbarstreifen entfernt waren. Dieser Maximalabstand liegt für hier betrachteten Energien typischerweise in der Größenordnung von $100 \mu\text{m}$, so dass Ladungsteilungseffekte im Fall des Si(Li)-Polarimeters nur wenig beitragen, für den 2D-Ge(i)-Detektor jedoch eine bedeutende Rolle spielen.

Die Aussagekraft der Simulationen hängt entscheidend von der Genauigkeit ab, mit der die zugrundeliegenden physikalischen Modelle die relevanten Prozesse reproduzieren können. In der Vergangenheit wurden zahlreiche Vergleiche zwischen experimentellen Daten und EGS-Simulationen für unterschiedliche Prozesse und Energien mit gutem Erfolg durchgeführt [100, 101, 102]. Zudem zeigte sich in dieser Arbeit, dass zumindest für das Si(Li)-Polarimeter eine nahezu vollständige Reproduktion der im Experiment gewonnenen Daten möglich ist. Im Fall des 2D-Ge(i)-Detektors ergaben sich geringfügige Abweichungen, wobei die Simulationsergebnisse jedoch auch quantitativ mit den experimentellen Daten weitgehend übereinstimmen. Insbesondere im Hinblick auf die Rekonstruktion der Polarisationsseigenschaften ist davon auszugehen, dass die Simulationen die relevanten Prozesse im Detektor auf wenige Prozent genau wiedergeben. Für einen detaillierten Vergleich zwischen Simulation und Experiment sei auf Kapitel 6 verwiesen.

Im Folgenden werden einige Charakteristika der beiden zur Polarisationsmessung eingesetzten Detektorsysteme mittels EGS-Simulationen untersucht. Der dazu simulierte

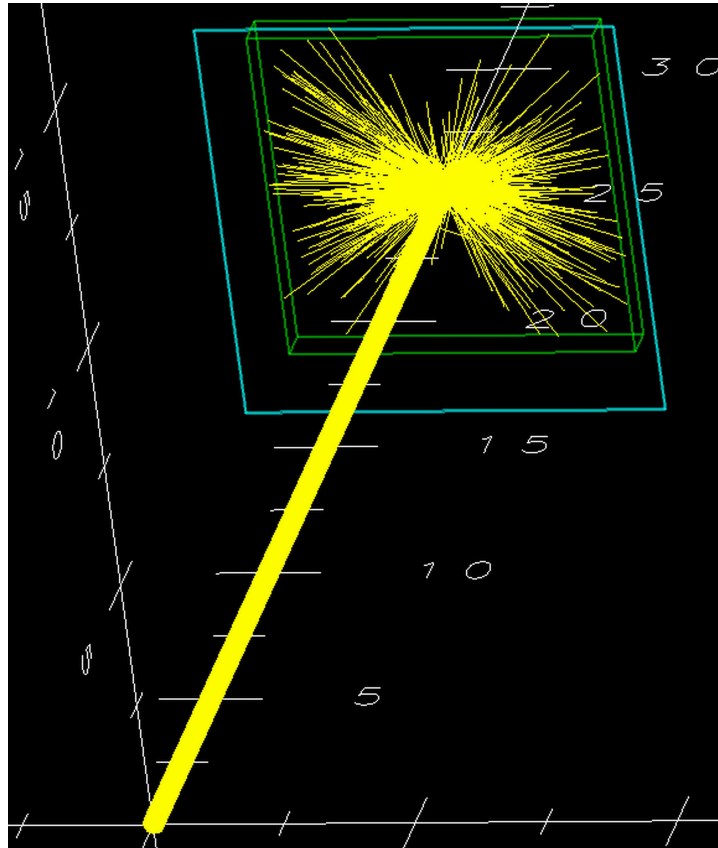


Abbildung 3.9: Mit EGS simulierter Aufbau des Si(Li)-Polarimeters und einige Photonentrajektorien dargestellt mittels CGVIEW. Ein 100 % linear polarisierter Photonenstrahl (gelb) mit 5 mm Durchmesser und einer Energie von 100 keV trifft zentral auf den Detektor. Neben dem Detektorkristall (grün) wurde noch das 0,5 mm dicke Eintrittsfenster (blau) berücksichtigt. Es sind nur die Photonen dargestellt, die innerhalb des Detektors eine Compton-Streuung mit einem Streuwinkel $\vartheta = 90^\circ \pm 15^\circ$ erfahren. Der Mittelpunkt des Detektorkristalls befindet sich bei den Koordinaten (0, 0, 25) und die Achsenbeschriftung ist in cm gegeben.

Aufbau ist in Abbildung 3.9 beispielhaft dargestellt und umfasst den jeweiligen Detektorkristall sowie das Eintrittsfenster aus Beryllium. Für die Modellierung des elektronischen Rauschens sowie der Ladungsteilung wurden die in Kapitel 6 ermittelten typischen Parameter verwendet. Die Photonen fallen in Form eines Strahls mit 5 mm Durchmesser und homogener Dichteverteilung senkrecht auf den zentralen Bereich des Detektors ein. Dies entspricht insofern dem Idealfall für Polarisationsmessungen, als dass in der Praxis oftmals zugunsten einer höheren Effizienz der Detektor relativ nah an der Quelle positioniert und auf eine starke Kollimierung verzichtet wird. Damit fallen die Photonen nicht mehr ausschließlich senkrecht auf den Detektor ein. Des Weiteren werden auch die Randbereiche beschienen, so dass ein signifikanter Teil der gestreuten Photonen die aktive Fläche des Detektorkristalls verlassen und somit die Nachweiseffizienz reduziert wird.

Detektor- und analysebedingte Anisotropie der azimuthalen Streuverteilung

In Abbildung 3.10 ist die azimuthale Verteilung der Compton-Streuung von unpolarisierter einfallender Strahlung in beiden Polarimetersystemen dargestellt. Für das Si(Li)-Polarimeter wurden dazu 10^8 Photonen mit einer Energie von 100 keV bzw. für den 2D-Ge(i)-Detektor $2,5 \cdot 10^7$ Photonen mit 125 keV simuliert. Die Streuverteilungen wurden für diese sowie die folgenden Untersuchungen jeweils in 32 äquidistante Winkelabschnitte zu je $11,25^\circ$ eingeteilt und auf die Ereignisse mit $\vartheta = 90^\circ \pm 15^\circ$ eingeschränkt, um eine möglichst hohe Modulation zu gewährleisten. Für den 2D-Ge(i)-Detektor wurde aus geometrischen Gründen zusätzlich gefordert, dass die gestreuten Photonen einen Mindestabstand vom Ort der Streuung von $r_1 = 1,165$ mm (entspricht der längeren Seite der Pixel) aufweisen müssen.

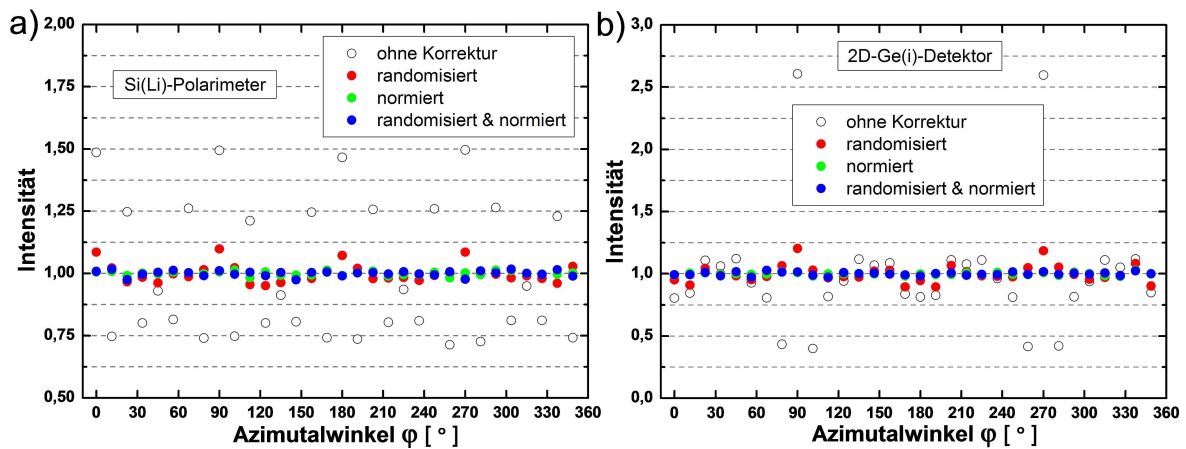


Abbildung 3.10: Detektor- und analysebedingte Anisotropie der azimuthalen Streuverteilung: a) Streuverteilung unpolarisierter 100 keV Photonen im Si(Li)-Polarimeter. b) Streuverteilung unpolarisierter 125 keV Photonen im 2D-Ge(i)-Detektor. Die Zahl der simulierten Ereignisse wurden in beiden Fällen pro Bin auf 1 normiert. Ohne geometrische Korrektur mittels Randomisierung bzw. Normierung auf unpolarisierte Strahlung ist bei beiden Detektoren eine deutliche Anisotropie der Streuverteilung festzustellen. Im Fall des 2D-Ge(i)-Detektors ist diese aufgrund der nicht-quadratischen Pixel deutlich stärker ausgeprägt und weist eine 180° - statt einer 90° -Symmetrie auf.

Ohne geometrische Korrektur mittels Randomisierung der Position innerhalb eines Pixels bzw. Normierung auf die Verteilung unpolarisierter Strahlung ist bei beiden Detektoren eine deutliche Anisotropie der Streuverteilung festzustellen. Im Fall des 2D-Ge(i)-Detektors ist diese aufgrund der nicht-quadratischen Pixel deutlich stärker ausgeprägt und weist eine 180° - statt einer 90° -Symmetrie auf. Diese 180° -Symmetrie entspricht der Modulation bei teilweise polarisierter Strahlung, so dass ohne entsprechende Korrektur eine deutliche Verfälschung der rekonstruierten Polarisation \tilde{P}_L zu erwarten ist. Dagegen ist aufgrund der 90° -Symmetrie der Streuverteilung des Si(Li)-Detektors auch ohne Korrektur nur ein geringerer Effekt auf P_L zu erwarten, was mit den Ergebnissen aus Tabelle 3.2 übereinstimmt. Die Randomisierung der Positionsinformation führt in

beiden Fällen zu einer deutlichen Verringerung der Anisotropie, jedoch bleibt bei dem 2D-Ge(i)-Detektor eine 180° -Symmetrie erhalten. Zur Normierung der Verteilungen wurden zusätzlich Datensätze mit der dreifachen Zahl an unpolarisierten Photonen erzeugt und die dargestellten Streuverteilungen dann auf diese Daten normiert. Wie erwartet führt dieses Verfahren zu einem Verschwinden der Anisotropie. Dieses Ergebnis ist nicht überraschend, da die jeweiligen Verteilungen unter völlig identischen Bedingungen erzeugt wurden. Es stellt aber zumindest einen Konsistenztest für die Analyse-Routinen dar.

Güte der Polarimetersysteme

Die Güte, im Folgenden definiert als der Quotient von rekonstruiertem Polarisationsgrad \tilde{P}_L und tatsächlichem Polarisationsgrad P_L , der beiden untersuchten Polarisationsdetektoren ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Dazu wurde der lineare Polarisationsgrad zwischen 10 und 100 % in Schritten von 10 % variiert und jeweils drei verschiedenen Photonenenergien betrachtet. Für jede Einstellung wurden im Fall des Si(Li)-Polarimeters 10^8 und für den 2D-Ge(i)-Detektor $2,5 \cdot 10^7$ Photonen simuliert. Zur Rekonstruktion der linearen Polarisation wurde das in Abschnitt 3.3 vorgestellte Fittingprogramm genutzt, wobei die Streuverteilungen wie in Abbildung 3.10 jeweils auf einen Datensatz mit unpolarisierten Photonen der entsprechenden Energie normiert wurden. Die Fehlerbalken geben die durch die MINUIT-Routine bestimmte Unsicherheit des Fittingparameters \tilde{P}_L an. Wie zu erwarten ist, nimmt die relative Unsicherheit in der Bestimmung des Polarisationsgrades mit sinkender Polarisation deutlich zu.

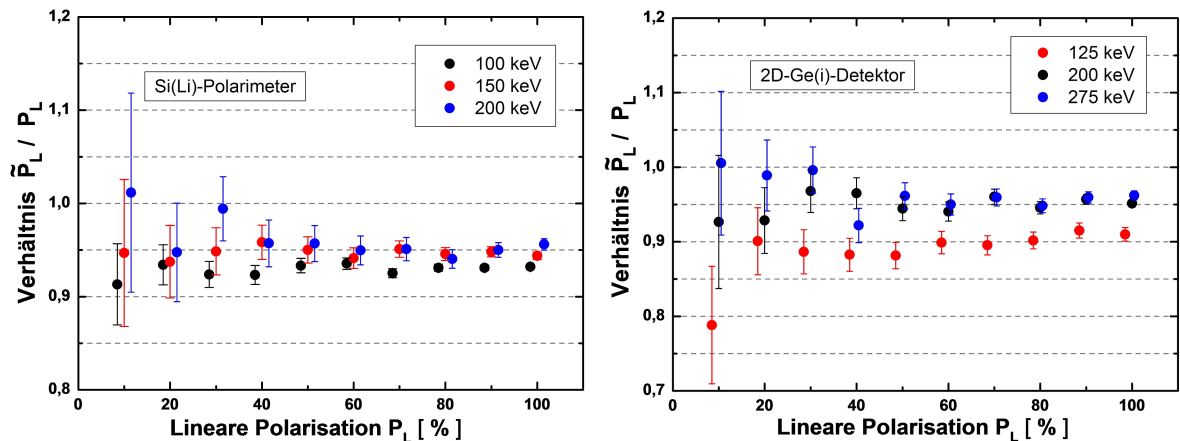


Abbildung 3.11: Gütefaktoren der eingesetzten Detektorsysteme. Es ist jeweils das Verhältnis von rekonstruiertem Polarisationsgrad \tilde{P}_L und tatsächlichem Polarisationsgrad P_L aufgetragen. Zur besseren Darstellung wurden die Datenpunkte der unterschiedlichen Energien geringfügig gegeneinander auf der x -Achse verschoben.

Beide Polarimetersysteme weisen innerhalb der Fehlergrenzen einen vom Grad der Polarisation weitgehend unabhängigen, vergleichsweise hohen Gütefaktor zwischen 0,9 und 0,95 auf, wobei dieser Wert mit steigender Photonenenergie tendenziell zunimmt. Dies

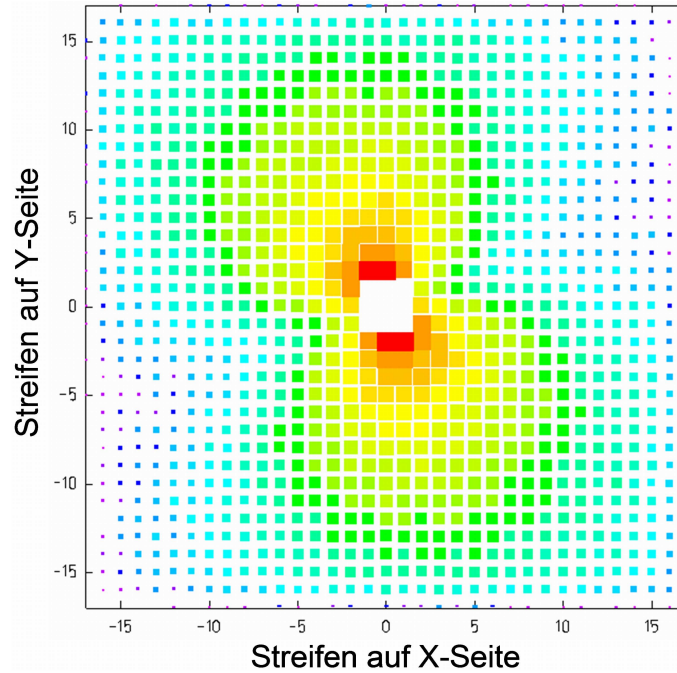


Abbildung 3.12: Ortsverteilung der gestreuten Photonen relativ zum Streupixel im Si(Li)-Polarimeter für den Fall eines relativ zu den Detektorachsen um $\varphi_0 = 20^\circ$ verkippten Polarisationsvektors. Es wurde der Einfall zu 100 % linear polarisierter Strahlung mit einer Energie von 100 keV simuliert.

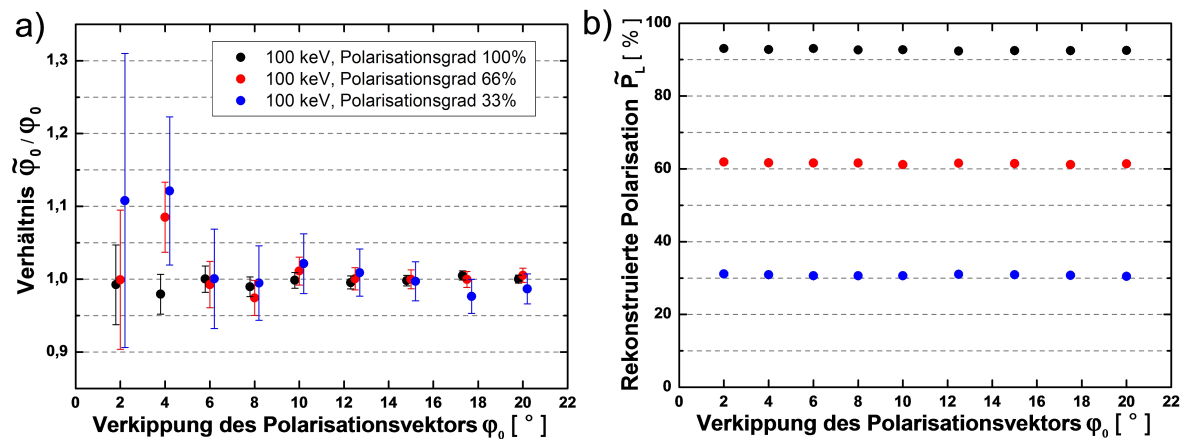


Abbildung 3.13: Rekonstruktion der Polarisations-eigenschaften im Si(Li)-Polarimeter bei verkipptem Polarisationsvektor: a) Verhältnis zwischen rekonstruierter Verkippung $\tilde{\varphi}_0$ und tatsächlicher Verkippung φ_0 in Abhängigkeit von Verkippung und Polarisationsgrad. Zur besseren Darstellung sind die Datenpunkte der unterschiedlichen Polarisationsgrade geringfügig gegeneinander auf der x -Achse verschoben. b) Rekonstruierter Polarisationsgrad \tilde{P}_L für die simulierten Verkippungen und Polarisationsgrade.

ist darauf zurückzuführen, dass bei einer größeren freien Weglänge der gestreuten Photonen ein zunehmender Teil der Streuphotonen erst weit entfernt vom Ort der Streuung gestoppt wird, was zu einer höheren Winkelauflösung und damit auch zu einer höheren Modulation führt. Besonders deutlich wird dieser Effekt bei dem 2D-Ge(i)-Detektor, wo sich die mittlere freie Weglänge der unter $\vartheta = 90^\circ$ gestreuten Photonen zwischen 125 und 200 keV von ca. 3,5 auf ca. 7 mm verdoppelt. Wie schon dargestellt, wurden in der Simulation Idealbedingungen angenommen, so dass für den Gütefaktor unter typischen experimentellen Bedingungen etwas kleinere Werte zu erwarten sind.

Bei einigen experimentellen Anwendungen ist die Richtung des Polarisationsvektors der untersuchten Strahlung entweder nicht von vornherein bekannt oder aber diese Variable stellt, wie im Fall von spinpolarisierten Stoßsystemen, selbst eine der gesuchten Messgrößen dar. Daher wurde für das Si(Li)-Polarimeter der Effekt einer azimuthalen Verkippung φ_0 des Polarisationsvektors relativ zu den durch die Segmentierung gegebenen Detektorachsen auf die Rekonstruktion der Polarisationsseigenschaften untersucht. Dazu wurden Verkippungen zwischen 2° und 20° mittels 100 keV Röntgenstrahlung bei drei verschiedenen Polarisationsgraden durchgeführt. Analog zu den vorhergehenden Untersuchungen wurden für jeden Datenpunkt 10^8 einfallende Photon simuliert und zur geometrischen Normierung wurde ein entsprechende Datensatz mit unpolarisierter Strahlung verwendet.

In Abbildung 3.12 ist die Ortsverteilung der im Detektor gestreuten Photonen relativ zum Streupixel für den Fall von 100 % polarisierter Strahlung und einer Verkippung von $\varphi_0 = 20^\circ$ beispielhaft dargestellt. Bei dieser starken Polarisation ist die Verkippung bereits anhand der Rohdaten zumindest qualitativ leicht zu identifizieren. Die Güte des Polarimeters hinsichtlich der Orientierung der Polarisationsellipse wird in Abbildung 3.13 a) mittels des Verhältnisses von rekonstruierter Verkippung $\tilde{\varphi}_0$ und tatsächlichem Wert untersucht. Es ist keine systematische Abweichung der rekonstruierten Daten gegenüber dem Referenzwert festzustellen. Wie erwartet zeigt sich, dass die Verkippung für große Werte von φ_0 und hohe Polarisationsgrade P_L am genauesten zu ermitteln ist. In Abbildung 3.13 b) ist der Grad der rekonstruierten Polarisation \tilde{P}_L in Abhängigkeit von φ_0 dargestellt. Auch hier ist kein systematischer Effekt der Verkippung nachzuweisen. Daraus folgt, dass in dem untersuchten Fall die azimuthale Orientierung des Polarisationsvektors relativ zum Detektor für die Rekonstruktion der Polarisationsseigenschaften irrelevant ist.

Nachweiseffizienz der Polarimetersysteme

Neben der Güte der Polarisationsdetektoren ist auch die Effizienz, mit der für die Polarisationsmessung verwertbare Compton-Ereignisse nachgewiesen werden können, von entscheidender Bedeutung. In Abbildung 3.14 ist die Effizienz der eingesetzten Detektorsysteme in Form des Verhältnisses aus nachgewiesenen Ereignissen zur Gesamtzahl der einfallenden Photonen dargestellt. Von besonderer Bedeutung sind dabei die Streuungen mit einem polaren Streuwinkel von $\vartheta = 90^\circ \pm 15^\circ$, die aufgrund der hohen Modulation nahe $\vartheta = 90^\circ$ am besten zur Rekonstruktion der Polarisationsseigenschaften geeignet sind. Die Simulationsergebnisse zeigen, dass die energieabhängige Nachweiseffizienz für die Compton-Ereignisse im Wesentlichen der Intensität des je-

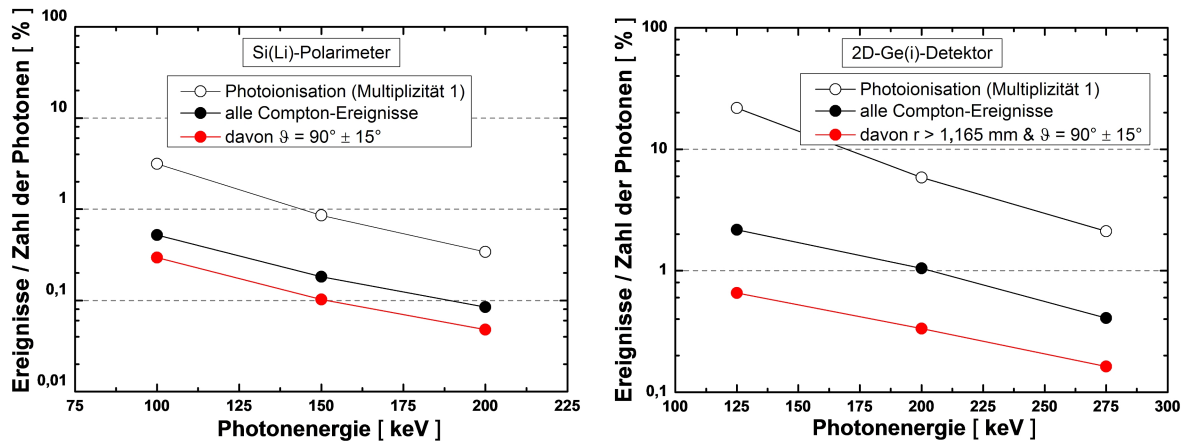


Abbildung 3.14: Nachweiseffizienz der eingesetzten Detektorsysteme. Da die gestreuten Photonen durch Photoabsorption detektiert werden, folgt die energieabhängige Effizienz für den Nachweis von Compton-Ereignissen im Wesentlichen der Intensität des jeweiligen Photoionisationspeaks.

weiligen Photoionisationspeaks im Spektrum der Ereignisse mit Multiplizität 1 folgt. Dies ist zunächst überraschend, da die Compton-Streuung eine deutlich andere Energieabhängigkeit als die Photoionisation aufweist. Da die gestreuten Photonen jedoch mittels einer folgenden Photoabsorption detektiert werden, geht in die Nachweiswahrscheinlichkeit für Compton-Ereignisse auch der Photoionisationsquerschnitt maßgeblich ein. Aufgrund des deutlich höheren Absorptionsquerschnitts von Germanium liegt die Effizienz des 2D-Ge(i)-Detektors deutlich über der des Si(Li)-Polarimeters. Für den Bereich niedriger Photonenergien ist jedoch zu beachten, dass die gestreuten Photonen in Germanium nur eine geringe mittlere freie Weglänge aufweisen und daher zum Großteil in direkter Nachbarschaft des Streupixels gestoppt werden. Dies hat eine geringe effektive Winkelauflösung der Streuverteilung und damit einen deutlich reduzierten Gütefaktor des Polarimeters zur Folge. Für den Energiebereich unterhalb von ca. 150 keV ist daher trotz der etwas geringeren Effizienz das Si(Li)-Polarimeter besser geeignet.

Kapitel 4

Beschleunigeranlagen der GSI

Für das Studium der Struktur und Stoßdynamik schwerer, hochgeladener Ionen bieten die Experimentiereinrichtungen der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) sowohl, was das Spektrum der zu beschleunigenden Elemente und Ladungszustände angeht, als auch in Bezug auf die zugänglichen Energiebereiche einzigartige Möglichkeiten. Das Forschungsprogramm bei der GSI reicht von Fragestellungen der Kern- und Atomphysik über die Plasmaphysik sowie der Materialforschung bis hin zur Tumorthherapie mittels Ionenstrahlen.

Im Folgenden werden die Beschleunigereinrichtungen der GSI, wie sie in Abbildung 4.1 dargestellt sind, kurz vorgestellt. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf dem Speicherring ESR, an dem die im Rahmen dieser Arbeit dargestellten Messungen durchgeführt wurden.

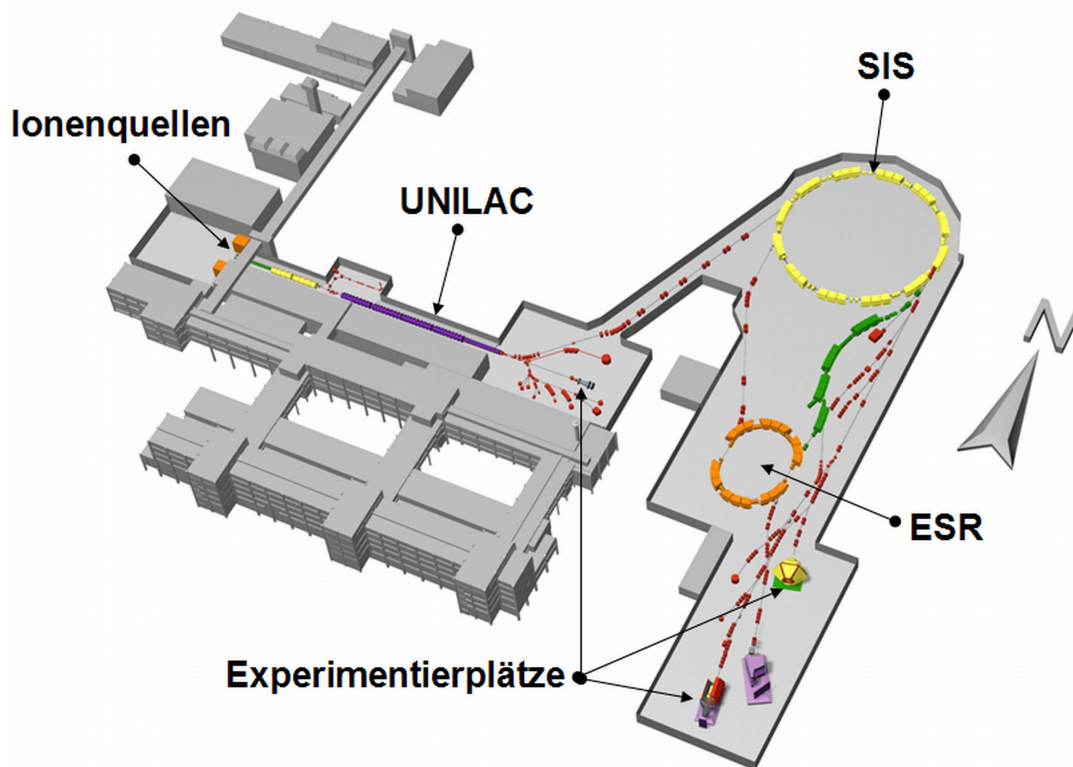


Abbildung 4.1: Übersicht über die Beschleunigeranlagen der GSI.

4.1 Der Linearbeschleuniger UNILAC

Bei der GSI werden Ionen mit hohen Ladungszuständen mittels eines mehrstufigen Verfahrens erzeugt, indem zunächst schwach geladene Ionen beschleunigt und dann in Stoßprozessen mit sogenannten Stripper-Targets sukzessive höher ionisiert werden, bis der gewünschte Ladungszustand erreicht ist. Dies reduziert in den ersten Beschleunigerstufen die Aufweitung der Ionenstrahlen durch Raumladungseffekte, was die erreichbaren Strahlintensitäten limitiert. In den Universal Linear Accelerator (UNILAC) der GSI werden zunächst in Ionenquellen erzeugte, schwach geladene Ionen mit einer Energie von wenigen keV injiziert und der ersten Beschleunigerstufe zugeführt. Als Quellen stehen unter anderem Penning- und MEVVA-Quellen und zusätzlich am Hochladungsinjektor (HLI) eine ECR-Ionenquelle zur Verfügung, wobei das Spektrum möglicher Elemente von Wasserstoff bis Uran reicht. Im gepulsten Betrieb können dabei mehrere Experimente mit jeweils verschiedenen Ionenarten aus unterschiedlichen Quellen bedient werden. Eine erste Beschleunigung auf bis zu 1,4 MeV/u findet dann in RFQ- und IH-Strukturen statt, an die sich zur weiteren Ionisierung ein Gasstripper anschließt. Uranionen weisen nach dieser Sektion typischerweise den Ladungszustand 28+ auf. Alternativ können Ionen mit hohen Ladungszuständen auch direkt von der ECR-Ionenquelle des HLI zur Verfügung gestellt und hinter dem Gasstripper injiziert werden. Es folgt der ALVAREZ-Abschnitt des Beschleunigers, an dessen Ende die Ionen eine maximale Energie von ca. 11,4 MeV/u besitzen [103]. Die Ionen können mit individuell abgestimmten Energien zu den Experimentierplätzen der Experimentierhalle weitergeleitet oder bei Bedarf durch ein weiteres Strippertarget höher ionisiert – für Uranionen reicht die maximale Strahlenergie für den Ladungszustand 73+ – und in das Schwerionensynchrotron (SIS) eingeschossen werden.

4.2 Das Schwerionensynchrotron SIS

Das SIS bietet mit einem Umfang von 216,72 m und einer maximalen magnetischen Steifigkeit von $B\rho = 18,7 \text{ T m}$ die Möglichkeit, Ionen abhängig von deren Masse sowie Ladungszustand auf Energien von ca. 1,7 GeV/u für Ar^{18+} bzw. ca. 1 GeV/u für U^{73+} zu beschleunigen und an nachgelagerte Experimentiereinrichtungen weiterzuleiten [104]. Nach der Extraktion aus dem SIS können beim Durchgang durch eine weitere Stripperfolie selbst schwere Ionen vollständig ionisiert werden. Dafür muss die kinetische Energie der Ionen deren K-Schalenbindungsenergie übersteigen. Diese liegt für Uran bei ca. 130 keV, so dass in diesem Fall eine Strahlenergie von über 300 MeV/u erforderlich ist. Neben der Ionisation findet in der Folie jedoch auch Elektroneneinfang statt, was durch geschickte Wahl der Strahlenergie sowie des Materials und der Dicke der Stripperfolie zur gezielten Produktion bestimmter Ladungszustände genutzt wird. Aus dem SIS extrahierte Ionen können entweder den Experimenten im Hochenergie-Targetbereich oder dem Fragmentseparator FRS zugeführt werden. Letzterer erlaubt es, durch Fragmentierung der Projektilionen reine Strahlen exotischer, radioaktiver Isotope zu produzieren [105]. Des Weiteren können sowohl Ionenstrahlen aus dem SIS als auch die im FRS erzeugten Isotope in den ESR eingeschossen und dort gespeichert werden.

4.3 Der Experimentierspeicherring ESR

Der ESR verfügt mit einer Bahnlänge von 108,36 m über den halben Umfang des SIS. Danach erfolgt eine Verlagerung des Strahls von der Injektions- auf die spätere Speicherbahn. Im Fall von Uran werden typischerweise bis zu 10^8 Ionen für längere Zeiträume gespeichert, womit die durch das Raumladungspotential definierte Höchstgrenze jedoch noch nicht erreicht ist. Die maximale magnetische Steifigkeit von 10 T m ermöglicht im ESR theoretisch die Speicherung von nacktem Uran mit Energien bis zu 560 MeV/u (für Neon bis 830 MeV/u) [106], wobei der Elektronenkühler typischerweise bis maximal ca. 420 MeV/u eingesetzt werden kann. Durch gezieltes Beschleunigen bzw. Abbremsen der Ionen mittels RF-Kavitäten kann eine für das jeweilige Experiment optimierte Strahlenergie eingestellt werden, wobei bisher Energien bis hinunter zu 3 MeV/u erreicht wurden. Durch das Abbremsen der Ionen weit unter die zur Ionisation benötigte Schwellenenergie lassen sich insbesondere die bei spektroskopischen Messungen an schnell bewegten Systemen unumgänglichen Störeffekte, wie beispielsweise der Doppler-Effekt, minimieren.

Im ESR stehen mit dem internen Gas-Target und dem Elektronenkühler zwei Experimentierplätze für die Röntgenspektroskopie zur Verfügung (vgl. Abbildung 4.2). Auf diese beiden wichtigen Einbauten wird in den nächsten Abschnitten näher eingegangen. Das Gas-Target ermöglicht das Studium der vielfältigen Prozesse, die in Ion-Atom-Stößen zu beobachten sind. Als Targets stehen momentan H_2 , N_2 , CH_4 , Ar, Kr sowie Xe bei typischen Dichten von 10^{11-14} Teilchen/cm³ zur Verfügung [107, 108]. Um das vom Ionenstrahl eingenommene Phasenraumvolumen zu verringern und damit dessen Qualität und Lebensdauer zu steigern, wird im ESR ein Elektronenkühler eingesetzt, welcher bei Bedarf noch von einer stochastischen Vorkühlung unterstützt werden kann [109]. Daneben fungiert der Elektronenstrahl des Kühlers auch als Elektronentarget, so dass er unter anderem für Rekombinationsexperimente genutzt werden kann [110]. Weitere experimentelle Möglichkeiten am ESR stellen die Massenspektroskopie mittels Schottky-Analyse [111] sowie Laser-Experimente an Ionenstrahlen dar [112]. Im Rahmen des HITRAP-Projekts ist außerdem geplant, aus dem ESR mit ca. 4 MeV/u extrahierte Ionenstrahlen zunächst auf wenige keV und in einem weiteren Schritt bis zu kryogenen Temperaturen abzubremesen. Damit würden auch die schwersten Systeme für Präzisionsmessungen in Ionenfallen zugänglich gemacht. Des Weiteren ist das Studium der Dynamik atomarer Prozesse bei sehr niedrigen Stoßenergien (bis hinunter zu wenigen eV/u) mittels Röntgen-, Elektronen- und Rückstoßionenspektroskopie geplant [113, 114].

4.3.1 Strahldiagnose

Aufgabe der Diagnoseeinrichtungen eines Speicherrings ist die möglichst zerstörungsfreie Ermittlung der Strahleigenschaften. Zu nennen sind hier vor allem die Intensität des Ionenstrahls, die Umlauffrequenz der Ionen sowie das Strahlprofil im Orts- und Impulsraum. Im Folgenden werden einige der für diese Zwecke eingesetzten Techniken kurz erläutert. Eine detaillierte Darstellung findet sich unter anderem in [115] und [116].

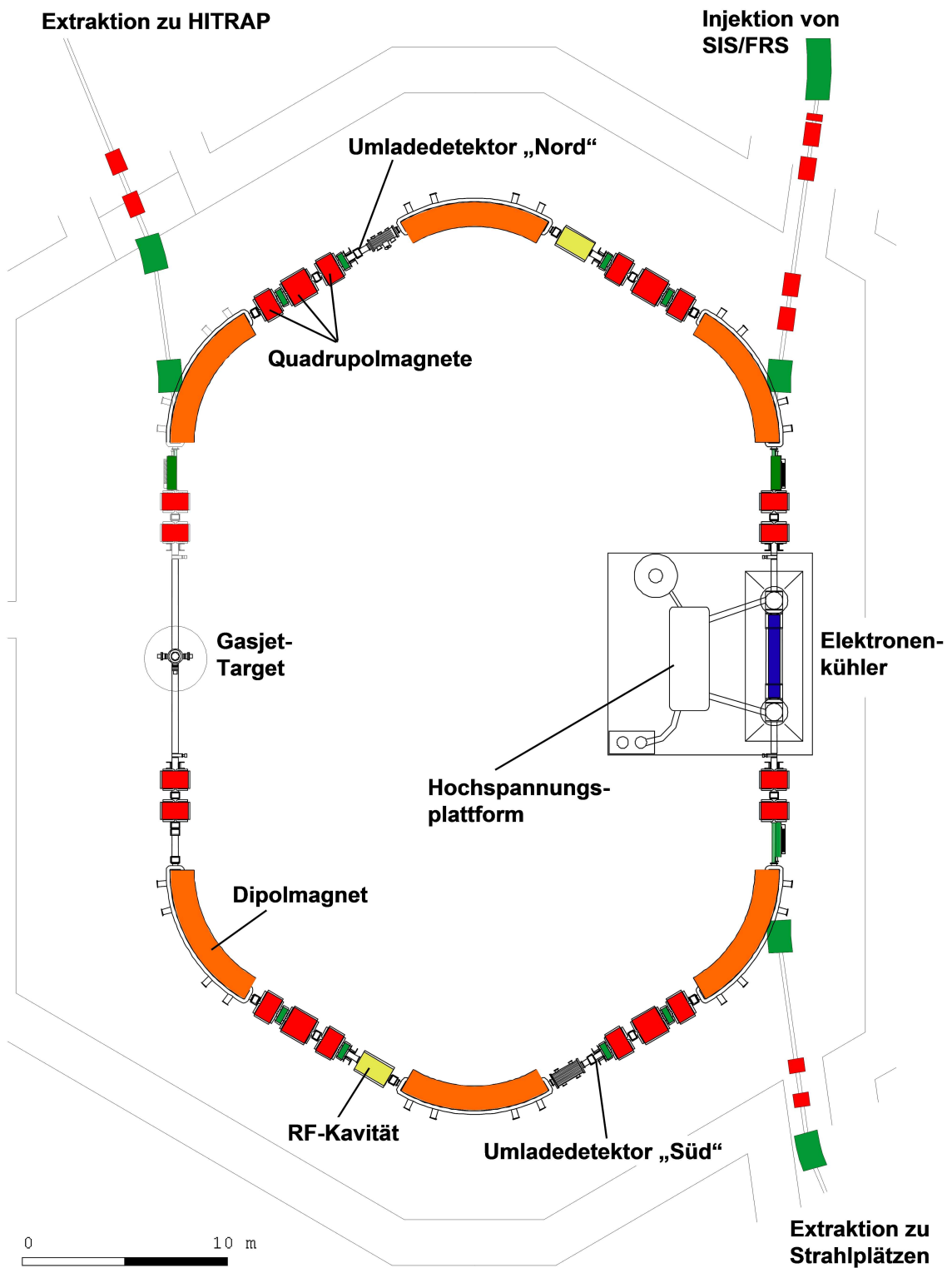


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Speicherrings ESR und seiner wichtigsten Einbauten [106].

Strahlstromtransformatoren

Zur Messung des im Ring umlaufenden Strahlstroms werden nach dem Prinzip der Induktion arbeitende Strahltransformatoren eingesetzt [117]. Ein umlaufender Ionenstrahl erzeugt im weichmagnetischen Kern einer das Strahlrohr umgebenden Spule ein Magnetfeld. Dieses induziert in der Spule einen Strom. Da lediglich zeitlich veränderliche Felder eine Induktion bewirken, ist für die Messung eines Gleichstroms der Einsatz eines magnetischen Modulators notwendig. Am ESR steht sowohl ein Gleichstrom-Ionenstrahltransformator als auch ein schneller Strahltransformator zur Verfügung.

Strahlprofilmonitore

Die räumliche Ausdehnung bzw. das Intensitätsprofil des Strahls lässt sich über die Analyse seiner Wechselwirkung mit dem im Ring befindlichen Restgas rekonstruieren. Dafür werden die in Ion-Atom-Stößen erzeugten ionisierten Restgasteilchen mittels eines schwachen elektrischen Feldes senkrecht zur Strahlrichtung beschleunigt und auf einen positionsempfindlichen Detektor gelenkt. Mit dieser Methode erreichen Restgas-Profilmonitore Ortsauflösungen bis zu 0,2 mm [118].

Schottky-Analyse

Für die Messung der Impulsverteilung der umlaufenden Ionen bietet sich die Analyse des Schottky-Rauschens an [119]. Dieses entsteht dadurch, dass der Ionenstrahl keinen kontinuierlichen Strom darstellt, sondern aus diskreten Ladungsträgern besteht, deren Impuls statistischen Schwankungen um einen Mittelwert unterliegt. Durch die Bildladungen, welche die geladenen Teilchen auf kapazitive Strahlsonden (Pick-Ups) induzieren, lässt sich das Schottky-Signal und daraus mittels einer Fouriertransformation ein Frequenzspektrum ermitteln. Die Frequenzverteilung ist dabei proportional zur Impulsverteilung der Ionen. Aus ihr kann man Rückschlüsse auf die Impulsschärfe des gespeicherten Ionenstrahls ziehen und hat somit ein Diagnoseinstrument für die Auswirkungen von Kühl- und Heizprozessen auf den Strahl [120]. Ein entsprechendes Schottky-Spektrum ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Alternativ kann die Schottky-Analyse als Detektorsystem zur Massenspektroskopie z. B. exotischer Kerne verwendet werden. Dabei wird der Umstand ausgenutzt, dass bei fester Geschwindigkeit der Ionen deren Umlauffrequenz im Ring bei konstantem Magnetfeld durch das Verhältnis von Masse zu Ladung festgelegt ist [111].

4.3.2 Elektronenkühlung

Ein in den ESR eingeschossener Ionenstrahl weist zunächst eine große Impulsunschärfe von $\Delta p/p \approx 0,1\%$, eine große Emittanz von ca. 5π mm mrad und ein breites Strahlprofil auf, welches durch Stöße zwischen gespeicherten Ionen sowie mit dem Restgas bzw. Gas-Target noch beständig aufgeweitet wird. Diese Charakteristika führen unter anderem zu einer reduzierten Lebensdauer und zu einem nur teilweisen Überlapp

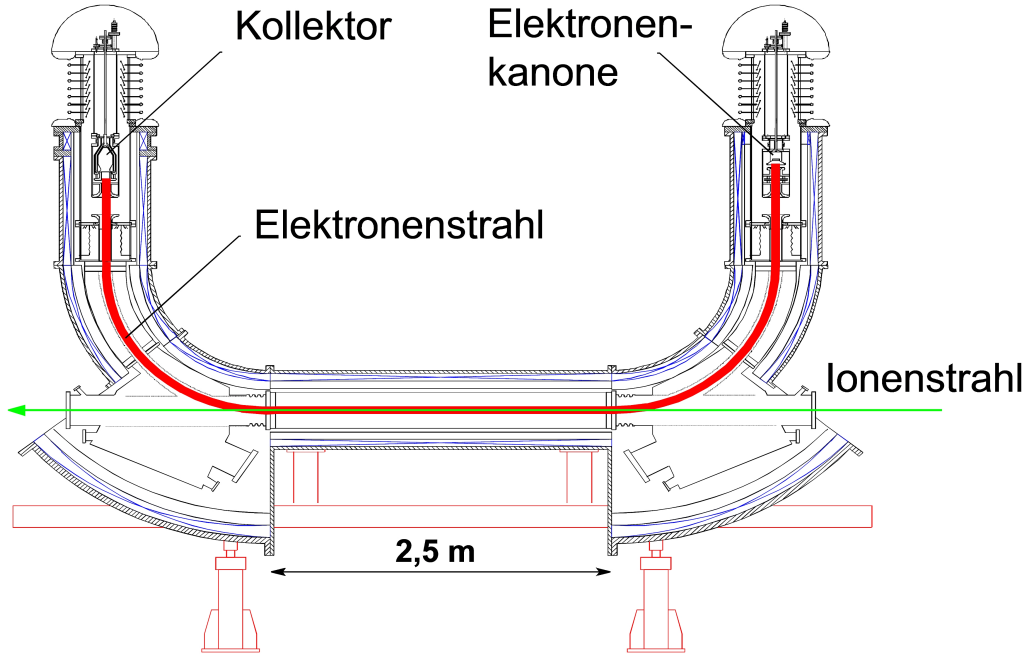


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Elektronenkühlers des ESR.

mit dem Jet des Gas-Targets. Des Weiteren ist eine breite Impulsverteilung der Ionen für Präzisionsmessungen problematisch. Um den Phasenraum des heißen Strahls zu verkleinern und ihm eine wohldefinierte Energie aufzuprägen, bedient man sich daher der Elektronenkühlung. Diese Technik ermöglicht deutlich längere Speicherzeiten und gewährleistet stabile Strahlbedingungen während der Messungen.

Das Prinzip der Elektronenkühlung wurde 1966 von Budker vorgeschlagen [121] und konnte 1974 erstmals am NAP-M Ring erfolgreich realisiert werden [122]. Dabei wird dem im Ring umlaufenden Ionenstrahl während des Durchgangs durch den Bereich des Kühlers mittels Solenoid- und Dipolfeldern ein nahezu monoenergetischer Elektronenstrahl überlagert (vgl. Abbildung 4.3). Die dreidimensionale Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen kann im Schwerpunktsystem des Strahls mittels einer anisotropen Maxwell-Verteilung näherungsweise beschrieben werden:

$$f(v) = \left(\frac{m_e}{2\pi}\right)^{3/2} \cdot \frac{1}{k_B T_{\perp} (k_B T_{\parallel})^{1/2}} \cdot \exp\left(-\frac{m_e v_{\perp}^2}{2k_B T_{\perp}} - \frac{m_e v_{\parallel}^2}{2k_B T_{\parallel}}\right),$$

wobei m_e die Elektronenmasse, k_B die Boltzmannkonstante und T_{\parallel} sowie T_{\perp} die Temperatur parallel und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Strahls angeben. Da der Elektronenstrahl des Kühlers eine sehr niedrige Temperatur aufweist ($k_B T_{\parallel} \approx 0,1 \text{ meV}$, $k_B T_{\perp} \approx 0,1 \text{ eV}$) und ständig erneuert wird, können die Elektronen in Coulomb-Stößen mit den gespeicherten Ionen letztere sukzessive abkühlen. Das von dem Ionenstrahl eingenommene Phasenraumvolumen wird dadurch solange reduziert, bis sich ein Gleichgewichtszustand zwischen Elektronenkühlung und Aufheizprozessen infolge von Stößen zwischen den Ionen (Intra Beam Scattering) sowie mit dem Restgas bzw. dem Gas-Target einstellt. Die auf die umlaufenden Ionen wirkende Kühlkraft F_C lässt sich unter

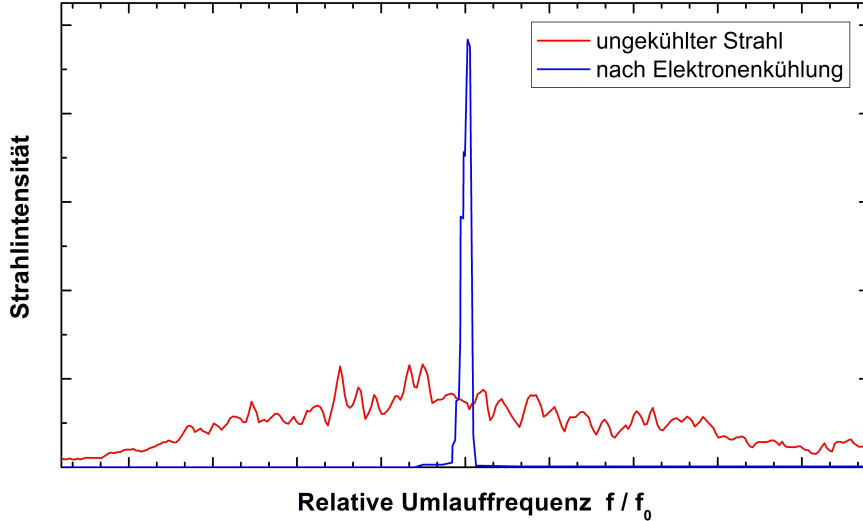


Abbildung 4.4: Schottky-Spektrum der longitudinalen Impulsverteilung eines Ionenstrahls vor (rot) bzw. nach (blau) Einsatz der Elektronenkühlung [2].

Annahme eines kalten Elektronengases aus der Bethe-Gleichung herleiten:

$$F_C = \frac{dE}{dx} \propto \frac{Z_P^2 \rho_e}{m_e v^2},$$

wobei Z_P die Ladung des Ions, ρ_e die Elektronendichte und v die Geschwindigkeit der Ionen im Ruhesystem der Elektronen bezeichnet. Aus der Kühlkraft lässt sich wiederum mit $E = \frac{1}{2} M v^2$ und $dv/dt = \frac{1}{Mv} F_C v$ die Kühlrate im Laborsystem näherungsweise bestimmen:

$$\tau_C^{-1} = -\frac{dv/dt}{v} \propto \frac{Z_P^2 \rho_e}{\gamma^2 m_e M v^3},$$

mit der Ionenmasse M und dem relativistischen Gammafaktor γ . Aus obigen Proportionalitätsbeziehung folgt, dass die Elektronenkühlung am effektivsten bei großen Projektilladungen, hohen Elektronendichten und kleinen Relativgeschwindigkeiten arbeitet. Für eine detaillierte Herleitung und Diskussion der Elektronenkühlung sei auf [123] verwiesen.

Im ESR kann die longitudinale Impulsbreite des Ionenstrahls von $\Delta p/p = 10^{-3}$ direkt nach dem Einschub im Fall hochgeladener Ionen innerhalb weniger Sekunden auf typische Werte von $\Delta p/p \approx 10^{-5}$ verringert werden [124]. Im Extremfall von wenigen 1000 umlaufenden Ionen sind aufgrund der Formation sogenannter Coulomb-Kristalle sogar Werte von $\Delta p/p \approx 10^{-6}$ erreichbar [125]. Des Weiteren wird dem Ionenstrahl die mittlere Geschwindigkeit der Kühlerelektronen aufgeprägt. So ist über die eingestellte Kühlerspannung eine Feinabstimmung der Ionenenergie bis zu einer relativen Genauigkeit von 10^{-6} möglich. Der Nachweis der Elektronenkühlung sowie der Änderung der Strahlenergie ist mittels der in Unterabschnitt 4.3.1 dargestellten Schottky-Analyse (vgl. Abbildung 4.4) sowie des Strahlprofilmonitors möglich. Aufgrund der begrenzten Hochspannungsfestigkeit ist die im Routinebetrieb erreichbare Maximalspannung des

Kühlers derzeit auf ca. 230 kV beschränkt, was die im ESR unter Einsatz der Elektronenkühlung speicherbaren Strahlenergien auf 420 MeV/u begrenzt.

Neben der Wechselwirkung von Elektronen und Ionen über Coulomb-Stöße findet am Elektronenkühler auch Elektroneneinfang in gebundene Zustände des Projektilsystems statt. Dieser Umladungsprozess führt einerseits zu Strahlverlusten, ermöglicht aber andererseits auch die Nutzung des Kühlers als Elektronentarget (typische Dichte $\approx 10^7$ Elektronen/cm³) für Rekombinationsexperimente. So wurden beispielsweise der Radiative Elektroneneinfang freier Elektronen bei sehr kleinen Relativenergien sowie die nachfolgenden charakteristischen Übergänge untersucht [126, 127, 128, 129]. Des Weiteren kann die Relativenergie zwischen Elektronenstrahl und umlaufenden Ionen mittels Driftröhrenelektroden innerhalb von wenigen ms um bis zu ± 5 kV gegenüber der anliegenden Kühlspannung variiert werden. So lassen sich Resonanzmessungen der Dielektronischen Rekombination durchführen, wobei zwischen den Messungen bei bestimmten Relativenergien immer wieder zu Kühlbedingungen zurückgesprungen wird, um eine gleichbleibende Strahlqualität zu gewährleisten [110, 130].

4.3.3 Stochastische Kühlung

Neben der Elektronenkühlung steht im ESR für Injektionsenergien ab ca. 400 MeV/u die sogenannte Stochastische Kühlung zur Verfügung. Diese Kühlmethode arbeitet mit einer Rückkopplungstechnik, wobei die Abweichung der Ionen zur Sollbahn beim Vorbeiflug an Pick-Up-Elektroden jeweils ein Signal induziert, das verstärkt und dann an einer anderen Stelle des Rings zur Korrektur der Projektilimpulse mittels sogenannter Kicker-Elektroden genutzt wird. Für ein einzelnes Ion mitteln sich dabei die von den übrigen Ionen hervorgerufenen Korrektursignale im Laufe vieler Umläufe zu null, während das eigene Signal zu einer Dämpfung der Abweichungen relativ zur Sollbahn und -geschwindigkeit führt. Eine ausführliche Diskussion der Stochastischen Kühlung findet sich beispielsweise in [131].

Die Stochastische Kühlung des ESR bietet sich unter anderem bei aus dem FRS stammenden Strahlen radioaktiver Kernfragmente an, welche in der Regel eine große Emittanz und Energieunschärfe aufweisen. Da die Effizienz der Elektronenkühlung bei großen Geschwindigkeitsdifferenzen gering ist, wird hier die Strahlqualität mittels der stochastischen Vorkühlung zunächst gesteigert, bis der Elektronenkühler nach kurzer Zeit übernehmen kann [132].

4.3.4 Das interne Gas-Target

Im ESR steht ein internes Gas-Target mit typischen Dichten von 10^{12-14} Teilchen/cm³ zur Verfügung. Ion-Atom-Stöße lassen sich damit, im Gegensatz zu Festkörpertargets, unter Einzelstoßbedingungen und bei nur geringen Untergrundeffekten wie sekundärer Bremsstrahlung studieren. Die Auswirkungen auf das Ultrahochvakuum des ESR werden mittels eines differentiellen Pumpsystems auf den Bereich der Wechselwirkungskammer beschränkt.

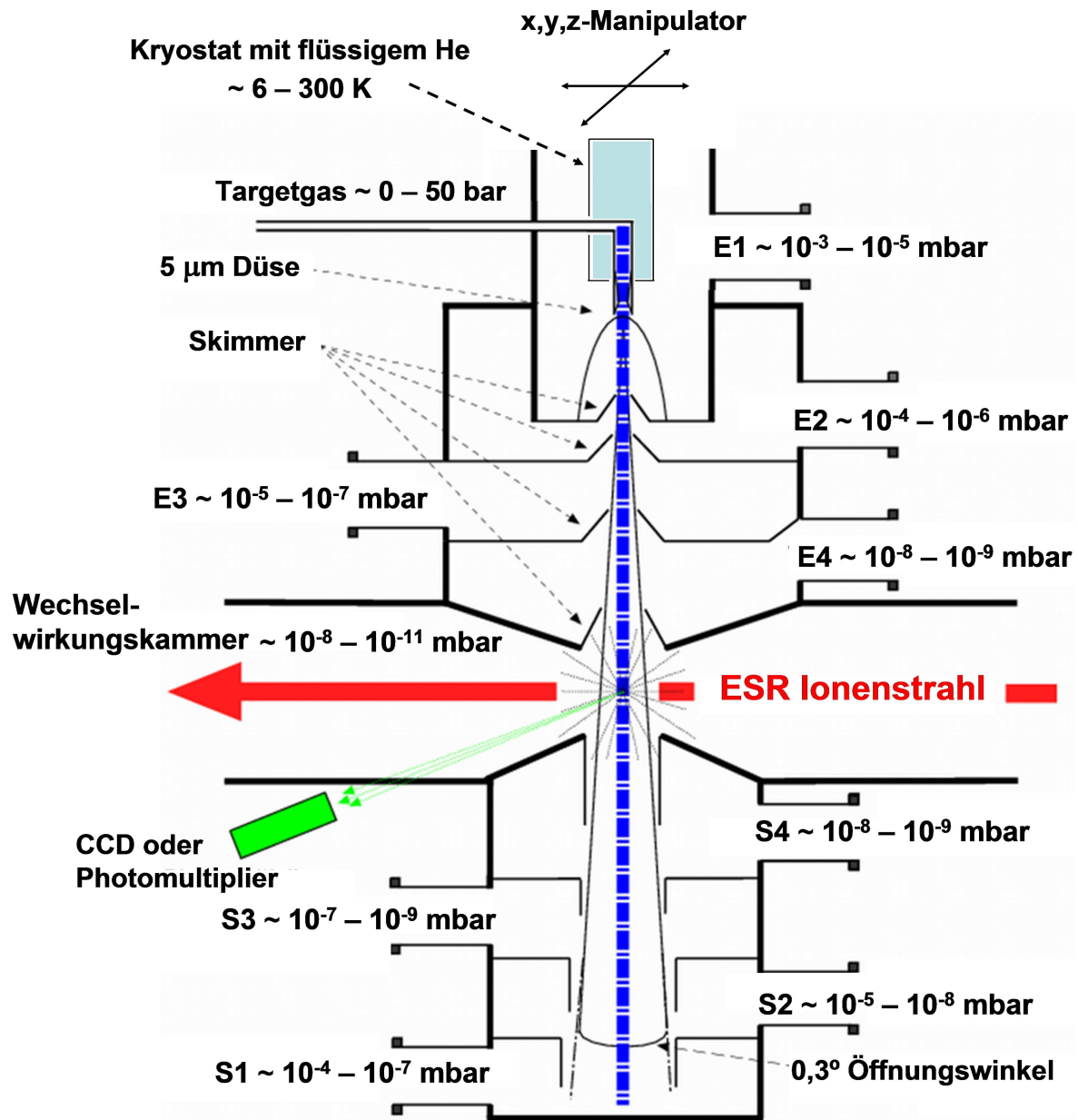


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der aktuellen Konfiguration des internen Gas-Targets des ESR. Bei ausgeschaltetem Target herrschen in der Wechselwirkungskammer mit einem typischen Restgasdruck von 10^{-11} mbar die gleichen Vakuumbedingungen wie im restlichen Teil des ESR. Wird das Target dagegen mit hohen Dichten betrieben, liegt der lokale Druck im Bereich von 10^{-8} bis 10^{-7} mbar. Dieser Anstieg ist jedoch auf die unmittelbare Umgebung der Wechselwirkungskammer beschränkt.

In Abbildung 4.5 ist die ursprünglich von Gruber et al. [133] konstruierte Targetapparatur schematisch dargestellt [134]. Vor kurzem wurde das Target für den heliumgekühlten Tieftemperaturbetrieb bis hinunter zu ca. 4 K umgerüstet [108]. Um die im Ring herrschenden Vakuumbedingungen möglichst wenig zu beeinflussen, sind sowohl der Einlaßbereich (E) als auch der Sumpfbereich (S) mit jeweils vier differentiellen Pumpstufen ausgestattet. Im Einlaßbereich der Apparatur wird das bei einem Druck von bis zu 50 bar verdichtete Target-Gas bei typischen Temperaturen von beispielsweise 20 bis 40 K für den H₂-Betrieb durch eine Mikrometerdüse expandiert und mittels mehrerer darauf folgender Skimmer zu einem stark kollimierten Strahl aus Clustern geformt. Nach dem letzten Skimmer durchquert der Gasstrahl die Wechselwirkungskammer senkrecht zu dem umlaufenden Ionenstrahl und wird danach in den Sumpfstufen S1 bis S4 aufgefangen. Die dabei anfallende Gaslast wird durch eine Reihe von Turbomolekularpumpen abgepumpt. Teure Edelgase können zudem mittels eines Recyclingsystems aufgefangen, gereinigt und zur Lagerung wieder verdichtet werden. Zur quantitativen Interpretation der experimentellen Daten ist unter Umständen eine genaue Kenntnis der Teilchendichte im Strahl erforderlich. Diese Messung erfolgt in der Regel indirekt über vier Ionisations-Vakuummeter, welche den in den Sumpfstufen S1 bis S4 jeweils anfallenden Gasdruck ermitteln.

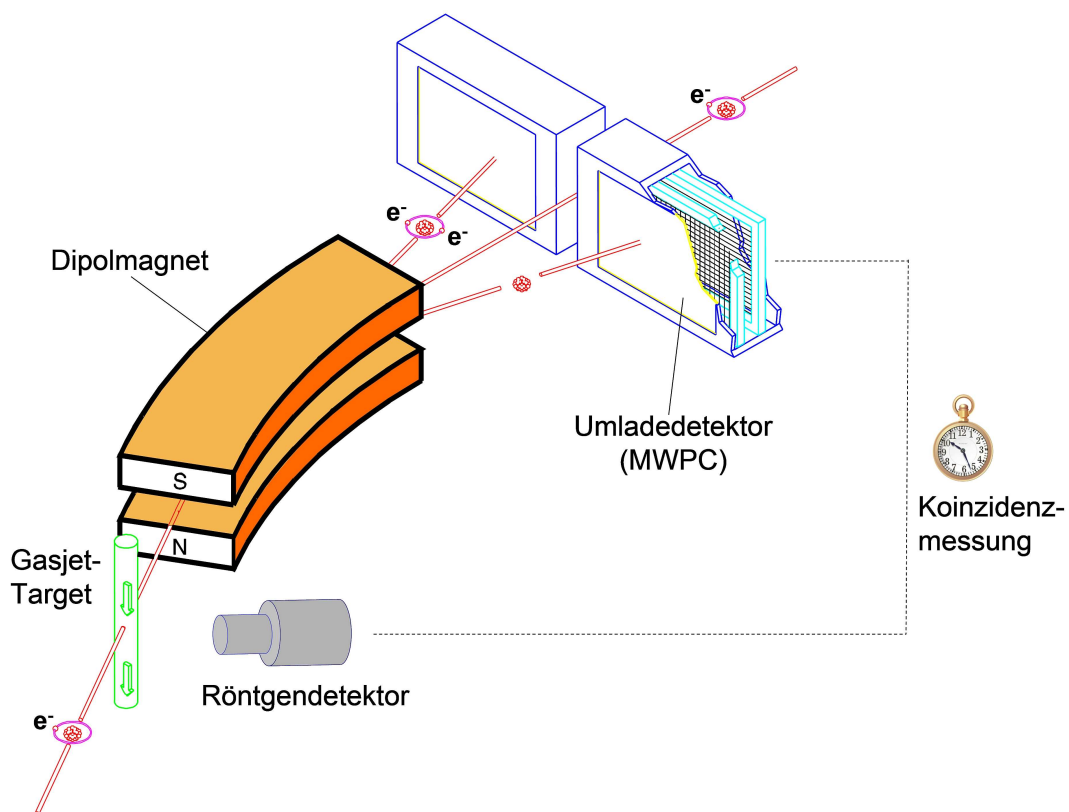


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der Koinzidenzmessmethode am Gas-Target des ESR.

In der Wechselwirkungskammer kreuzt der ca. 5 mm breite Gasstrahl die Bahn der gespeicherten Ionen. Um die in den Ion-Atom-Stößen emittierte Strahlung sowie die Stoßfragmente zu untersuchen, werden unter anderem Halbleiter-Röntgendektoren,

Kristallspektrometer, Elektronenspektrometer, Teilchendetektoren und CCD-Kameras eingesetzt. Abhängig von den experimentellen Anforderungen kommen auch extra angepasste Wechselwirkungskammern zum Einsatz, wobei solche aufwendigen Umbauten aufgrund der Auswirkung auf das Vakuum des ESR nur selten durchgeführt werden. Die aktuell eingebaute Wechselwirkungskammer, welche auch bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen zum Einsatz kam, verfügt unter anderem über Flansche unter 35° , 60° , 90° , 120° , 145° und 150° relativ zur Ausbreitungsrichtung des Ionenstrahls. Diese werden typischerweise mit dünnen Edelstahl- oder Beryllium-Fenstern bestückt und ermöglichen so eine winkeldifferentielle Messung der emittierten Röntgenstrahlung. Des Weiteren stehen lichtdurchlässige Quarz- und Diamantfenster zur Verfügung, die eine Beobachtung im optischen Bereich gestatten. Zur Beobachtung von Röntgenstrahlung, die bei kleinen Winkeln (ca. 10°) in Strahlrichtung emittiert wird, kann zudem ein spezieller „0 Grad“-Detektor in einer Detektortasche nahe an den Ionenstrahl herangefahren werden.

Neben den Detektorsystemen in unmittelbarer Nähe der Wechselwirkungszone sind zusätzlich hinter dem nächsten Dipolmagneten in Strahlrichtung Teilchenzähler (Multi-Wire Proportional Chamber, MWPC) angebracht [135]. Projektilionen, die in Rekombinations- bzw. Ionisationsprozessen umgeladen wurden, weichen beim Durchqueren des Magnetfeldes von der Sollbahn ab und können je nach Umladungskanal mit entsprechend positionierten Detektoren an der Innen- bzw. Außenseite des Rings nachgewiesen werden (siehe Abbildung 4.6). Mittels dieser Umladedetektoren, die unter optimalen Bedingungen eine Effizienz nahe 100 % aufweisen, lassen sich die am Gas-Target gewonnenen Röntgenspektren den relevanten Umladungsprozessen bzw. sonstigen Strahlungseffekten zuordnen. Dazu wird die feste Flugzeit der Projektile, und damit der konstante zeitliche Abstand zwischen emittiertem Photon und umgeladenem Projektil genutzt, um mittels einer Koinzidenz-Bedingung die Röntgenphotonen mit dem jeweils zugrundeliegenden Umladungsprozess zu identifizieren. Diese Messmethode erlaubt für die Koinzidenzspektren eine starke Unterdrückung der Untergrundbeiträge, wie beispielsweise der Bremsstrahlung [136].

Kapitel 5

Experimenteller Aufbau und Durchführung

In dieser Arbeit wurden Daten aus drei Experimenten mit Strahlen vollständig ionisierter Uran- und Xenonionen am Gas-Target des ESR untersucht, wobei jeweils H_2 als Target benutzt wurde. Die experimentellen Aufbauten sowie die Eckdaten der einzelnen Messungen sind in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt. Für die Strahlzeiten mit U^{92+} wurde jeweils die gleiche Strahlenergie verwendet, so dass sich die Messungen hauptsächlich durch die jeweilige Detektoranordnung unterscheiden. Da der experimentelle Aufbau und die Vorgehensweise bei allen drei Messungen sehr ähnlich war, wird im Folgenden die Versuchsdurchführung nicht für jedes Experiment gesondert dargestellt. Stattdessen werden jeweils Daten aus den unterschiedlichen Messungen herausgegriffen, um beispielhaft die wichtigsten Aspekte der Experimentdurchführung zu erläutern. Die so gewonnenen Messdaten für die Lyman- α_1 -Strahlung sowie die Elektron-Kern-Bremsstrahlung werden im anschließenden Kapitel 6 im Hinblick auf ihre Winkelverteilung und lineare Polarisation untersucht. Eine Untersuchung der Polarisation der REC-Strahlung findet sich in der Arbeit von S. Hess [90].

Experimenteller Ablauf

Vom SIS kommend wurden die Ionen mit Energien von ca. 400 MeV/u für Uran bzw. 155 MeV/u für Xenon in den Transferkanal zum ESR eingeschossen, wo sie beim Durchgang durch eine Stripperfolie vollständig ionisiert wurden. Nach der Injektion in den ESR erfolgte zunächst eine Bahnverlagerung von der Injektionsbahn auf die Speicherbahn und die Ionen wurden auf 96,6 MeV/u (U^{92+}) bzw. 150,5 MeV/u (Xe^{54+}) abgebremst. Bei diesen Energien wurden die Ionenstrahlen dann mittels des Elektronenkühlers bei einem Elektronenstrom von typischerweise 200 mA kontinuierlich gekühlt. Die Elektronenkühlung führte nach wenigen Sekunden zu einer Komprimierung des Strahls auf einen typischen Durchmesser von ca. 2 mm und einer geringen Impulsschärfe in der Größenordnung von $\Delta p/p = 10^{-5}$. Die gespeicherten Ionen trafen am Gas-Target des ESR auf einen ca. 5 mm breiten Strahl von H_2 -Molekülen bei einer durchschnittlichen Targetdichte von ca. $5 \cdot 10^{12}$ Teilchen/cm³ für die Messung von 2005 bzw. einigen 10^{13} Teilchen/cm³ bei den Experimenten von 2008. Dabei lag die Umlauffrequenz in der Größenordnung von 10^6 s^{-1} . Die in der Wechselwirkungszone zwischen Ionenstrahl und Target emittierte Röntgenstrahlung wurde mittels einer Reihe von

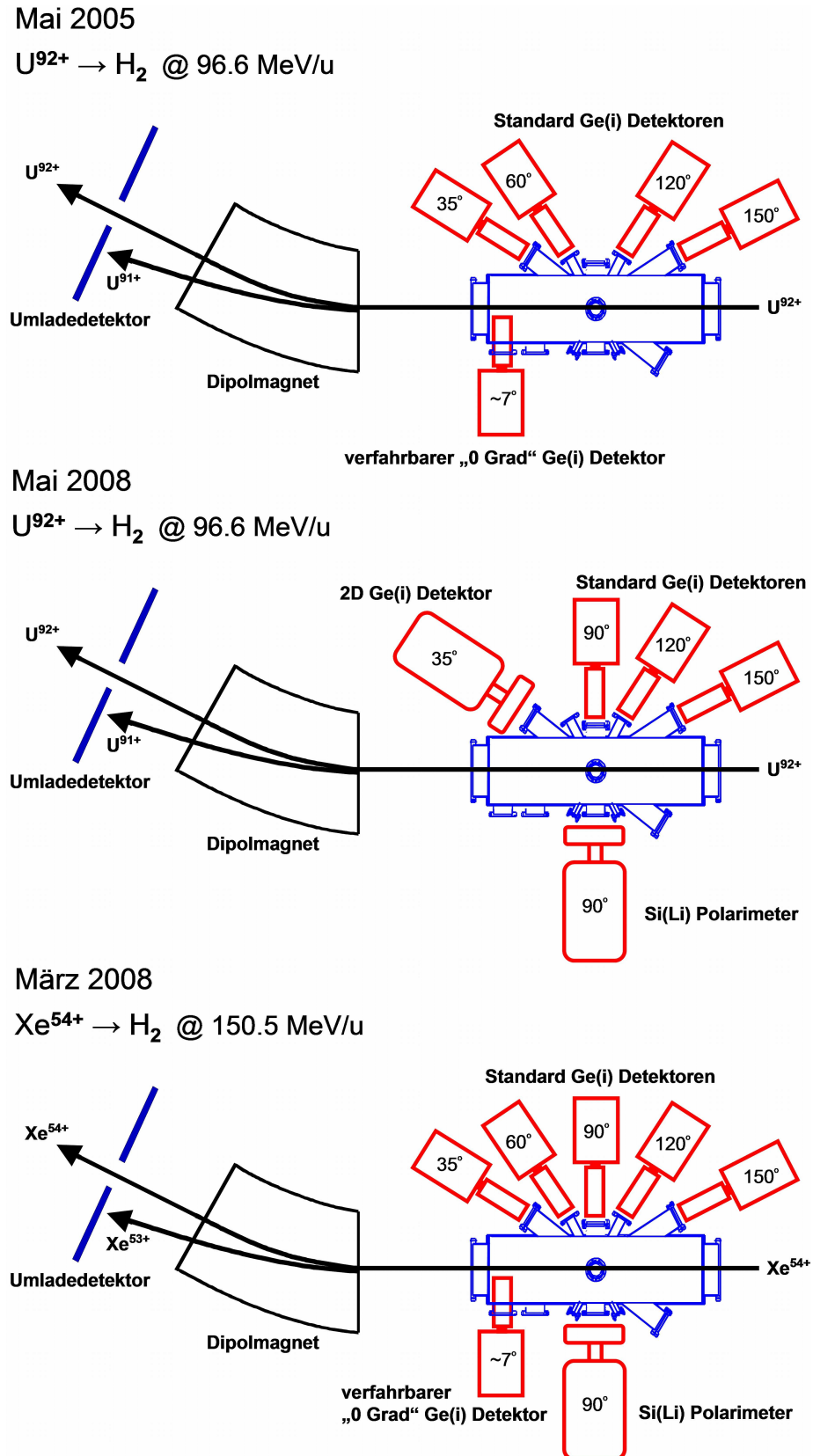


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der experimentellen Aufbauten am Gas-Target des ESR.

Halbleiter-Röntgendetektoren unter unterschiedlichen Winkeln aufgenommen (vergleiche Abbildung 5.1). Dabei waren die Standard-Ge(i)-Detektoren zur Reduktion der Dopplerverschmierung mit wenige Millimeter breiten Pb/Cu-Schlitzkollimatoren ausgestattet und dienten hauptsächlich zur Messung der Winkelverteilung. Die beidseitig segmentierten 2D-Detektoren wurden dagegen als Comptonpolarimeter zur Untersuchung der Polarisations-eigenschaften der Strahlung eingesetzt. Die in den Stößen von Projektilen und Target umgeladenen Ionen wurden hinter dem nächsten Dipolmagneten mittels eines MWPC-Teilchenzählers (Umladedetektor) nachgewiesen. Wenn nach einigen Minuten die Strahlintensität auf ca. 1/3 abgesunken war, wurde der restliche Strahl mittels eines verfahrbaren Scrapers gestoppt und der Messzyklus mit einem erneuten Einschuss neu gestartet.

Datenaufnahme

Bei den hier untersuchten Messungen wurden die 2D-Detektoren jeweils getrennt von den Standard-Ge(i)-Röntgendetektoren durch ein eigenes Datenaufnahmesystem ausgelesen. Der Aufbau und die Funktionsweise der eingesetzten Systeme ist jedoch sehr ähnlich, so dass das in Abbildung 5.2 für einen 2D-Detektor schematisch dargestellte Datenaufnahmesystem auch auf die Auslese der Standard-Detektoren übertragbar ist.

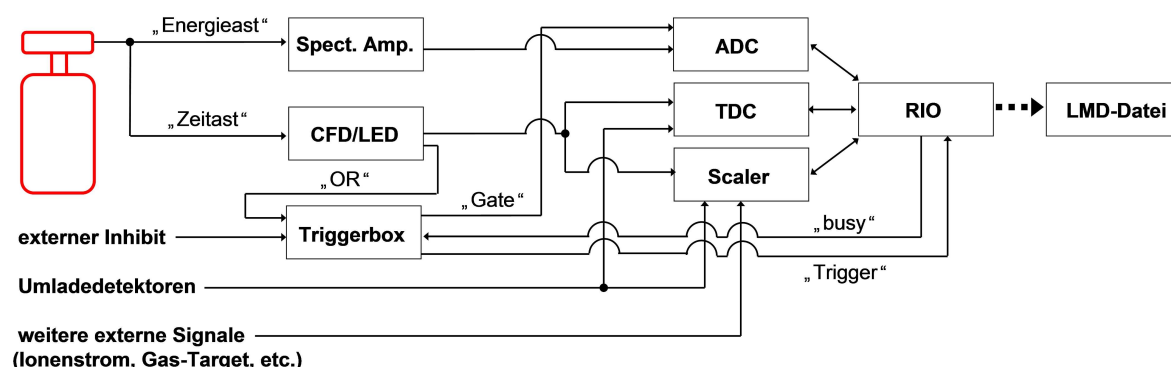


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des Datenaufnahmesystems für einen 2D-Detektor. Zur übersichtlicheren Darstellung wurde der Schaltplan vereinfacht, indem Module zur linearen Verstärkung der Detektorsignale sowie für die Weiterleitung und rudimentäre Verarbeitung der logischen Signale nicht gezeigt sind. Außerdem wurden einige Schaltungen weggelassen, die nicht der Aufnahme der eigentlichen Messdaten sondern hauptsächlich zur Kontrolle des Experiments sowie der Elektronik dienen.

In leicht vereinfachter Form funktioniert die Datenaufnahme wie folgt: Die vom Detektor kommenden Vorverstärkersignale werden zunächst in einen „Energieast“ sowie einen „Zeitast“ aufgespalten und zur Bestimmung der Energie- bzw. Zeitinformationen jeweils an Hauptverstärker bzw. CF- oder LE-Diskriminatoren (CF=Constant Fraction, LE=Leading Edge) weitergeleitet. Die Diskriminatormodule generieren schnelle logische Signale, die sowohl mittels einer OR-Schaltung als Trigger für das Auslesen der Da-

tenaufnahme als auch zur Erzeugung von Gate-Signalen für die ADC-Module (Analog-to-Digital-Converter) genutzt werden. Im Fall der 2D-Detektoren werden die Vorverstärkersignale vor der Einspeisung in die Diskriminatoren noch in einem vorgeschalteten Modul rauscharm linear verstärkt, um die Nutzsignale besser vom elektronischen Rauschen unterscheiden zu können. In den Hauptverstärkern werden die Detektorsignale über wenige μs integriert und daraus dann gaussförmige Pulse erzeugt, deren Maximalhöhe proportional zur Energiedeposition im Detektor ist. Diese Signale werden zu den ADC-Modulen weitergeleitet, welche während der Dauer des anliegenden Gate-Signals die maximale Pulshöhe ermitteln und diesen Spannungswert dann in eine digitale Kanalzahl konvertieren. Die TDC-Module (Time-to-Digital-Converter) wandeln dagegen die Zeitdifferenz zwischen einlaufenden logischen Signalen, beispielsweise von registrierten Röntgenphotonen und umgeladenen Projektilionen, in digitale Werte um. Daneben werden Scaler-Module eingesetzt, um die zwischen zwei Auslesezyklen einlaufenden Signale zu zählen. Dies wird unter anderem genutzt, um mittels der Signale eines Clock-Moduls eine definierte Zeitachse für die aufgenommenen Messdaten zu erhalten. Die drei genannten Modultypen werden von dem Front-End-Prozessor des RIO-Moduls (Remote-Input-Output) ausgelesen und kontrolliert. Die Messdaten werden über das Netzwerk in eine fortlaufende Listmode-Datei geschrieben. Während des Auslesevorgangs wird die Datenaufnahme mittels eines Inhibit-Signals an die Triggerbox für weitere eintreffende Signale inaktiv gesetzt. Des Weiteren kann über einen externen Inhibit die Aufnahme von Messdaten während des Injektions- und Bahnverlagerungsvorgangs, bei welchem keine stabilen experimentellen Bedingungen herrschen, unterdrückt werden. Für eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweise einzelner Module sei auf [16] verwiesen.

Koinzidenztechnik

Anhand der von den TDC-Modulen gemessenen Zeitinformationen lassen sich die detektierten Röntgenphotonen, denen ein Umladungsereignis eines Projektilions zugrundeliegt, von solchen Ereignissen separieren, die nicht mit dem Einfang bzw. Verlust von Elektronen verbunden sind. In den hier diskutierten Messungen trägt als Umladungskanal nahezu ausschließlich der REC-Prozess bei. Die TDCs werden mit dem Nachweis eines Röntgenphotons in einem der mit der Datenaufnahme verbundenen Detektoren gemeinsam gestartet und dann jeweils durch das verzögerte Signal eines bestimmten Röntgen- bzw. Umladedetektors individuell gestoppt. Da in der Regel nur jeweils ein Röntgendetektor ein Photon detektiert, wird lediglich der TDC, der von diesem Detektor gestoppt wird, bei der Auslese einen realen Wert aufweisen, während die übrigen TDCs, die zu anderen Röntgendetektoren gehören, nicht gestoppt werden und daher ihren Überlauf-Wert liefern. Auf diese Weise lässt sich feststellen, welcher der Detektoren ein Photon nachgewiesen hat. Der TDC, der durch den Umladedetektor gestoppt wird, zeigt immer dann einen realen Wert, wenn nach dem Start durch das Röntgenphoton während der Laufzeit des TDC (wenige μs) ein umgeladenes Ion den Teilchendetektor getroffen hat. Dabei ist zu beachten, dass die in der Wechselwirkungszone emittierte Strahlung aufgrund der kleinen Raumwinkelabdeckung der Röntgendetektoren nur mit einer Effizienz in der Größenordnung von 10^{-3} detektiert wird, während näherungsweise 100 % der umgeladenen Ionen im entsprechenden Teilchendetektor nachgewiesen

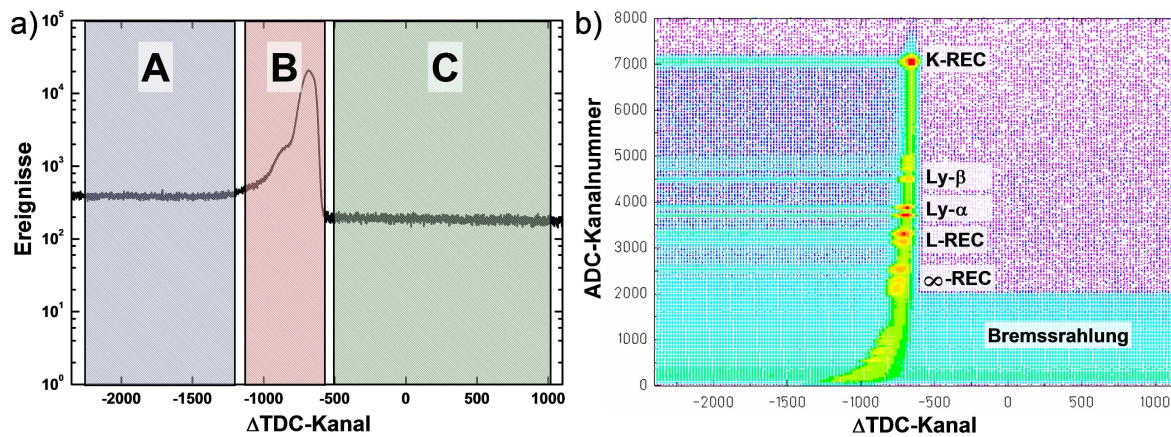


Abbildung 5.3: Illustration der Koinzidenzmethode am Beispiel eines Standard-Ge(i)-Röntgendetektors: a) Differenz der TDC-Spektren von Umladedetektor und dem Röntgendetektor. Anhand des resultierenden Spektrums lassen sich die zugehörigen Röntgenphotonen in drei Kategorien einteilen: A – Untergrund und korrelierte Ereignisse; B – nahezu ausschließlich korrelierte Ereignisse; C – nahezu ausschließlich Untergrund. b) Energie der im Röntgendetektor nachgewiesenen Ereignisse aufgetragen gegen die TDC-Differenz. Das Spektrum wurde bei der Uranmessung im Jahr 2008 aufgenommen.

werden. Auch für Photonen, die nicht mit einem Umladungsereignis korreliert sind, gibt es daher eine signifikante Wahrscheinlichkeit, dass der TDC des Umladedetektors während seiner Laufzeit durch ein zufällig eintreffendes Ion gestoppt wird. Bei Photonen und umgeladenen Ionen, die aus der gleichen Wechselwirkung stammen, ist jedoch für die Differenz der TDC-Spektren des jeweiligen Röntgendetektors und des Umladedetektors in Abhängigkeit von der Flugzeit der Ionen ein näherungsweise konstanter Wert zu erwarten. Mit einer Bedingung auf diesen Koinzidenz-Peak können die entsprechenden Photonen selektiert werden.

In Abbildung 5.3 ist die Koinzidenzmethode am Beispiel eines Standard-Ge(i)-Röntgendetektors, der bei der Messung mit U^{92+} aus 2008 unter einem Beobachtungswinkel von 90° aufgestellt war, illustriert. Abbildung 5.3 a) zeigt die Differenz der TDC-Kanäle des Röntgendetektors und des Einfang-Umladedetektors. Diese Differenz entspricht näherungsweise der Flugzeit der Ionen zwischen dem Nachweis des Röntgenphotons und ihrem Auftreffen im Umladedetektor. Anhand dieses Zeitspektrums lassen sich die zugehörigen Photonen in drei Kategorien einteilen: In Zone A hat ein umgeladenes Ionen zufällig den Teilchendetektor getroffen, bevor ein möglicherweise zu dem registrierten Photon gehörendes Ionen den Detektor erreichen konnte. Daher liegen in dieser Zone sowohl Photonen, welche nicht mit einem Umladeereignis korreliert sind, als auch solche aus REC-Ereignissen. Zone B wird von dem Koinzidenz-Peak der umgeladenen Ionen mit den zugehörigen Photonen dominiert. Daneben finden sich aber auch einige unkorrelierte Ereignisse, bei denen Ionen zufällig mit der entsprechenden Zeitdifferenz im Teilchendetektor auftrafen. Bei Annahme einer 100%igen Effizienz des Teilchendetektors wird der entsprechende TDC für den Fall von Photonen aus Umladungsereignissen spätestens mit dem Auftreffen des zugehörigen umgeladenen Ions gestoppt. Daher lie-

gen in Zone C näherungsweise ausschließlich solche Photonen, die nicht mit einem umgeladenen Ion korreliert sind. In Abbildung 5.3 b) ist die Energie der im Röntgendetektor nachgewiesenen Ereignisse gegen die TDC-Differenz aufgetragen. Wie erwartet liegt ein Großteil der REC- und Lyman-Strahlung innerhalb des Koinzidenz-Peaks.

Bei hohen Umladungsraten wird der TDC des Umladedetektors häufig schon vor dem Eintreffen des korrelierten Ions gestoppt, so dass ein signifikanter Anteil der Photonen aus Umladeereignissen in Zone A liegt und bei einer Koinzidenzbedingung auf Zone B nicht berücksichtigt werden kann. Gleichzeitig ist eine Ausweitung der Koinzidenzbedingung auf Zone A aufgrund des dort deutlich schlechteren Verhältnisses von korrelierten Ereignissen und Untergrund nicht wünschenswert. Um einen Verlust von Photonen aus Umladungsereignissen bei hohen Raten zu vermeiden, bietet sich daher für die Auslese der Umladedetektoren die Verwendung von Multihit-TDCs an, wie sie in der Datenaufnahme des Si(Li)-Polarimeters eingesetzt wurden. In Abbildung 5.4 ist das entsprechende Spektrum eines TDCs dargestellt, der das Eintreffen von bis zu vier aufeinander folgenden Signalen abspeichern kann. Auch diese Daten stammen von der Uranmessung aus 2008, bei der es aufgrund der vergleichsweise hohen Targetdichte und des großen REC-Querschnitts zu Umladungsraten von mehreren 100 kHz kam. Dank der Multihit-Fähigkeit des TDC-Moduls war es in diesem Fall dennoch möglich, über 90 % der korrelierten Ereignisse innerhalb des Koinzidenz-Peaks nachzuweisen.

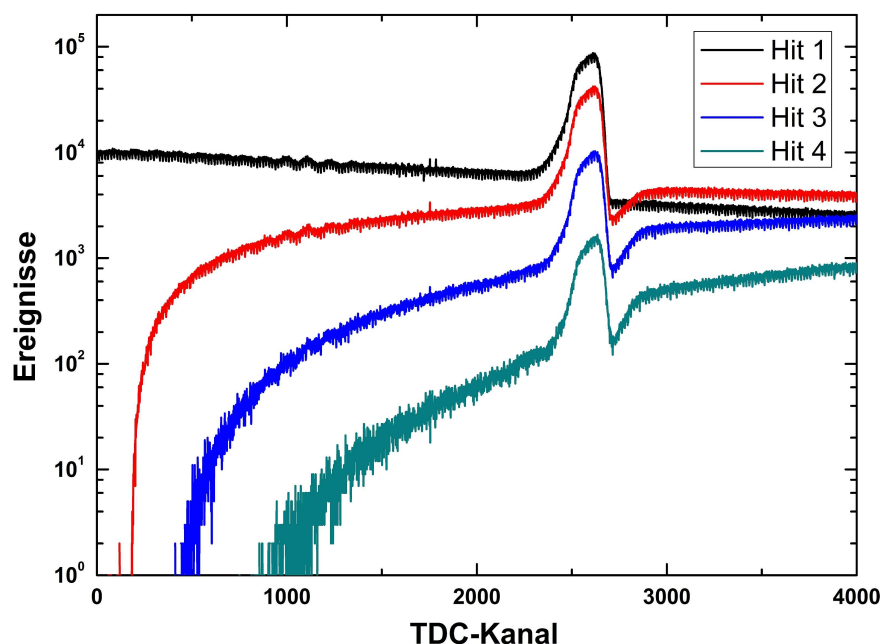


Abbildung 5.4: Zeitspektrum des Umladedetektors, aufgenommen mit einem Vierfach-Multihit-TDC in der Datenaufnahme des Si(Li)-Polarimeters. Der TDC wurde durch den Nachweis eines Röntgenphotons gestartet und kann bis zu vier Signale des Umladedetektors nachweisen.

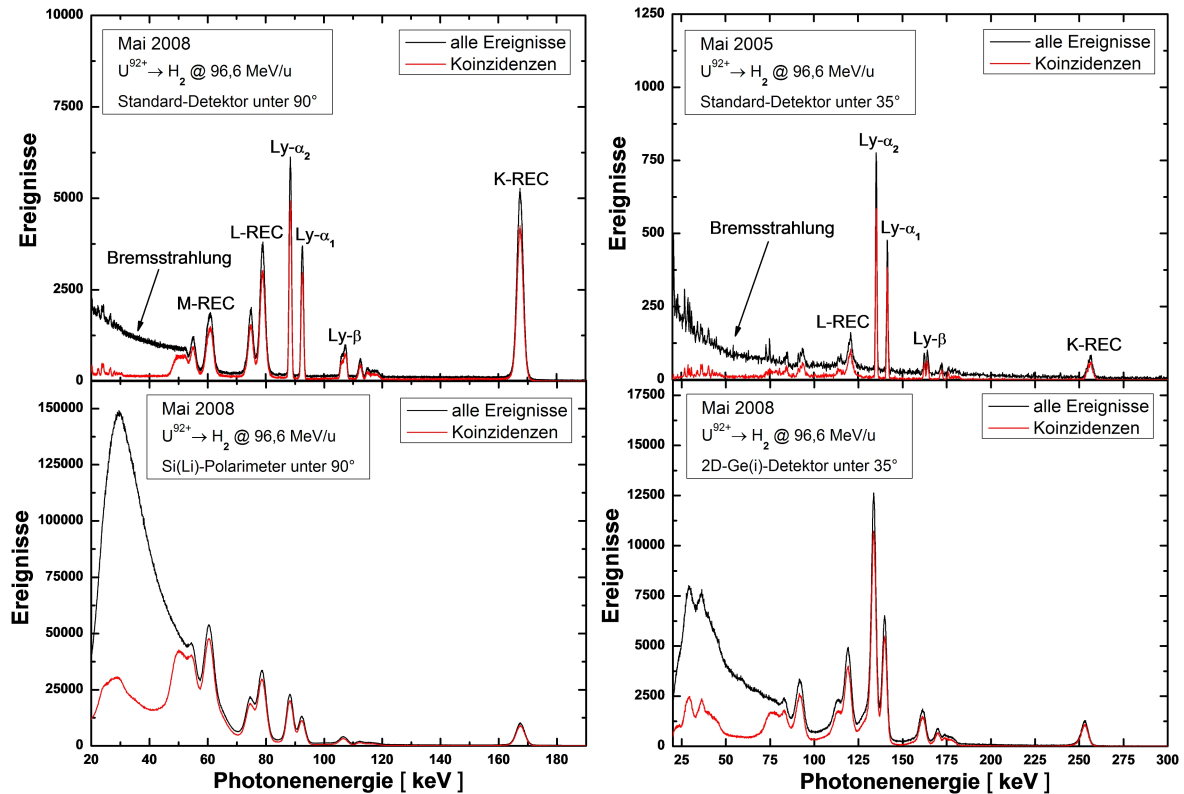


Abbildung 5.5: Röntgenspektren von U^{92+} in Stößen mit H_2 , aufgenommen unter 90° bzw. 35° relativ zur Ausbreitungsrichtung des Ionenstrahls. Alle Linien in den Spektren der koinzidenten Photonen lassen sich dem REC-Prozess sowie nachfolgenden charakteristischen Übergängen zuordnen. In den Spektren ohne Zeitbedingung wird der niederenergetische Bereich dagegen von der Elektron-Kern-Bremsstrahlung dominiert.

Aufgenommene Röntgenspektren

In Abbildung 5.5 sind die während der Messungen mit Uranionen unter Beobachtungswinkeln von 90° bzw. 35° aufgenommenen Röntgenspektren dargestellt. Im Fall der 2D-Detektoren wurden nur Ereignisse mit Multiplizität 1 berücksichtigt, was für den hochenergetischen Bereich des Spektrums zu einer Beschränkung auf Photoionisationsereignisse führt. Zusätzlich wurde für jedes Ereignis eine Korrektur der Dopplerverschiebung durchgeführt. Die Unterschiede in den relativen Intensitäten der beiden Detektoren unter 90° sind auf die im Vergleich zu Germanium wesentlich steiler abfallende Energieeffizienz von Silizium-Detektoren zurückzuführen. Die koinzidenten Spektren enthalten alle Photonen, deren Zeitdifferenz zu einem im Teilchendetektor nachgewiesenen umgeladenen Ion innerhalb des Koinzidenz-Peaks liegt. Alle Linien in diesen Spektren lassen sich dem REC-Prozess sowie nachfolgenden charakteristischen Übergängen zuordnen, wobei die unterschiedlichen Energien für die beiden Beobachtungswinkel aus der relativistischen Dopplerverschiebung resultieren. Dabei führte die vergleichsweise niedrige Projektilgeschwindigkeit in Verbindung mit der schmalen Impulsverteilung der Elektronen des H_2 -Targets zu einer sehr guten Energieauflösung der

REC-Linien, so dass teilweise sogar der Einfang in die N-Schale identifiziert werden kann. Allerdings beinhalten die Koinzidenz-Spektren nur ca. 70 % bis 90 % der entsprechenden Photonen, was unter anderem auf den fehlenden Beitrag der Ereignisse in Zone A aus Abbildung 5.4 zurückzuführen ist. Des Weiteren liegt die Nachweiseffizienz des Umladedetektors nur unter Idealbedingungen nahe 100 %. Insbesondere bei hohen Raten kann die Hochspannung im Detektor kurzzeitig zusammenbrechen, so dass ein Teil der auftreffenden Ionen nicht detektiert wird. Zu niedrigen Energien hin geht die REC-Strahlung für den Einfang in hohe Schalen in die Elektron-Kern-Bremsstrahlung über, welche den niederenergetische Bereich der Spektren ohne Zeitbedingung dominiert. Ab ca. 30 keV knickt diese Verteilung bei den 2D-Detektoren abrupt ab, was auf eine entsprechende Diskriminatorschwelle zurückzuführen ist. Aufgrund der deutlich geringeren Dichte, die mit der damaligen Targettemperatur maximal erreichbar war, wurde bei der Messung von 2005 eine vergleichsweise geringe Statistik erreicht. Aus dieser Messung wurden dennoch die Spektren der Standard-Röntgendetektoren unter 35° und 60° für die Analyse in Kapitel 6 genutzt, da diese Beobachtungswinkel in der späteren Uranmessung durch den 2D-Ge(i)-Detektor blockiert waren.

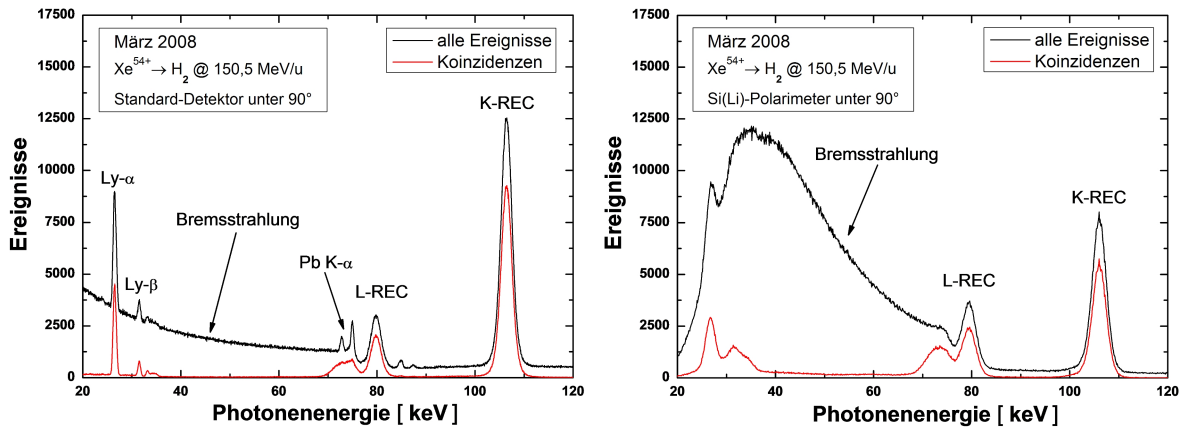


Abbildung 5.6: Röntgenspektren von Xe^{54+} in Stößen mit H_2 , aufgenommen unter 90° relativ zur Ausbreitungsrichtung des Ionenstrahls. Im Spektrum des Standard-Röntgendetektors ist neben der Strahlung aus der Wechselwirkungszone auch Fluoreszenzstrahlung des Pb-Kollimators zu erkennen.

Abbildung 5.6 zeigt die entsprechenden Spektren der Xenonmessung unter einem Beobachtungswinkel von 90° . Auch hier lassen sich in den Koinzidenz-Spektren alle Linien dem REC-Prozess sowie nachfolgenden charakteristischen Übergängen zuordnen, wobei die Feinstruktur von Ly- α - und L-REC-Strahlung aufgrund der für Xenon im Vergleich zu Uran deutlich geringeren Energiedifferenz der beteiligten Niveaus nicht aufgelöst werden kann. Zusätzlich ist bei dem Standard-Röntgendetektor im Spektrum ohne Zeitbedingung Fluoreszenzstrahlung aus einem Pb-Kollimator zu erkennen.

Kapitel 6

Auswertung und Diskussion

Im Folgenden werden in Abschnitt 6.1 die Lyman- α_1 -Strahlung in U^{91+} sowie in Abschnitt 6.2 das hochenergetische Ende der Elektron-Kern-Bremsstrahlung im Hinblick auf ihre Winkelverteilung und lineare Polarisierung untersucht. Die Ergebnisse werden mit theoretischen Vorhersagen von A. Surzhykov und D. H. Jakubassa-Amundsen verglichen. Zusätzlich erfolgt in Abschnitt 6.3 eine experimentelle Bestimmung der Nachweiseffizienz der eingesetzten Comptonpolarimeter.

6.1 Untersuchung der Lyman- α_1 -Strahlung in U^{91+}

Die Untersuchung der Lyman- α_1 -Strahlung in wasserstoffartigem Uran dient sowohl als Test der theoretischen Beschreibung der Bevölkerung des $2p_{3/2}$ -Niveaus durch den REC-Prozess als auch dem Studium der vorhergesagten Interferenzeffekte zwischen dem E1- und M2-Zweig des charakteristischen Übergangs. Zusätzlich bietet sich erstmalig die Möglichkeit, das E1-M2-Amplitudenverhältnis unabhängig von der Beschreibung des Bevölkerungsprozesses zu ermitteln. Zunächst wird in Unterabschnitt 6.1.1 die erste Untersuchung der linearen Polarisierung der Ly- α_1 -Strahlung in einem schweren, wasserstoffartigen System dargestellt. Die Polarisierungseigenschaften sind unter anderem im Hinblick auf die vorhergesagte deutliche Depolarisierung infolge der E1-M2-Interferenz von großem Interesse. In Unterabschnitt 6.1.2 wird aus der Winkelverteilung des charakteristischen Übergangs der ebenfalls von Interferenzeffekten beeinflusste effektive Anisotropieparameter bestimmt. Die kombinierte Messung sowohl der Winkelverteilung als auch der linearen Polarisierung der Ly- α_1 -Strahlung führt schließlich in Unterabschnitt 6.1.3 zur Etablierung einer neuartigen Methode zur „theorieunabhängigen“ Bestimmung des E1-M2-Amplitudenverhältnisses und des Alignmentparameters.

6.1.1 Lineare Polarisierung

Zur Messung der linearen Polarisierung der Ly- α_1 -Strahlung standen mit dem 2D-Ge(i)-Detektor und dem Si(Li)-Polarimeter zwei als Comptonpolarimeter eingesetzte beidseitig segmentierte Röntgendetektoren zur Verfügung. Dabei wurde der Ge(i)-Detektor aufgrund seiner Eignung für höhere Photonenenergien unter einem Beobachtungswinkel von 35° relativ zur Strahlrichtung platziert. Die Ly- α_1 -Linie war für diesen Winkel zu einer Energie von ca. 141,5 keV hin dopplerverschoben (Emittersystem: 102 keV).

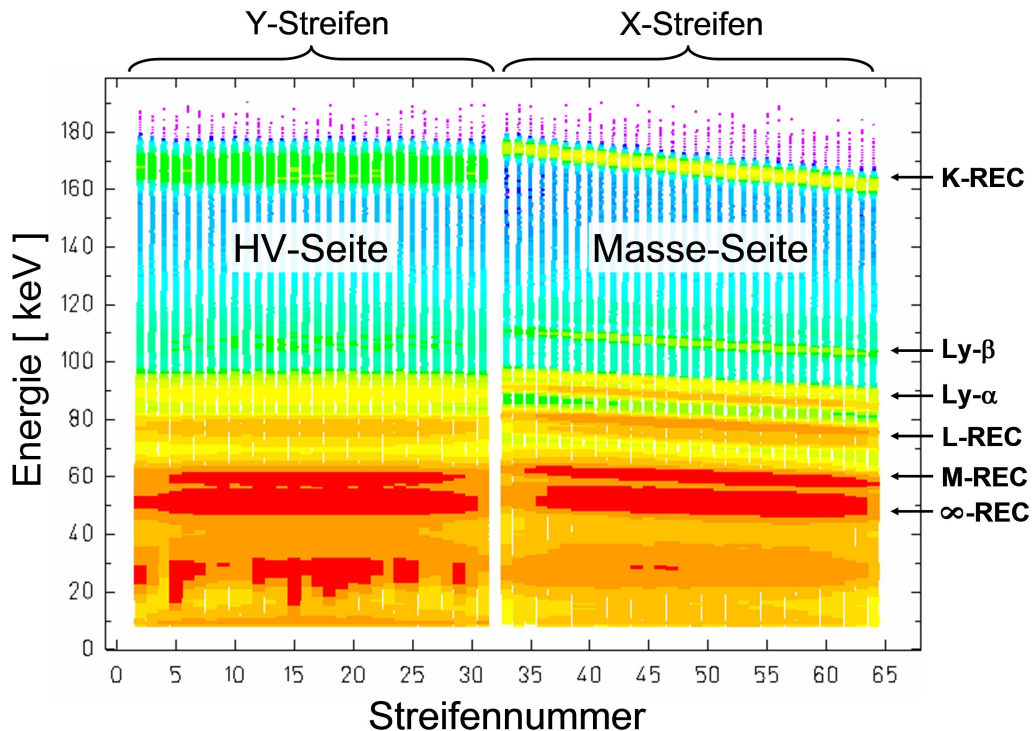


Abbildung 6.1: Energiespektren der einzelnen Streifen des Si(Li)-Polarimeters gegen die Streifennummer aufgetragen. Die Streifen der HV-Seite lagen parallel zur Ausbreitungsrichtung des Ionenstrahls und die Streifen der Masse-Seite senkrecht dazu, so dass an letzteren die Dopplerverschiebung der einfallenden Strahlung gemäß des jeweiligen Beobachtungswinkels zu beobachten ist.

Der Si(Li)-Detektor wurde unter 90° aufgestellt, wo die $\text{Ly-}\alpha_1$ -Linie bei ca. 92,5 keV lag. Im Folgenden wird die Analyse der Messdaten hauptsächlich am Beispiel des Si(Li)-Polarimeters, welches als dediziertes Comptonpolarimeter entwickelt wurde, dargestellt. Die Analyseschritte für den 2D-Ge(i)-Detektor sind weitgehend identisch.

In Abbildung 6.1 sind die Energiespektren der einzelnen Streifen des Si(Li)-Polarimeters gegen die Nummer der Streifen im Datenaufnahmesystem aufgetragen. Es sind nur die Ereignisse dargestellt, die in Koinzidenz mit einem umgeladenen Ion gemessen wurden, was zu einer starken Unterdrückung der Beiträge von Bremsstrahlung und Untergrund führt (zur Erläuterung dieser Koinzidenzmethode siehe Kapitel 5). Des Weiteren wurden alle Ereignisse unterhalb von 9 keV verworfen, da in diesem Bereich das elektronische Rauschen die Spektren dominiert. Die Streifen der HV-Seite gehen von 1 bis 32 und die auf der Masse-Seite von 33 bis 64, wobei die beiden Randstreifen der HV-Seite aufgrund ihres extrem hohen elektronischen Rauschlevels in der Analyse nicht berücksichtigt wurden. Die Streifen der HV-Seite waren während der Messung parallel zur Strahlrichtung orientiert, während die Masse-Streifen senkrecht dazu standen. Entsprechend weisen die Energiespektren der HV-Seite eine Dopplerverschmierung über die gesamte Breite des Detektors (Öffnungswinkel von ca. 10°) auf. Dagegen ist in den Streifen der Masse-Seite eine sukzessive Dopplerverschiebung der einfallenden Strahlung gemäß des jeweiligen Beobachtungswinkels zu beobachten. Dieser Verlauf

wurde zusammen mit der bekannten Streifenbreite und der Strahlenergie zur exakten Bestimmung des Abstands des Detektors von der Strahlungsquelle genutzt (siehe dazu das Programm DISTANCEFIT in Anhang A.2). Im Folgenden werden die Streifen, die parallel zu der durch die Strahlrichtung und die Ausbreitungsrichtung der detektierten Photonen aufspannten Reaktionsebene liegen, mit der y -Achse und die senkrecht dazu stehenden Streifen mit der x -Achse identifiziert.

Dopplerkorrektur

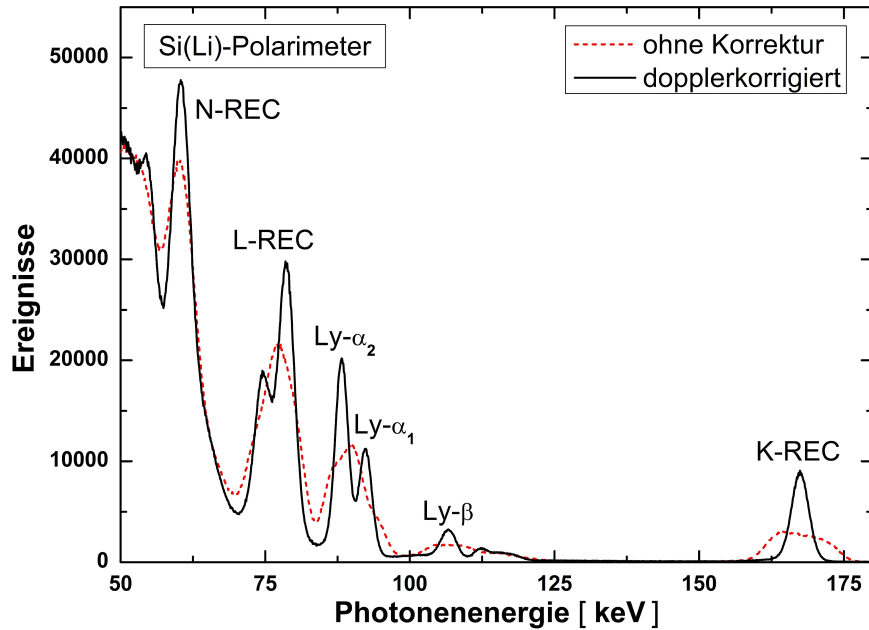


Abbildung 6.2: Energiespektrum des Si(Li)-Polarimeters mit und ohne Korrektur des relativistischen Dopplereffekts. Ohne entsprechende Korrektur lässt sich die Feinstruktur der Ly- α - und L-REC-Strahlung nicht auflösen. Es sind nur Ereignisse mit Multiplizität 1 dargestellt und es wurden die Energiesignale auf der rauschärmeren Masse-Seite verwendet.

In Abbildung 6.2 ist das Energiespektrum der Ereignisse mit Multiplizität 1 im Si(Li)-Polarimeter mit und ohne Korrektur des relativistischen Dopplereffekts dargestellt. Die Multiplizitätsbedingung stellt sicher, dass nur Ereignisse mit einer einzigen inelastischen Wechselwirkung im Detektor berücksichtigt werden. Bei höheren Energien dominieren damit Photoionisationsereignisse das Spektrum, während im niederenergetischen Bereich auch Compton-Elektronen vorkommen, bei denen das gestreute Photon den Detektorkristall verlassen konnte. Unter Vernachlässigung vorheriger Rayleigh-Streuung ist damit die Position der Ereignisse im Detektor identisch mit ihrem Auftreffort, womit der Beobachtungswinkel durch den entsprechenden Streifen in x -Richtung festgelegt ist. Für eine korrekte Dopplerkorrektur der Ereignisse mit höherer Multiplizität muss zunächst festgestellt werden, ob es sich dabei um unabhängig voneinander eintreffende Photonen oder um das Ergebnis einer Compton-Streuung handelt, bei welcher der Auftreffort durch die Position des Rückstoßelektrons gegeben ist. Es ist deutlich erkennbar,

dass erst nach der Dopplerkorrektur die Feinstruktur der Ly- α - und L-REC-Strahlung (ca. 4 keV im Emittersystem) aufgelöst werden kann.

Compton-Analyse und Rekonstruktion der linearen Polarisation

Als mögliche Compton-Ereignisse kommen alle Datensätze in Frage, bei denen zwei räumlich getrennte inelastischen Wechselwirkungen im Detektor nachgewiesen wurden. Daher wurden alle Ereignisse mit Multiplizität 2 mittels der in Abschnitt 3.3 dargestellten Analyse-Routine auf Compton-Ereignisse hin untersucht. Das Ergebnis der Analyse ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Es wurden zunächst sämtliche Compton-Ereignisse, deren dopplerkorrigierte Summenenergie in dem breiten Energiebereich von 55 bis 185 keV lagen, identifiziert. Mittels zusätzlicher Bedingungen wurden die so rekonstruierten Streueignisse sukzessive auf den Bereich des polaren Streuwinkels ϑ mit der höchsten Modulation und den Energiebereich der Ly- α_1 -Strahlung eingeschränkt.

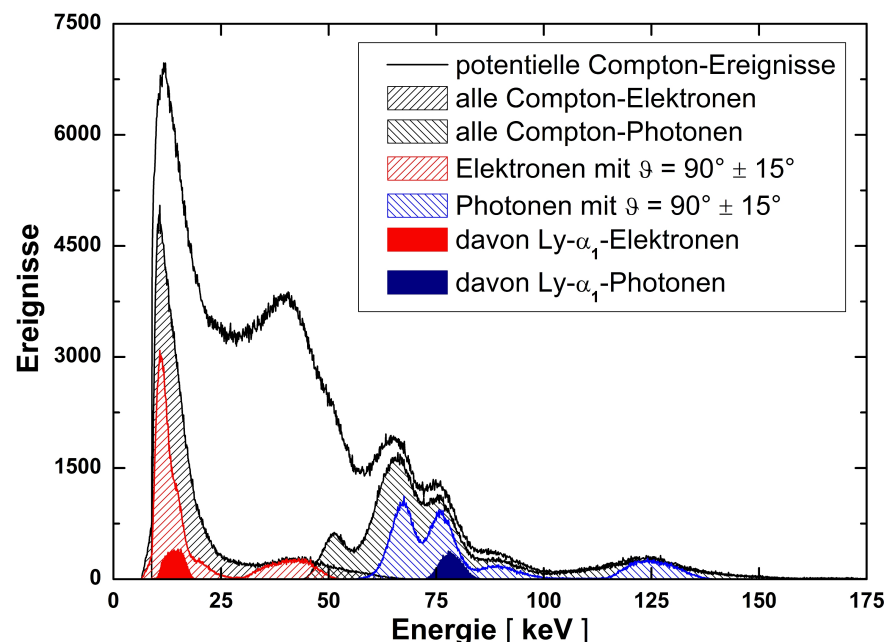


Abbildung 6.3: Energiespektrum der im Si(Li)-Polarimeter identifizierten Compton-Photonen und Rückstoßelektronen. Die rekonstruierten Streueignisse wurden sukzessive auf den Bereich des Streuwinkels ϑ mit der höchsten Modulation und den Energiebereich der Ly- α_1 -Strahlung eingeschränkt.

In Abbildung 6.4 ist die dopplerkorrigierte Summe der Energien von gestreutem Photon und Rückstoßelektron der im Si(Li)-Polarimeter rekonstruierten Compton-Ereignisse im Bereich der Ly- α_1 -Linien dargestellt. Zusätzlich ist das Spektrum der Ereignisse mit Multiplizität 1 eingezeichnet, welches zur besseren Vergleichbarkeit um einen Faktor 12,5 unteretzt wurde. Die gute qualitative Übereinstimmung beider Spektren lässt auf eine korrekte Funktion und hohe Selektivität des Rekonstruktionsverfahrens

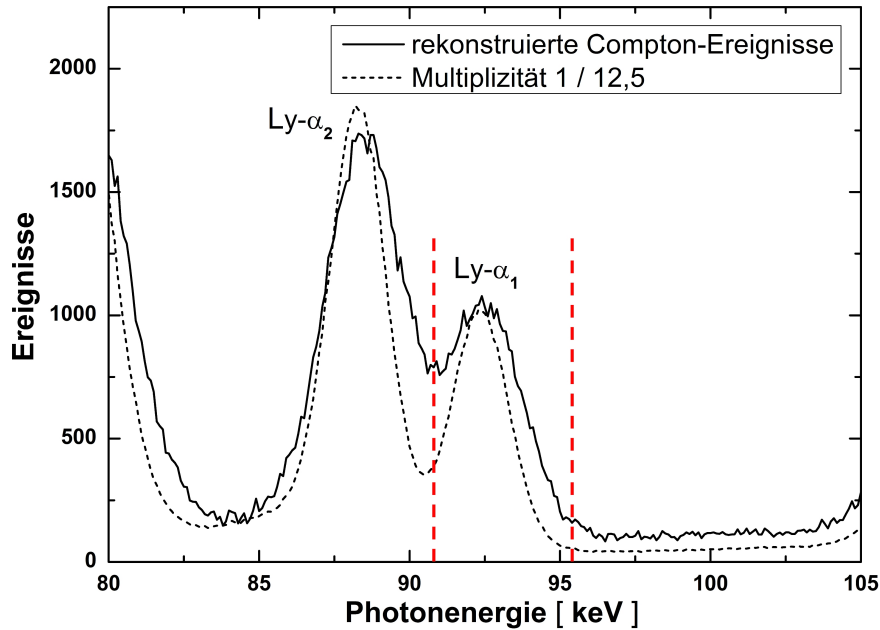


Abbildung 6.4: Dopplerkorrigierte Summenenergie der im Si(Li)-Polarimeter rekonstruierten Compton-Ereignisse im Vergleich zu den Ereignissen mit Multiplizität 1. Die Streuereignisse innerhalb des Ly- α_1 -Peaks werden im Folgenden im Hinblick auf die lineare Polarisierung der einfallenden Strahlung analysiert.

schließen. Die im Vergleich deutlich schlechtere Energieauflösung des rekonstruierten Spektrums ist maßgeblich darauf zurückzuführen, dass sich das elektronische Rauschen der beteiligten Streifen addiert. Des Weiteren ist eine geringfügige Energieverschiebung von ca. 0,5 keV festzustellen. Diese ist vermutlich auf Nichtlinearitäten der Hauptverstärker oder eine systematische Abweichung in der Energiekalibration zurückzuführen, wodurch sich die gemessenen Energien des gestreuten Photons und des Rückstoßelektrons nicht exakt zur Energie des einfallenden Photons addieren. Gegenüber der durch das elektronische Rauschen gegebenen Energieunsicherheit ist diese Abweichung jedoch zu vernachlässigen. Die Compton-Ereignisse mit Summenenergien innerhalb des Ly- α_1 -Peaks werden im Folgenden im Hinblick auf die lineare Polarisierung der einfallenden Strahlung analysiert.

Die zweidimensionale Ortsverteilung der im Si(Li)-Polarimeter gestreuten Photonen ist in Abbildung 6.5 a) relativ zu dem Pixel, in welchem die Compton-Streuung stattgefunden hat, dargestellt. Gemäß der Klein-Nishina-Gleichung (3.1) lässt sich der Grad der linearen Polarisierung der einfallenden Strahlung aus der Azimutalverteilung der Streuphotonen ermitteln. Um eine möglichst hohe Modulation – diese bestimmt das Verhältnis der Streuintensitäten senkrecht und parallel zu Richtung des elektrischen Feldvektors der einfallenden Strahlung – zu gewährleisten, wurden nur die Ereignisse mit einem polaren Streuwinkel von $\vartheta = 90^\circ \pm 15^\circ$ berücksichtigt (siehe Abbildung 3.1). Aufgrund ihrer geringen Winkelauflösung sowie der Ununterscheidbarkeit von Ladungsteilung und Compton-Streuung wurden zusätzlich die Nachbapixel des Streupixels aus der Analyse herausgenommen. Abbildung 6.5 b) zeigt die Projektion der Ortsverteilung

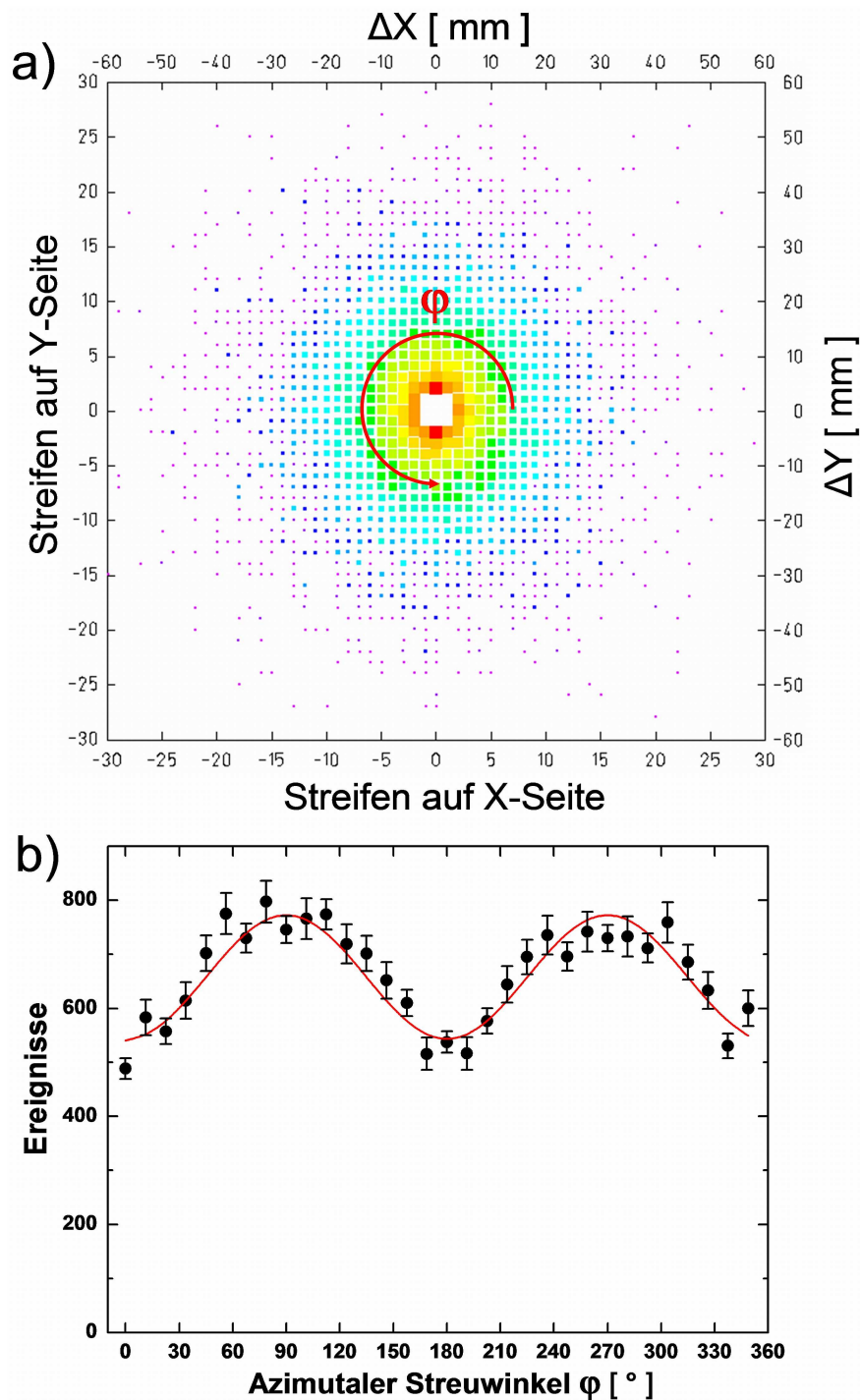


Abbildung 6.5: Ortsverteilung der gestreuten Photonen und resultierende Azimutalverteilung für den $\text{Ly-}\alpha_1$ -Peak: a) Ortsverteilung der gestreuten Photonen relativ zum Streupixel (0, 0) im Si(Li)-Polarimeter. Es wurden nur die Ereignisse mit $\vartheta = 90^\circ \pm 15^\circ$ berücksichtigt. b) Projektion der Ortsverteilung auf den azimutalen Streuwinkel φ . Die Fehlerbalken geben die statistische Unsicherheit an. Die rote Linie resultiert aus einer Anpassung der modifizierten Klein-Nishina-Gleichung (3.6) an die experimentellen Daten mit dem Polarisationsgrad \tilde{P}_L als freiem Parameter.

auf den azimutalen Streuwinkel φ , wobei die Verteilung in 32 äquidistante Winkelabschnitte zu je $11,25^\circ$ eingeteilt wurde. Der Polarisationsvektor der Ly- α_1 -Strahlung liegt in der durch die Ausbreitungsrichtungen von Ionenstrahl und emittierten Photonen aufgespannten Reaktionsebene, also entlang der x -Achse des Detektors. Entsprechend wurde in dieser Richtung $\varphi = 0$ gewählt. Die Fehlerbalken geben die statistischen Unsicherheiten der Daten an. Zur Korrektur der durch die Detektorgeometrie hervorgerufenen Anisotropien wurde die gemessene Verteilung zudem auf die Streuverteilung unpolarisierter Photonen normiert. Dazu wurden eine Monte-Carlo-Simulation auf Basis des EGS5-Programmpakets durchgeführt, bei der die experimentellen Bedingungen möglichst exakt mit unpolarisierter Strahlung nachgestellt wurden. Zur Bestimmung des Grades der linearen Polarisation wurde schließlich die modifizierte Klein-Nishina-Gleichung (3.6) mittels der Methode der kleinsten Quadrate an die experimentellen Daten angepasst, wobei der Grad der Polarisation als freier Parameter variiert wurde.

Detektorsystem	Beobachtungswinkel	rekonstruierte Polarisation [%]	
		Ly- α_1	Ly- α_2
Si(Li)-Polarimeter	90°	$19,1 \pm 1,1$	$-0,4 \pm 1,0$
2D-Ge(i)-Detektor	35°	$16,2 \pm 2,6$	$-0,3 \pm 1,9$

Tabelle 6.1: Rekonstruierter linearer Polarisationsgrad \tilde{P}_L der beiden Ly- α -Linien. Die Werte für die Ly- α_1 -Strahlung müssen noch um Detektoreffekte sowie Beiträge durch Untergrundereignisse und den benachbarten, unpolarisierten Ly- α_2 -Peak korrigiert werden.

Der für beide Polarisationsdetektoren rekonstruierte lineare Polarisationsgrad \tilde{P}_L der Ly- α_1 -Strahlung ist in Tabelle 6.1 zusammen mit den entsprechenden Werten für die unpolarisierte Ly- α_2 -Linie angegeben. Letztere liegen wie erwartet nahe null, was auf eine zumindest qualitativ zutreffende Polarisationsbestimmung schließen lässt. Damit wurde in dieser Arbeit erstmalig die lineare Polarisation eines charakteristischen Übergangs in einem schweren System gemessen. Frühere Untersuchung der Polarisation der Ly- α_1 -Strahlung wurden an EBITs (Electron Beam Ion Traps) mit Kristallspektrometern durchgeführt und beschränkten sich auf deutlich niedrigere Röntgenenergien in Systemen mit leichten bis mittleren Kernladungszahlen [137, 138]. Die deutlich höhere Genauigkeit der Messung des Si(Li)-Polarimeters erklärt sich vor allem durch die größere Zahl von verwertbaren Compton-Ereignissen, die im Detektor nachgewiesen wurden (Ly- α_1 -Peak: ca. 20000 Ereignisse zu ca. 4500 im 2D-Ge(i)-Detektor). Diese Diskrepanz ist sowohl auf die größere aktive Fläche des Si(Li)-Polarimeters als auch auf die im Vergleich zu Germanium geringere Zahl an gestreuten Photonen, die bereits in der näheren Umgebung vom Ort der Streuung wieder gestoppt werden, zurückzuführen. Wie in den Abschnitten 3.4 und 3.5 dargelegt, führen zahlreiche Effekte dazu, dass der Gütefaktor eines Polarimeters, definiert als das Verhältnis von rekonstruierter Polarisation \tilde{P}_L und tatsächlichem Polarisationsgrad P_L der einfallenden Strahlung, im Allgemeinen kleiner als 1 ist. In der vorliegenden Messung kommt hinzu, dass zu dem Ly- α_1 -Peak auch ein Teil des benachbarten Ly- α_2 -Peaks sowie Untergrundereignisse beitragen (siehe Abbildung 6.4). Somit ist nicht davon auszugehen, dass die rekonstruierten Werte der tatsächlichen Polarisation der Ly- α_1 -Strahlung exakt entsprechen. Stattdessen

muss der rekonstruierte Polarisationsgrad zunächst entsprechend der Gütefaktoren der Polarimeter und unter Einbeziehung der Beiträge anderer Strahlungsarten korrigiert werden. Dazu bietet es sich an, unter identischen experimentellen Bedingungen eine Reihe von Messungen mit Photonen mit bekannten Polarisationsseigenschaften durchzuführen, um so eine Kalibrationskurve für die rekonstruierte Polarisation zu erhalten. Dies ist jedoch experimentell nicht umzusetzen, so dass stattdessen auf entsprechende Monte-Carlo-Simulationen zurückgegriffen werden musste.

Kalibration mittels Monte-Carlo-Simulationen

Ähnlich dem Vorgehen beim Erstellen von Streuverteilungen unpolarisierter Strahlung zum Zwecke der geometrischen Normierung, wurden zunächst die experimentellen Bedingungen im Rahmen einer EGS5-Simulation nachgebildet. Neben der korrekten Geometrie des Experiments und den relevanten Photon-Materie-Wechselwirkungen, die mittels der entsprechenden EGS-Routinen behandelt wurden, umfasste die Simulation zudem vereinfachte Modelle für das elektronische Rauschen sowie für die Ladungsteilung zwischen benachbarten Streifen im Detektor. Außerdem wurde der relativistische Dopplereffekt berücksichtigt. Für eine detaillierte Darstellung des Verfahrens sei auf Abschnitt 3.5 verwiesen. Die so erzeugten Simulationsdaten wurden mit den gleichen Analyseprogrammen wie die Messdaten verarbeitet.

Um die Polarisationsmessungen mittels simulierter Datensätze kalibrieren zu können, musste zunächst überprüft werden, inwieweit alle relevanten Charakteristika der experimentellen Daten mit hinreichender Genauigkeit durch die Simulation reproduziert werden. Eine Auswahl an Vergleichen von experimentellen und simulierten Daten für das Si(Li)-Polarimeter ist in Abbildung 6.6 gezeigt. Abbildung 6.6 a) zeigt den Vergleich der Energiespektren der Ereignisse mit Multiplizität 1 auf der Masse-Seite des Detektorkristalls. Wie schon dargestellt, sind diese Ereignisse maßgeblich auf den Prozess der Photoionisation zurückzuführen. Die Parameter für das elektronische Rauschen und die Ladungsteilung in der Simulation wurden dahingehend variiert, dass die Simulationsdaten die experimentellen Spektren für beide Seiten des Detektorkristalls möglichst exakt wiedergeben. Des Weiteren wurden die simulierten Daten anhand dieser Spektren mit einem entsprechenden Faktor auf die experimentellen Daten skaliert. In Abbildung 6.6 b) ist die Summenenergie der rekonstruierten Compton-Ereignisse dargestellt, wobei der polare Streuwinkel auf den Bereich $\vartheta = 90^\circ \pm 15^\circ$ eingeschränkt wurde. Abbildung 6.6 c) zeigt die Verteilung der Streuwinkel ϑ innerhalb des Ly- α_1 -Peaks. Der abrupte Abfall zwischen 60° und 70° ist auf die Energieschwelle von 9 keV zurückzuführen, unterhalb der keine Rückstoßelektronen mehr berücksichtigt werden. Für die gleichen Ereignisse ist in Abbildung 6.6 d) die Verteilung der Abstände gezeigt, in denen die gestreuten Photonen relativ zum Ort der Streuung nachgewiesen wurden. Der beobachtete Verlauf lässt sich gut durch einen exponentiellen Zerfall annähern, welcher sowohl durch den Schwächungskoeffizienten innerhalb des Detektors als auch durch die Wahrscheinlichkeit, mit der gestreute Photonen den Detektorkristall verlassen, festgelegt ist. Für alle untersuchten Fälle ist eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment festzustellen. Im Fall der Abstandsverteilung ist diese Übereinstimmung zudem ein Indiz dafür, dass die experimentellen Daten nahezu frei von zufälligen Koinzidenzen sind, da solche Ereignisse in der Simulation nicht

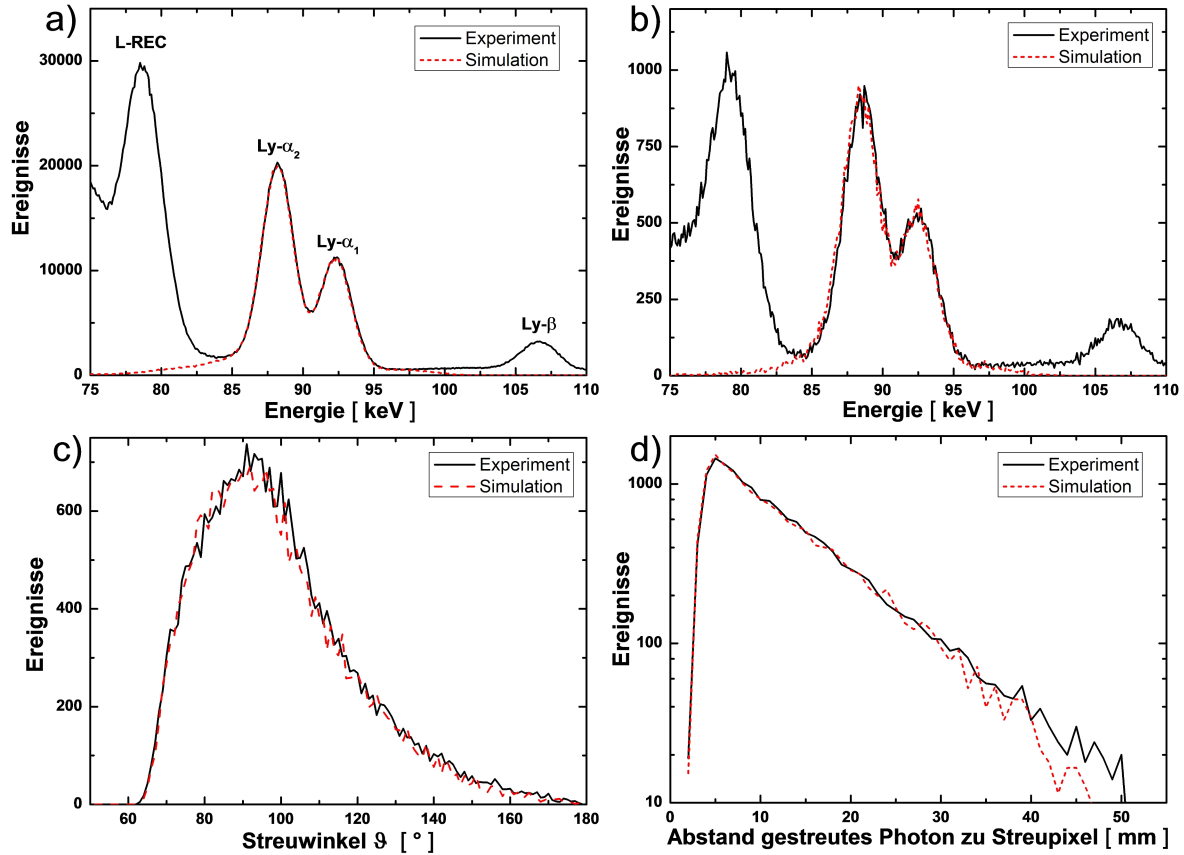


Abbildung 6.6: Vergleich von experimentellen Daten und Monte-Carlo-Simulationen für das Si(Li)-Polarimeter. In der Simulation wurden die beiden Ly- α -Linien sowie ein konstanter Untergrund berücksichtigt. a) Energiespektrum der Ereignisse mit Multiplizität 1 auf der Masse-Seite des Detektorkristalls. Die simulierten Daten wurden anhand dieses Spektrums auf die experimentellen Daten skaliert. b) Dopplerkorrigierte Summenenergie der rekonstruierten Compton-Ereignisse mit $\vartheta = 90^\circ \pm 15^\circ$. c) Verteilung des polaren Streuwinkels ϑ für die Ereignisse innerhalb des Ly- α_1 -Peaks. d) Abstandsverteilung der gestreuten Photonen des Ly- α_1 -Peaks relativ zum Ort der Streuung.

enthalten sind. Für die Abstände zwischen unkorrelierten Ereignissen, die fälschlicherweise als Compton-Streuung interpretiert wurden, ist eine andere, wesentlich flachere Verteilung zu erwarten.

Abbildung 6.7 stellt die Kalibration der Polarisationsmessung für den Fall des Si(Li)-Polarimeters dar. Dazu wurden simulierte Daten für unterschiedliche Polarisationsgrade der Ly- α_1 -Strahlung in einem Bereich von $\pm 10\%$ um den Theoriewert von $23,6\%$ [17] untersucht. Für jeden Datenpunkt wurden jeweils 10^8 Photonen simuliert und neben dem Ly- α_1 -Peak noch die benachbarte Ly- α_2 -Linie sowie ein konstanter, als unpolarisiert angenommener Untergrund berücksichtigt. Durch die resultierenden Werte für die rekonstruierte Polarisation wurde eine Gerade gelegt, aus der sich für die Korrektur des experimentellen Wertes ein Kalibrationsfaktor von 0,812 ergibt.

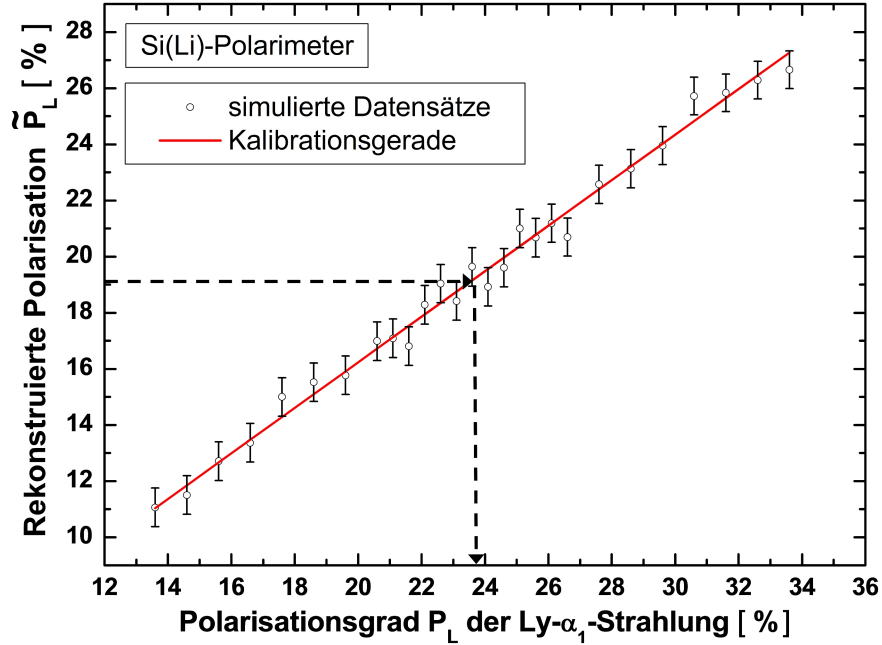


Abbildung 6.7: Kalibration der Ly- α_1 -Polarisationsmessung für den Fall des Si(Li)-Polarimeters. In den Simulationen wurden unterschiedliche Polarisationsgrade der Ly- α_1 -Strahlung in einem Bereich von $\pm 10\%$ um den Theoriewert von $23,6\%$ [17] angenommen.

Der Vergleich zwischen Simulation und Experiment für den 2D-Ge(i)-Detektor ist in Abbildung 6.8 gezeigt, wobei zusätzlich auch die L-REC-Strahlung modelliert wurde. In den Energiespektren der Ereignisse mit Multiplizität 1, dargestellt in Abbildung 6.8 a) und b), sind deutliche Ausläufer an den niederenergetischen Flanken der Peaks zu erkennen. Diese sind auf Ladungsteilung zurückzuführen, bei der ein Teil der im Detektor deponierten Energie an benachbarte Streifen abgegeben wird. Dieser Effekt, der bei den nur $250\ \mu\text{m}$ breiten Streifen auf der Masse-Seite besonders ausgeprägt ist, wurde in der Simulation in vereinfachter Form gemäß Gleichung (3.7) berücksichtigt, wobei eine zumindest qualitative Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erzielt werden konnte. Es war jedoch nicht möglich, die exakte Form der niederenergetischen Ausläufer zu reproduzieren. Dies ist vermutlich der Grund dafür, dass in Abbildung 6.8 c) die Spektren der Summenenergien der rekonstruierten Compton-Ereignisse ebenfalls nur qualitativ übereinstimmen. Die Breite der Ly- α -Peaks wird in der Simulation geringfügig unterschätzt, wodurch der Anteil der Ly- α_2 -Ereignisse innerhalb des Ly- α_1 -Peaks nicht korrekt wiedergegeben wird. Für die Abstandsverteilung in Abbildung 6.8 d) ist dagegen eine auch quantitativ gute Übereinstimmung festzustellen. Aufgrund der Abweichungen in Abbildung 6.8 c) wurde bei dem 2D-Ge(i)-Detektor nur der Gütefaktor bezogen auf die reine Ly- α_1 -Strahlung über entsprechende Simulationen ermittelt. Die Beiträge der übrigen Strahlung (Ly- α_2 -Peak und konstanter Untergrund, beide als unpolarisiert angenommen) wurden durch die Anpassung zweier Gaussfunktionen und einer Konstanten an die experimentellen Daten ermittelt. Dieses Verfahren ergab für den Gütefaktor der Messung den Wert $0,93$ sowie einen Beitrag von $8,4\%$ unpolarisierter Strahlung zum Ly- α_1 -Peak.

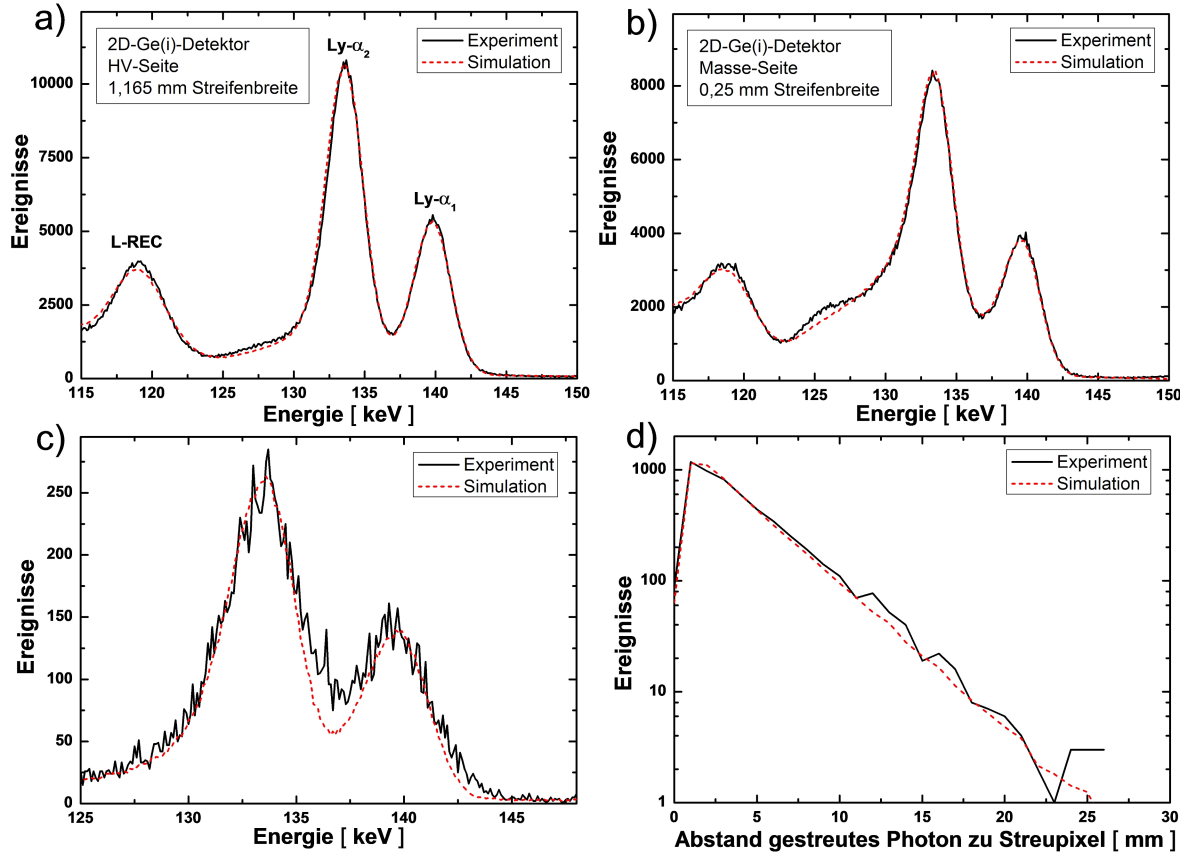


Abbildung 6.8: Vergleich von Experiment und Simulation für den 2D-Ge(i)-Detektor. a) Energiespektrum der Ereignisse mit Multiplizität 1 auf der HV-Seite des Detektorkristalls. b) Das gleiche Spektrum für die schmalere Streifen auf der Masse-Seite. Die Ausläufer auf der niederenergetischen Flanke sind auf Ladungsteilung zwischen benachbarten Streifen zurückzuführen. c) Dopplerkorrigierte Summenenergie der rekonstruierten Compton-Ereignisse mit $\vartheta = 90^\circ \pm 15^\circ$. d) Abstandsverteilung der gestreuten Photonen des Ly- α_1 -Peaks relativ zum Ort der Streuung.

In Abbildung 6.9 sind die korrigierten Messwerte der linearen Polarisation der Ly- α_1 -Strahlung im Vergleich zu theoretischen Vorhersagen von Surzhykov [17] dargestellt. In den Rechnungen wurde für die Bevölkerung des $2p_{3/2}$ -Niveaus sowohl der direkte Einfang über den REC-Prozess als auch eine Population durch Kaskadenübergänge aus höheren Niveaus berücksichtigt. Zudem sind die Theoriewerte mit und ohne Behandlung der E1-M2-Interferenz des charakteristischen Übergangs dargestellt. Dank der hohen Genauigkeit der Polarisationsmessung mit dem Si(Li)-Polarimeter unter 90° konnte erstmals der depolarisierende Effekt dieses Multipole-Mixings mit einer 2σ -Signifikanz nachgewiesen werden. Bemerkenswert ist, dass der gleiche E1-M2-Interferenzeffekt zu einer signifikanten Erhöhung der Anisotropie in der Winkelverteilung der Ly- α_1 -Strahlung führt, wie sie schon früher beobachtet wurde [7, 6] und auch in dieser Arbeit im folgenden Unterabschnitt 6.1.2 dargestellt ist. Die experimentellen Fehlerbalken spiegeln allein die statistische Unsicherheit des Fittingverfahrens zur Rekonstruktion des Polarisationsgrades wider. Eine Abschätzung der systemati-

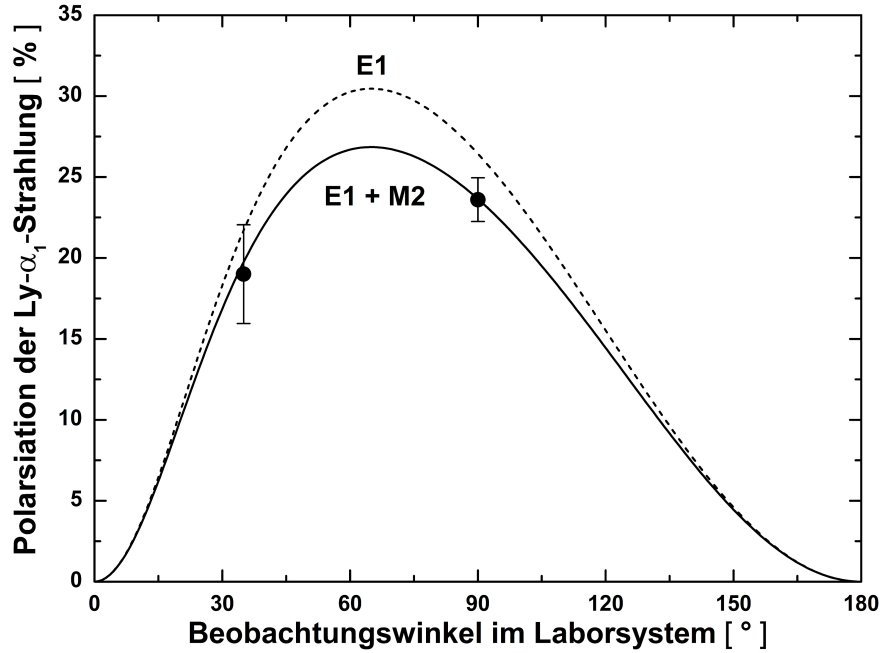


Abbildung 6.9: Experimentelle Werte der linearen Polarisation der $\text{Ly}-\alpha_1$ -Strahlung im Vergleich zu exakt relativistischen Rechnungen mit und ohne Berücksichtigung der E1-M2-Interferenz [17].

schen Unsicherheiten des Rekonstruktionsverfahrens mittels geringfügiger Variationen der Parameter für das Binning, den minimalen Radius sowie der unteren Schwellenenergie ergab vergleichsweise geringe Abweichungen des linearen Polarisationsgrades von unter 1%. Ebenso ist aufgrund der weitgehenden Übereinstimmung von Monte-Carlo-Simulation und Experiment auf eine sehr geringe Unsicherheit bezüglich der Bestimmung der Kalibrationsfaktoren zu schließen. Für die Zukunft ist ein Vergleich zwischen verschiedenen Simulationspaketen und deren geringfügig unterschiedlichen physikalischen Modellen bzw. numerischen Verfahren geplant, um die mit den Simulationen verbundenen Unsicherheiten genauer abschätzen zu können.

6.1.2 Winkelverteilung

Zur Bestimmung der relativen Winkelverteilung der $\text{Ly}-\alpha_1$ -Strahlung wurden allein die Spektren der Standard-Ge(i)-Detektoren herangezogen, da eine Vergleichbarkeit mit den Daten der 2D-Detektorsysteme nicht ohne weiteres gegeben ist. Dabei wurden die in Koinzidenz mit umgeladenen Ionen gemessenen Spektren zunächst entsprechend der Energieeffizienz der Standard-Röntgendetektoren sowie der Absorption in den $50\ \mu\text{m}$ dicken Edelstahlfenstern unter den Beobachtungswinkeln 60° und 120° korrigiert. Die übrigen Beobachtungswinkel waren mit Be-Fenstern ausgestattet, die für Röntgenstrahlung oberhalb weniger keV nahezu transparent sind. Zum Zeitpunkt der Arbeit standen nicht für alle Standard-Detektoren Daten bezüglich ihrer Effizienz zur Verfügung. Jedoch sind sich die verwendeten Detektoren sehr ähnlich, so dass die Ergebnisse einer Effizienzmessung für einen der Ge(i)-Detektoren auch auf die übrigen

Detektoren übertragen wurden. In Abbildung 6.10 sind die entsprechenden Korrekturfaktoren für die Standard-Ge(i)-Detektoren sowie die Edelstahlfenster dargestellt. Die Daten zur relativen Detektoreffizienz resultieren aus einer Messung mit einer Reihe von Referenzstrahlern im Energiebereich zwischen ca. 15 und 130 keV, an die ein Polynom 5. Ordnung angepasst wurde. Die Absorption im Edelstahlfenster wurde dagegen aus tabellierten Werten zum linearen Schwächungskoeffizienten von Fe abgeschätzt [50].

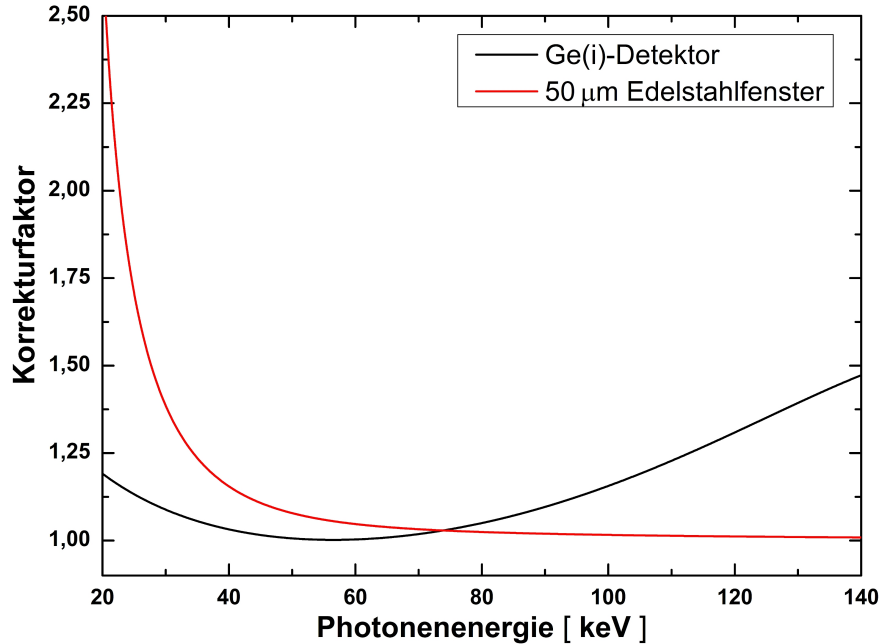


Abbildung 6.10: Korrekturfaktoren für die Detektoreffizienz der Standard-Ge(i)-Detektoren sowie die Absorption in den unter 60° und 120° montierten Edelstahlfenstern.

Nach erfolgter Korrektur wurde die Intensität der Ly- α_1 -Linie auf die der benachbarten Ly- α_2 -Linie normiert, was zu einer Auslöschung der Unsicherheiten bezüglich des von den Detektoren abgedeckten Raumwinkels sowie der absoluten Nachweiseffizienz in dem entsprechenden Energiebereich führt. Die Unsicherheit in der Bestimmung der relativen Effizienz ist aufgrund der geringen Energiedifferenz zwischen beiden Linien zudem zu vernachlässigen, weshalb als dominanter Fehlerbeitrag die statistischen Unsicherheiten verbleiben. Des Weiteren ist die Ly- α_2 -Strahlung im Emittersystem isotrop, so dass eine Normierung auf diese Linie gleichzeitig zu einer Transformation der Strahlungsintensität ins Emittersystem führt. Das Intensitätsverhältnis von Ly- α_1 - und Ly- α_2 -Strahlung für die jeweiligen Beobachtungswinkel ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Die Fehlerbalken geben die statistische Unsicherheit an, wobei die aus der Messung von 2005 stammenden Werte für die Vorwärtswinkel eine deutlich geringere Statistik aufweisen. Die rote Linie resultiert aus einer Anpassung der folgenden Gleichung gemäß der Methode der kleinsten Quadrate an die experimentellen Daten:

$$f(\theta) = I \left(1 + \beta_{20}^{\text{eff}} \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta \right) \right), \quad (6.1)$$

mit der Intensität I und dem effektiven Anisotropieparameter β_{20}^{eff} als freien Parametern. Diese Fitfunktion entspricht Gleichung (2.16) aus Unterabschnitt 2.2.2, die die

Winkelverteilung der Ly- α_1 -Strahlung im Emittersystem beschreibt. Daher wurden die Beobachtungswinkel des Laborsystems mittels der Transformationen (2.6) zunächst in das Bezugssystem des Projektils überführt.

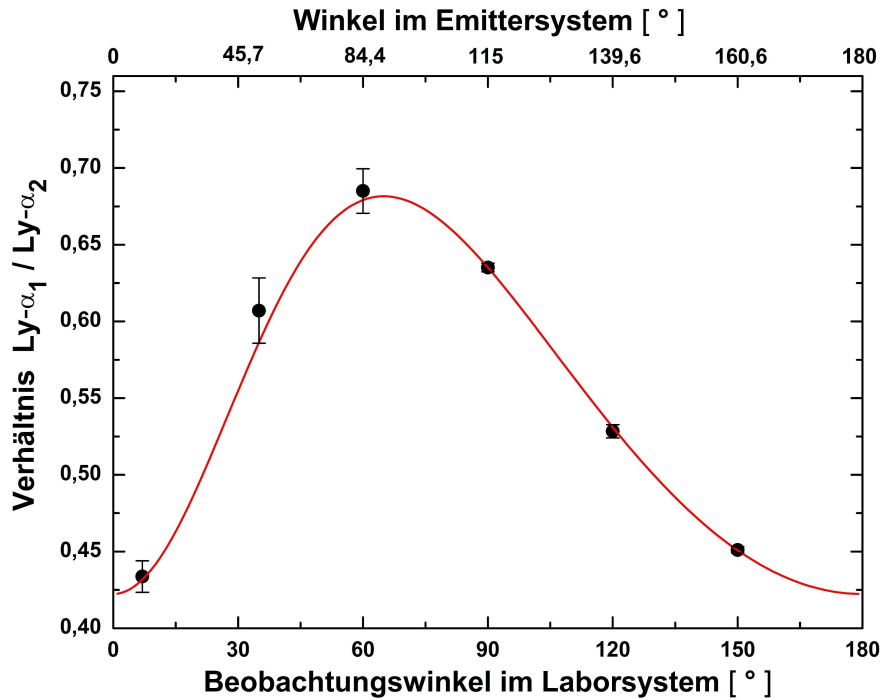


Abbildung 6.11: Verhältnis der Intensitäten der Ly- α_1 - und Ly- α_2 -Linien in U^{91+} . Die Fehlerbalken der experimentellen Werte geben jeweils die statistische Unsicherheit an. Aufgrund des Normierungsverfahrens sind systematische Unsicherheiten demgegenüber zu vernachlässigen. Die rote Linie ergibt sich aus einer Anpassung gemäß der Methode der kleinsten Quadrate von Funktion 6.1 an die experimentellen Daten.

Das Resultat der Fittingprozedur ist in Abbildung 6.12 zusammen mit früheren Messungen im Vergleich zu den theoretischen Werten für den effektiven Anisotropieparameter β_{20}^{eff} dargestellt. Die Theoriewerte berücksichtigen die Bevölkerung des $2p_{3/2}$ -Niveaus sowohl durch den REC-Prozess als auch durch Kaskadenübergänge aus höheren Niveaus und sind jeweils mit und ohne Behandlung der E1-M2-Interferenz angegeben [17]. Im Gegensatz zu dem depolarisierenden Effekt dieses Multipole-Mixings auf die lineare Polarisation ergibt sich im Fall von wasserstoffartigem Uran eine um ca. 28% erhöhte Anisotropie der Ly- α_1 -Strahlung. Der im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Wert von $\beta_{20}^{\text{eff}} = -0,29 \pm 0,005$ stimmt gut mit dem Theoriewert unter Einbeziehung des Multipole-Mixings von 0,288 überein. Aufgrund der Vielzahl von Beobachtungswinkeln und der insgesamt geringen statistischen Unsicherheit dieser Messung konnte ein im Vergleich zu den früheren Messungen um einen Faktor 3 bis 5 präziserer Wert gewonnen werden. Durch den erstmaligen Einsatz eines H_2 -Targets hoher Dichte konnte die aktuelle Messung zudem bei einer vergleichsweise geringen Strahlenergie durchgeführt werden. Frühere Experimente mit N_2 -Targets waren dagegen aufgrund der deutlich höheren NRC-Querschnitte auf den Bereich hoher Strahlenergien beschränkt, da nur so eine dominante Bevölkerung durch den REC-Prozess sichergestellt werden konnte.

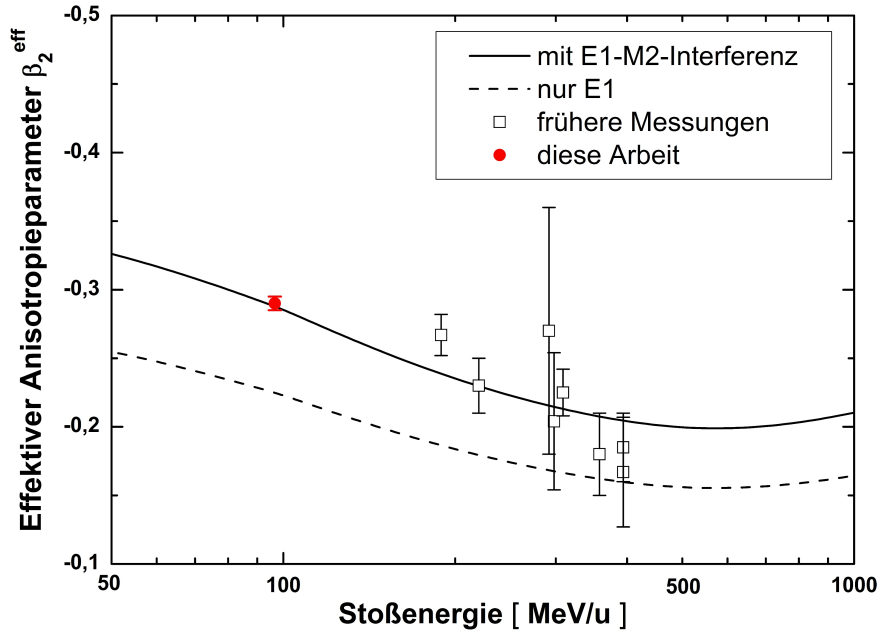


Abbildung 6.12: Stoßenergieabhängiger effektiver Anisotropieparameter β_{20}^{eff} der Ly- α_1 -Strahlung in U^{91+} infolge einer Bevölkerung durch den REC-Prozess. Es ist das Ergebnis dieser Arbeit zusammen mit früheren Messungen [6, 139] mit N_2 -Targets bei höheren Energien im Vergleich zu den Theoriewerten mit und ohne Berücksichtigung der E1-M2-Interferenz dargestellt.

6.1.3 Bestimmung des E1-M2-Amplitudenverhältnisses und des Alignmentparameters

Wie in Unterabschnitt 2.2.2 in den Gleichungen (2.18) und (2.20) dargestellt ist, sind sowohl die Winkelverteilung der Ly- α_1 -Strahlung als auch ihre lineare Polarisation durch den Alignmentparameter \mathcal{A}_2 des $2p_{3/2}$ -Niveaus sowie das Amplitudenverhältnis $\langle M2 \rangle / \langle E1 \rangle$ des E1- und M2-Zweigs des Übergangs festgelegt. Dabei spiegelt der Alignmentparameter das Besetzungsverhältnis der magnetischen Unterzustände des angeregten Niveaus und damit die Dynamik des Populationsprozesses wider. Dagegen ist das E1-M2-Amplitudenverhältnis eine davon unabhängige, fundamentale Eigenschaft des jeweiligen atomaren Systems. Das Studium der resultierenden Interferenzeffekte, auch als Multipole-Mixing bezeichnet, auf die Charakteristika der Ly- α_1 -Strahlung eröffnet die Möglichkeit, die atomare Struktur wasserstoffartiger, schwerer Systeme mit hoher Genauigkeit zu untersuchen. Konventionelle Lebensdauer-messungen, wie sie häufig zur Bestimmung von Übergangsraten angewandt werden, sind in diesem Fall aufgrund der extrem kurzen Lebensdauer in der Größenordnung von 10^{-14} s^{-1} nicht praktikabel.

In Tabelle 6.2 sind die experimentellen Resultate zur Ly- α_1 -Strahlung nochmals im Vergleich zu den exakt relativistischen Rechnungen [17] mit und ohne Berücksichtigung der E1-M2-Interferenz dargestellt. Zusätzlich ist die Abhängigkeit der Observablen von

Observable	Gleichung	Experiment	Theorie	
			nur E1	E1 + M2
$P(58^\circ) [\%]$	$-\frac{3}{2}\mathcal{A}_2/2\left(1-\frac{2}{\sqrt{3}}\alpha\right)\sin^2\theta$	$19,1 \pm 3,1$	21,7	19,7
$P(115^\circ) [\%]$	$\frac{1+\mathcal{A}_2/2(1+2\sqrt{3}\alpha)(1-\frac{3}{2}\sin^2\theta)}{1+\mathcal{A}_2/2(1+2\sqrt{3}\alpha)(1-\frac{3}{2}\sin^2\theta)}$	$23,6 \pm 1,4$	26,4	23,6
β_{20}^{eff}	$\mathcal{A}_2/2\left(1+2\sqrt{3}\alpha\right)$	$-0,29 \pm 0,005$	0,226	0,288

Tabelle 6.2: Experimentelle Werte zur Polarisation und Winkelverteilung der Ly- α_1 -Strahlung im Vergleich zur Theorie mit und ohne Berücksichtigung der E1-M2-Interferenz [17]. Beide Observablen werden durch den Alignmentparameter \mathcal{A}_2 und das E1-M2-Amplitudenverhältnis $\alpha = \langle M2 \rangle / \langle E1 \rangle$ festgelegt. Die Interferenz zwischen den beiden Zweigen des Übergangs führt zu einer Erhöhung der Anisotropie bei gleichzeitiger Verringerung des linearen Polarisationsgrades.

den Parametern \mathcal{A}_2 und $\alpha = \langle M2 \rangle / \langle E1 \rangle$ angegeben, wobei sich der Beobachtungswinkel θ auf das Projektilsystem bezieht. Da in den früheren Winkelverteilungsmessungen mit dem effektiven Anisotropieparameter β_{20}^{eff} nur eine Observable zur Verfügung stand, musste zur experimentellen Bestimmung entweder des Bevölkerungsprozesses oder des Amplitudenverhältnisses der jeweils andere Wert mit theoretischen Methoden ermittelt werden. Dieser Umstand ist unbefriedigend, zumal der direkte Einfang durch den REC-Prozess theoretisch zwar mit hoher Genauigkeit zu beschreiben ist, die korrekte Berücksichtigung aller möglichen Kaskadenübergänge, die zur Bevölkerung des $2p_{3/2}$ -Niveaus beitragen, jedoch sehr herausfordernd ist. In dieser Arbeit liegen dagegen mit den Messungen der Winkelverteilung und der linearen Polarisation der Ly- α_1 -Strahlung erstmals mehrere Observablen vor, die eine „theorieunabhängige“ Bestimmung beider Parameter erlauben. Im strengen Sinne ist diese Unabhängigkeit allerdings nur für den Fall des E1-M2-Amplitudenverhältnisses gegeben, da für die Interpretation des Alignmentparameters neben der Beschreibung des REC-Prozesses weiterhin die Kenntnis der atomaren Struktur zur Berücksichtigung der Kaskadenbeiträge nötig ist. Zur Bestimmung der beiden Größen wurden die Gleichungen in Tabelle 6.2 mit \mathcal{A}_2 und α als freien Parametern an die experimentellen Werte mittels der Methode der kleinsten

Alignmentparameter \mathcal{A}_2		Amplitudenverhältnis $\alpha = \langle M2 \rangle / \langle E1 \rangle$	
Experiment	Theorie	Experiment	Theorie
$-0,450 \pm 0,017$	-0,452	$0,083 \pm 0,014$	0,080

Tabelle 6.3: Experimentell bestimmte Werte für den Alignmentparameter \mathcal{A}_2 und das E1-M2-Amplitudenverhältnis des Ly- α_1 -Übergangs in U^{91+} im Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen [17]. In dieser Arbeit konnten die betreffenden Größen erstmals beide „theorieunabhängig“ bestimmt werden.

Quadrate angepasst. Die Ergebnisse dieses Verfahrens sind in Tabelle 6.3 im Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen von Surzhykov [17] dargestellt. Wie aufgrund der vorhergehenden Untersuchungen in den Unterabschnitten 6.1.1 und 6.1.2 zu erwarten war, zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie. Damit ist erstmalig eine direkte Bestimmung des E1-M2-Amplitudenverhältnisses des Ly- α_1 -Übergangs in einem schweren System unabhängig von der korrekten Beschreibung des Bevölkerungsprozesses möglich.

6.2 Untersuchung des hochenergetischen Endes der Elektron-Kern-Bremsstrahlung

Für Untersuchungen der Elektron-Kern-Bremsstrahlung bietet die Messung in inverser Kinematik am Gas-Target des ESR einzigartige experimentelle Bedingungen. Einerseits sind aufgrund der im Vergleich zu Festkörpertargets geringen Dichte für die Elektronen Einzelstoßbedingungen gegeben, was insbesondere für schwere Materialien sonst kaum gewährleistet werden kann. Beispielsweise ergibt sich für Elektronen mit einer Energie von 100 keV in Gold eine mittlere freie Weglänge für elastische Streuung von unter 10 nm [140]. Andererseits erlaubt die Messung in inverser Kinematik den Nachweis der umgeladenen Ionen, so dass für die aufgenommenen Röntgenspektren eine Unterscheidung in Übergänge in gebundene Zustände (REC-Strahlung) und solchen in Kontinuumszustände (Bremsstrahlung) des Projektilsystems möglich ist. Des Weiteren sind auch die Elektronen in unmittelbarer Nähe zur Kontinuumsgrenze mittels eines Elektronenspektrometers experimentell zugänglich [43], was in den vorliegenden Messungen jedoch nicht verwendet wurde.

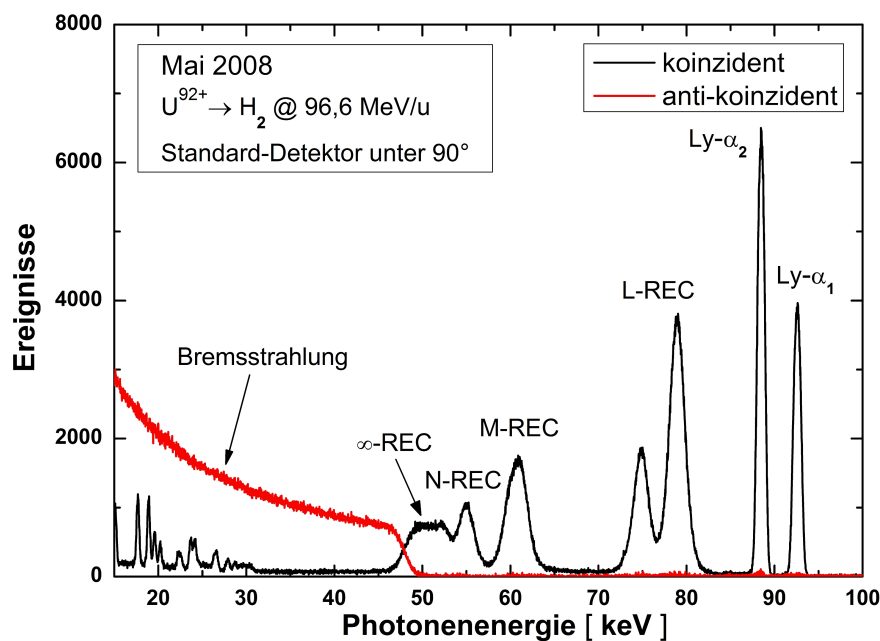


Abbildung 6.13: Röntgenspektrum in Koinzidenz und Anti-Koinzidenz zu Umladungsereignissen. Der Nachweis der umgeladenen Ionen ermöglicht die Unterscheidung von Übergängen in gebundene (REC-Strahlung) und freie Zustände (Bremsstrahlung) des Projektilsystems.

In Abbildung 6.13 ist diese Selektion der Strahlungsprozesse beispielhaft für das Spektrum eines Standard-Röntgendetektors unter einem Beobachtungswinkel von 90° bei Stößen von U^{92+} mit H_2 dargestellt. Für eine detaillierte Darstellung der Koinzidenzmethode sei auf Kapitel 5 verwiesen. Aufgrund des Einsatzes eines H_2 -Targets hoher Dichte konnte für die Spektren eine im Vergleich zu früheren Daten (siehe Abbildung 2.11) deutliche höhere Auflösung und Statistik erreicht werden. Besonders bemerkenswert ist

der Übergang von REC-Prozess und Bremsstrahlung mit einem endlichen Querschnitt an der Kontinuumsgränze. In Stößen energiereicher Elektronen auf ein neutrales Target fällt der Bremsstrahlungsquerschnitt am hochenergetischen Ende dagegen auf null ab. Die enge Verwandtschaft der beiden Prozesse kann ausgenutzt werden, um die Charakteristika des hochenergetischen Endes der Bremsstrahlung mittels der gut etablierten Theorie des REC-Prozesses zu beschreiben. Letztere weist für den Einfang in hohe n -Zustände ein asymptotisches Verhalten auf, so dass die Winkelverteilung und Polarisation in der Nähe der Kontinuumsgränze über eine Extrapolation des REC-Prozesses für $n \rightarrow \infty$ ermittelt werden kann. Im Folgenden wird in Unterabschnitt 6.2.1 die lineare Polarisation und in Unterabschnitt 6.2.2 die Winkelverteilung sowie spektrale Verteilung des hochenergetischen Endes der Elektron-Kern-Bremsstrahlung untersucht. Die experimentellen Resultate werden mit zwei theoretischen Vorhersagen verglichen, wobei die Ergebnisse von Surzhykov aus einer Extrapolation der REC-Theorie unter Verwendung exakter relativistischer Dirac-Wellenfunktionen resultieren [17], während die von Jakubassa-Amundsen durchgeführten Rechnungen den radiativen Elektroneneinfang ins Kontinuum (RI-Bremsstrahlung) mittels semi-relativistischer Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen beschreiben [18]. Beide theoretische Ansätze führen zu Vorhersagen bezüglich der Winkelverteilung und Polarisations-eigenschaften des hochenergetischen Endpunkts der Bremsstrahlungsverteilung, allerdings eignet sich die REC-Theorie bisher nicht zur Bestimmung der absoluten Intensität der Bremsstrahlung.

6.2.1 Lineare Polarisation

Im Fall der Uranmessungen lag das hochenergetische Ende der Bremsstrahlungsverteilung aufgrund der niedrigen Strahlenergie von 96,6 MeV/u bei ca. 48 keV unter einem Beobachtungswinkel von 90° bzw. ca. 71 keV unter 35°. Beide Energien waren für Polarisationsmessungen mit den jeweiligen Detektoren zu niedrig. Bei dem Si(Li)-Polarimeter unter 90° lagen die Rückstoßelektronen im Bereich des elektronischen Rauschens, was zu fälschlicherweise als Compton-Ereignisse interpretierten zufälligen Koinzidenzen führt. Außerdem war die relative Energieunsicherheit aufgrund des elektronischen Rauschens so groß, dass eine zuverlässige Bestimmung des polaren Streuwinkels ϑ zur kinematischen Selektion der Ereignisse in der Nähe von $\vartheta = 0^\circ$ nicht mehr möglich war. Im Fall des 2D-Ge(i)-Detektors unter 35° bestand dagegen das Problem, dass die mittlere freie Weglänge der gestreuten Photonen nicht ausreichte, um einen bedeutenden Teil der Streuverteilung außerhalb der direkten Umgebung des Streupixels nachzuweisen. Daher konnte nur bei dem Experiment mit Xenon bei einer Strahlenergie von 150,5 MeV/u eine Messung der linearen Polarisation der Bremsstrahlung durchgeführt werden. Dazu wurde das unter 90° relativ zur Strahlrichtung platzierte Si(Li)-Polarimeter eingesetzt. Die Analyse-methode war identisch zur der Messung der $\text{Ly}-\alpha_1$ -Polarisation, so dass für eine ausführliche Darstellung auf Unterabschnitt 6.1.1 verwiesen sei.

In Abbildung 6.14 a) ist das anti-koinzidente Spektrum der Ereignisse mit Multiplizität 1 (entspricht genauer einer inelastischen Wechselwirkung im Detektor) gezeigt. Neben der Bremsstrahlungsverteilung ist ein als linear angenommener Untergrund sowie ein Beitrag der REC-Strahlung zu erkennen. Die REC-Photonen erklären sich aus

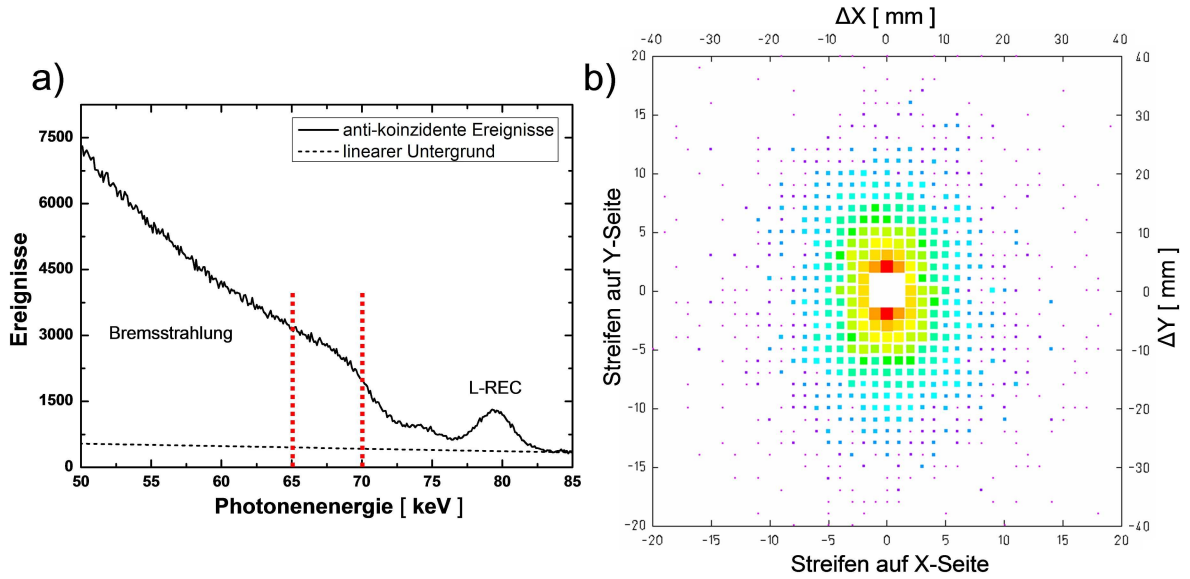


Abbildung 6.14: Polarisationsmessung des hochenergetischen Endes der Bremsstrahlung in Stößen von Xe^{54+} mit H_2 : a) Energiespektrum der anti-koinzidenten Ereignisse mit Multiplizität 1 im Si(Li)-Polarimeter. Neben der dominanten Bremsstrahlung ist auch ein kleiner Teil der REC-Strahlung sowie ein linearer Untergrund im Spektrum zu erkennen. b) Ortsverteilung der im Detektor mit einem polaren Streuwinkel $\vartheta = 90^\circ \pm 15^\circ$ gestreuten Photonen. Es ist eine deutliche Anisotropie zu erkennen.

dem nicht 100%igen Nachweis der mit Umladungsereignissen korrelierten Photonen innerhalb des Koinzidenz-Peaks im TDC-Spektrum. Somit verbleibt ein Teil der REC-Photonen und nachfolgenden charakteristischen Übergänge in den anti-koinzidenten Röntgenspektren. Der näherungsweise lineare Untergrund ist maßgeblich auf Bremsstrahlung zurückzuführen, die in der Wechselwirkungskammer von im Projektilsystem elastisch gestreuten Targetelektronen erzeugt wird. Diese sogenannte sekundäre Bremsstrahlung trägt im Laborsystem hauptsächlich unter Vorwärtswinkeln signifikant bei. Da diese Strahlung an verschiedenen Orten erzeugt wird und somit unter stark unterschiedlichen Winkeln auf den Detektor einfällt, ist effektiv von einer näherungsweise verschwindenden Polarisierung auszugehen.

Die im Detektor nachgewiesenen Compton-Ereignisse, die eine Summenenergie innerhalb des eingezeichneten Endbereichs der Bremsstrahlungsverteilung aufwiesen (65 bis 70 keV), wurden zur Rekonstruktion der linearen Polarisierung der einfallenden Strahlung verwendet. Abbildung 6.14 b) zeigt die zweidimensionale Ortsverteilung der im Si(Li)-Polarimeter gestreuten Photonen relativ zu dem Pixel, in welchem die Compton-Streuung stattgefunden hat. Um eine möglichst hohe Modulation zu gewährleisten, wurden nur die Ereignisse mit einem polaren Streuwinkel von $\vartheta = 90^\circ \pm 15^\circ$ berücksichtigt. An die Azimutalverteilung der Streuphotonen wurde die modifizierte Klein-Nishina-Gleichung (3.6) mittels der Methode der kleinsten Quadrate angepasst, um den linearen Polarisationsgrad zu rekonstruieren. Der so gewonnene Wert wurde anschließend entsprechend des Gütefaktors des Polarimeters sowie des als unpolarisiert

angenommenen Untergrundbeitrages korrigiert. Analog zum Vorgehen in Unterabschnitt 6.1.1 wurde der Gütefaktor des Polarimeters mittels EGS5-Simulationen bestimmt. Es ergab sich ein Kalibrationsfaktor von 0,9. Für den Untergrund wurde zwischen 65 und 70 keV ein Beitrag von $16 \pm 2,4\%$ ermittelt.

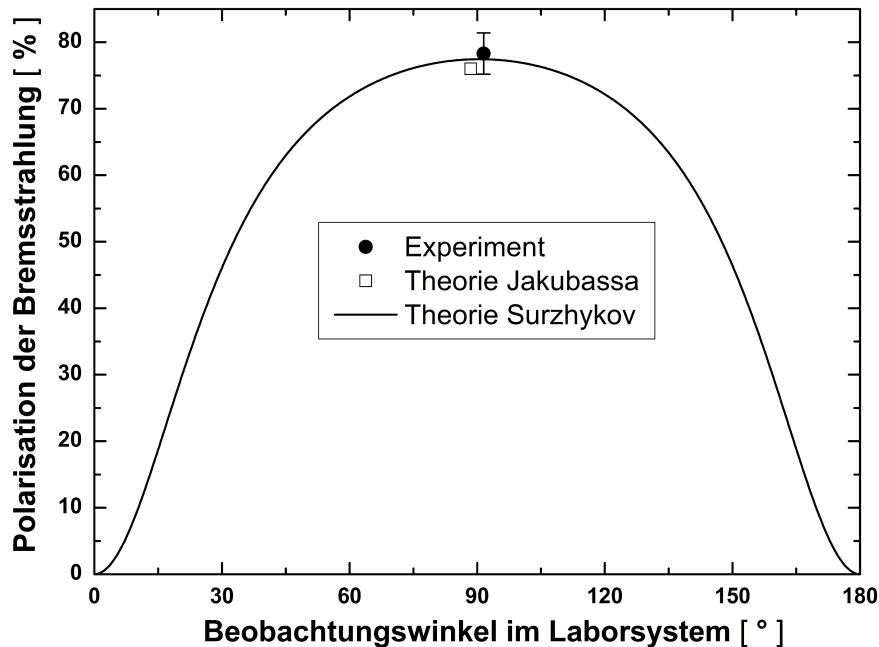


Abbildung 6.15: Lineare Polarisation des hochenergetischen Endes der Bremsstrahlung in Stößen von Xe^{54+} mit H_2 bei einer Energie von 150,5 MeV/u. Der Messwert dieser Arbeit ist im Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen von Jakubassa-Amundsen und Surzhykov dargestellt. Zur besseren Darstellung wurde der experimentelle Wert und der von Jakubassa-Amundsen geringfügig gegeneinander auf der x -Achse verschoben.

Der so ermittelte Wert für die lineare Polarisation der Bremsstrahlung ist in Abbildung 6.15 im Vergleich zu theoretischen Vorhersagen von Surzhykov und Jakubassa-Amundsen dargestellt. Der experimentelle Fehler ergibt sich aus der statistischen Unsicherheit und der Ungenauigkeit bei der Bestimmung des linearen, unpolarisierten Untergrunds. Die systematischen Unsicherheiten bei der Compton-Analyse sowie bei der Bestimmung der Güte des Polarimeters sind dagegen zu vernachlässigen. Von Jakubassa-Amundsen wurde der Bremsstrahlungsprozess gerechnet, während Surzhykov die Polarisations-eigenschaften der REC-Strahlung in gebundene Zustände nahe der Kontinuums-grenze ($n = 11$) bestimmte. Aufgrund des kontinuierlichen Übergangs zwischen REC und Bremsstrahlung ist von einer weitgehenden Übereinstimmung der Strahlungscharakteristika beider Prozesse nahe dieser Schwellenenergie auszugehen. Tatsächlich führen beide Verfahren unter 90° zu nahezu identischen Werten für die lineare Polarisation. Innerhalb der Fehler-grenzen stimmt auch der experimentelle Wert mit beiden Rechnungen überein. Dabei liegt der Polarisationsvektor in der durch Ionenstrahl und emittiertem Photon aufgespannten Reaktionsebene.

6.2.2 Winkelverteilung

Zur Untersuchung der Winkel- und Spektralverteilung der Bremsstrahlung wurden die Spektren der Standard-Röntgendetektoren verwendet. Dazu wurden die Spektren der koinzidenten Ereignisse (siehe Abbildungen 5.5 und 5.6) zunächst mit einem passenden Faktor multipliziert, um den nicht 100%igen Nachweis der mit Umladungsereignissen korrelierten Photonen innerhalb des Koinzidenz-Peaks zu korrigieren. Die resultierenden Spektren wurden dann von den Gesamtspektren ohne Zeitbedingung abgezogen, um die Spektren der anti-koinzidenten Photonen ohne Beiträge der REC-Strahlung sowie charakteristischer Übergänge zu erhalten. Zusätzlich wurden die Spektren mittels der Korrekturfaktoren aus Abbildung 6.10 entsprechend der Detektoreffizienz sowie gegebenenfalls der Absorption in den Edelstahlfenstern korrigiert. Die folgende Auswertung ist insofern nur vorläufig, als dass zum Zeitpunkt der Arbeit nicht für jeden der Detektoren hinreichend genaue Daten zur relativen Energieeffizienz vorlagen und daher jeweils die gleiche Korrekturfunktion verwendet wurde. Bei höheren Energien ab ca. 100 keV sind jedoch die unterschiedlichen Dicken der Detektoren zunehmend für die Nachweiseffizienz ausschlaggebend. Des Weiteren wurde von den Spektren ein als linear angenommener Untergrund (sekundäre Bremsstrahlung) abgezogen. Da dieser im Bereich oberhalb des Endpunktes der (primären) Bremsstrahlungsverteilung bestimmt wurde, ist mit geringer werdender Photonenenergie eine zunehmende Unsicherheit bezüglich dieses Untergrundes verbunden. Für die ersten 15 bis 20 keV ist diese Unsicherheit jedoch gering.

Ähnlich dem Vorgehen im Fall der $\text{Ly}-\alpha_1$ -Strahlung in Unterabschnitt 6.1.2 wurde die Intensität der Bremsstrahlung auf die Intensität von Strahlung mit bekannter Winkelverteilung normiert, was zur Auslöschung der Unsicherheiten bezüglich des von den Detektoren abgedeckten Raumwinkels führt. Bei der Xenonmessung konnten dafür die K- und L-REC-Linien verwendet werden, bei der Uranmessung die L-REC- und $\text{Ly}-\alpha_2$ -Strahlung. Die K-REC-Linie der gleichen Messung kam aufgrund der hohen Photonenenergie und der damit verbundenen Unsicherheit bezüglich der Detektoreffizienz nicht in Frage. In Abbildung 6.16 ist die resultierende relative Winkelverteilung des hochenergetischen Endes der Bremsstrahlung in Stößen von U^{92+} und Xe^{54+} mit H_2 dargestellt. Dazu wurde jeweils die Intensität der letzten 3 keV der Bremsstrahlung ausgewertet und die Intensität bei 90° gleich 1 gesetzt. Im Fall der Uranmessung wurde die Normierung auf die L-REC- und $\text{Ly}-\alpha$ -Strahlung getrennt dargestellt. Aus der Abweichung zwischen beiden Verteilungen lässt sich die Genauigkeit der Methode abschätzen, wobei die deutlich größeren Schwankungen bei 35° und 60° aus der deutlich geringeren Statistik für diese Beobachtungswinkel resultieren. Zu kleinen Winkeln hin nimmt die Intensität der Bremsstrahlung zudem stark ab, weshalb für den Detektor unter 7° und für die Xenonmessung auch unter 35° keine Daten gewonnen werden konnten. Die experimentellen Ergebnisse sind im Vergleich zu den theoretischen Vorhersagen von Jakubassa-Amundsen und Surzhykov dargestellt, wobei letzterer statt der Bremsstrahlung wiederum den REC-Prozess in gebundene Zustände nahe der Kontinuumsgrenze ($n = 11$) berechnete. Für Xenon zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen beiden theoretischen Ansätzen, während bei Uran die Werte von Surzhykov etwas niedriger liegen als die von Jakubassa-Amundsen. Da von Surzhykov eine exakt relativistische Beschreibung für den schwach gebundenen Endzustand des Elektrons

durchgeführt wurde, während Jakubassa-Amundsen semi-relativistische Sommerfeld-Maue-Wellenfunktionen zur Behandlung der Kontinuumszustände verwendete, lässt sich die Abweichung bei Uran vermutlich auf relativistische Effekte bei hohen Kernladungszahlen Z zurückführen. Die experimentellen Daten sind qualitativ mit beiden theoretischen Vorhersagen verträglich. Für eine quantitative Untersuchung müsste jedoch zuerst die Effizienz der einzelnen Detektoren exakt bestimmt werden. Dies ist für die nahe Zukunft geplant.

Aufgrund des theoretisch gut bekannten winkeldifferentiellen REC-Querschnitts bietet es sich an, den absoluten Querschnitt der Bremsstrahlungsverteilung relativ zur Intensität der REC-Linien zu bestimmen. In Abbildung 6.17 sind die für verschiedene Beobachtungswinkel gemessenen Verteilungen im Vergleich zu den Vorhersagen von Jakubassa-Amundsen dargestellt. Die in inverser Kinematik im Laborsystem gemessenen Daten wurden dazu ins Emittersystem transformiert. Die theoretischen Bremsstrahlungsverteilungen berücksichtigen die Impulsverteilung der in Wasserstoff gebundenen Elektronen (Compton-Profil), enthalten jedoch keine Korrekturen bezüglich der Dopplerverbreiterung und experimentellen Auflösung. Aus diesem Grund fallen die theoretischen Verteilungen am Endpunkt etwas steiler ab als die experimentellen Werte. Qualitativ stimmen Experiment und Theorie gut überein. Um auch eine weitgehende quantitative Übereinstimmung zu erzielen war es jedoch nötig, die theoretischen Verteilungen mit einem Faktor 1,2 für Xe^{54+} und einen Faktor 1,45 für U^{92+} zu multiplizieren. Die größere Abweichung im Fall von Uran deutet auf Probleme der semi-relativistischen Theorie bei hohen Feldstärken und den damit verbundenen relativistischen Effekten hin. Vor einer endgültigen Schlussfolgerung ist jedoch zunächst eine genauere Berücksichtigung der individuellen Detektoreffizienz notwendig.

Für die Zukunft wird eine Verknüpfung der Messungen von linearer Polarisation und Winkelverteilung des hochenergetischen Endes der Bremsstrahlung mit dem Nachweis der zugehörigen, im Projektilsystem näherungsweise ruhenden Elektronen angestrebt. Im Laborsystem werden diese sogenannten Cusp-Elektronen mit der Geschwindigkeit des Projektilsystems beobachtet und können am Gas-Target des ESR mittels eines Elektronenspektrometers bezüglich ihres Impulses präzise vermessen werden. Die vorliegende Messung stellt somit einen wichtigen Schritt auf dem Weg zu einer möglichst vollständigen Untersuchung des Bremsstrahlungsprozesses dar.

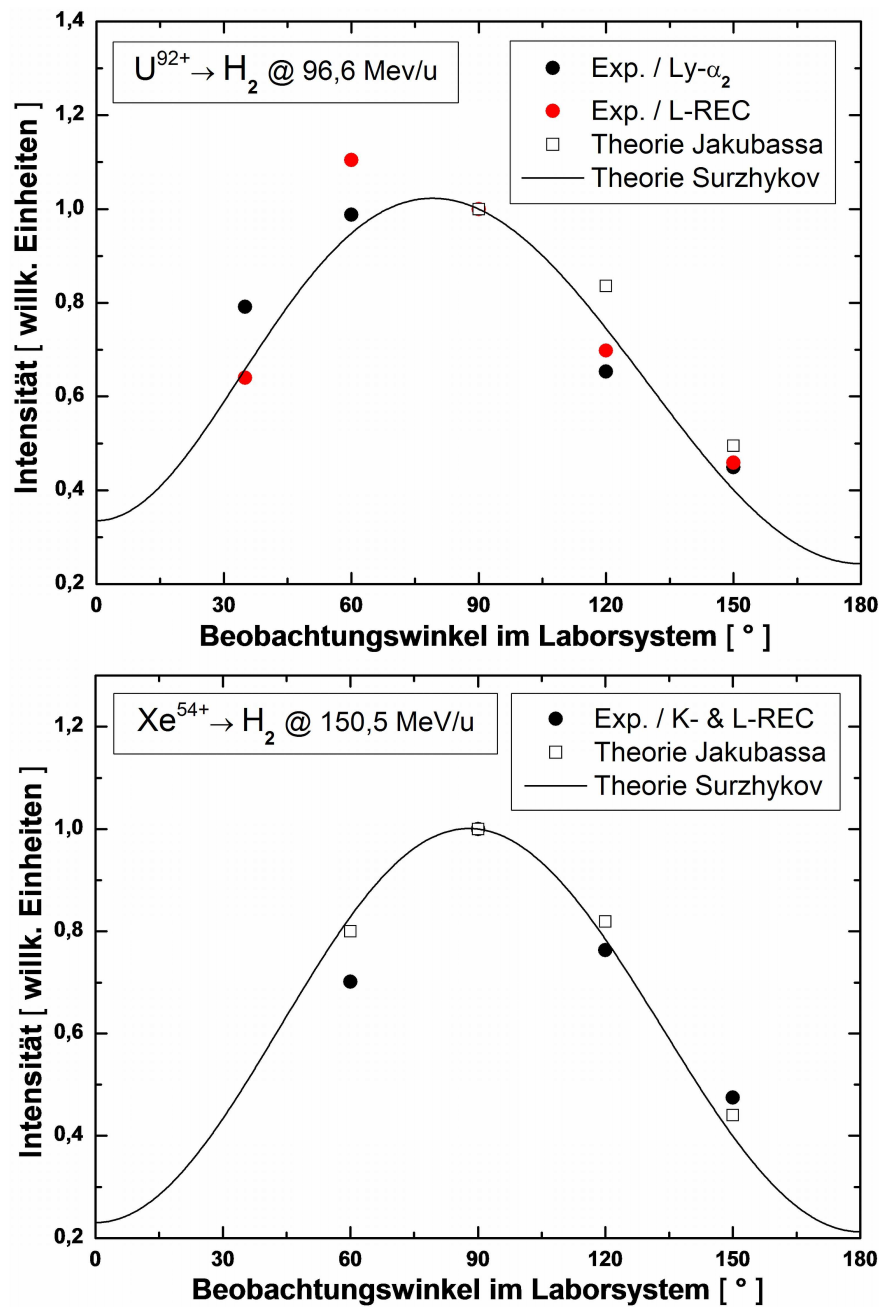


Abbildung 6.16: Experimentelle und theoretische Winkelverteilung des hochenergetischen Endes der Elektron-Kern-Bremsstrahlung in Stößen von Elektronen mit U^{92+} bzw. Xe^{54+} . Die Verteilungen wurden jeweils auf die Intensität bei 90° normiert. Von Jakubassa-Amundsen wurde die tatsächliche Verteilung der Bremsstrahlung gerechnet, während Surzhykov eine Extrapolation des REC-Einfangs in gebundene Zustände nahe der Kontinuumsgrenze ($n = 11$) durchführte.

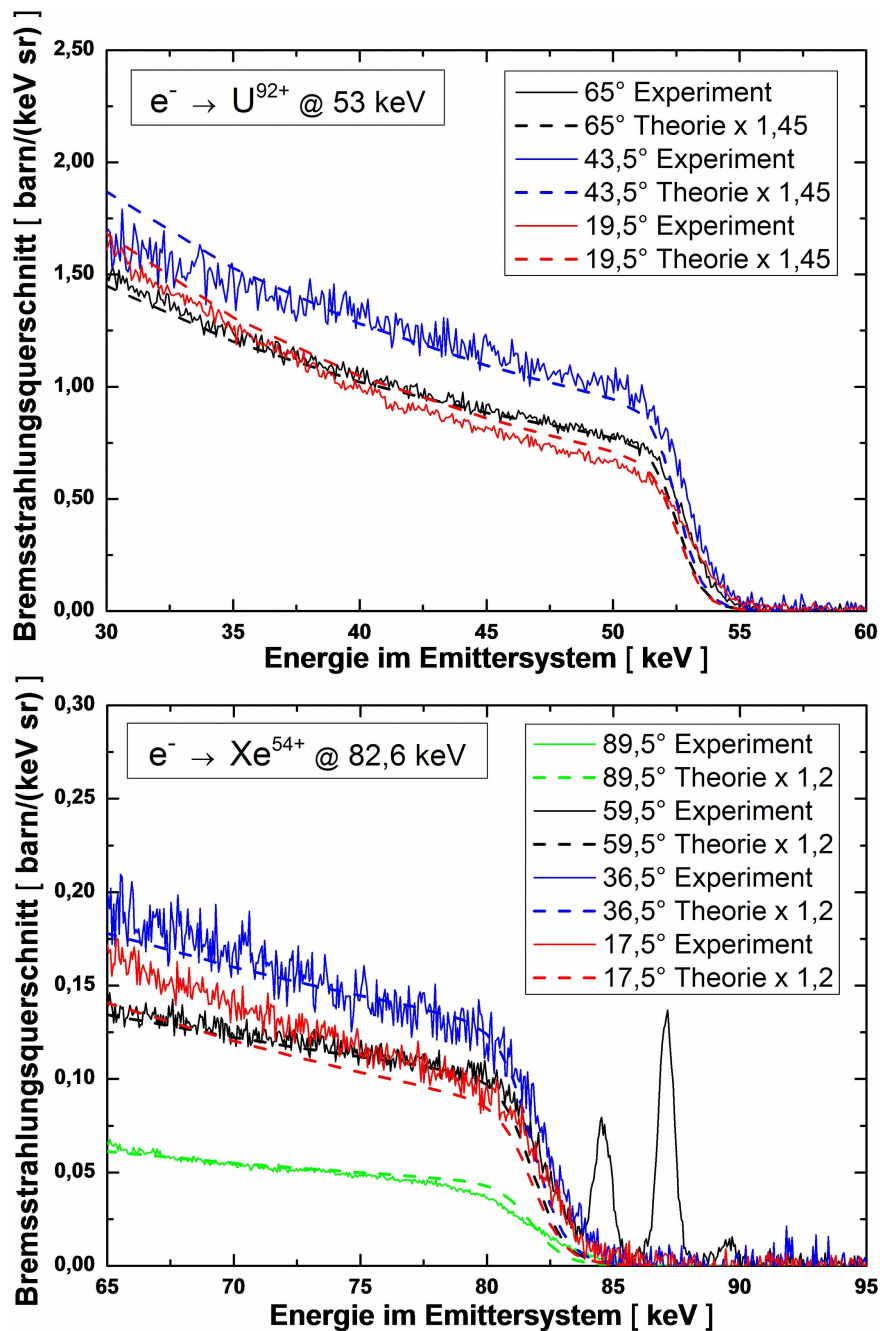


Abbildung 6.17: Experimentelle und theoretische Spektralverteilung der Elektron-Kern-Bremsstrahlung in Stößen von Elektronen mit U^{92+} bzw. Xe^{54+} . Die am Gas-Target des ESR in inverser Kinematik gemessenen Daten wurden ins Emittersystem transformiert und mit theoretischen Verteilungen von Jakubassa-Amundsen verglichen. Bei einer Skalierung mit dem Faktor 1,45 bzw. 1,2 zeigt sich zumindest eine qualitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Die Peaks jenseits des Endpunkts der Bremsstrahlung sind die $K\text{-}\alpha$ -Linien eines Pb-Kollimators.

6.3 Nachweiseffizienz der eingesetzten Polarimeter

Für die Planung und Durchführung zukünftiger Experimente ist die Effizienz, mit der für die Polarisationsmessung verwertbare Compton-Ereignisse in den Detektoren nachgewiesen werden, von entscheidender Bedeutung. Für eine experimentelle Bestimmung der Nachweiseffizienz wurden die prominenten REC- und Ly- α -Peaks in den Spektren der 2D-Detektoren herangezogen. Im Unterschied zu der Untersuchung mittels Monte-Carlo-Simulationen in Abschnitt 3.5 ist im Experiment die Gesamtzahl der einfallenden Photonen nicht bekannt, so dass eine absolute Effizienzmessung nicht möglich ist. Allerdings bietet es sich an, die Zahl der rekonstruierten Compton-Ereignisse auf die Intensität des jeweiligen Peaks im Spektrum der Ereignisse mit Multiplizität 1 zu normieren. Letztere sind im Wesentlichen durch den Prozess der Photoionisation bestimmt, dessen energieabhängiger Querschnitt für ein gegebenes Detektormaterial leicht aus tabellierten Werten abgeschätzt werden kann. Des Weiteren liegt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon direkt über Photoionisation detektiert wird, in dem betrachteten Energiebereich ungefähr eine Größenordnung über dem Wert für eine Compton-Streuung mit nachfolgender kompletter Absorption des gestreuten Photons. In einer Messung kann die Zahl der zu erwartenden Compton-Ereignisse daher schon frühzeitig aus der deutlich höheren Intensität des Photoionisationspeaks abgeschätzt werden.

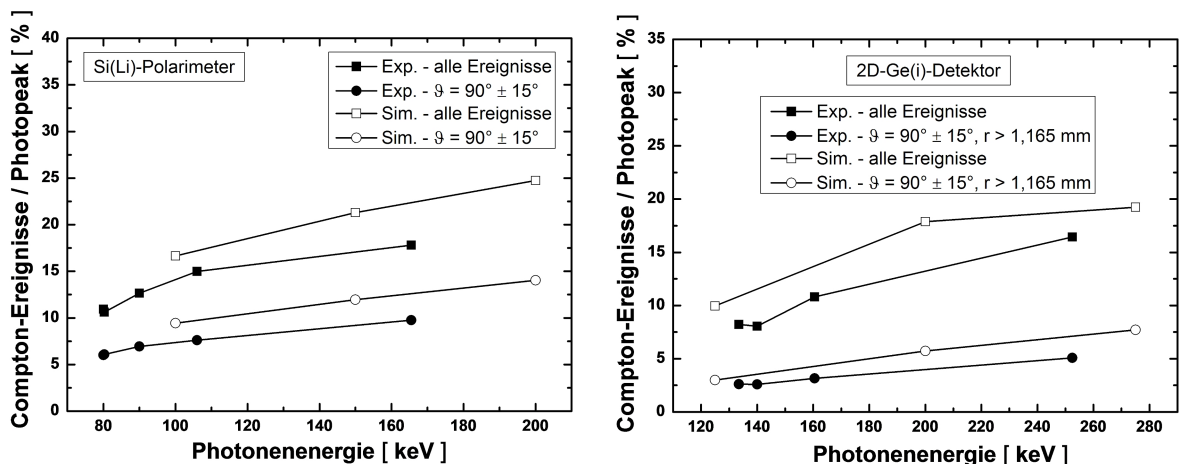


Abbildung 6.18: Experimentell bestimmte Nachweiseffizienz der eingesetzten Polarimeter im Vergleich mit den Simulationsergebnissen aus Abschnitt 3.5. Die Zahl der im Detektor nachgewiesenen Compton-Ereignisse wurde auf die Intensität des jeweiligen Photoionisationspeaks (Multiplizität 1) normiert. Die etwas höhere Effizienz im Fall der Simulation ist hauptsächlich auf die Annahme eines stark kollimierten Photonenstrahls zurückzuführen.

In Abbildung 6.18 ist die experimentell bestimmte Nachweiseffizienz der beiden Polarisationsdetektoren im Vergleich zu den Simulationsergebnissen aus Abbildung 3.14 dargestellt. Die Zahl der Compton-Ereignisse wurde dazu jeweils auf den Photoionisationspeak im Spektrum der Ereignisse mit Multiplizität 1 normiert. Mit diesen Daten liegen nun erstmals in einem weiten Energiebereich zuverlässige Werte für die Nachweisef-

fizienz der eingesetzten Comptonpolarimeter vor. Neben der Gesamtzahl der Compton-Ereignisse sind zusätzlich die Ereignisse mit einem polaren Streuwinkel $\vartheta = 90^\circ \pm 15^\circ$ eingezeichnet. Letztere sind aufgrund ihrer hohen Modulation besonders gut für die Rekonstruktion der Polarisations-eigenschaften der einfallenden Strahlung geeignet. Für den 2D-Ge(i)-Detektor wurde aus geometrischen Gründen zusätzlich noch ein Mindestabstand der gestreuten Photonen vom Ort der Streuung gefordert. Die etwas höhere Effizienz im Fall der Simulation ist hauptsächlich auf die Annahme einer Polarisationsmessung unter der Idealbedingung eines stark kollimierten und zentral auf den Detektor einfallenden Photonenstrahls zurückzuführen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden neuartige orts-, zeit- und energieempfindliche Halbleiter-Röntgendetektoren (2D-Detektoren) als Comptonpolarimeter eingesetzt, die im Rahmen der SPARC-Kollaboration [141, 142] für zukünftige Experimente an dem geplanten, internationalen Beschleunigerzentrum FAIR [143] entwickelt wurden. In ersten Experimenten gelang es, die lineare Polarisation der am Gas-Target des Speicherrings ESR in Ion-Atom-Stößen emittierten Strahlung zu bestimmen. Frühere Messungen waren aufgrund des Fehlens effizienter Polarisationsdetektoren für den Röntgenbereich dagegen zum Großteil auf die Messung der Spektral- und Winkelverteilung beschränkt.

Mit der Ly- α_1 -Strahlung ($2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$) in wasserstoffartigem Uran (U^{91+}) konnte erstmals die lineare Polarisation eines charakteristischen Übergangs in einem schweren System gemessen werden. Des Weiteren wurde die Polarisation des hochenergetischen Endes der Elektron-Kern-Bremsstrahlung in Stößen von vollständig ionisiertem Xenon (Xe^{54+}) mit einem H_2 -Target untersucht. Die Polarisationsmessungen wurden jeweils ergänzt durch eine Bestimmung der Winkelverteilungen der beiden Strahlungsarten mittels Standard-Röntgendetektoren.

Aufgrund der hohen Genauigkeit der Polarisationsmessung konnte für die Ly- α_1 -Strahlung in U^{91+} der depolarisierende Effekt der E1-M2-Interferenz des charakteristischen Übergangs identifiziert werden. Zudem führte die kombinierte Messung von Polarisation und Winkelverteilung zu einem neuen Verfahren zur theorieunabhängigen Bestimmung des durch den Alignmentparameter charakterisierten Besetzungsverhältnisses der magnetischen Unterzustände des angeregten $2p_{3/2}$ -Niveaus sowie des Amplitudenverhältnisses des E1- und M2-Zweigs des Übergangs. Im Gegensatz zu früheren Messungen konnten die entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten somit ohne Zuhilfenahme einer theoretischen Beschreibung des Bevölkerungsprozesses experimentell ermittelt werden. Die Messwerte sind in guter Übereinstimmung mit einer exakt relativistischen Beschreibung von Surzhykov, die sowohl die atomare Struktur des wasserstoffartigen Systems als auch die Bevölkerung des $2p_{3/2}$ -Niveaus durch den REC-Prozess und nachfolgende Kaskadenübergänge umfasst.

Bei der Bremsstrahlung wurde die lineare Polarisation erstmals für den Fall inverser Kinematik, wie sie in einer Speicherringumgebung gegeben ist, untersucht. Des Weiteren konnte bei der Messung der Spektral- und Winkelverteilung aufgrund des Einsatzes eines H_2 -Targets hoher Dichte eine im Vergleich zu früheren Daten deutlich höhere Auflösung und Statistik erreicht werden. Die Messwerte wurden sowohl mit dezidierten Bremsstrahlungsrechnungen auf Grundlage von semi-relativistischen Wellenfunktionen

von Jakubassa-Amundsen als auch mit einer Extrapolation des REC-Prozesses für den Einfang in hohe n -Zustände von Surzhykov verglichen. Für beide theoretischen Ansätze konnte eine zumindest qualitativ gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten festgestellt werden, wobei die Auswertung der Winkelverteilung noch nicht abgeschlossen ist.

Darüber hinaus konnten bei den dargestellten Messungen in einem breiten Energiebereich zuverlässige experimentelle Werte zur Nachweiseffizienz der eingesetzten Polarisationsdetektoren gewonnen werden.

Für die Verarbeitung und Analyse der von den 2D-Detektoren aufgenommenen Daten wurden mehrere benutzerfreundliche, an verschiedene experimentelle Situationen anpassbare Programme entwickelt bzw. weiterentwickelt, die in der Folge auch bei weiteren Messungen erfolgreich zur Anwendung kamen. Zudem wurden zur Charakterisierung der Polarisationsdetektoren Monte-Carlo-Simulationen auf Basis des EGS5-Programmpakets durchgeführt. Neben den grundlegenden Photon-Materie-Wechselwirkungen enthalten die Simulationen auch vereinfachte Modelle für wesentliche Detektoreigenschaften wie das elektronischen Rauschen und die Ladungsteilung zwischen benachbarten Segmenten. Damit war es möglich, die experimentellen Resultate weitgehend zu reproduzieren, so dass die Simulationen für eine Kalibration der Polarisationsmessungen im Bezug auf die Gütefaktoren der eingesetzten Polarimetersysteme genutzt werden konnten. Dieser Wert, der das Verhältnis von rekonstruierter Polarisation und tatsächlichem Polarisationsgrad der einfallenden Strahlung beschreibt, lag im untersuchten Energiebereich typischerweise über 0,9, was die hohe Qualität der Polarisationsdetektoren unterstreicht. Auf Grundlage der vorliegenden Simulationsalgorithmen sowie der experimentellen Ergebnisse kann die Planung und Durchführung zukünftiger Experimente mit 2D-Detektoren optimiert werden.

Mit der Verfügbarkeit von effizienten und präzisen Comptonpolarimetern für den Energiebereich zwischen ca. 50 und einigen 100 keV kann eine Vielzahl atomarer Strahlungsprozesse nun auch im Hinblick auf ihre linearen Polarisationsseigenschaften untersucht werden. Nachdem diese Detektoren bisher hauptsächlich am Speicherring ESR zur Messung der Polarisation von REC- und Bremsstrahlung sowie der charakteristischen Übergänge in Ion-Atom-Stößen genutzt wurden, sind zukünftig auch Experimente an Synchrotronstrahlungsquellen, spinpolarisierten Elektronenquellen und EBITs geplant bzw. wurden diese bereits in jüngster Vergangenheit durchgeführt. Dabei ist neben der Messung der linearen Polarisation auch eine indirekte Untersuchung zirkularer Polarisation über die Streuung an stark magnetisierten Proben möglich.

Besonders hervorzuheben ist zudem die Fähigkeit der Polarimeter, gleichzeitig mit dem linearen Polarisationsgrad auch die Orientierung der Polarisationsellipse bzw. des Polarisationsvektors mit hoher Genauigkeit zu bestimmen. Dies kann für die bei FAIR geplanten Experimente der SPARC-Kollaboration mit spinpolarisierten Ionenstrahlen [144, 27] von entscheidender Bedeutung sein, da für die REC-Strahlung eine Verkipfung des Polarisationsvektors in Abhängigkeit vom Grad der Polarisation des Stoßsystems vorhergesagt wird. Diese Experimente sind insbesondere zum Studium von paritätsverletzenden Effekten in hochgeladenen Ionen von grosser Bedeutung. Hierzu ist eine Diagnose der Spinpolarisation der gespeicherten Ionen wesentlich, für die sich die Detektion der Polarisationsseigenschaften der REC-Photonen besonders eignet [26].

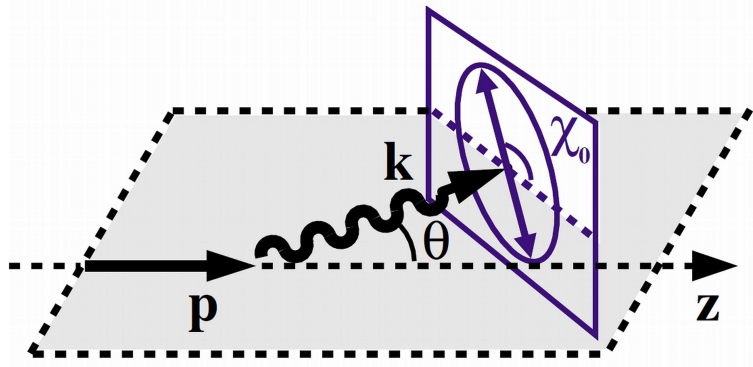


Abbildung 7.1: Diagnose spinpolarisierter Ionenstrahlen durch Messung der Orientierung der Polarisationsellipse der REC-Strahlung [26]. In Abhängigkeit vom Grad der Spinpolarisation des Stoßsystems dreht sich der Polarisationsvektor aus der durch die Impulsvektoren von Ionenstrahl \mathbf{p} und emittiertem Photon \mathbf{k} aufgespannten Reaktionsebene heraus.

In Abbildung 7.1 ist die vorhergesagte Drehung der Polarisationsellipse aus der durch die Ausbreitungsrichtungen von Ionenstrahl und emittiertem Photon definierten Reaktionsebene heraus skizziert. Dabei ist der Verkippungswinkel direkt proportional zum Grad der Spinpolarisation des Stoßsystems. Für die Bremsstrahlung ergibt sich im Fall spinpolarisierter Elektronen ein ähnlicher Effekt, der kürzlich bei Messungen an der Elektronenquelle SPIN der TU Darmstadt erstmals nachgewiesen werden konnte [145, 146].

Ferner wird momentan an der Implementierung eines zuverlässigen Verfahrens für die Auslese der z -Koordinate in den 2D-Detektoren gearbeitet. Über die Messung der Zeitdifferenz zwischen dem Auftreffen der Elektronen bzw. Löcher auf der jeweiligen Seite des Detektorkristalls ist die Bestimmung der Eindringtiefe von Ereignissen im Detektor prinzipiell möglich. Dies würde eine weitere Steigerung der Selektivität der Compton-Analyse erlauben. Auch wäre eine Anwendung im bildgebenden Bereich nach dem Prinzip der Compton-Kamera denkbar [147, 148].

Abbildungsverzeichnis

2.1	Illustration der Polarisationsarten elektromagnetischer Strahlung	6
2.2	Illustration des REC-Prozesses sowie verwandter Prozesse	9
2.3	Winkelverteilung der K-REC-Strahlung	11
2.4	Winkelabhängige lineare Polarisation der K-REC-Strahlung	12
2.5	Stokes-Parameter P_1 und P_2 des K-REC bei spinpolarisierten Stoßsystemen	13
2.6	Schematische Darstellung der Übergänge $L \rightarrow K$ sowie der relevanten Übergangsraten in wasserstoffartigen Systemen	14
2.7	Stoßenergieabhängiger effektiver Anisotropieparameter β_{20}^{eff} des $\text{Ly}-\alpha_1$ -Übergangs in U^{91+}	17
2.8	Atomare Struktur-Funktion $f(\text{E1}, \text{M2})$ des $\text{Ly}-\alpha_1$ -Übergangs in Abhängigkeit von der Kernladungszahl Z	18
2.9	Winkelabhängige lineare Polarisation des $\text{Ly}-\alpha_1$ -Übergangs in U^{91+}	20
2.10	Illustration der Elektron-Kern-Bremsstrahlung sowie des verwandten Prozesses der Radiativen Ionisation	21
2.11	Bremsstrahlungsspektren in Stößen von U^{90+} mit N_2 und Ar	22
2.12	Energieverteilung der Cusp-Elektronen infolge des RI-Prozesses in Stößen von U^{88+} mit N_2	23
2.13	Linearer Schwächungskoeffizient von Silizium und Germanium	25
2.14	Atomare Wechselwirkungsquerschnitte von Röntgenphotonen in Silizium	26
2.15	Schematische Darstellung des Compton-Streuprozesses	28
2.16	Energieaufteilung zwischen gestreutem Photon und Rückstoßelektron beim Compton-Prozess	29
3.1	Modulationsquotient und azimutale Winkelverteilung der Compton-Streuung	35
3.2	Polare Winkelverteilung der Compton-Streuung sowie Produkt aus Modulationsquotient und Streuquerschnitt	36
3.3	Einfachster Aufbau eines Comptonpolarimeters mit zwei Detektoren	37
3.4	Aufbau eines symmetrischen Comptonpolarimeters mit mehreren gleichrangigen Detektoren	38
3.5	Als Comptonpolarimeter eingesetzte Röntgendetektoren	40
3.6	Schematische Darstellung der Comptonpolarimetrie mit segmentierten Detektoren	41
3.7	Verteilung des polaren sowie des azimutalen Streuwinkels der identifizierten Compton-Ereignisse am Beispiel des K-REC in Xe^{54+}	45
3.8	Demonstration des Fittingprogramms POLARFIT am Beispiel des K-REC in Xe^{54+}	47
3.9	Mit EGS5 simulierter Detektoraufbau mit den Trajektorien der Photonen	58
3.10	Detektor- und analysebedingte Anisotropie der azimutalen Streuverteilung	59

3.11	Gütefaktoren der eingesetzten Detektorsysteme	60
3.12	Ortsverteilung der gestreuten Photonen im Detektor bei verkipptem Polarisationsvektor	61
3.13	Rekonstruktion der Polarisations-eigenschaften bei verkipptem Polarisationsvektor	61
3.14	Nachweiseffizienz der eingesetzten Detektorsysteme	63
4.1	Übersicht über die Beschleunigeranlagen der GSI	65
4.2	Schematische Darstellung des ESR und seiner wichtigsten Einbauten	68
4.3	Schematische Darstellung des Elektronenkühlers des ESR	70
4.4	Schottky-Spektrum eines Ionenstrahls vor bzw. nach Einsatz des Elektronenkühlers	71
4.5	Schematische Darstellung des internen Gas-Targets des ESR	73
4.6	Schematische Darstellung der Koinzidenzmessung am Gas-Target des ESR	74
5.1	Experimenteller Aufbau am Gas-Target des ESR	78
5.2	Schematische Darstellung des Datenaufnahmesystems	79
5.3	Differenz der TDC-Spektren von Umladedetektor und einem Standard-Ge(i)-Detektor	81
5.4	Zeitspektrum des Umladedetektors, aufgenommen mit einem Vierfach-Multihit-TDC	82
5.5	Röntgenspektren von U^{92+} in Stößen mit H_2	83
5.6	Röntgenspektren von Xe^{54+} in Stößen mit H_2	84
6.1	Energiespektren der einzelnen Streifen des Si(Li)-Polarimeters gegen die Streifennummer aufgetragen	86
6.2	Energiespektrum des Si(Li)-Polarimeters mit und ohne Korrektur der Dopplerverschiebung	87
6.3	Energiespektrum der im Si(Li)-Polarimeter identifizierten Compton-Photonen und Rückstoßelektronen	88
6.4	Dopplerkorrigierte Summenenergie der im Si(Li)-Polarimeter rekonstruierten Compton-Ereignisse	89
6.5	Ortsverteilung der gestreuten Photonen und resultierende Azimutalverteilung	90
6.6	Vergleich von experimentellen Daten und Simulation für das Si(Li)-Polarimeter	93
6.7	Kalibration der $Ly-\alpha_1$ -Polarisationsmessung mit dem Si(Li)-Polarimeters	94
6.8	Vergleich von experimentellen Daten und Simulation für den 2D-Ge(i)-Polarimeter	95
6.9	Experimentelle Werte der linearen Polarisation der $Ly-\alpha_1$ -Strahlung im Vergleich zu theoretischen Vorhersagen	96
6.10	Korrekturfaktoren für die Detektoreffizienz sowie die Absorption im Edelstahlfenster	97
6.11	Verhältnis der Intensitäten der $Ly-\alpha_1$ - und $Ly-\alpha_2$ -Linien in U^{91+}	98
6.12	Stoßenergieabhängiger effektiver Anisotropieparameter β_{20}^{eff} der $Ly-\alpha_1$ -Strahlung in U^{91+}	99
6.13	Röntgenspektrum in Koinzidenz und Anti-Koinzidenz zu Umladungsereignissen	102

6.14	Polarisationsmessung der Bremsstrahlung in Stößen von Xe^{54+} mit H_2 .	104
6.15	Lineare Polarisation des hochenergetischen Endes der Bremsstrahlung in Stößen von Xe^{54+} mit H_2	105
6.16	Experimentelle und theoretische Winkelverteilung der Elektron-Kern- Bremsstrahlung in Stößen von Elektronen mit U^{92+} bzw. Xe^{54+}	108
6.17	Experimentelle und theoretische Spektralverteilung der Elektron-Kern- Bremsstrahlung in Stößen von Elektronen mit U^{92+} bzw. Xe^{54+}	109
6.18	Experimentell bestimmte Nachweiseffizienz der eingesetzten Polarimeter im Vergleich mit Simulationsergebnissen	110
7.1	Diagnose spinpolarisierter Ionenstrahlen durch Messung der Orientie- rung der Polarisationsellipse der REC-Strahlung	115

Tabellenverzeichnis

3.1	Technische Daten der Polarimetersysteme	40
3.2	Überblick über verschiedene Methoden zur Korrektur von Binningeffekten sowie detektorbedingten Anisotropien	49
6.1	Rekonstruierter Polarisationsgrad \tilde{P}_L der Ly- α -Linien	91
6.2	Experimentelle Werte zur Polarisation und Winkelverteilung der Ly- α_1 -Strahlung im Vergleich zur Theorie	100
6.3	Experimentell bestimmte Werte für den Alignmentparameter und das E1-M2-Amplitudenverhältnis im Vergleich zu theoretischen Vorhersagen	100

Literaturverzeichnis

- [1] Stöhlker Th 1998 *Atomphysik sehr starker Zentralfelder: Die Röntgenstrahlung der schwersten Ein- und Zwei-Elektronensysteme* Habilitationsschrift Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt
- [2] Eichler J and Stöhlker Th 2007 *Phys. Rep.* **439** 1
- [3] Gumberidze A, Stöhlker Th, Banaś D, Beckert K, Beller P, Beyer H F, Bosch F, Hagmann S, Kozhuharov C, Liesen D, Nolden F, Ma X, Mokler P H, Steck M, Sierpowski D and Tashenov S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 223001
- [4] Berezhko E G and Kabachnik N M 1977 *J. Phys. B* **10** 2467
- [5] Eichler J, Ichihara A and Shirai T 1998 *Phys. Rev. A* **58** 2128
- [6] Surzhykov A, Fritzsche S, Gumberidze A and Stöhlker Th 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 153001
- [7] Stöhlker Th, Bosch F, Gallus A, Kozhuharov C, Menzel G, Mokler P H, Prinz H T, Eichler J, Ichihara A, Shirai T, Dunford R W, Ludziejewski T, Rymuza P, Stachura Z, Swiat P and Warczak A 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 3270
- [8] Surzhykov A, Fritzsche S and Stöhlker Th 2003 *Hyperf. Interact.* **146-147** 35
- [9] Schlitt B, Maier U, Friedrichs H, Albers S, Bauske I, von Brentano P, Heil R, Herzberg R D, Kneissl U, Margraf J, Pitz H, Wesselborg C and Zilges A 1994 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **337** 416
- [10] Shepherd S L, Nolan P J, Cullen D M, Appelbe D E, Simpson J, Gerl J, Kaspar M, Kleinboehl A, Peter I, Rejmund M, Schaffner H, Schlegel C and de France G 1999 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **434** 373
- [11] Hutter C, Babilon M, Bayer W, Galaviz D, Hartmann T, Mohr P, Müller S, Rochow W, Savran D, Sonnabend K, Vogt K, Volz S and Zilges A 2002 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **489** 247
- [12] Lee J H and Lee C S 2003 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **506** 125
- [13] Tashenov S, Stöhlker Th, Banaś D, Beckert K, Beller P, Beyer H F, Bosch F, Fritzsche S, Gumberidze A, Hagmann S, Kozhuharov C, Krings T, Liesen D, Nolden F, Protic D, Sierpowski D, Spillmann U, Steck M and Surzhykov A 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 223202
- [14] Protic D, Hull E, Krings T and Vetter K 2005 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **52** 3181
- [15] Protic D, Stöhlker Th, Krings T, Mohos I and Spillmann U 2005 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **52** 3194

- [16] Spillmann U 2009 *Charakterisierung und erster experimenteller Einsatz von ortsauflösenden, energiedispersiven Germanium-Detektoren zur Präzisionsspektroskopie an schweren Ionen* Dissertation Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt
- [17] Surzhykov A 2010 persönliche Mitteilung
- [18] Jakubassa-Amundsen D H 2010 persönliche Mitteilung
- [19] Stokes G 1852 *Trans. Cambridge Phil. Soc.* **9** 399
- [20] McMaster W H 1954 *Am. J. Phys.* **22** 351
- [21] Kaaret P E, Novick R, Martin C, Shaw P S, Hamilton T, Sunyaev R, Lapshov I Y, Silver E H, Weisskopf M C, Elsner R F, Chanan G A, Costa E, Manzo G, Fraser G W and Perola G C 1990 *Opt. Eng.* **29** 773
- [22] Dewangan D P and Eichler J 1994 *Phys. Rep.* **247** 59
- [23] Coester F 1951 *Phys. Rev.* **84** 1259
- [24] Eichler J 2000 Radiative Electron Capture and the Photoionization of Hydrogen-like Ions *Trends in Atomic and Molecular Physics* (Kluwer Academic / Plenum Publishers)
- [25] Stöhlker Th, Kozhuharov C, Mokler P H, Warczak A, Bosch F, Geissel H, Moshammer R, Scheidenberger C, Eichler J, Ichihara A, Shirai T, Stachura Z and Rymuza P 1995 *Phys. Rev. A* **51** 2098
- [26] Surzhykov A, Fritzsche S, Stöhlker Th and Tashenov S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 203202
- [27] Prozorov A, Labzowsky L, Liesen D and Bosch F 2003 *Phys. Lett. B* **574** 180
- [28] Surzhykov A, Fritzsche S and Stöhlker Th 2007 *Rad. Phys. Chem.* **76** 392
- [29] Reuschl R, Banas D, Beyer H F, Chatterjee S, Gumberidze A, Hess S, Krings T, Liesen D, Protic D, Spillmann U, Stöhlker Th, Trassinelli M, Trotsenko S, Weber G and the Focal Collaboration 2007 *J. Phys.: Conf. Ser.* **58** 407
- [30] Orsic-Muthig A 2004 *Zustandselektive Untersuchung der Elektroneneinfangprozesse in hochgeladene Uranionen durch Nachweis der charakteristischen Projektilstrahlung* Dissertation Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt
- [31] Ellsworth L D, Guffey J A, Salzborn E and Macdonald J R 1977 *Phys. Rev. A* **15** 1438
- [32] Takács E, Meyer E S, Gillaspay J D, Roberts J R, Chantler C T, Hudson L T, Deslattes R D, Brown C M, Laming J M, Dubau J and Inal M K 1996 *Phys. Rev. A* **54** 1342
- [33] Robbins D L, Beiersdorfer P, Faenov A Y, Pikuz T A, Thorn D B, Chen H, Reed K J, Smith A J, Boyce K R, Brown G V, Kelley R L, Kilbourne C A and Porter F S 2006 *Phys. Rev. A* **74** 022713

-
- [34] Ludziejewski T, Stöhlker Th, Keller S, Beyer H, Bosch F, Brinzaescu O, Dunford R W, Franzke B, Kozhuharov C, Liesen D, Livingston A E, Menzel G, Meier J, Mokler P H, Reich H, Rymuza P, Stachura Z, Steck M, Stenner L, Swiat P and Warczak A 1998 *J. Phys. B* **31** 2601
- [35] Bethe H A and Heitler W 1934 *Proc. R. Soc. A* **146** 83
- [36] Elwert G and Haug E 1969 *Phys. Rev.* **183** 90
- [37] Haug E 1969 *Phys. Rev.* **188** 63
- [38] Tseng H K and Pratt R H 1971 *Phys. Rev. A* **3** 100
- [39] Tseng H K and Pratt R H 1973 *Phys. Rev. A* **7** 1502
- [40] Tseng H K 2002 *J. Phys. B* **35** 1129
- [41] Nakel W 1994 *Phys. Rep.* **243** 317
- [42] Haug E and Nakel W 2004 *The Elementary Process of Bremsstrahlung* (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore)
- [43] Nofal M, Hagmann S, Stöhlker Th, Jakubassa-Amundsen D H, Kozhuharov C, Wang X, Gumberidze A, Spillmann U, Reuschl R, Hess S, Trotsenko S, Banas D, Bosch F, Liesen D, Moshhammer R, Ullrich J, Dörner R, Steck M, Nolden F, Beller P, Rothard H, Beckert K and Franczak B 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 163201
- [44] Kleber M and Jakubassa D H 1975 *Nucl. Phys. A* **252** 152
- [45] Jakubassa-Amundsen D H 2003 *J. Phys. B* **36** 1971
- [46] Jakubassa-Amundsen D 2006 *Rad. Phys. Chem.* **75** 1319
- [47] Jakubassa-Amundsen D H 2007 *J. Phys. B* **40** 2719
- [48] Jakubassa-Amundsen D H 2008 Radiative Ionization: The Link Between Radiative Electron Capture And Bremsstrahlung *Radiation Physics Research Progress* (Nova Science Publishers Inc., New York)
- [49] Fernandez J E 2000 Interaction of x-rays with matter *Microscopic X-ray Fluorescence Analysis* (John Wiley & Sons Ltd.)
- [50] National Institute of Standards and Technology, USA *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients*
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html>
- [51] National Institute of Standards and Technology, USA *XCOM: Photon Cross Sections Database*
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [52] Scofield J H 1973 Theoretical photoionisation cross-sections from 1 to 1500 keV Tech. rep. Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-51326
- [53] Leo W R 1994 *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg)

- [54] Compton A H 1923 *Phys. Rev.* **21** 483
- [55] Cooper M J 1985 *Rep. Prog. Phys.* **48** 415
- [56] Kane P P 1992 *Phys. Rep.* **218** 67
- [57] Chatterjee B, LaJohn L and Roy S 2006 *Rad. Phys. Chem.* **75** 2165
- [58] Klein O and Nishina Y 1929 *Z. Physik* **52** 853
- [59] Ribberfors R and Berggren K F 1982 *Phys. Rev. A* **26** 3325
- [60] Namito Y, Ban S, Hirayama H, Nariyama N, Nakashima H, Nakane Y, Sakamoto Y, Sasamoto N, Asano Y and Tanaka S 1995 *Phys. Rev. A* **51** 3036
- [61] Roy S C, Sarkar B, Kissel L D and Pratt R H 1986 *Phys. Rev. A* **34** 1178
- [62] Thomson J J 1906 *Conduction of electricity through gases* (Cambridge University Press)
- [63] Glenzer S H, Alley W E, Estabrook K G, Groot J S D, Haines M G, Hammer J H, Jadaud J P, MacGowan B J, Moody J D, Rozmus W, Suter L J, Weiland T L and Williams E A 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2117
- [64] Landen O L, Glenzer S H, Edwards M J, Lee R W, Collins G W, Cauble R C, Hsing W W and Hammel B A 2001 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **71** 465
- [65] Strutt J W 1871 *Phil. Mag.* **41** 107, 274, 447
- [66] Hubbell J H and Øverbø I 1979 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **8** 69
- [67] Kissel L, Pratt R H and Roy S C 1980 *Phys. Rev. A* **22** 1970
- [68] Kane P P, Kissel L, Pratt R H and Roy S C 1986 *Phys. Rep.* **140** 75
- [69] Tashenov S, Khaplanov A, Cederwall B and Schässburger K U 2009 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **600** 599
- [70] Williams W S C, Caplan H S and Stewart D T 1961 *Proc. Phys. Soc.* **78** 1125
- [71] Milstein A I and Schumacher M 1994 *Phys. Rep.* **243** 183
- [72] Smirnov G 1999 *Hyperf. Interact.* **123-124** 31
- [73] Shen Q and Finkelstein K D 1992 *Phys. Rev. B* **45** 5075
- [74] Meltchakov E, Mertins H C, Scheer M, Fonzo S D, Jark W and Schäfers F 2002 *J. of Magn. Magn. Mat.* **240** 550
- [75] Bellazzini R, Spandre G, Minuti M, Baldini L, Brez A, Cavalca F, Latronico L, Omodei N, Razzano M, Angelini F, Massai M, Sgró C, Costa E and Soffitta P 2007 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **576** 183
- [76] Wojtsekhowski B, Tedeschi D and Vlahovic B 2003 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **515** 605
- [77] Sareen R A, Urban W, Barnett A R and Varley B J 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 3653
- [78] Lei F, Dean A J and Hills G L 1997 *Space Sci. Rev.* **82** 309

- [79] Soffitta P, Baldini L, Bellazzini R, Brez A, Costa E, Persio G D, Latronico L, Omodei N, Pacciani L and Spandre G 2003 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **510** 170
- [80] Collins S P, Laundry D, Brahmia A, Jones S, Timms D, Cooper M J and Rollason A J 1990 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **290** 254
- [81] Metzger F and Deutsch M 1950 *Phys. Rev.* **78** 551
- [82] Novick R 1975 *Space Sci. Rev.* **18** 389
- [83] Logan B, Jones R and Ljubicic A 1973 *Nucl. Instr. and Meth.* **108** 603
- [84] Garcia-Raffi L M, Tain J L, Bea J, Gadea A, Palafox L, Rico J and Rubio B 1995 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **359** 628
- [85] Protic D, Stöhlker Th, Ebeyer H, Bojowald J, Borchert G, Gumberidze A, Hamacher A, Kozhuharov C, Ma X and Mohos I 2001 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **48** 1048
- [86] Vetter K 2007 *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **57** 363
- [87] Spillmann U, Bräuning H, Hess S, Beyer H, Stöhlker Th, Dousse J C, Protic D and Krings T 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 083101
- [88] Hess S, Bräuning H, Spillmann U, Brandau C, Geyer S, Hagmann S, Hegewald M, Kozhuharov C, Krings T, Kumar A, Martin R, Protic D, O'Rourke B, Reuschl R, Trassinelli M, Trotsenko S, Weber G, Winters D F A and Stöhlker Th 2009 *J. Phys.: Conf. Ser.* **163** 012072
- [89] Tashenov S 2005 *Hard X-Ray polarimetry with position sensitive germanium detectors - studies of the recombination transitions into highly charged ions* Dissertation Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt
- [90] Hess S 2010 *Compton-Polarimetrie mit ortsauflösenden Röntgendetektoren* Dissertation Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt
- [91] Kroeger R A, Gehrels N, Johnson W N, Kurfess J D, Philips B P and Tueller J 1999 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **422** 206
- [92] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Deutschland *SATAN/GRAF*
<http://www-wnt.gsi.de/CHARMS/SATAN/graf.htm>
- [93] CERN, Schweiz *MINUIT*
<http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>
- [94] Ordonez C, Bolozdynya A and Chang W 1997 *IEEE Nucl. Sci. Sym.* **2** 1361
- [95] Hirayama H, Namito Y, Bielajew A F, Wilderman S J and Nelson W R 2005 *The EGS5 Code System. Report SLAC-R-730* Stanford Linear Accelerator Center CA, USA
- [96] Namito Y, Ban S and Hirayama H 1993 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **332** 277
- [97] Namito Y and Hirayama H 2000 LSCAT : Low-Energy Photon-Scattering Expansion for the EGS4 Code Tech. rep. KEK Internal 2000-4
- [98] Radiation Science Center at KEK, Japan *CgView*
<http://rcwww.kek.jp/research/egs/kek/cgview/>
- [99] Spieler H 2005 *Semiconductor Detector Systems* (Oxford University Press)

- [100] Sheikh-Bagheri D, Rogers D W O, Ross C K and Seuntjens J P 2000 *Med. Phys.* **27** 2256
- [101] Nelson W R, Liu J C, Hirayama Y N, Bielajew A and Wilderman S 2004 Benchmark Calculations for EGS5 *3rd International Workshop on EGS, Tsukuba, Japan*
- [102] Nelson W R and Field C 2007 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **572** 1083
- [103] Barth W, Dahl L, Glatz J, Groening L, Richter S and Yaramishev S 2004 Achievements of the high current beam performance of the GSI UNILAC *Proceedings of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland*
- [104] Böhne D, Blasche K, Franczak B, Franzke B, Prange H and Steiner R 1990 The performance of the SIS and developments at GSI *Proceedings of EPAC 90, Nice, France*
- [105] Geissel H, Armbruster P, Behr K H, Brünle A, Burkard K, Chen M, Folger H, Franczak B, Keller H, Klepper O, Langenbeck B, Nickel F, Pfeng E, Pfützner M, Roeckl E, Rykaczewski K, Schall I, Schardt D, Scheidenberger C, Schmidt K H, Schröter A, Schwab T, Sümmerer K, Weber M, Münzenberg G, Brohm T, Clerc H G, Fauerbach M, Gaimard J J, Grewe A, Hanelt E, Knödler B, Steiner M, Voss B, Weckenmann J, Ziegler C, Magel A, Wollnik H, Dufour J P, Fujita Y, Vieira D J and Sherrill B 1992 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **70** 286
- [106] Franzke B 1987 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **24-25** 18
- [107] Krämer A, Kritzer A, Reich H and Stöhlker Th 2001 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **174** 205
- [108] Kühnel M, Petridis N, Winters D, Popp U, Dörner R, Stöhlker Th and Grisenti R 2009 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **602** 311
- [109] Nolden F, Beckert K, Caspers F, Franczak B, Franzke B, Menges R, Schwinn A and Steck M 2000 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **441** 219
- [110] Brandau C, Kozhuharov C, Müller A, Shi W, Schippers S, Bartsch T, Böhm S, Böhme C, Hoffknecht A, Knopp H, Grün N, Scheid W, Steih T, Bosch F, Franzke B, Mokler P H, Nolden F, Steck M, Stöhlker Th and Stachura Z 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 073202
- [111] Schlitt B, Beckert K, Bosch F, Eickhoff H, Franzke B, Fujita Y, Geissel H, Hausmann M, Irnich H, Klepper O, Kluge H J, Kozhuharov C, Kraus G, Münzenberg G, Nickel F, Nolden F, Patyk Z, Radon T, Reich H, Scheidenberger C, Schwab W, Steck M, Sümmerer K, Winkler T, Beha T, Falch M, Kerscher T, Löbner K E G, Jung H C, Wollnik H and Novikov Y 1997 *Nucl. Phys. A* **626** 315
- [112] Borneis S, Becker de Moos B, Kluge H J, Kühl T, Marx D, Nickles P, Neumayer P, Sandner W and Seelig W 2000 *Hyperf. Interact.* **127** 537
- [113] Herfurth F, Beier T, Dahl L, Eliseev S, Heinz S, Kester O, Kozhuharov C, Maero G and Quint W 2006 *Int. J. Mass Spectrom.* **251** 266
- [114] Beier T, Dahl L, Kluge H J, Kozhuharov C and Quint W 2005 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **235** 473
- [115] Steck M 1997 *Nucl. Phys. A* **626** 473
- [116] Bosch F 1992 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **314** 269

- [117] Reeg H and Schneider N 2001 Current transformer for GSI's keV/u to GeV/u ion beams - an overview *Proceedings of DIPAC 2001, Grenoble, France*
- [118] Hochadel B, Albrecht F, Grieser M, Habs D, Schwalm D, Szmola E and Wolf A 1994 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **343** 401
- [119] van der Meer S 1988 Diagnostics with schottky noise *Frontiers of Particle Beams; Observation, Diagnosis and Correction: Proceedings of a Topical Course Held by the Joint US-CERN School on Particle Accelerators at Anacapri, Isola di Capri, Italy, October 20-26, 1988*
- [120] Winkler T, Beckert K, Bosch F, Eickhoff H, Franzke B, Klepper O, Nolden F, Reich H, Schlitt B, Spädtke P and Steck M 1996 *Hyperf. Interact.* **99** 277
- [121] Budker G 1967 *Atomic Energy* **22** 346
- [122] Budker G, Dikansky N, Kudelainen V, Meshkov I, Parchomchuk V, Pestrikov D, Skrinsky A and Sukhina B 1976 *Particle Accelerators* **7** 197
- [123] Poth H 1990 *Phys. Rep.* **196** 135
- [124] Steck M, Beller P, Beckert K, Franzke B and Nolden F 2004 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **532** 357
- [125] Steck M, Beckert K, Eickhoff H, Franzke B, Nolden F, Reich H, Schlitt B and Winkler T 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 3803
- [126] Gwinner G, Hoffknecht A, Bartsch T, Beutelspacher M, Eklöv N, Glans P, Grieser M, Krohn S, Lindroth E, Müller A, Saghiri A A, Schippers S, Schramm U, Schwalm D, Tokman M, Wissler G and Wolf A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4822
- [127] Gumberidze A, Stöhlker Th, Banaś D, Beckert K, Beller P, Beyer H F, Bosch F, Haggmann S, Kozhuharov C, Liesen D, Nolden F, Ma X, Mokler P H, Steck M, Sierpowski D and Tashenov S 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 223001
- [128] Reuschl R, Gumberidze A, Stöhlker Th, Kozhuharov C, Rzadkiewicz J, Spillmann U, Tashenov S, Fritzsche S and Surzhykov A 2006 *Rad. Phys. Chem.* **75** 1740
- [129] Banaś D, Pajek M, Stöhlker Th, Beyer H F, Böhm S, Bosch F, Brandau C, Czarnota M, Chatterjee S, Dousse J C, Fritzsche S, Gumberidze A, Haggmann S, Kozhuharov C, Beckert K, Beller P, Nolden F, Steck M, Gumberidze A, Kumar A, Liesen D, Mokler P H, Müller A, Reuschl R, Schmidt E W, Sierpowski D, Spillmann U, Surzhykov A, Szlachetko J, Tashenov S, Trotsenko S, Verma P and Warczak A 2009 *Europ. Phys. J. - Special Topics* **169** 15
- [130] Brandau C, Kozhuharov C, Harman Z, Müller A, Schippers S, Kozhedub Y S, Bernhardt D, Böhm S, Jacobi J, Schmidt E W, Mokler P H, Bosch F, Kluge H J, Stöhlker Th, Beckert K, Beller P, Nolden F, Steck M, Gumberidze A, Reuschl R, Spillmann U, Currell F J, Tupitsyn I I, Shabaev V M, Jentschura U D, Keitel C H, Wolf A and Stachura Z 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 073201
- [131] Möhl D, Petrucci G, Thorndahl L and van der Meer S 1980 *Phys. Rep.* **58** 73
- [132] Nolden F, Beckert K, Beller P, Franzke B, Peschke C and Steck M 2004 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **532** 329

- [133] Gruber A, Bourgeois W, Franzke B, Kritzer A and Treffert C 1989 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **282** 87
- [134] Reich H, Bourgeois W, Franzke B, Kritzer A and Varentsov V 1997 *Nucl. Phys. A* **626** 417
- [135] Klepper O and Kozhuharov C 2003 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **204** 553
- [136] Weber G, Stöhlker Th, Banas D, Fritzsche S, Gumberidze A, Hagmann S, Hess S, Kozhuharov C, Nofal M, Popp U, Reuschl R, Spillmann U, Surzhykov A and Trotsenko S 2007 *J. Phys.: Conf. Ser.* **58** 243
- [137] James G K, Slevin J A, Dziczek D, McConkey J W and Bray I 1998 *Phys. Rev. A* **57** 1787
- [138] Robbins D L, Beiersdorfer P, Faenov A Y, Pikuz T A, Thorn D B, Chen H, Reed K J, Smith A J, Boyce K R, Brown G V, Kelley R L, Kilbourne C A and Porter F S 2006 *Phys. Rev. A* **74** 022713
- [139] Stöhlker Th 2010 persönliche Mitteilung
- [140] Khakoo M A, Roundy D, Hicks C, Margolis N, Yeung E, Ross A W and Gay T J 2001 *Phys. Rev. A* **64** 052713
- [141] The SPARC Collaboration 2005 *SPARC Technical Report*
http://www-linux.gsi.de/~sparc/documents/pdf_files/06_01_06_SPARC_TR.pdf
- [142] Stöhlker Th, Beyer H, Bräuning H, Bräuning-Demian A, Brandau C, Hagmann S, Kozhuharov C, Kluge H, Kühl T, Liesen D, Mann R, Nörtershäuser W, Quint W, Schramm U and Schuch R 2007 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **261** 234
- [143] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Deutschland 2006 *FAIR Baseline Technical Report*
<http://www.gsi.de/fair/reports/btr.html>
- [144] Labzowsky L N, Nefiodov A V, Plunien G, Soff G, Marrus R and Liesen D 2001 *Phys. Rev. A* **63** 054105
- [145] Tashenov S 2010 persönliche Mitteilung
- [146] Martin R 2010 persönliche Mitteilung
- [147] Vetter K, Burks M and Mihailescu L 2004 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **525** 322
- [148] Vetter K, Burks M, Cork C, Cunningham M, Chivers D, Hull E, Krings T, Manini H, Mihailescu L, Nelson K, Protic D, Valentine J and Wright D 2007 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **579** 363

Anhang

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine auf dem SATAN-Paket aufsetzende Routine zur Datenanalyse von beidseitig segmentierten Röntgendetektoren sowie einige zusätzliche Programme für die weitergehende Datenauswertung, insbesondere zur Polarisationsmessung, entwickelt und im POLARPACKAGE zusammengefasst. Diese Programme decken einige der grundlegenden Analyseschritte für typische Messungen mit 2D-Detektoren ab und können als Ausgangspunkt für eine weitergehende Analyse dienen. Im Folgenden findet sich eine Übersicht über den Aufbau sowie die Bedienung dieser Programme. Dabei wird zunächst in Abschnitt A.1 das Programm POLARBASIC für die Analyse der Daten von 2D-Detektoren vorgestellt. In Abschnitt A.2 erfolgt eine Darstellung der übrigen Programme.

A.1 Analyseroutine für 2D-Detektoren

PolarBasic

The program POLARBASIC is written in PL/I and based on the SATAN package. It provides routines for a basic analysis of the data recorded by 2D x-ray detectors and a detailed analysis of the Compton events in the detector. The code is divided into several modules which are dedicated to specific analysis tasks. The program is very flexible and can be adjusted to various experimental situations and different detector settings. Most of the changes can be done by manipulating the input files `input_1.pli` and `input_2.pli`.

Code Structure

- `Polarimeter.pli`
The main code that defines the structure of the data analysis. All other codes are linked to it by the `include` command. It contains the definition of all variables and the handling of TDC spectra and coincidence conditions. Also, the type (LMD or plain ASCII) of the data file has to be chosen here.
 - `input_1.pli`
Preprocessor variables are set here.
 - `input_2.pli`
All non-preprocessor variables. Most of the setup for a specific experiment can be done within the `input`-files.
 - `calpar.pli`
Calibration parameters for converting ADC channels to energies.
 - `standard_histograms.pli`
Generation of the standard histograms that cover the basic information about the analyzed data.
 - `user_histograms.pli`
Generation of the user-defined histograms for data of interest not covered by the standard ones.
 - `renaming.pli`
The titles of the histograms are set according to the specific strip number, scattering angle ϑ , peak number, etc.
 - `doppler.pli`
A function that generates correction factors to account for the Doppler effect.
 - `compton_angle.pli`
A function that calculates the scattering angle ϑ from the energies of the Compton scattered photon and the recoil electron.

- `basic.pli`
In this code the first steps of the data analysis, e. g. energy calibration, are performed and some basic histograms are generated.
 - `sorting.pli`
The numbers of the ADCs/strips are changed in such a way that they match the physical order of the strips on the detector crystal. This is necessary for the 2D Ge(i) detector.
 - `noisy_strips.pli`
Handling of strips with a high noise level.
 - `multiplicity.pli`
Multiplicity analysis: How many energy signals above the lower threshold were detected within one LMD event? And on which strips did they appear?
- `compton_analysis.pli`
Possible Compton events (all events with a multiplicity of 2) are reconstructed and filtered by applying several conditions.
- `compton_details.pli`
Generation of several histograms containing information about the Compton events that passed all conditions.

Input Files

Settings and options that are controlled by the two input files:

- `input_1.pli` Preprocessor variables are set here. They are mainly used to set the size/dimension/limits of the variable and histogram arrays that are initialized afterwards.
 - `ADCSTART` Defines the position of the first ADC channel in the LMD file.
 - `MAXADC` The number of ADC channels. It is assumed that all parameters in the LMD file between `ADCSTART` and `ADCSTART+MAXADC-1` belong to ADC modules.
 - `MAXPARAM` The number of parameters in the LMD file.
 - `NO_OF_PEAKE` The number of peaks/areas in the energy spectrum that should be analyzed for Compton events.
 - `NO_OF_THETA_ANG` The number of slices of the scattering angle ϑ (e. g. $\vartheta = 90^\circ \pm 15^\circ$) that should be investigated.
 - `X_STRIPS/Y_STRIPS` The number of strips on each side of the detector.
 - `X_START/Y_START` The first ADC channel of each side. It is assumed that the ADC channels between `X_START` and `X_START+X_STRIPS-1` belong to the strips on the x-side. Note: Doppler correction is done using only the x-strips.

- LTHRESH_EN/HTHRESH_EN High and low energy threshold. Signals above or below will be discarded.
- input_2.pli All non-preprocessor variables.
 - photo_peak()/photo_width() Position and half-width of the peaks/areas that should be analyzed for Compton events.
 - ang_acceptance() Half-width of the slices of the scattering angle ϑ for each peak.
 - ang_theta() Center of the slices for each peak and slice.
 - fb_acceptance() Maximum deviation of energy signals on the front and back side.
 - doppler_flag Doppler correction on(1)/off(0).
 - lab_angle Observation angle of the center of the detector.
 - e_kin Ion beam energy in MeV/u.
 - distance Distance between the x-ray source and the detector.
 - inverse The first strip on the x-side is at the lowest(0)/the highest(1) observation angle.
 - x_strip_width/y_strip_width Width of the strips.
 - x_groove/y_groove Width of the groove between the strips.
 - capture/ionization Turns the capture/ionization coincidence and anti-coincidence spectra on(1)/off(0).
 - simulation Turns the simulation mode (ASCII data, no energy calibration, etc.) on(1)/off(0).
 - strip_sorting Turns the strip sorting routine (necessary for the 2D Ge(i) detector) on(1)/off(0).

Standard Histograms

Some examples of the histograms provided by `standard_histograms.pli`:

- **Basic:**
 - param() Raw spectra of all parameters in the LMD file.
 - adc() Raw spectra of all ADCs in the LMD file.
 - cal_adc() Calibrated spectra of the ADCs.
 - adc_vs_ch Raw ADC spectra versus the ADC/strip number.
 - cal_vs_en^{*†} Calibrated ADC spectra versus the ADC/strip number.

- `all_x*` Energy spectrum of all events on the x-side.
- **Multiplicity:**
 - `multi_x` Multiplicities on the x-side.
 - `multi1_x*,†` Energy spectrum of the events on the x-side with multiplicity 1.
 - `multi1_xy*,†` Events with multiplicity 1, energies on x- and y-side are averaged.
 - `multi1_img_all*` Position of the events with multiplicity 1 on the detector.
 - `multi1_img()*` Position of the events with multiplicity 1 and energies equal to that of the corresponding peak number.
 - `multi2_x*` Energy spectrum of the events on the x-side with multiplicity 2.
 - `multi2_x_2D*` Energy of the first event versus energy of the second event.
- **Compton Events:**
 - `comp_img()*,‡` Scatter distribution of the Compton scattered photons of a specific peak.
 - `comp_e()*,‡` Energy spectrum of the recoil electrons.
 - `comp_p()*,‡` Energy spectrum of the scattered photons.
 - `comp_sum()*,†,‡` Sum of both energies.
 - `comp_e_img()*,‡` Position of the recoil electrons on the detector.
 - `comp_p_img()*,‡` Position of the scattered photons on the detector.
 - `theta_angle()*` Distribution of the scattering angle ϑ
 - `comp_distance()*,‡` Distance between scatter pixel and scattered photon pixel in mm.

★: Histogram is also available with coincidence conditions (`_c_p`, `_r`, etc.)

†: Histogram is also available with Doppler corrected energies (`_dc`)

‡: Histogram is also available with scattering angle ϑ conditions (`_theta()`)

Example: `comp_sum_dc_c_p_theta(1,1)` shows the Doppler corrected energy spectrum of the reconstructed Compton events with a time condition on the coincidence peak in the capture TDC spectrum of peak no. 1 and scattering angle ϑ condition no. 1 (peaks and most conditions are defined in `input_2.pli`).

Compton Analysis

In the analysis of possible Compton events it is assumed that the recoil electron has always less energy than the scattered photon. This assumption is true in general for incident photon energies below 256 keV. If only scattering angles ϑ around 90° are

taken into account, the relation holds true up to 400 keV. The following code from `compton_analysis.pli` shows the reconstruction of possible Compton events and the conditions to decide if they are true or not.

Listing A.1: Compton analysis for 2 individual events on each side of the detector

```
/* Reconstruction of the possible Compton Event */

comp_electron=(x_electron+y_electron)/2.;
comp_photon=(x_photon+y_photon)/2.;
comp_energy=comp_photon+comp_electron;
comp_angle=Compton_Angle(comp_energy, comp_photon, PI, M_ELECTRON);
comp_x=x_photonstrip-x_electronstrip;
comp_y=y_photonstrip-y_electronstrip;

/* True Compton Event? */

IF
( ABS(comp_energy*doppler(comp_strip) - photo_peak(I)) < photo_width(I) ) &
( ABS(x_photon - y_photon) < f_b_acceptance(I) ) &
( ABS(x_electron - y_electron) < f_b_acceptance(I) ) &
( ABS((x_evt - y_evt)/100.) < f_b_acceptance(I)*SQRT(2) ) &
( (ABS(comp_x) > 1) | (ABS(comp_y) > 1) ) &
( comp_angle > 1 )
THEN DO;
compton_event=1; /* it is true! */
```

Listing A.2: Compton analysis for 2 events on the x-side and 1 event on the y-side

```
/* Reconstruction of the possible Compton Event */

comp_energy=((x_evt+y_evt)/100.)/2.;
comp_electron=(x_electron+(y_evt/100.-x_photon))/2.;
comp_photon=(x_photon+(y_evt/100.-x_electron))/2.;
comp_angle=Compton_Angle(comp_energy, comp_photon, PI, M_ELECTRON);
comp_x=x_photonstrip-x_electronstrip;
comp_y=0;

/* True Compton Event? */

IF
( ABS(comp_energy*doppler(comp_strip) - photo_peak(I)) < photo_width(I) ) &
( ABS((x_evt-y_evt)/100.) < f_b_acceptance(I)*SQRT(2) ) &
( (ABS(comp_x) > 1) | (ABS(comp_y) > 1) ) &
( comp_angle > 1 )
THEN DO;
compton_event=1; /* it is true! */
```

Data output script

In order to analyze the scatter plot `comp_img()` of the Compton events with other programs, the data can be extracted to an ASCII file by using the script `2d_to_dat.scom`. The output file has the following format:

```
x_coordinate y_coordinate number_of_counts
```

A.2 Weitere Programme

PolarFit

The program fits a the Klein-Nishina equation modified for partially polarized radiation to the Compton scatter data produced by the `2d_to_dat.scom` script. This procedure yields values for the degree of linear polarization and the orientation of the polarization ellipse. One can fit up to six slices of the scattering angle ϑ simultaneously. The scattering data can be corrected for geometric effects by randomizing the positions of the individual events and/or by normalizing to the scatter distribution of unpolarized radiation. In addition, a bootstrap method can be applied to obtain errors for the fitting parameters independent from the uncertainty provided by the fitting routine.

- **Input:**
 - `input.dat` Setup of the fitting routine, file names of input data, etc.
 - **azimuthal scatter distribution** Data files produced by the `2d_to_dat.scom` script.
 - **scattering angle ϑ distribution** Data from the `theta_angle()` histogram of the POLARBASIC analysis.
 - **unpolarized scatter distribution** (optional) For geometric normalization of the data.
- **Output:**
 - **on screen** The degree of linear polarization and the orientation of the polarization ellipse.
 - `res.dat` Experimental data versus fitting function.

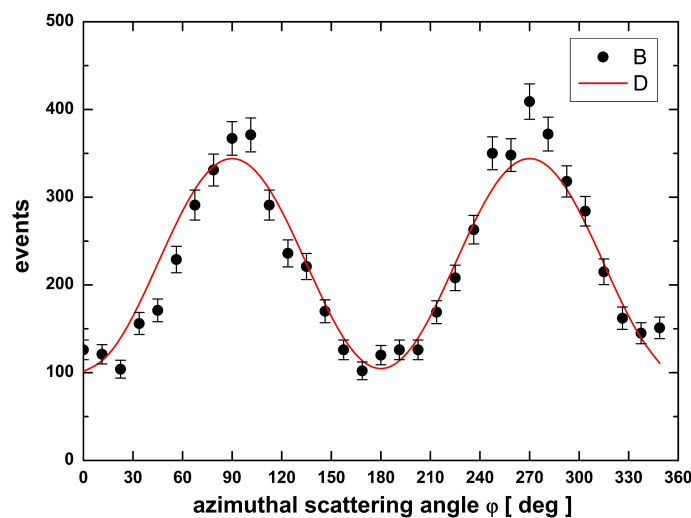


Figure A.1: Demonstration of POLARFIT

RandomEvents

The program fits an exponential decay together with a random distribution to the `comp_distance()` data of the POLARBASIC analysis. This allows to estimate the amount of random/false events in the Compton scattered photon distribution.

- **Input:**
 - `input.dat` Type of detector, minimal and maximal radius (in mm) where the Compton distribution is evaluated, the strips that do not contribute (e.g. because they are set to zero due to a high noise level).
 - `data.dat` The `comp_distance()` data from the POLARBASIC program.
- **Output:**
 - **on screen** Amount of random/false events in the experimental distribution.
 - `res.dat` Experimental data versus fitting function.

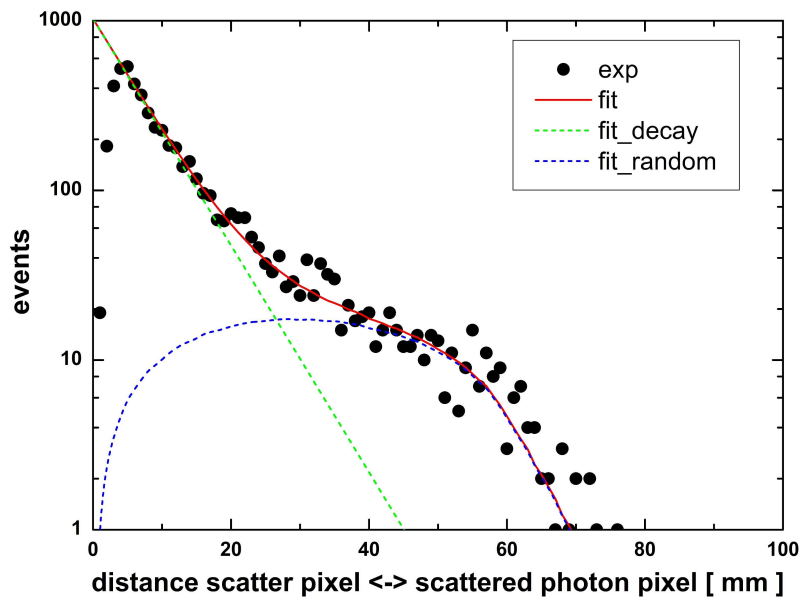


Figure A.2: Demonstration of RANDEVENTS

DistanceFit

The program exploits the relativistic Doppler shift of a certain line in the different detector strips to obtain the x-ray source to detector distance.

- **Input:**

- `input.dat` Experimental setup: beam energy, observation angle, strip width.
- `data.dat` Peak positions on the individual strips. An uncertainty of 0.1 keV is assumed. The center strips of the detector should have the numbers -1 and $+1$.

Note: The peak position is assumed to increase with decreasing strip number.

Format:

```
strip_number peak_position
next_strip_number peak_position
...
```

- **Output:**

- **on screen** Distance between x-ray source and detector.
- `res.dat` Experimental data versus fitting function.

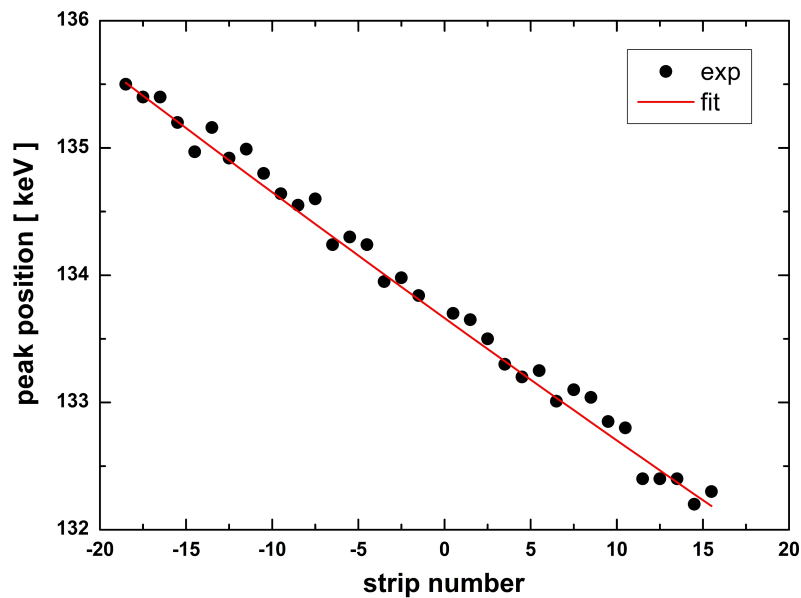


Figure A.3: Demonstration of DISTANCEFIT

Calibration

The program fits straight lines through peaks of known energies in order to obtain calibration parameters for each ADC channel. The parameters are written to the file `calpar.pli` of the POLARBASIC analysis routine.

Note: The input files should contain no empty lines, unexpected characters, etc.

- **Input:**

- `lines.dat` Peak energies (in keV) used for the energy calibration. An uncertainty of 0.1 keV is assumed.

Format:

`energy_1`

`energy_2`

...

- `cal.dat` Channel numbers for the calibration lines in the individual strips.

Format:

`strip_number`

`peak_position_1`

`peak_position_2`

...

`next_strip_number`

`peak_position_1`

`peak_position_2`

...

- **Output:**

- `calpar.pli` To be used in the POLARBASIC analysis routine.

Danksagung

An dieser Stelle danke ich allen, die durch ihre tatkräftige Unterstützung diese Arbeit erst möglich gemacht haben. Auch wenn im Folgenden einige Personen namentlich genannt werden, erhebt diese Aufzählung doch keinen Anspruch auf Vollständigkeit.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Thomas Stöhlker für die Aufnahme als Doktorand und das in mich gesetzte Vertrauen. Seine in zahlreichen Diskussionen stets überspringende Begeisterung für die Physik, die vielen Anregungen und Hilfestellungen sowie die insgesamt hervorragende Betreuung haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beitragen.

Ein großer Dank gilt PD Dr. Harald Bräuning, Dr. Sebastian Hess und Dr. Uwe Spillmann, die entscheidend zur erfolgreichen Durchführung der Experimente und deren Auswertung beigetragen haben. Ebenso bedanke ich mich bei Dr. Andrey Surzhykov, Dr. Doris Jakubassa-Amundsen und Prof. Dr. Stephan Fritzsche für ihre Rechnungen und – nicht weniger wichtig – ihre hilfreichen Erläuterungen derselben, die in diese Arbeit eingeflossen sind.

Mein Dank gilt auch der ESR-Mannschaft um Dr. Markus Steck und der Target-Gruppe um Dr. Robert Grisenti, ohne deren großes Engagement die Messungen nicht hätten durchgeführt werden können.

Meinen jetzigen und ehemaligen Kollegen Dr. Carsten Brandau, Sabrina Geyer, Thorsten Gross, Dr. Alexandre Gumberidze, Mayk Hegewald, Dr. Ajay Kumar, Dr. Regina Reuschl, Max Schwemlein, Dr. Martino Trassinelli, Dr. Sergiy Trotsenko, Dr. Brian O'Rourke, Dr. Danyal Winters und Natalya Winters sowie den übrigen Mitgliedern der Abteilung Atomphysik danke ich für das gute, freundschaftliche Arbeitsklima und die erfolgreiche Zusammenarbeit.

Herzlich bedanken möchte ich mich zudem bei Dr. Christophor Kozhuharov und Prof. Dr. Siegbert Hagmann für die interessanten Diskussionen und die wichtigen Anregungen bedanken, die mir sehr weitergeholfen haben.

Ganz besonders bedanke ich mich bei Renate Martin für die seelische und moralische Unterstützung und vor allem die schöne gemeinsame Zeit, die wir miteinander verbringen.

Christian Giersdorf danke ich für das nimmermüde Korrekturlesen meiner Arbeit.

Schließlich richte ich ein großes Dankeschön an meine Mutter und meine Großmutter, die meinen Weg stets unterstützt haben.

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den

.....

Unterschrift