

Der radiative Elektroneneinfang als Quelle stark linear polarisierter Röntgenstrahlung



**FRIEDRICH-SCHILLER-
UNIVERSITÄT
JENA** Physikalisch-Astronomische
Fakultät

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von M.Sc. Marco Vockert
geboren am 13.06.1991 in Schmalkalden

Gutachter:

1. Prof. Dr. Thomas Stöhlker
Institut für Optik und Quantenelektronik
Friedrich-Schiller-Universität Jena

2. Prof. Dr. Christian Enss
Kirchhoff-Institut für Physik
Universität Heidelberg

3. Prof. em. Dr. Reinhold Schuch
Department of Physics
AlbaNova University Center
Stockholm University

Tag der Disputation: 19.04.2022

Zusammenfassung

Eine gute Möglichkeit die gängigen Theorien in Atomphysik und Astronomie zu testen, ist die Bestimmung des Grades an Polarisation der emittierten Strahlung. Die kurzen Wellenlängen im Röntgenbereich machen dabei eine direkte Bestimmung der Polarisation unmöglich und die Ausnutzung bekannter Wechselwirkungsmechanismen nötig. Ein simpler Mechanismus mit deutlicher Anisotropie bezüglich der Polarisation der einfallenden Photonen und hohem Wirkungsquerschnitt im niedrigen bis mittleren keV-Energiebereich ist dabei die Compton-Streuung. Diese Anisotropie bietet unter Ausnutzung von positions- und energiesensitiven Halbleiterdetektoren die Grundlage der Compton-Polarimetrie.

Beidseitig segmentierte Halbleiter Streifendetektoren werden deshalb bereits seit einigen Jahren zur Polarisationsbestimmung eingesetzt. Innerhalb der SPARC Kollaboration von FAIR wurde nun das Design eines Si(Li) Polarimeters weiterentwickelt. Dieses neuartige Compton-Polarimeter mit einer gekühlten ersten Vorverstärkerstufe wird in dieser Arbeit eingehend charakterisiert. Gegenüber den bisherigen Modellen ermöglicht es eine bessere Energieauflösung und eine genauere Polarisationsbestimmung, sowie erstmalig eine präzise Bestimmung des Polarisationsgrades und der Orientierung des Polarisationsvektors bei Photonenenergien von deutlich unter 100 keV. Hierdurch werden nun auch erstmals die Emissionseigenschaften von strahlenden Übergängen von schweren Atomen zugänglich für die Polarisationspektroskopie.

Die Genauigkeit in der Bestimmung des Polarisationsgrades war bisher weitestgehend durch die Statistik des untersuchten Datensatzes limitiert. Untersuchungen auf Basis von Simulationen, welche in dieser Arbeit dargestellt werden, zeigen, dass für die hier verfügbaren Größen von experimentellen Datensätzen die statistische Unsicherheit auch weiterhin systematische Fehlerquellen dominiert.

Insbesondere ermöglichte das verbesserte Detektorsetup erstmals die Bestimmung des Polarisationsgrades für den radiativen Elektroneneinfang in die K-Schale (K-REC) von Ionen für den bislang nicht zugänglichen Bereich von Photonenenergien unterhalb 70 keV. Für diesen bedeutenden Elektroneneinfangprozess, der in Stößen schwerer Ionen und leichten Targets sehr prominent auftritt, konnte eine nahezu voll-

ständige Polarisation nachgewiesen werden. Dieser Nachweis gelang für die Wechselwirkung eines Xe^{54+} -Ionenstrahls mit einem H_2 -Gastarget und einer K-REC Photonenenergie von 56 keV. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte somit gezeigt werden, dass der radiative Elektroneneinfang (REC) insbesondere in die K-Schale einer der bedeutensten Mechanismen der Produktion von stark linear polarisierter Röntgenstrahlung ist. Insbesondere bietet er unter Variation von Projektion und -energie und Beobachtungswinkel eine gut definierte Quelle für polarisierte Röntgenstrahlung mit wählbarer Energie und gleichzeitig auch variablen Polarisations-eigenschaften.

Abstract

A good way to test the common theories in atomic physics and astronomy is to determine the degree of polarization of the emitted radiation. The short wavelengths in the X-ray range make a direct determination of the polarization impossible and the use of known interaction mechanisms necessary. A simple mechanism with significant anisotropy with respect to the polarization of the incident photons and a high effective cross section in the low to medium keV energy range is Compton scattering. Taking advantage of position- and energy-sensitive semiconductor detectors, this anisotropy provides the basis for Compton polarimetry.

Double sided segmented semiconductor strip detectors have therefore been used for polarization determination for several years. Within the SPARC collaboration of FAIR, the design of a Si(Li) polarimeter has now been further developed. This novel Compton polarimeter with a cooled first preamplifier stage is characterized in detail in this work. Compared to the previous models, it allows for a better energy resolution and a more precise polarization determination, as well as for the first time a precise determination of the degree of polarization and the orientation of the polarization vector at photon energies well below 100 keV. This makes the emission properties of radiative transitions of heavy atoms accessible for polarization spectroscopy for the first time.

Until now, the precision of the determination of the degree of polarization was largely limited by the statistics of the investigated data set. Studies based on simulations, which are presented in this thesis, show that for the sizes of experimental data sets available here, statistical uncertainty continues to dominate systematic sources of error.

In particular, the improved detector setup allowed for the first time the determination of the degree of polarization for radiative electron capture into the K-shell (K-REC) of ions for the previously inaccessible range of photon energies below 70 keV. Close to complete polarization has been demonstrated for this important electron capture process, which is very prominent in collisions of heavy ions and light targets. This demonstration was achieved for the interaction of a Xe^{54+} ion beam with an H_2 gas target and a K-REC photon energy of 56 keV. In the present work, it has thus

been shown that radiative electron capture (REC), in particular into the K-shell, is one of the most significant mechanisms of the production of strongly linearly polarized X-rays. In particular, with variation of projectile ion and energy and observation angle, it provides a well-defined source of polarized X-rays with tunable energy and, at the same time, variable polarization properties.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung und Motivation | 11 |
| 2 | Grundlagen | 17 |
| 2.1 | Grundlegende Konzepte | 17 |
| 2.1.1 | Wechselwirkungsquerschnitt | 17 |
| 2.1.2 | Relativistische Grundlagen | 19 |
| 2.1.3 | Polarisation von Photonen | 22 |
| 2.2 | Photon-Materie Wechselwirkung | 26 |
| 2.2.1 | Photoeffekt und Photoionisation | 26 |
| 2.2.2 | Auger-Effekt | 28 |
| 2.2.3 | Compton-Streuung | 29 |
| 2.2.4 | Elastische Streuprozesse | 32 |
| 2.2.5 | Paarbildung | 34 |
| 2.3 | Wechselwirkungen hochgeladener Ionen | 36 |
| 2.3.1 | Radiative Rekombination und radiativer Elektroneneinfang | 36 |
| 2.3.2 | Nichtradiativer Elektroneneinfang | 40 |
| 2.3.3 | Dielektronische Rekombination | 41 |
| 2.4 | Funktionsweise von Halbleiterdetektoren | 43 |
| 2.4.1 | Halbleiterkristalle | 43 |
| 2.4.2 | Dotierung | 46 |
| 2.4.3 | pn-Diode | 48 |
| 3 | Compton-Polarimeter | 51 |
| 3.1 | Beidseitig segmentierte Streifendetektoren | 51 |
| 3.2 | Aufbau des Detektors | 53 |
| 3.3 | Datenauswertung | 56 |
| 3.3.1 | Elektronische Verarbeitung der im Kristall erzeugten Signale | 56 |
| 3.3.2 | Identifikation der gewünschten Ereignisse | 58 |
| 3.3.3 | Doppler-Verschiebung und Ladungsteilung | 61 |
| 3.3.4 | Rekonstruktion des Polarisationsgrades | 63 |
| 3.4 | Verbesserungen durch neues Detektordesign | 68 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 4 | Röntgenpolarimetrie mit Halbleiterdetektoren | 73 |
| 4.1 | Polarisationstransfer bei Bremsstrahlung Spin-polarisierter Elektronen | 73 |
| 4.2 | Polarisationstransfer bei Rayleigh-Streuung harter Röntgenstrahlung | 75 |
| 4.3 | Atomare Multipol Vermischung des Lyman- α 1 Übergangs in wasserstoffartigem Uran | 76 |
| 4.4 | Untersuchungen der Polarisation des radiativen Elektroneneinfangs . | 77 |
| 5 | Strahlzeitergebnisse | 79 |
| 5.1 | Aufbau der GSI Beschleunigeranlage | 79 |
| 5.2 | Polarisationsbestimmung des radiativen Elektroneneinfangs | 82 |
| 5.3 | Systematische Untersuchungen bezüglich der Grenzen der Fit-Funktion | 88 |
| 6 | Zusammenfassung | 93 |
| 7 | Ausblick | 95 |
| | Abbildungsverzeichnis | 101 |
| | Tabellenverzeichnis | 111 |
| | Literaturverzeichnis | 113 |

1 Einleitung und Motivation

Vor inzwischen 125 Jahren forschte Wilhelm Konrad Röntgen, wie viele seiner Kollegen, an den neuartigen Kathodenstrahlröhren. Am 8. November 1895 entdeckte er dabei eine neuartige Art von Strahlung, die er X-Strahlen nannte [1]. Seine intensive Forschung in den folgenden Jahren führte schnell zu vielfältigen Anwendungen, unter anderem in der bildgebenden Medizin [2]. Für seine Entdeckung wurde Röntgen im Jahre 1901 mit dem ersten Nobelpreis für Physik ausgezeichnet [3]. Die elektromagnetische Strahlung mit Energien von etwa 100 eV bis 100 keV bzw. mit Wellenlängen im Bereich von etwa 10 nm bis 10 pm wird seither in einigen Ländern zu seinen Ehren auch als Röntgenstrahlung bezeichnet. Sie entsteht weitestgehend durch Beschleunigung von geladenen Teilchen, wie Elektronen, die sogenannte Bremsstrahlung oder durch Elektronenübergänge in Atomen und Molekülen. Entsprechend spielt die Röntgenstrahlung eine große Rolle in der Atomphysik.

Moderne Geräte zur Nutzung der Röntgenstrahlung decken eine Vielzahl von Anwendungsgebieten ab, von Bildgebung und Strahlentherapie in der Medizin [2, 4], über Spektroskopie und viele andere Analyseverfahren in der Materialphysik, Chemie und Biologie [5, 6, 7, 8], bis hin zur Grundlagenforschung an Großforschungsanlagen [9, 10, 11]. Entsprechend erzeugen genutzte Quellen, je nach Anwendungsbereich, auch verschiedenste Photonenflüsse, von nur wenigen Photonen pro Sekunde in der Medizin bis hin zu den Synchrotronanlagen wie ESRF (European Synchrotron Radiation Facility, [12]), PETRA III (Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage, [13]) oder BESSY II (Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung, [14]) und den Freie-Elektronen-Lasern (FEL) wie FLASH (Freie-Elektronen-Laser in Hamburg, [15]) oder dem European XFEL (X-Ray Free-Electron Laser, [16]) mit Brillanzen von bis zu 10^{34} Photonen/(s mrad² mm² 0,1%Bandbreite) zur Grundlagenforschung, siehe Abbildung 1.1. Selbst diese Photonenflüsse sind aber längst nicht vergleichbar mit den natürlich vorkommenden Flüssen in der Astronomie, die von der Sonne, Pulsaren, schwarzen Löchern oder ähnlich extremen Objekten abgestrahlt werden [18, 19].

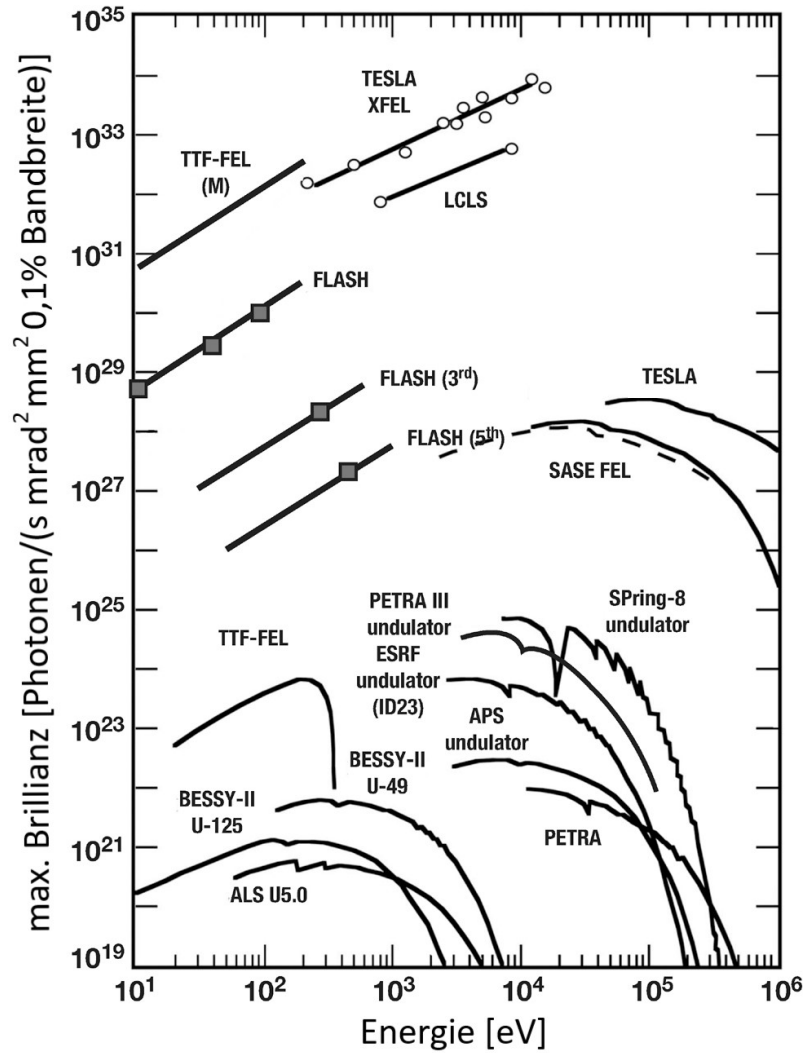


Abbildung 1.1: Berechnete maximale Brillanz verschiedener Synchrotronanlagen und Freie-Elektronen-Laser im Vergleich zueinander in Abhängigkeit der Photonenenergie. Adaptiert aus [17].

Die Beobachtung von Photonenemission aus Atomen lieferte über die Zeit einen Grundstein für die verschiedenen Atommodelle bis hin zur Quantenelektrodynamik (QED) als unser heutiges Verständnis der Dinge. Der Großteil der Beobachtungen beruhte dabei auf der Spektroskopie der Emissions- oder Absorptionslinien. Eine wichtige Eigenschaft der Photonen, die Polarisation, wurde dabei insbesondere für höhere Photonenenergien oftmals nicht untersucht. Viele astronomische Objekte, wie auch die Synchrotronanlagen und vielfältige grundlegende Wechselwirkungen emittieren allerdings stark polarisierte Photonen. So bieten Polarisationsmessungen entsprechend eine zusätzliche gute Möglichkeit zum Test der astrophysikalischen Modelle.

Die Bestimmung der Polarisierung von Photonen im sichtbaren Energiebereich ist dabei vergleichsweise einfach, da dort rotierbare Polarisationsfilter und $\lambda/4$ -Plättchen eingesetzt werden können [20]. Diese Filter können allerdings nur solange verwendet werden, wie die Wellenlänge des Photons deutlich kleiner ist als die Gitterparameter der Filter. Entsprechend müssen für hochenergetische Photonen, wie Röntgenquanten, andere Verfahren zur Polarisierungbestimmung herangezogen werden.

Eine Möglichkeit ist beispielsweise die mehrfache Reflexion an bestimmten Kristallebenen [21]. Dieses Verfahren ist zwar höchst präzise, aber da die Photonen für die Reflexion die Braggbedingung der jeweiligen Kristallebene erfüllen müssen, ist sie auf einen sehr schmalen Energiebereich beschränkt und die Kristalle müssen sehr präzise zueinander ausgerichtet werden. Eine weitere, für einen deutlich größeren Energiebereich zugängliche Methode ist die Ausnutzung der Eigenschaften verschiedener Streuprozesse.

In einem weiten Energiebereich von wenigen 10 keV bis hin zu wenigen MeV ist die Compton-Streuung der dominante Wechselwirkungsprozess von Photonen mit Materie [22]. Diese inelastische Streuung an freien oder schwach gebundenen Elektronen ist eine vergleichsweise simple Wechselwirkung, die sowohl von theoretischer als auch experimenteller Seite gut verstanden ist. Der Streuquerschnitt eines linear polarisierten Photons folgt dabei der seit 1929 bekannten Klein-Nishina-Gleichung [23]. Polarisierte Photonen werden dabei bevorzugt senkrecht zum elektrischen Feldvektor des einfallenden Photons gestreut. Da die Streuverteilung vieler Photonen sich dem Streuquerschnitt annähern wird, kann aus dieser entsprechend auch der Grad an linearer Polarisierung bestimmt werden [24]. Die Grundlage der Compton-Polarimetrie ist also die Messung der Compton-Streuverteilung mittels eines ortsauflösenden Detektors und die Ausnutzung der Anisotropie dieser.

Bereits zu Beginn der 1950er Jahre wurden daher Compton-Polarimeter-Systeme entwickelt und eingesetzt [25]. Dabei wurde ein Detektor als dediziertes Streuzentrum bzw. Streuer und ein weiterer als Absorber zur Detektion der gestreuten Photonen eingesetzt, siehe Abbildung 1.2a. Die Bewegung des Absorber-Detektors um den statischen Streuer-Detektor ermöglicht schließlich die Bestimmung der azimutalen Streuverteilung und entsprechend die Bestimmung des Polarisierungsgrades. Die Fortschritte in der Herstellung und Strukturierung dicker Halbleiterkristalle (Dicken bis etwa 10 mm) der letzten Jahrzehnte [26, 27, 28, 29] machte schließlich zu Beginn der 2000er Jahre die Kombination von Streuer und Absorber in einem ein-

zelen strukturierten Detektor möglich [30, 31], siehe Abbildung 1.2b. Diese Art von Compton-Polarimeter wurde seitdem in einer Vielzahl von Experimenten zur Polarisationsbestimmung verschiedenster Prozesse eingesetzt [32, 33, 34, 35, 36].

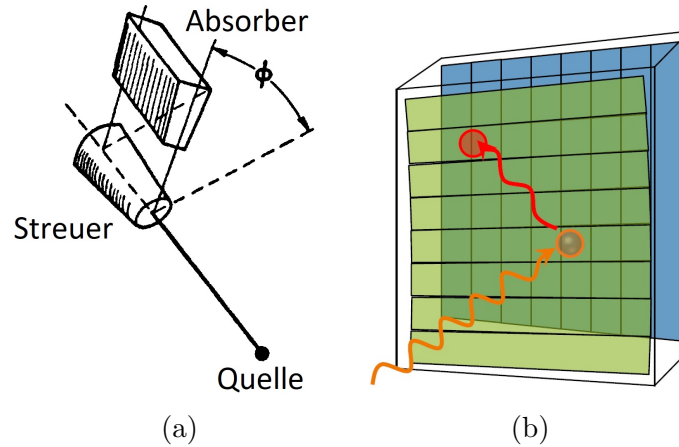


Abbildung 1.2: (a): Schematische Darstellung eines Compton-Polarimeters mit dezidiertem Streuer und Absorber, adaptiert aus [25]; (b): Schematische Darstellung eines beidseitig segmentierten Halbleiterdetektors als Compton-Polarimeter mit kombiniertem Streuer und Absorber.

Ein sowohl in der Astro- [37] als auch in der Atomphysik [38] wichtiger Prozess, welcher stark polarisierte Photonen emittiert, ist die radiative Rekombination (RR) bzw. der radiative Elektorneneinfang (REC). Dabei fängt ein Projektilion ein freies (RR) bzw. ein leicht gebundenes (REC) Elektron ein und emittiert ein Photon der Summenenergie aus kinetischer Energiedifferenz und Bindungsenergie des Endzustands. Die radiative Rekombination stellt dabei den zeitumgekehrten Prozess zur Photoionisation dar. Entsprechend wird für den Einfang in die K-Schale in Dipolnäherung die Emission vollständig linear polarisierter Photonen vorhergesagt. Der Einfluss relativistischer Effekte, mit zunehmender Projektilenergie als auch der Kernladung des Projektilions, führt schließlich zu einer stark winkelabhängigen Depolarisation der emittierten Photonen [39]. Im Laufe der letzten Jahrzehnte wurden deshalb bereits bei verschiedensten Projektilenergien mit unterschiedlichen Projektilionen Experimente zur Bestimmung des Polarisationsgrades des K-REC durchgeführt [35, 36].

Zur Erweiterung des für Polarisationsmessungen zugänglichen Energiebereiches, auch in Hinblick auf die entstehende FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) Anlage [40], wurde auf Basis der bisherigen Erkenntnisse innerhalb der SPARC (Stored Particle Atomic Research Collaboration) Kollaboration [41] ein verbessertes Compton-Polarimeter entwickelt [42]. In dieser Arbeit wird dieses neue Polarimetersystem insbesondere im Vergleich zu den bisherigen Polarimetern charakterisiert

und ein Experiment zur Bestimmung des Polarisationsgrades des K-REC, bei einer erst durch die Verbesserungen erreichbaren Energie, ausgewertet.

Im folgenden Kapitel werden zunächst die zu Grunde liegenden Konzepte definiert. Außerdem werden einige wichtige Wechselwirkungen von Photonen mit Materie und auch von hochgeladenen Ionen mit Targetatomen erläutert und die grundlegende Funktionsweise eines Halbleiterdetektors erklärt.

In Kapitel 3 wird im Anschluss die Nutzung eines beidseitig segmentierten Halbleiterdetektors als Compton-Polarimeter erläutert. Dabei wird das im Experiment verwendete Detektorsystem und dessen Signalverarbeitung und -auswertung detailliert vorgestellt und dessen Verbesserungen gegenüber zuvor durch die Arbeitsgruppe eingesetzten Compton-Polarimetern aufgezeigt.

Danach folgt in Kapitel 4 ein kurzer Überblick über bisherige Polarisationsmessungen mit beidseitig segmentierten Halbleiterdetektoren bei vielfältigen Experimenten. Kapitel 5 beschreibt den Experimentaufbau des ersten Einsatzes des verbesserten Detektorsystems und anschließend folgt die Analyse der gewonnenen Daten. Zusätzlich wird eine systematische Untersuchung der in der Analyse eingesetzten Fitfunktion mittels simulierter Datensätze unterschiedlicher Größe dargestellt.

Zuletzt folgen in Kapitel 6 eine Zusammenfassung der gewonnenen Erkenntnisse, sowie in Kapitel 7 ein kurzer Ausblick auf zukünftig mögliche Messungen und die dafür nötigen Anpassungen am Detektorsetup.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden zunächst die grundlegenden Konzepte des Wechselwirkungsquerschnittes und der Polarisation definiert. Des Weiteren folgt eine kurze Einführung in die im Folgenden relevanten Effekte der speziellen Relativitätstheorie, insbesondere der Lorentztransformation. Anschließend erfolgt ein Überblick über wichtige Wechselwirkungsprozesse zwischen Photonen und Materie in Abschnitt 2.2 und in Abschnitt 2.3 über einige hier relevante Wechselwirkungen von hochgeladenen Ionen mit Targetatomen. Im letzten Abschnitt wird die grundlegende Funktionsweise eines Halbleiterdetektors schrittweise erläutert.

2.1 Grundlegende Konzepte

2.1.1 Wechselwirkungsquerschnitt

Eine der wichtigsten Kenngrößen der Wechselwirkung zweier oder mehrerer Teilchen ist der sogenannte Wechselwirkungsquerschnitt σ . Er ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung des Projektils mit einem Target. Sowohl Projektil als auch Target können dabei beliebige Teilchen sein, insbesondere auch Photonen. Der Wechselwirkungsquerschnitt hat dabei die Dimension einer Fläche, oft gemessen in der Einheit Barn ($1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ fm}^2$). Je größer der Wert, desto wahrscheinlicher ist die Wechselwirkung, analog zur Größe einer Zielscheibe, die ein Projektil wahrnimmt, vergleiche Abbildung 2.1.

Da absolute Querschnitte im Experiment meist nur schwer bestimmbar sind, wird stattdessen auch oft der winkeldifferenzielle Wechselwirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, bezogen auf ein Raumwinkelelement $d\Omega$, verwendet. Entsprechend gilt der Zusammenhang $\sigma = \int_{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$.

Bei Wechselwirkungsprozessen die mehrere Teilchen emittieren, wird der Querschnitt für ein einzelnes Teilchen entsprechend durch Integration über die Raumwinkelele-

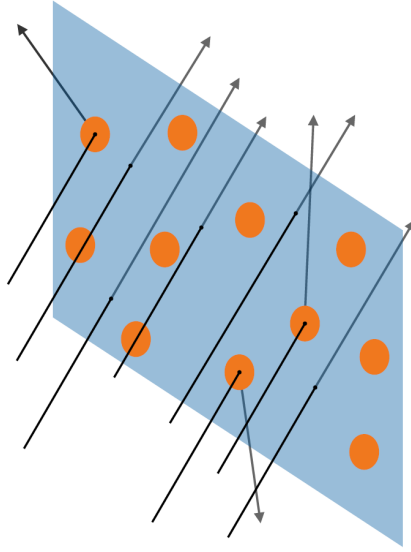


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Wechselwirkungsquerschnitts.

mente der anderen Produkte ermittelt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_k} = \int_{4\pi} \frac{d^N\sigma}{\prod_{l \neq k} d\Omega_l} \prod_{m \neq k} d\Omega_m \quad (2.1)$$

Der Wechselwirkungsquerschnitt ist dabei nur vom Stoßsystem und nicht vom Targetmaterial abhängig. Zur Berechnung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines Teilchens mit einem Material wird also zusätzlich die Dichte der Streuzentren n benötigt. Diese wird durch die Massendichte ρ , die molare Masse der Streuzentren M und die Avogadro-Konstante N_A bestimmt zu $n = \rho \frac{N_A}{M}$. Die Wahrscheinlichkeit $P(x)$ der Wechselwirkung eines Teilchens mit einem Target nach der Eindringtiefe x ist damit unter Berücksichtigung mehrerer möglicher Wechselwirkungsprozesse der Querschnitte σ_i :

$$P(x)_k = \int_x \sigma n dx = \exp\left(-\sum_l \sigma_l \frac{\rho N_A}{M} x\right) \frac{\sigma_k}{\sum_l \sigma_l} \quad (2.2)$$

Abbildung 2.2 zeigt beispielhaft den totalen Wechselwirkungsquerschnitt (schwarze Linie) eines einzelnen Silizium-Atoms mit Photonen und einige Querschnitte von beteiligten Prozessen im Energiebereich von 1 keV bis 10 MeV. Die einzelnen Querschnitte sind dabei erwartungsgemäß stark Energieabhängig und schwanken im Bereich von wenigen μb bis hin zu einigen hundert kb. Bei niedrigen Photonenenergien bis etwa 100 keV dominiert dabei der Photoelektrische Effekt (rote Linie) die Wechselwirkung, bei hohen Energien ab etwa 10 MeV die Paarproduktion im Kernfeld (orange Linie) und im mittleren Energiebereich dominieren die verschiedenen Streu-

prozesse (grüne und blaue Linie), vor allem die Compton-Streuung.

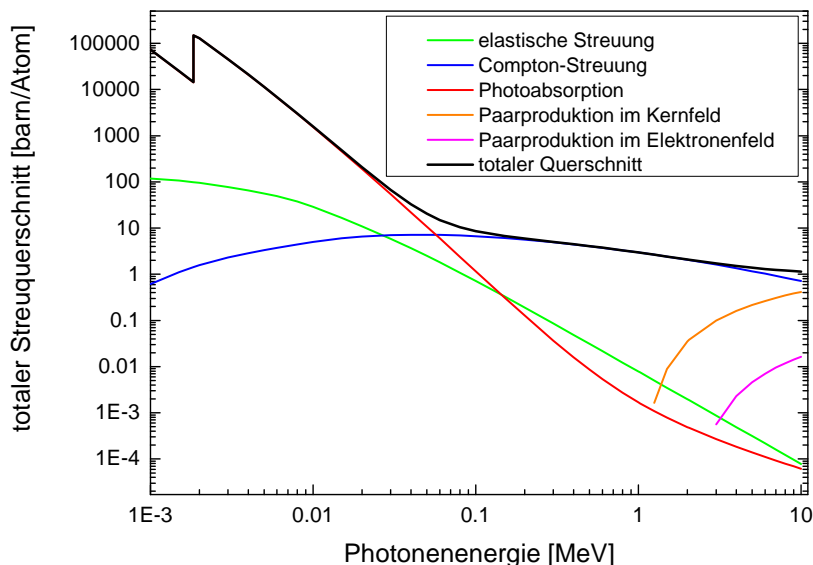


Abbildung 2.2: Totale Wechselwirkungsquerschnitte für verschiedene Wechselwirkungsmechanismen eines Photons mit einem Siliziumatom. Die schwarze Linie zeigt die Summe aller einzelnen Querschnitte. Daten aus [22].

2.1.2 Relativistische Grundlagen

Zur korrekten Beschreibung von schnell bewegten Teilchen ist eine klassische Betrachtung nicht mehr ausreichend und ein Übergang zu einer relativistischen Beschreibung des Systems notwendig. Dabei werden die physikalischen Größen in einer flachen, vierdimensionalen Raumzeit, dem sogenannten Minkowski-Raum, dargestellt. Die üblichen drei Koordinaten für die Ortsbeschreibung werden dabei um die Zeit als vierte Dimension erweitert. Punkte im Minkowski-Raum werden entsprechend durch sogenannte Vierer-Vektoren x^μ , $\mu \in \{0, 1, 2, 3\}$ beschrieben, wobei üblicherweise die Zeit als nullte Komponente eingefügt wird: $x^\mu = (ct, x, y, z)$. Der Minkowski-Raum selbst wird dabei durch einen zugehörigen metrischen Tensor $\eta_{\mu\nu}$ beschrieben $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$.

Durch die Freiheit der Koordinatenwahl werden viele Wechselwirkungsprozesse zunächst im Ruhesystem des Projektils berechnet, da dort der Impuls des Systems verschwindet und somit die Rechnung vereinfacht. Messwerte hingegen werden in

der Regel mit statischen Detektoren, im in Ruhe befindlichen Laborsystem aufgenommen. Um die berechneten Werte im mitbewegten System nun mit den gemessenen vergleichen zu können müssen sie zunächst in das Laborsystem transformiert werden. Dafür wird eine Lorentz-Transformation Λ verwendet, die definiert ist als

$$x'^{\mu} = \Lambda^{\mu}_{\nu} x^{\nu}, \quad (2.3)$$

wobei laut Einsteinscher Summenkonvention über gleiche Indizes summiert wird. Da die Physikalischen Prozesse invariant unter einer solchen Lorentz-Transformation sind, müssen dabei die Abstände im Minkowski-Raum erhalten bleiben:

$$x'^{\mu} x'_{\mu} = x^{\nu} x_{\nu} = |\mathbf{x}|^2 - (ct)^2 \quad (2.4)$$

mit dem dreidimensionalen Ortsvektor \mathbf{x} , wobei gilt $x_{\mu} = \eta_{\mu\nu} x^{\nu}$.

Bewegt sich ein Teilchen mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} entlang der z' -Achse des mitbewegten Inertialsystems S' , siehe Abbildung 2.3, so ist beispielsweise die Lorentz-Transformation in das ruhende Laborsystem S gegeben durch:

$$\begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & \beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

wobei die z -Achse im ruhenden System kollinear zur bewegten z' -Achse ist und die x' - und y' -Achsen jeweils parallel zur x - und y -Achse sind. Dabei ist der Lorentz-Faktor γ gegeben durch:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.6)$$

mit der reduzierten Geschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ in Abhängigkeit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c . Die Lorentz-Transformation Gleichung 2.5 gilt dabei auch für beliebige Vierer-Vektoren innerhalb des Minkowski-Raums, wie beispielsweise den Vierer-Impuls \mathbf{p} :

$$\mathbf{p} = \begin{pmatrix} \gamma(E' + vp'_z) \\ p'_x \\ p'_y \\ \gamma(p'_z + \frac{vE'}{c^2}) \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

mit der relativistischen Gesamtenergie E und den üblichen dreidimensionalen Impulskomponenten p_i . Die Gesamtenergie E eines Teilchens der Ruhemasse m ist

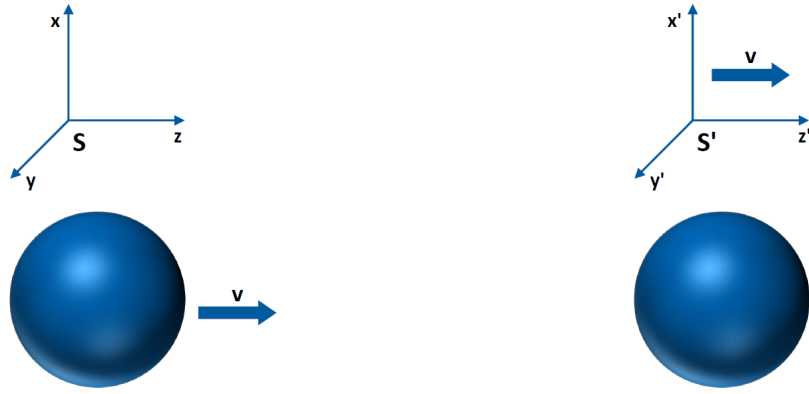


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung einer Lorentz-Transformation von einem bewegten Teilchen im unbewegten Laborsystem S (links) in das mitbewegte System S' (rechts).

dabei von dessen Ruheenergie E_0 und Impuls p bzw. Geschwindigkeit abhängig:

$$E = \sqrt{E_0^2 + p^2 c^2} = \gamma m c^2, \quad (2.8)$$

wobei die Ruheenergie definiert ist als $E_0 = mc^2$ und der relativistische Impuls durch $p = \gamma m v$. Folglich ist die kinetische Energie $E_{kin} = E - E_0$ über den Lorentz-Faktor direkt mit der Ruheenergie verbunden:

$$E_{kin} = E_0 (\gamma - 1). \quad (2.9)$$

Für masselose Teilchen ohne Ruheenergie $E_0 = 0$ folgt damit sofort die Energie-Impuls-Beziehung:

$$E = pc. \quad (2.10)$$

Emittiert beispielsweise ein sich bewegendes Teilchen aufgrund einer Wechselwirkung ein Photon der Energie E' im Winkel θ' , so lassen sich die Photonenenergie und der Emissionswinkel im Laborsystem wie folgt berechnen:

$$E = \gamma E' (1 + \beta \cos \theta') \quad (2.11)$$

$$\cos \theta = \frac{\beta + \cos \theta'}{1 + \beta \cos \theta'}. \quad (2.12)$$

Umgekehrt lassen sich beispielsweise die Winkel und das Raumwinkelement vom

Laborsystem in das mitbewegte System des Emitters transformieren mittels:

$$\cos \theta' = \frac{\beta - \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (2.13)$$

$$\frac{d\Omega'}{d\Omega} = \frac{1}{\gamma (1 - \beta \cos \theta)^2} . \quad (2.14)$$

2.1.3 Polarisation von Photonen

Eine grundlegende Eigenschaft des Lichtes neben der Energie bzw. Wellenlänge ist die Polarisation. Als transversale elektromagnetische Welle lässt sich Licht als Oszillationen eines elektrischen Feldes \mathbf{E} und eines dazu orthogonalen magnetischen Feldes \mathbf{B} beschreiben. Zur Definition der Polarisation wird üblicherweise die periodische Bewegung des elektrischen Feldvektors \mathbf{E} herangezogen. Im Allgemeinen beschreibt der Feldvektor dabei eine elliptische Bahn, siehe Abbildung 2.4. Daher spricht man auch von elliptischer Polarisation.

Die Polarisationsellipse, die durch die Bewegung des Feldvektors aufgespannt wird,

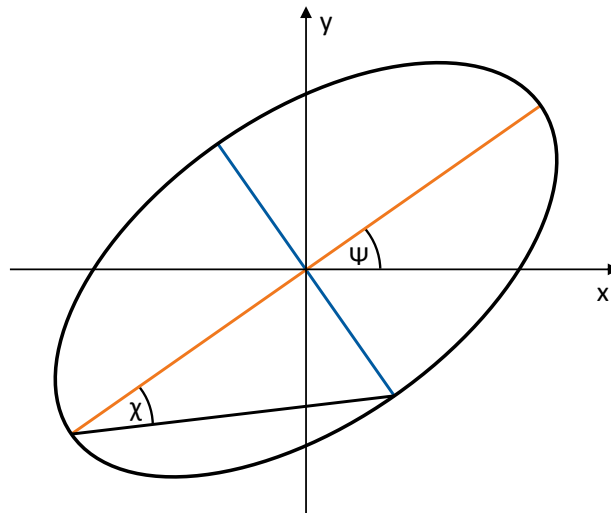


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Polarisationsellipse.

besitzt nun zwei wichtige Grenzfälle, siehe Abbildung 2.5. Einerseits ist es möglich, dass beide Halbachsen eine identische Länge besitzen und die Bahn entsprechend durch einen Kreis beschrieben werden kann - hier spricht man von zirkularer Polarisation. Verschwindet andererseits eine der beiden Halbachsen, so beschreibt die

Bahn des Feldvektors eine Gerade und man spricht von linearer Polarisation.
 Die übliche Beschreibung des Elektromagnetischen Feldes mittels eines Vektorpo-

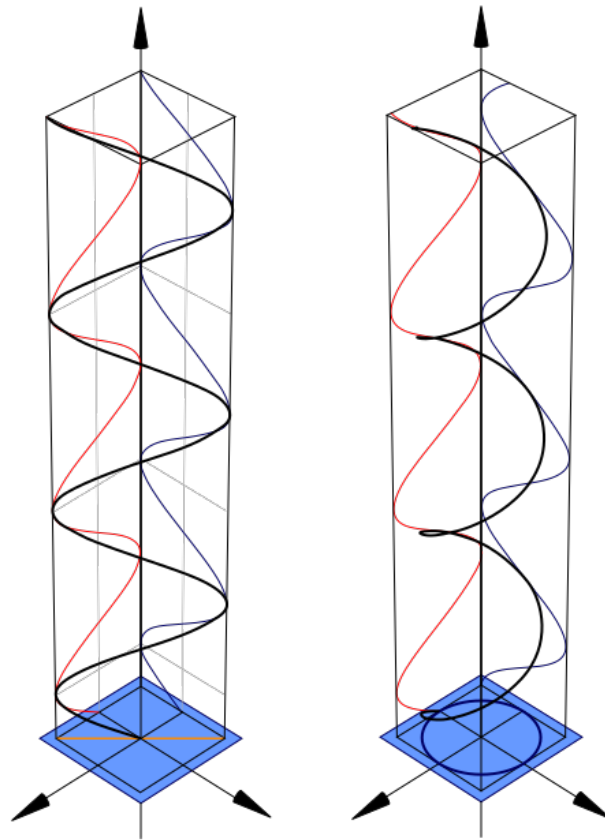


Abbildung 2.5: Visualisierung von linearer (links) und zirkularer Polarisation (rechts) aus [43, 44].

tentials \mathbf{A} und eines Skalarpotentials Φ

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} \quad (2.15)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.16)$$

führt aufgrund der Eichsymmetrie der beiden Potentiale zu zwei verbleibenden physikalischen Freiheitsgraden. Dadurch liegt es für die allgemeine Beschreibung des Polarisationsvektors eines Photons auch nahe, die beiden möglichen Basisvektoren für positive Helizität (Drehrichtung im mathematischen Sinn) $|+\rangle$ und negative Helizität $|-\rangle$ der zirkularen Polarisation zu wählen.

Geht man nun von der Beschreibung eines einzelnen Photons über zu der eines Photonensembles, so gilt die einheitliche Darstellung, wie gerade beschrieben nur im

Fälle kohärenter Photonen, also wenn sämtliche Polarisationsvektoren der einzelnen Photonen des Ensembles gleich orientiert sind. Für die Beschreibung von Zuständen mit gemischter Orientierung wird in der Regel der sogenannte Dichteoperator $\hat{\rho}$ herangezogen, der in seiner Matrixdarstellung bezüglich der Helizität die folgende Form besitzt [45]:

$$\langle k\lambda|\hat{\rho}|k\lambda'\rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + P_3 & -P_1 + iP_2 \\ -P_1 - iP_2 & 1 - P_3 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Die dabei auftretenden Parameter P_1 , P_2 und P_3 werden Stokes-Parameter genannt und beschreiben den Polarisationszustand des Photonenensembles in einem kartesischen Koordinatensystem. P_1 und P_2 beschreiben dabei die lineare Polarisation und sind definiert als Verhältnis von transmittierten Intensitäten I_φ beim Durchgang durch einen perfekten Polarisationsfilter, der um den Winkel φ entlang der z-Achse rotiert wird, zur Gesamtintensität I des Photonenstrahls:

$$P_1 = \frac{I_{0^\circ} - I_{90^\circ}}{I} \quad (2.18)$$

$$P_2 = \frac{I_{45^\circ} - I_{135^\circ}}{I} \quad (2.19)$$

Der Grad an linearer Polarisation P_L des gesamten Photonenstrahls wird dabei berechnet mittels:

$$P_L = \sqrt{P_1^2 + P_2^2}. \quad (2.20)$$

Analog beschreibt P_3 die zirkulare Polarisation bezüglich der Helizitäten $|+\rangle$ und $|-\rangle$ mittels:

$$P_3 = \frac{I_+ - I_-}{I}. \quad (2.21)$$

Die Größe, dargestellt durch χ , und Orientierung Ψ der Polarisationsellipse, wie gezeigt in Abbildung 2.4, ergeben sich dabei zu:

$$\tan 2\chi = \frac{P_3}{P_L} \quad \text{und} \quad \tan 2\Psi = \frac{P_2}{P_1}. \quad (2.22)$$

Entsprechend wird vollständig zirkulare Polarisation durch die Stokes-Parameter $P_L = 0$ und $|P_3| = 1$ und vollständig lineare Polarisation durch $P_L = 1$ und $P_3 = 0$ beschrieben. Im Folgenden beschränkt sich die Betrachtung der Polarisation auf linear polarisierte Photonenstrahlen bzw. deren Grad an linearer Polarisation P_L , da zirkulare Polarisation nur schwer im Röntgenbereich zu bestimmen ist. Für $P_L = 1$ erhält man dabei einen reinen Zustand, d.h. alle Polarisationsrichtungen der einzelnen Photonen sind identisch. Für den unteren Grenzfall von $P_L = 0$ sind dann

die Richtungen gleichverteilt, sodass netto keine lineare Polarisation des Strahls zu messen ist.

2.2 Photon-Materie Wechselwirkung

Im folgenden Abschnitt werden einige wichtige Wechselwirkungsmechanismen von Photonen mit Materie, insbesondere mit freien und gebundenen Elektronen, erläutert.

2.2.1 Photoeffekt und Photoionisation

Einer der simpelsten, aber auch gleichzeitig wichtigsten Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie ist der äußere Photoelektrische Effekt. Dabei wird das Photon von einem gebundenen Elektron absorbiert und gibt somit seine gesamte Energie an dieses ab. Dadurch wird das Elektron auf ein höheres Energieniveau angeregt, was beispielsweise die Leitfähigkeit in Halbleitermaterialien erhöhen kann (siehe dazu Abschnitt 2.4). Üblicherweise folgt anschließend eine Relaxation des angeregten Elektrons in einen unbesetzten niederenergetischeren Zustand und die damit verbundene Emission eines Photons mit einer für das Atom charakteristischen Wellenlänge.

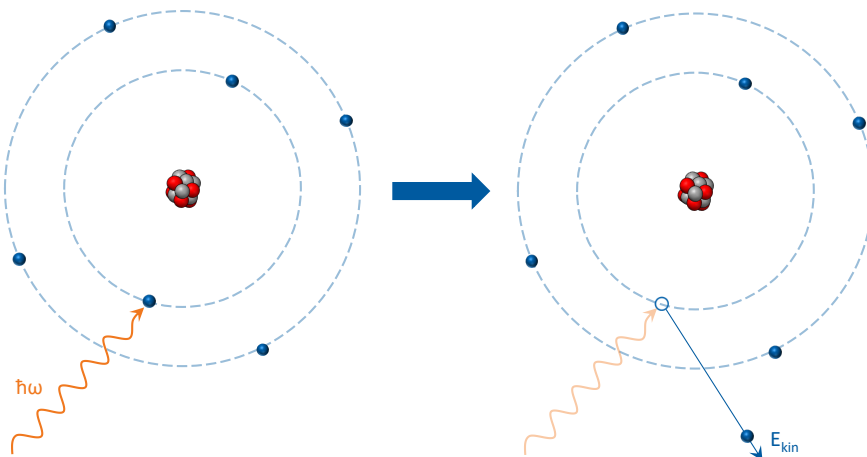


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Photoionisation.

Ist die Energie des absorbierten Photons $\hbar\omega$ allerdings höher als die Bindungsenergie des Elektrons E_b , wird es mit der kinetischen Energie $E_{\text{kin}} = \hbar\omega - E_b$ emittiert und das Atom somit ionisiert, siehe Abbildung 2.6. Dieser Vorgang wird daher auch als Photoionisation bezeichnet. Mit steigender Energie nimmt der Wechselwirkungsquerschnitt der Photoionisation ab, siehe Abbildung 2.7.

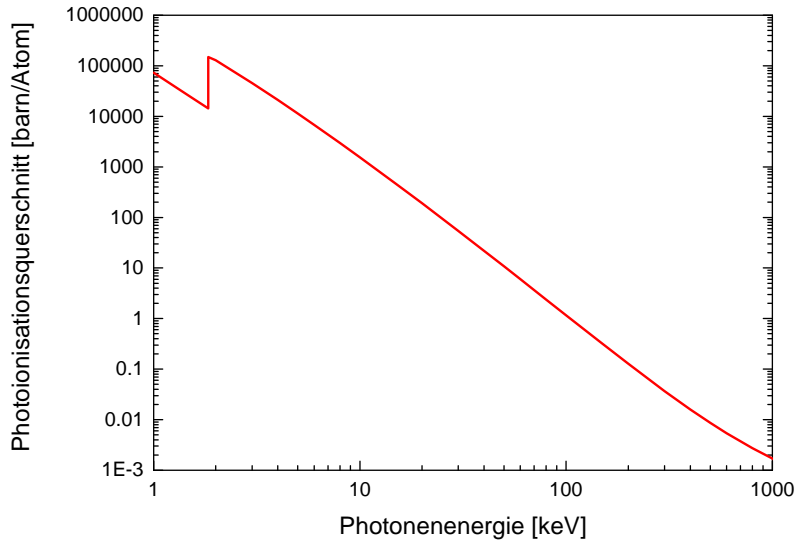


Abbildung 2.7: Totaler Wechselwirkungsquerschnitt der Photoionisation in Silizium in Abhängigkeit der Photonenergie. Daten aus [22].

Bei niedrigen Energien erscheinen zusätzlich sogenannte Absorptionskanten, bei denen der Querschnitt sprunghaft ansteigt. Diese Kanten entsprechen gerade den Bindungsenergien der innersten Schalen. Sinkt die Photonenergie unterhalb der Bindungsenergie einer bestimmten Schale, können die Elektronen dieser Schale entsprechend nicht mehr vom Photon ionisiert werden und tragen somit nicht mehr zum Gesamtquerschnitt bei - der Querschnitt fällt dadurch sprunghaft. Für Energien oberhalb der Absorptionskanten lässt sich der Photoionisationsquerschnitt σ_{photo} in der Born-Approximation berechnen zu:

$$\sigma_{\text{photo}} = \sigma_{\text{T}} 4\sqrt{2}\alpha^2 Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{\hbar\omega} \right)^{\frac{7}{2}} \quad (2.23)$$

mit dem klassischen Thomson-Querschnitt $\sigma_{\text{T}} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \approx 0,665 \text{ b}$ in Abhängigkeit des klassischen Elektronenradius r_e , der Feinstrukturkonstante α , der Ordnungszahl Z des Atoms und der Ruhemasse des Elektrons m_e .

In einfacher Dipolnäherung folgt der winkeldifferentielle Querschnitt dabei einer simplen $\sin^2 \theta$ Verteilung im Emittersystem. Berücksichtigt man hingegen auch die höheren Multipolmomente, so ergibt sich selbst im nicht-relativistischen Fall durch Retardierungseffekte eine Verschiebung der Emissioncharakteristik in Vorwärtsrich-

tung (also näher zu $\theta = 0^\circ$) der Art:

$$\frac{d\sigma_{\text{photo}}}{d\Omega} \propto \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^4} . \quad (2.24)$$

2.2.2 Auger-Effekt

Neben der Emission eines charakteristischen Photons gibt es auch eine strahlungsfreie Möglichkeit für die Relaxation eines angeregten Zustands - den Auger-Effekt. Besitzt ein Atom eine Vakanz in Kernnähe, beispielsweise durch die vorherige Photoionisation eines Elektrons, so wird ein Elektron aus einer höher liegenden Schale diese besetzen. Im Falle des Auger-Effektes wird die überschüssige Energie allerdings nicht als Photon emittiert, sondern an ein anderes, leichter gebundenes Elektron übertragen. Dieses wird dadurch dann emittiert und das Atom somit ionisiert. Der in Abbildung 2.8 als Beispiel gezeigte Vorgang der Besetzung einer Vakanz der K-Schale durch ein Elektron der L-Schale unter Emission eines Elektrons der M-Schale wird dabei als KLM-Auger-Prozess bezeichnet.

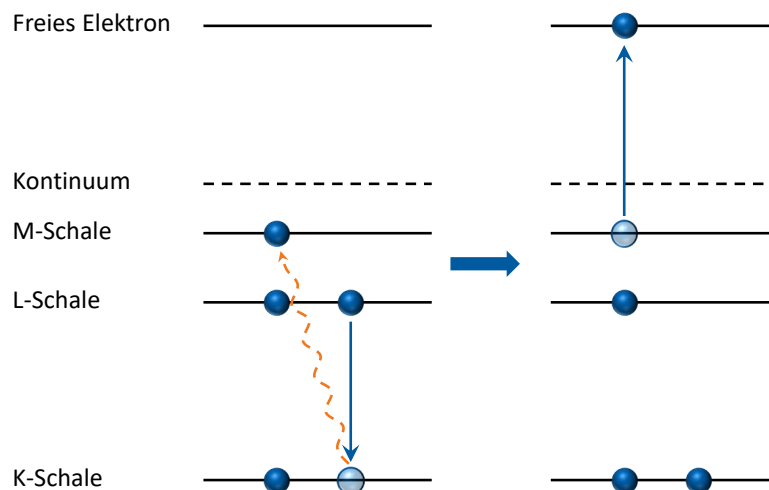


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des KLM-Auger-Prozesses.

2.2.3 Compton-Streuung

Zu den wichtigsten Interaktionen von Photonen mit Materie gehört die Streuung an Teilchen. Zu den simpelsten Streumechanismen gehört dabei die nach ihrem Entdecker Arthur H. Compton benannte Compton-Streuung. Damit wird die inelastische Streuung eines hochenergetischen Photons an einem freien Elektron bezeichnet, siehe Abbildung 2.9. Ein Teil der Photonenenergie wird dabei an das Elektron übertragen

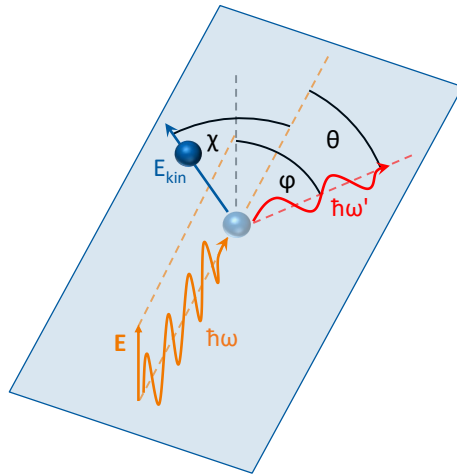


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Compton-Streuung mit dem planaren Streuwinkel θ zwischen einfallendem (orange) und gestreutem (rot) Photon innerhalb der Streuebene, dem azimutalen Streuwinkel φ zwischen Streuebene und elektrischem Feldvektor \mathbf{E} des einfallenden Photons und dem Streuwinkel des Elektrons (blau) χ bezogen auf das einfallende Photon.

und somit nimmt die Wellenlänge des Photons zu. Aus Energie- und Impulserhaltung lassen sich dabei die folgenden Relationen für die Photonenenergie nach dem Stoß $\hbar\omega'$

$$\hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{1 + \xi(1 - \cos\theta)}, \quad (2.25)$$

die kinetische Energie E_{kin} des Elektrons nach dem Stoß

$$E_{\text{kin}} = \hbar\omega - \hbar\omega' = \hbar\omega \frac{\xi(1 - \cos\theta)}{1 + \xi(1 - \cos\theta)} \quad (2.26)$$

und die Beziehungen der Streuwinkel des Photons θ und des Elektrons χ zueinander

$$\cos\theta = 1 - \frac{2}{(1 + \xi)^2 \tan^2\chi + 1} \quad \text{und} \quad \cot\chi = (1 + \xi) \tan\frac{\theta}{2} \quad (2.27)$$

in Abhängigkeit der Photonenenergie vor dem Stoß $\hbar\omega$ und dieser in Einheiten der Elektronen-Ruheenergie $\xi = \frac{\hbar\omega}{m_e c^2}$ gewinnen. Die maximale Energie, die dabei auf das Elektron übertragen werden kann ist:

$$E_{\text{kin}}^{\text{max}} = \hbar\omega \left(\frac{2\xi}{1 + 2\xi} \right), \quad (2.28)$$

was einer Rückstreuung des Photons unter $\theta = 180^\circ$ entspricht. Daraus folgt unter anderem auch, dass solange $\xi < \frac{1}{2}$ gilt, also $\hbar\omega < \frac{m_e c^2}{2} \approx 255 \text{ keV}$, ist die kinetische Energie des Elektrons immer kleiner als die des gestreuten Photons. Entsprechend lässt sich bei gleichzeitiger Detektion des gestreuten Photons und des Elektrons in einem Detektor im hier betrachteten Energiebereich von einigen 10 keV durch die gemessene Energie eindeutig zuordnen, um welches Teilchen es sich handelt.

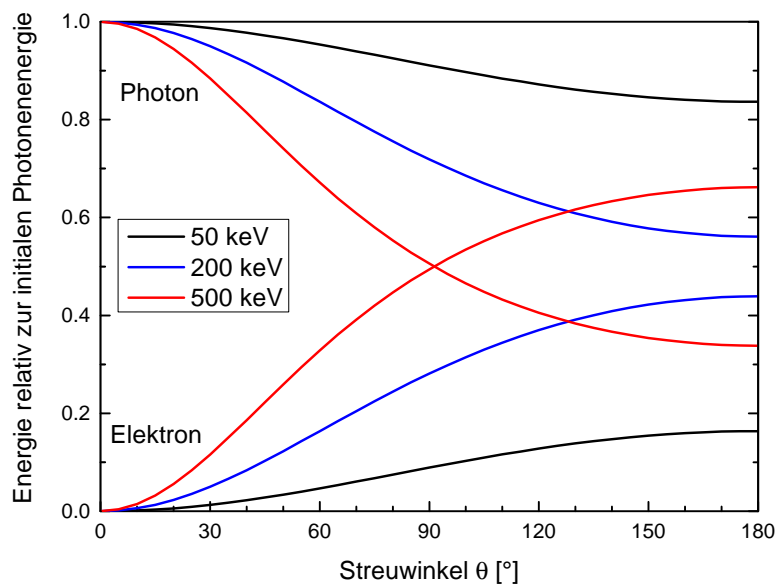


Abbildung 2.10: Energie des Photons und des Elektrons nach der Compton-Streuung relativ zur initialen Photonenenergie in Abhängigkeit des Streuwinkels θ für Photonenenergien vor dem Stoß von 50 keV (schwarz), 200 keV (blau) und 500 keV (rot).

Abbildung 2.10 zeigt die Aufteilung der initialen Photonenenergie auf das gestreute Photon und das Elektron in Abhängigkeit des Streuwinkels θ .

Als eine der ersten Lösungen der Quantenelektrodynamik wurde 1929 der Compton-Streuquerschnitt eines Photons an einem freien Elektron von Oskar B. Klein und Yoshio Nishina berechnet [23]. Diese Gleichung ist seither auch als Klein-Nishina

Gleichung bekannt:

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = \frac{1}{2}r_0^2\epsilon^2 \left(\epsilon + \epsilon^{-1} - 2\sin^2\theta \cos^2\varphi \right) \quad (2.29)$$

mit dem klassischen Elektronenradius r_0 und dem Energieverhältnis von gestreutem zu einfallendem Photon $\epsilon = \frac{E'}{E} = \frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega}$. φ bezeichnet hier den azimuthalen Streuwinkel zwischen dem elektrischen Feldvektor \mathbf{E} des einfallenden Photons und der durch einfallendes und gestreutes Photon aufgespannten Streuebene (hellblaue Fläche in Abbildung 2.9). In Abbildung 2.11 ist der Verlauf des totalen Compton-Querschnitts

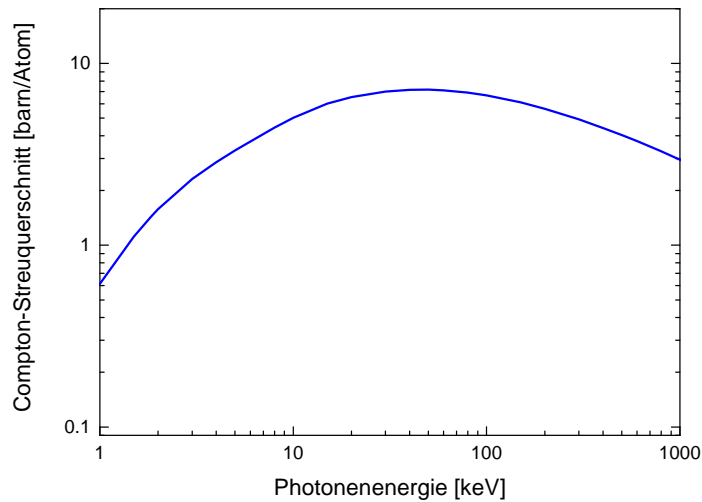


Abbildung 2.11: Totaler Wechselwirkungsquerschnitt für Compton-Streuung an Elektronen in Silizium in Abhängigkeit der Photonenenergie. Daten aus [22].

in Abhängigkeit der Energie dargestellt. Im gezeigten Energiebereich von 1 keV bis hin zu 1 MeV variiert der Streuquerschnitt dabei nur innerhalb einer Größenordnung.

Im Experiment betrachtet man üblicherweise keine einzelnen, sondern Bündel von Photonen. Sind dabei alle Photonen entlang des selben Vektors linear polarisiert, so ist Gleichung 2.29 weiterhin als Querschnitt gültig. Sind hingegen die Polarisationsrichtungen der Photonen untereinander ungeordnet, so erhält man deren Streuquerschnitt aus Mittelung über den Winkel φ zu:

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = \frac{1}{2}r_0^2\epsilon^2 \left(\epsilon + \epsilon^{-1} - \sin^2\theta \right) \quad (2.30)$$

Damit lässt sich der Streuquerschnitt eines Bündels von Photonen mit einem beliebigen Grad an linearer Polarisation P_L als Linearkombination der beiden Extremfälle (2.29) und (2.30) berechnen zu:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma_C}{d\Omega} &= P_L \frac{1}{2} r_0^2 \epsilon^2 (\epsilon + \epsilon^{-1} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi) + (1 - P_L) \frac{1}{2} r_0^2 \epsilon^2 (\epsilon + \epsilon^{-1} - \sin^2 \theta) \\ &= \frac{1}{2} r_0^2 \epsilon^2 \left[\epsilon + \epsilon^{-1} - 2 \sin^2 \theta \left(\frac{1}{2} (1 - P_L) + P_L \cos^2 \varphi \right) \right]\end{aligned}\quad (2.31)$$

also effektiv durch Ersetzen von $\cos^2 \varphi \rightarrow \frac{1}{2} (1 - P_L) + P_L \cos^2 \varphi$ in Gleichung 2.29. Analog kann auch ein globaler Verkippungswinkel der Polarisationsachse des Bündels in Bezug auf die Stoßebene φ_0 durch Ersetzen von $\varphi \rightarrow \varphi + \varphi_0$ eingeführt werden. Der Streuquerschnitt und demnach auch die azimuthale Streuverteilung eines linear polarisierten Photonenbündels weisen somit eine Asymmetrie in der Nähe von $\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 180^\circ$ auf. Diese Asymmetrie ist umso stärker ausgeprägt, je höher der Grad an linearer Polarisation P_L ist und bei Azimutalwinkeln von $\theta \approx 90^\circ$. Demnach lässt sich aus der Streuverteilung eines Compton-gestreuten Photonenbündels dessen Grad an linearer Polarisation P_L rekonstruieren. Eben jene Abhängigkeit ist gerade die Grundlage der Compton-Polarimetrie.

Compton-Streuung an gebundenen Elektronen führt aufgrund deren Impulsverteilung zu einer Dopplerverbreiterung und Gleichung 2.29 gilt nur noch näherungsweise für schwach gebundene Elektronen.

2.2.4 Elastische Streuprozesse

Die elastische Streuung eines Photons an einem freien Elektron wird nach Joseph J. Thomson als Thomson-Streuung bezeichnet. Im Gegensatz zur Compton-Streuung tritt bei diesem Prozess also keine Energieänderung des Photons und damit auch kein Impulsübertrag auf das Elektron auf. Der Streuquerschnitt für ein linear polarisiertes Photon ergibt sich dabei zu

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = r_e^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi) \quad (2.32)$$

was gerade dem niederenergetischen Grenzfall ($\hbar\omega \ll m_e c^2$) der Klein-Nishina Gleichung 2.29 für die Compton-Streuung entspricht. Der totale Streuquerschnitt ist dabei entsprechend energieunabhängig $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \approx 0,655 \text{ b}$.

Die Rayleigh-Streuung als elastische Streuung eines Photons an gebundenen Elektronen, benannt nach John W. Strutt, 3. Baron Rayleigh, lässt sich andererseits insbesondere bei hohen Energien und Targetmaterialien mit hohem Z nur im Regime der relativistischen Quantenelektrodynamik berechnen. In diesem Falle tritt die Streuung nicht gezielt an einem einzelnen Elektron auf, sondern sämtliche Elektronen des Atoms tragen kohärent zur Streuung bei.

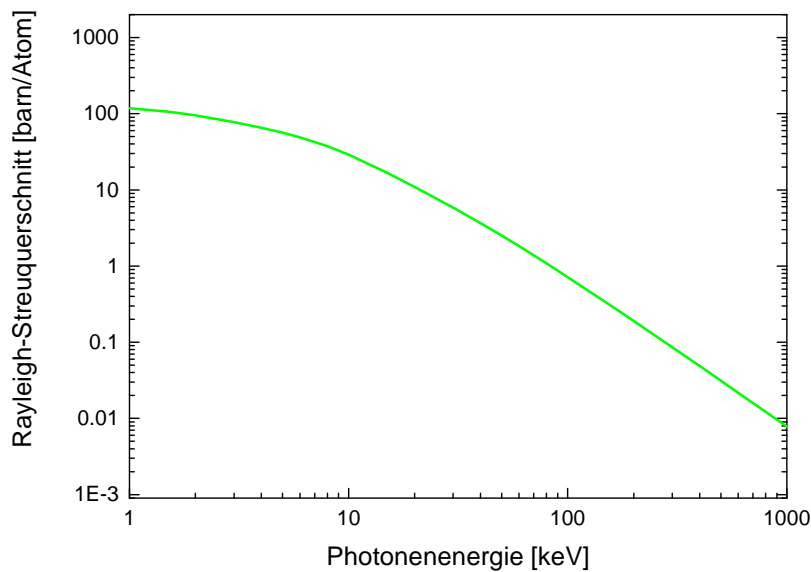


Abbildung 2.12: Totaler Streuquerschnitt für Rayleigh-Streuung in Silizium in Abhängigkeit der Photonenergie. Daten aus [22].

Weitere elastische Streuprozesse umfassen unter anderem die Streuung des Photons am Atomkern, auch nukleare Thomson-Streuung genannt, und die Delbrück-Streuung als Streuung an im Kernfeld produzierten virtuellen Elektron-Positron-Paaren.

Bei einer Photonenergie unterhalb von etwa 1 MeV ist dabei allerdings die Rayleigh-Streuung der deutlich dominante Prozess der elastischen Streuung [46].

Abbildung 2.12 zeigt den totalen Streuquerschnitt für Rayleigh-Streuung an einem Silizium Atom. Im für diese Arbeit relevanten Energiebereich von einigen 10 keV ist der Streuquerschnitt in etwa vergleichbar mit dem der Compton-Streuung, jedoch nimmt der Rayleigh-Querschnitt mit steigender Energie stark ab.

2.2.5 Paarbildung

Photonen mit hinreichend großer Energie können spontan ein Elektron-Positron-Paar erzeugen. Dieser Prozess ist als Paarbildung oder auch Paarerzeugung bekannt und benötigt einen dritten Interaktionspartner, einen Atomkern oder auch ein Elektron, um die Impulserhaltung zu gewährleisten. Die minimal nötige Photonenenergie E_{\min} ist je nach Masse des Partners M daher größer als die Ruhemasse der entstehenden Teilchen:

$$E_{\min} = 2m_e c^2 \left(1 + \frac{m_e}{M} \right). \quad (2.33)$$

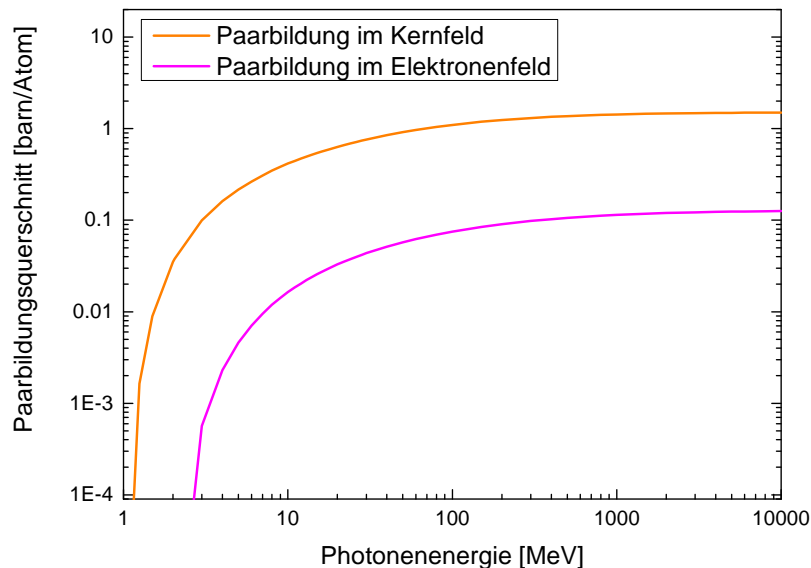


Abbildung 2.13: Totaler Querschnitt für Paarbildung im Kernfeld (orange) und im Elektronenfeld (magenta) von Silizium in Abhängigkeit der Photonenenergie. Daten aus [22].

Die Paarbildung im Kernfeld eines schweren Atoms setzt also in guter Näherung bei der doppelten Elektronenruheenergie, also etwa bei 1,022 MeV ein. Im Elektronenfeld hingegen ist die Paarbildung aufgrund der geringeren Masse erst ab der vierfachen Ruheenergie, also etwa 2 MeV möglich. Zusätzliche Energie des Photons wird dabei in kinetische Energie der Interaktionspartner umgewandelt.

Abbildung 2.13 zeigt den totalen Paarbildungsquerschnitt im Kern- und Elektronenfeld eines Siliziumatoms. Mit steigender Energie nimmt dieser zunächst sehr stark

zu und bleibt danach annähernd konstant. Der Querschnitt für die Wechselwirkung im Elektronenfeld ist dabei gleichbleibend etwa eine Größenordnung geringer, als der entsprechende Querschnitt für die Wechselwirkung im Kernfeld.

Insgesamt ist die Paarbildung der dominante Wechselwirkungsprozess von Photonen bei sehr hohen Energien, spielt aber für den in dieser Arbeit relevanten Energiebereich keine Rolle.

2.3 Wechselwirkungen hochgeladener Ionen

Im Folgenden werden die wichtigsten Wechselwirkungsprozesse von hochgeladenen Ionen mit Materie, insbesondere mit Elektronen, beschrieben. Diese Prozesse geben oft direkten Einblick in die Struktur der beteiligten Wechselwirkungspartner.

2.3.1 Radiative Rekombination und radiativer Elektroneneinfang

Einer der wichtigsten Prozesse bei der Interaktion von hochgeladenen Ionen mit einem Target, ist der Einfang von Elektronen. Fängt das Projektil dabei ein freies Elektron unter Emission eines Photons ein, so spricht man von radiativer Rekombination (RR), siehe Abbildung 2.14. Das Photon trägt dabei die Summe der kinetischen Energie des Elektrons E_{kin} und der Bindungsenergie des Niveaus in welches das Elektron eingefangen wird E_b :

$$\hbar\omega_{RR} = E_{kin} + E_b \quad (2.34)$$

Die Radiative Rekombination ist dabei gerade der zeitinverse Prozess zur Photoionisation. Entsprechend spielt er eine große Rolle zur Gewinnung von Photoionisationsquerschnitten in Energiebereichen, in denen dieser nur schwer direkt zu bestimmen ist. In Dipolnäherung ergibt sich nach Stobbe der Rekombinationsquerschnitt in die leere K-Schale näherungsweise zu [47]

$$\sigma_{RR}^{Stobbe} = \frac{2^8 \pi^2}{3} \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right) \left(\frac{\nu^3}{1 + \nu^2} \right)^2 \frac{e^{-4\nu \cot^{-1} \nu}}{1 - e^{-2\pi\nu}} \quad (2.35)$$

mit dem Sommerfeld-Parameter $\nu = \frac{\alpha Z}{\beta}$.

Die Emissionscharakteristik, bzw. der winkeldifferenzielle Querschnitt, lässt sich dabei direkt aus dem der Photoionisation gewinnen. Nach dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichts [48] bleiben dabei die Proportionalitäten erhalten und es gilt analog zu Gleichung 2.24 aus Unterabschnitt 2.2.1:

$$\frac{d\sigma_{RR}}{d\Omega} \propto \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^4} . \quad (2.36)$$

Da durch die Zeitinversion auch die Kinematik invertiert ist, muss allerdings beim

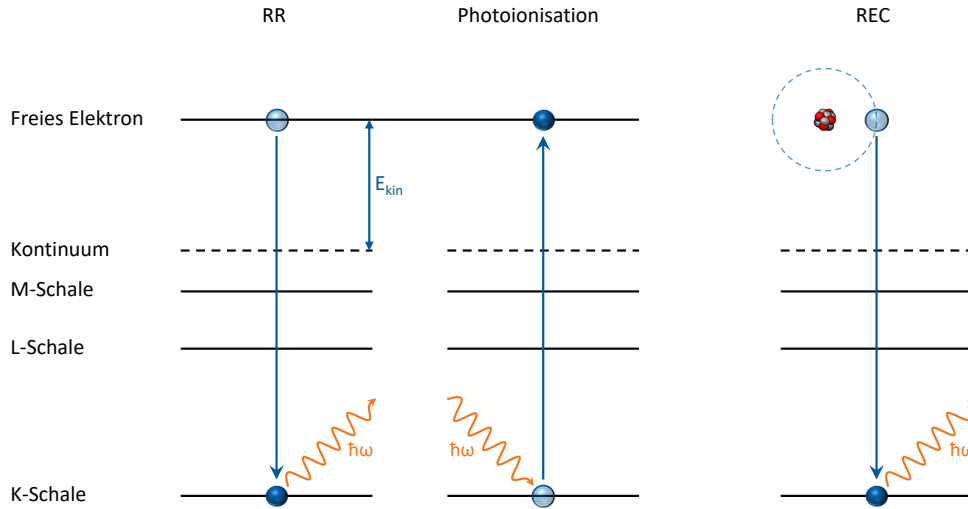


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung des radiativen Elektroneneinfangs, der Photoionisation und dessen zeitinversen Prozess der radiativen Rekombination im Vergleich.

Übergang von Photoeffekt zu radiativer Rekombination auch der Emissionswinkel mittels $\theta \rightarrow \pi - \theta$ transformiert werden. Die Winkelverteilung des RR-Prozesses ist also im Emittersystem in Rückwärtsrichtung verschoben (also näher an $\theta = 180^\circ$). Die Lorentztransformation in das Laborsystem mittels Gleichung 2.13 und 2.14 aus Unterabschnitt 2.1.2 kompensiert dabei gerade die Retardierungseffekte und führt erneut auf eine Dipol-Charakteristik [49]:

$$\frac{d\sigma_{RR}}{d\Omega} \propto \sin^2 \theta . \quad (2.37)$$

Genauer folgt in Stobbes Näherung für die Rekombination in die K-Schale:

$$\frac{d\sigma_{RR}^{\text{Stobbe}}}{d\Omega} = \sigma_{RR}^{\text{Stobbe}} \frac{3}{8\pi} \sin^2 \theta . \quad (2.38)$$

Der für eine maximale Zählrate notwendige Beobachtungswinkel nahe $\theta \approx 90^\circ$ ist demnach im Experiment vergleichsweise einfach zu realisieren. Zusätzlich dazu sagt dieser nicht-relativistische Ansatz eine vollständige lineare Polarisierung der emittierten RR-Photonen unabhängig von der Energie und vom Projektil (Z_P) voraus.

Relativistische Korrekturen bei hohen Projektilgeschwindigkeiten oder Projektilen mit hohem Z_P führen vor allem durch sogenannte Spin-Flip-Beiträge zu einer leichten Verschiebung der Maxima der Verteilung in Vorwärtsrichtung und insbesondere auch zu einem nicht verschwindendem Querschnitt nahe an $\theta \approx 0^\circ$ [49, 50, 51, 52].

Diese Beiträge entstehen durch die Kopplung des magnetischen Momentes des Elektrons an das Magnetfeld des emittierten Photons, da der Wechsel des Elektronenspins gerade das Drehmoment des Photons kompensieren kann und somit im nicht-relativistischen Fall verbotene Übergänge zulässt. Die relativistischen Effekte sorgen auch für eine Abnahme des Grades an linearer Polarisierung insbesondere in Vorwärtsrichtung. Für mittelschwere Ionen, wie Xenon, welche auch für das in Kapitel 5 vorgestellte Experiment eingesetzt wurden, zeigt sich jedoch auch für höhere Photonenenergien noch nahezu eine $\sin^2 \theta$ Verteilung, siehe Abbildung 2.15.

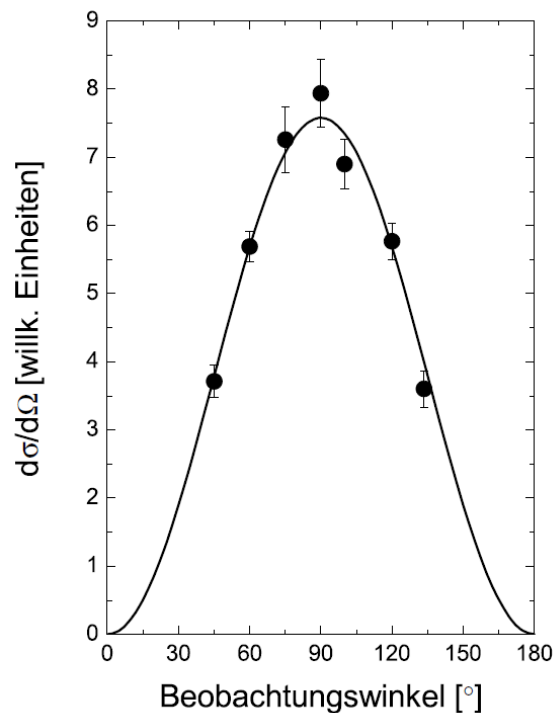


Abbildung 2.15: Winkelverteilung der K-REC Strahlung aus der Wechselwirkung von Xe^{54+} -Ionen mit 150,3 MeV/u Strahlenergie mit einem H_2 -Gastarget (Punkte) im Vergleich zu relativistischen Berechnungen (Linie). Adaptiert aus [53, 54].

Fängt das Projektilion hingegen ein gebundenes Elektron aus einem Target ein, so spricht man vom radiativen Elektroneneinfang (radiative electron capture, REC), siehe Abbildung 2.14. Ist dabei der Unterschied zwischen dem Potential des Projektilkerns und der Bindungsenergie des einzufangenden Targetelektrons groß genug, also $Z_P \gg Z_T$, so kann das Elektron als quasi-frei angenommen werden, wobei es eine Impulsverteilung besitzt, die derer im gebundenen Zustand im Target entspricht. Diese Annahme wird auch als Impuls-Approximation bezeichnet. Innerhalb dieser Näherung lässt sich der Streuquerschnitt des radiativen Elektroneneinfangs als Fal-

tung des Querschnitts für die radiative Rekombination mit dem Compton-Profil der Impulsverteilung des Targetelektrons berechnen. Im relativistischen Grenzfall skaliert der REC-Streuquerschnitt etwa mit [39]

$$\sigma_{\text{REC}} \propto \frac{Z_{\text{T}} Z_{\text{P}}^5}{\gamma}. \quad (2.39)$$

Abbildung 2.16 zeigt beispielhaft den berechneten REC-Querschnitt der Interaktion von vollständig ionisierten Uran-Ionen mit einem Stickstoff-Target. Der REC ist also insbesondere für leichte Targets, also kleine Z_{T} , und hohe Projektilenergien der dominante Einfangprozess. Für hohe Photonenenergien dominiert dabei, analog zur Photoionisation, der Einfang in niedrige Schalen, insbesondere der K-REC.

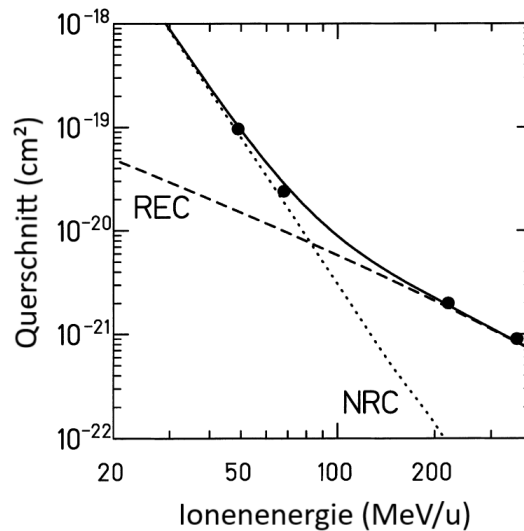


Abbildung 2.16: Berechneter totaler Wechselwirkungsquerschnitt für den radiativen (REC, gestrichelte Linie) und nichtradiativen Elektroneneinfang (NRC, gepunktete Linie) und deren Summe (durchgezogene Linie) im Vergleich mit experimentellen Daten für die Kollision von vollständig ionisierten Uran-Ionen mit einem Stickstoff-Target in Abhängigkeit der Projektilenergie pro Nukleon. Adaptiert aus [55].

In Abbildung 2.17 ist der Grad an linearer Polarisierung des K-REC aus der Interaktion von Xe^{54+} mit einem Wasserstoff-Target in Abhängigkeit des Emissions- und Beobachtungswinkels für verschiedene Projektilenergien dargestellt. Für die niedrigste gezeigte Projektilenergie von 31 MeV/u (schwarze Linie), welche auch der im Abschnitt 5.1 dargestellten Experiment entspricht, ist nahezu im gesamten Winkelbereich eine praktisch vollständige lineare Polarisierung zu erwarten. Dies ist in Übereinstimmung mit der in nicht-relativistischer Näherung erwarteten Dipol-Charakteristik der Strahlung. Lediglich für Winkel sehr nah an $\theta \approx 0^\circ$ und $\theta \approx 180^\circ$

zeigt sich eine deutliche Depolarisation der K-REC-Strahlung durch die bereits erwähnten Spin-Flip-Beiträge. Die relativistischen Effekte und Korrekturen der vollständigen Polarisation nehmen erwartungsgemäß mit steigender Projektilenergie stark zu. Gut zu sehen ist auch noch einmal die Kompensation der stark gerichteten Emissionscharakteristik durch die Lorentztransformation ins Laborsystem. Zusätzlich wird für Projektilenergien ab etwa 500 MeV/u und Beobachtungswinkel in der Nähe von $\theta \approx 15^\circ$ ein Vorzeichenwechsel im linearen Polarisationsgrad vorausgesagt (siehe dazu auch Kapitel 7). Dieser Effekt ist gleichbedeutend mit einer Dominanz der magnetischen Wechselwirkungsanteile und würde eine Orientierung der Polarisationsrichtung des Photons senkrecht zu der durch die Bewegungsrichtung des Projektils und die Emissionsrichtung des Photons aufgespannten Wechselwirkungsebene bedeuten. Im inversen Bild der Photoionisation entspräche dies einer Emission des Elektrons entlang des magnetischen anstelle des elektrischen Feldvektors des Photons.

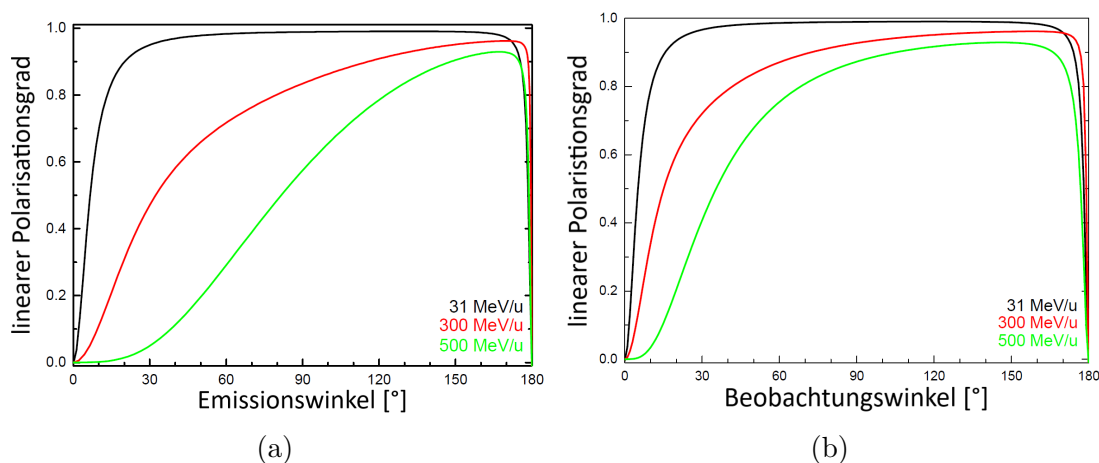


Abbildung 2.17: Berechneter Grad an linearer Polarisation des K-REC aus der Interaktion von vollständig ionisiertem Xenon Xe^{54+} mit einem Wasserstoff-Target bei Projektilenergien von 31 MeV/u (schwarz), 300 MeV/u (rot) und 500 MeV/u (grün), (a): in Abhängigkeit des Emissionswinkels im Projektilsystem θ' ; (b): in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels im Laborsystem θ .

2.3.2 Nichtradiativer Elektroneneinfang

Neben dem Elektroneneinfang unter Emission eines Photons ist auch ein strahlungsfreier Elektroneneinfang (nonradiative electron capture, NRC) möglich. Dieser resonante Einfang ist nur dann möglich, wenn der Überlapp der Impulsverteilungen des

Projektile- und Target-Energieniveaus unter Berücksichtigung der Relativgeschwindigkeit des Projektils hinreichend groß ist, also entsprechend die Energieerhaltung gewährleistet ist. Der verbleibende Impulsübertrag wird dabei vom Targetatom aufgenommen. In nichtrelativistischer Näherung folgt der Streuquerschnitt dabei etwa dem folgenden Zusammenhang:

$$\sigma_{\text{NRC}} \propto \frac{Z_{\text{P}}^5 Z_{\text{T}}^5}{E_{\text{kin}}^5} \quad (2.40)$$

in Abhängigkeit der Kernladungszahl des Projektils Z_{P} und des Targets Z_{T} und der kinetischen Energie des Target-Elektrons im Ruhesystem des Projektils E_{kin} . Im Vergleich zum Radiativen Einfang dominiert der nichtradiative Einfang also insbesondere bei niedrigen Energien und bei hohen Z_{T} , also schweren Targets, siehe Abbildung 2.16.

2.3.3 Dielektronische Rekombination

Ein weiterer Rekombinationsprozess von hochgeladenen Ionen ist die dielektronische Rekombination (DR). Dabei handelt es sich um den zeitinversen Prozess zum Auger-Effekt. Entsprechend wird dabei ein freies Elektron mit der kinetischen Energie E_{kin} in eine freie Schale der Bindungsenergie E_{b} eingefangen und die entstehende Exzessenergie $E_{\text{E}} = E_{\text{b}} + E_{\text{kin}}$ regt ein bereits im Ion gebundenes Elektron in ein höheres Energieniveau an, siehe Abbildung 2.18.

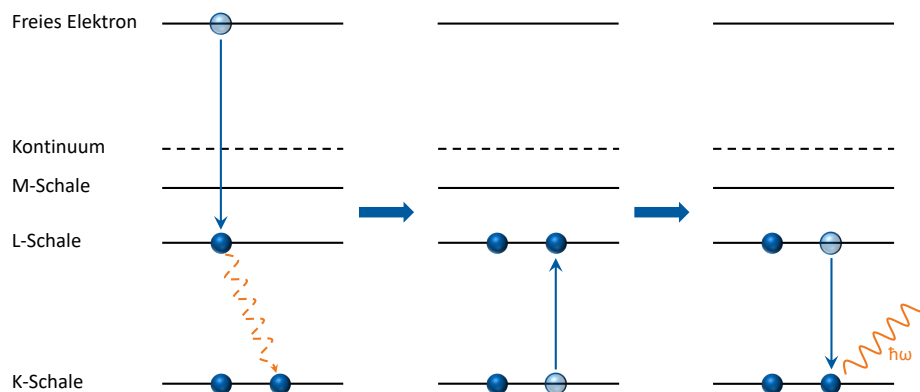


Abbildung 2.18: Schematische Darstellung der dielektronischen Rekombination

Anschließend relaxieren die angeregten Elektronen unter Emission von charakteristischer Strahlung zurück in den Grundzustand. Entsprechend ist die dielektronische

Rekombination, wie auch der Auger-Prozess, ein resonanter Prozess, der nur bei Einhaltung der Energiebeziehung stattfinden kann.

An Ionenspeicherringen (z. B. CRYRING, TSR und ESR) wurden während der letzten 30 Jahren hoch präzise DR Experimente an hochgeladenen Ionen durchgeführt, und DR-Spektroskopie gilt mittlerweile als eine etablierte Technik im Bereich atomarer Präzisionsspektroskopie [56, 57, 58, 59].

2.4 Funktionsweise von Halbleiterdetektoren

2.4.1 Halbleiterkristalle

Zur Detektion von Photonen im keV-Regime werden in der Regel Detektoren auf Basis von Halbleitermaterialien eingesetzt.

In Halbleiterkristallen aus Germanium oder Silizium sind die Atome in der Diamantstruktur angeordnet, siehe Abbildung 2.19. Dabei ist jedes Atom umgeben von

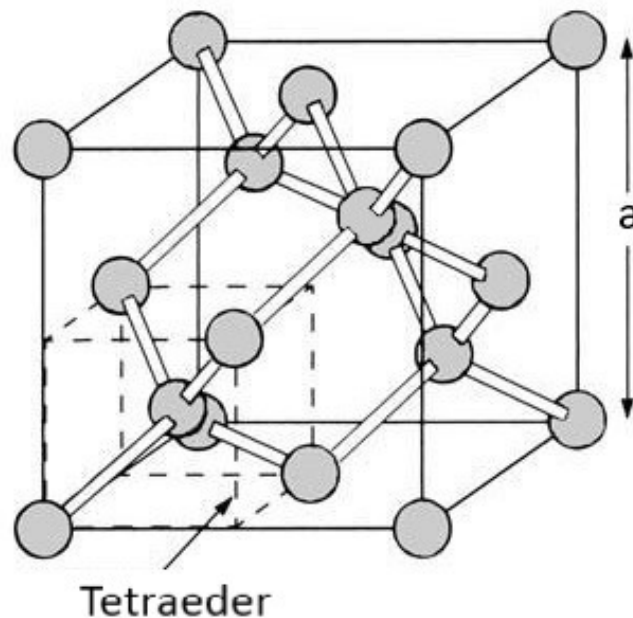


Abbildung 2.19: Schematische Darstellung eines Kristalls mit Diamantstruktur. Die Gitterkonstante für Silizium beträgt $a = 5,43 \text{ \AA}$ [60]. Adaptiert aus [61].

vier weiteren Atomen, welche einen Tetraeder formen. Die vier Valenzelektronen der Siliziumatome bilden dabei eine kovalente Bindung mit ihren vier Nachbaratomen, siehe Abbildung 2.20. Durch die Wechselwirkung untereinander und die regelmäßige Anordnung der Atome liegen die Elektronenenergien allerdings nicht auf diskreten Niveaus, sondern formen kontinuierliche Energiebänder, siehe Abbildung 2.21. Die beiden höchsten Bänder sind dabei das sogenannte Valenz- E_V und das Leitungsband E_L . Da der Gitterabstand in die verschiedenen Kristallrichtungen unterschiedlich ist, variiert auch der Abstand der Bänder mit der Orientierung, siehe Abbildung 2.21. Für Halbleitermaterialien liegt der minimale Abstand dieser beiden Bänder E_G , auch

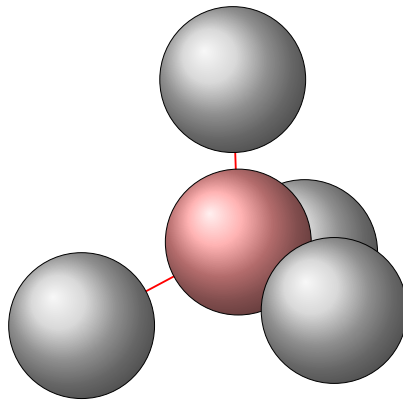


Abbildung 2.20: Bindungsschema eines Tetraeders von Silizium-Atomen. Bindungsabstände sind maßstabsgetreu zur Größe der Kugeln mit dem klassischen Atomdurchmesser.

Bandlücke genannt, typischerweise bei wenigen eV, z. B. für Silizium bei Raumtemperatur $E_G = 1,12$ eV [62].

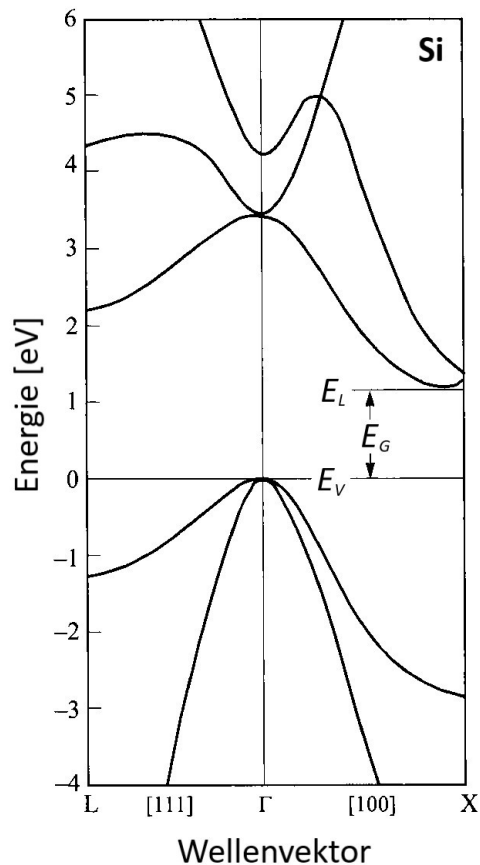


Abbildung 2.21: Bandstruktur von Silizium mit Valenz- E_V und Leitungsbandenergie E_L sowie der Bandlücke E_G von 1,12 eV bei 300 K [62]. Adaptiert aus [61].

Die Fermienergie E_F , also das Energieniveau im thermischen Gleichgewicht mit einer Besetzungswahrscheinlichkeit von $\frac{1}{2}$, liegt bei reinen Halbleitermaterialien in der Mitte zwischen Valenz- und Leitungsband, siehe Abbildung 2.22 (a).

Bei sehr niedrigen Temperaturen ist demnach das Valenzband vollständig gefüllt und das Leitungsband leer, sodass keine freien Ladungsträger im Kristall vorhanden sind und somit kein Strom fließen kann. Mit steigender Temperatur können einige Elektronen aus dem Valenzband thermisch in das Leitungsband angehoben werden, wodurch freie Vakanzen, auch Löcher genannt, im Valenzband verbleiben. Sowohl die Elektronen im Leitungsband, als auch die Löcher im Valenzband stehen als quasi-freie Ladungsträger zur Verfügung, da sie nicht direkt mit einem Gitterplatz assoziiert werden können und der Halbleiter wird somit schwach elektrisch leitfähig. Die Löcher bewegen sich dabei nicht aktiv durch den Kristall, sondern nur effektiv durch das Besetzen der Vakanzen durch Elektronen benachbarter Atome. Dadurch ist die Driftgeschwindigkeit

$$\mathbf{v}_{e,L}^d = \mu_{e,L} \mathbf{E} \quad (2.41)$$

bei Anlegen eines elektrischen Feldes \mathbf{E} der Löcher im Valenzband üblicherweise deutlich geringer als die der Elektronen im Leitungsband. Die Elektronenmobilität μ_e liegt beispielsweise in Silizium bei Raumtemperatur mit $1350 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ beinahe um einen Faktor 3 höher als die Lochmobilität μ_L mit $480 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ [62].

Lokale Verunreinigungen, Fehlstellen im Gitter oder auch Versetzungen in den Kristallebenen erzeugen zusätzlich zur Bandstruktur diskrete Energieniveaus innerhalb der Energielücke. Somit werden über diese zusätzlichen Niveaus auch mehrstufige Anregungen mit niedrigerer Energie vom Valenz- ins Leitungsband möglich.

Ein Photon kann nun mittels Photoionisation oder auch Compton-Streuung ebenfalls ein Elektron in das Leitungsband anheben und somit ein Elektron-Loch-Paar erzeugen. Die mittlere für diesen Prozess nötige Energie ist dabei in Silizium allerdings deutlich größer als die Bandlücke, da das niedrigste Leitungsbandniveau und das höchste Valenzbandniveau nicht bei der selben Kristallorientierung auftreten, siehe Abbildung 2.21. Es ist also zusätzlich ein Impulstransfer für die Elektron-Loch-Paarererzeugung nötig. Die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares ϵ liegt somit für Silizium bei Raumtemperatur bei $\epsilon = 3,62 \text{ eV}$ [62]. Das Elektron und das Loch relaxieren anschließend zu den jeweiligen Bandgrenzen. Die dabei frei werdende Energie wird entweder als Photon emittiert oder an das Gitter abgegeben und erzeugt somit Phononen und letztlich thermische Energie. Besitzt das emittierte Photon dabei genügend Energie, kann ein weiteres Elektron-Loch-Paar erzeugt werden und so weiter. Ein einfallendes Photon der Energie E wird im Mittel

also $N = \frac{E}{\epsilon}$ Elektron-Loch-Paare im Halbleiterkristall erzeugen. Die Varianz von N ist dabei proportional zu N mit dem Fano-Faktor F als Proportionalitätskonstante, $\langle N^2 \rangle = F N = F \frac{E}{\epsilon}$. Je weniger Energie bei der Elektron-Loch-Paarerzeugung also in Phononen umgewandelt wird, desto schmaler die Verteilung von N und desto kleiner der Fano-Faktor F . Die Werte des Fano-Faktors sind dabei typischerweise deutlich kleiner als 1, für Silizium etwa $F = 0,128$ [63]. Ebenfalls vom Fano-Faktor abhängig ist die mögliche intrinsische Auflösung des Detektors $\frac{\Delta E_i}{E}$, nämlich $\frac{\Delta E_i}{E} = 2,35 \sqrt{\frac{F}{N}}$. Für ein Photon mit 60 keV Energie, beträgt diese beispielsweise etwa $\frac{\Delta E_i}{E} \approx 0,6\%$ also $\Delta E_i \approx 400 \text{ eV}$. Diese intrinsisch mögliche Auflösung lässt sich in Experimenten typischerweise allerdings nicht erreichen, da dort die Auflösung durch Einflüsse z. B. der Elektronik limitiert wird.

2.4.2 Dotierung

Das absichtliche Einbringen von Fremdatomen in den Kristall wird als Dotieren bezeichnet. Bei den Halbleitermaterialien der vierten Hauptgruppe, wie Silizium, verwendet man dafür oft Elemente der dritten bzw. fünften Hauptgruppe, wie Bor bzw. Phosphor. Bei vergleichbarer Atomgröße besetzen dabei die Fremdatome auch Gitterplätze des ursprünglichen Kristalls. Besitzt der Dotand dabei mehr Valenzelektronen als die umliegenden Atome, werden sich die überschüssigen Elektronen nicht an den Bindungen im Atomgitter beteiligen und nur schwach an den Dotand gebunden sein. Das zusätzlich entstehende Energieniveau innerhalb der Bandlücke wird damit in der Regel sehr nah am Leitungsband liegen, sodass die überzähligen Elektronen sehr leicht ins Leitungsband angehoben werden können, um als Ladungsträger zur Verfügung zu stehen. Hierbei spricht man von n-Dotierung des Materials. In Folge dessen wird das Fermi-Energieniveau näher an das Leitungsband verschoben, siehe Abbildung 2.22 (b).

Bei Dotierung mit Elementen mit weniger Valenzelektronen können im Gegensatz dazu nicht alle Bindungen im Gitter gesättigt werden, sodass zusätzliche freie Valenzen bzw. Löcher im Valenzband erzeugt werden und als Ladungsträger zur Verfügung stehen. Dieser Vorgang erzeugt demzufolge ein zusätzliches Energieniveau innerhalb der Bandlücke nahe des Valenzbandes und wird p-Dotierung genannt. Hier verschiebt sich entsprechend die Fermi-Energie in Richtung des Valenzbands, siehe Abbildung 2.22 (c).

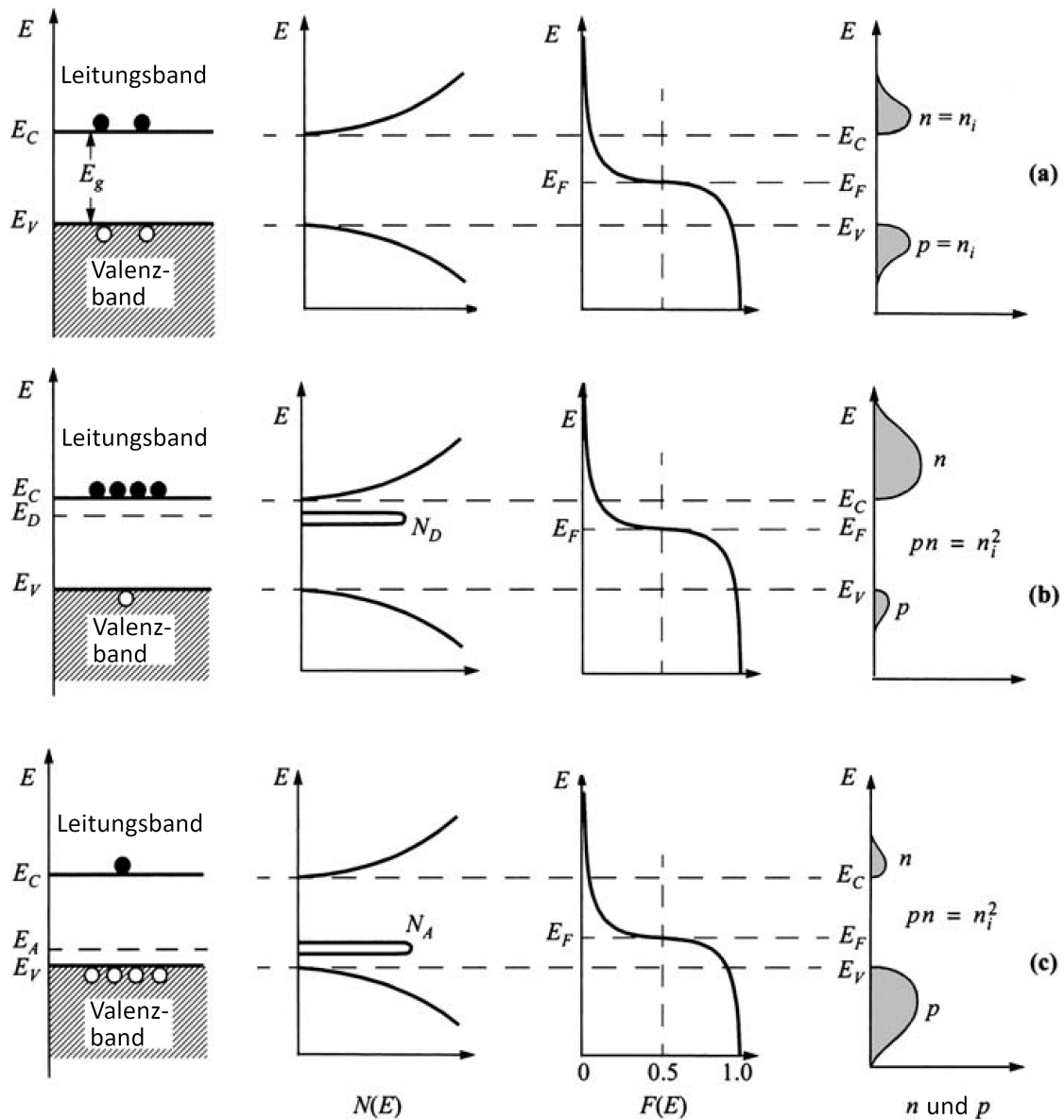


Abbildung 2.22: Von links nach rechts: Schematisches Banddiagramm, Zustandsdichte, Fermi-Dirac-Verteilung und Ladungsträgerkonzentration für einen intrinsischen (a), n-dotierten (b) und p-dotierten (c) Halbleiter im thermischen Gleichgewicht. Adaptiert aus [61].

Bei beiden Formen der Dotierung verbleibt der Kristall allerdings in seiner Gesamtheit ungeladen, lediglich die Ladungsträgerkonzentration in Valenz- bzw. Leitungsband erhöht sich. Abbildung 2.23 zeigt eine Übersicht der zusätzlichen Energieniveaus bei der Dotierung von Silizium mit verschiedenen Fremdatomen.

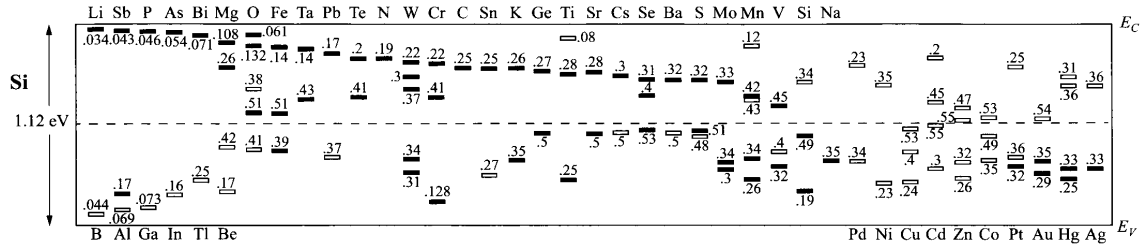


Abbildung 2.23: Zusätzliche Energieniveaus durch Dotierung mit verschiedenen Elementen in Silizium. Die gestrichelte Linie stellt die Mitte der Bandlücke dar. Ziffern neben den Balken entsprechen dem Abstand zum Leitungsband (oberhalb der Bandlückenmitte) bzw. zum Valenzband (unterhalb der Bandlückenmitte) in eV. Die schwarz gefüllten Balken stehen dabei für Donor-Niveaus, also n-Dotierung und die leeren Balken für Akzeptor-Niveaus, also p-Dotierung. Adaptiert aus [61].

2.4.3 pn-Diode

Verbindet man ein p-dotiertes mit einem n-dotierten Material, so erhält man einen sogenannten p-n Übergang mit deutlich veränderten Eigenschaften im Kontaktbereich. Ein Teil der zur Verfügung stehenden Elektronen aus dem Leitungsband des n-dotierten Materials driften in das p-dotierte Material und rekombinieren dort mit den überschüssigen Löchern. Somit stehen im Kontaktbereich, dessen Größe vor allem von den beiden Dotierkonzentrationen abhängt, nahezu keine freien Ladungsträger mehr zur Verfügung, siehe Abbildung 2.24 (a). Im Gegensatz zum Dotierprozess ändert sich dabei durch die zusätzlichen gedrifteten bzw. fehlenden Elektronen auch lokal die Ladung des Materials, siehe Abbildung 2.24 (b). Das dadurch entstehende elektrische Feld verhindert ein weiteres Eindringen der freien Ladungsträger in das Material, siehe Abbildung 2.24 (c), und limitiert damit die Größe dieser sogenannten Raumladungszone abhängig von der Dotierkonzentration. Da die Fermienergie beider Materialien im thermischen Gleichgewicht identisch sein müssen, führt das elektrische Feld auch zu einer lokalen Verschiebung der Energiebänder und entsprechend der Ausprägung einer Potentialdifferenz innerhalb des pn-Übergangs, die Kontaktpotential Ψ_{bi} genannt wird, siehe Abbildung 2.24 (d).

Die Größe der Raumladungszone d ergibt sich insgesamt aus den Donor- N_D und Akzeptorkonzentrationen N_A und dem Kontaktpotential Ψ_{bi} zu:

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \Psi_{bi}} \quad (2.42)$$

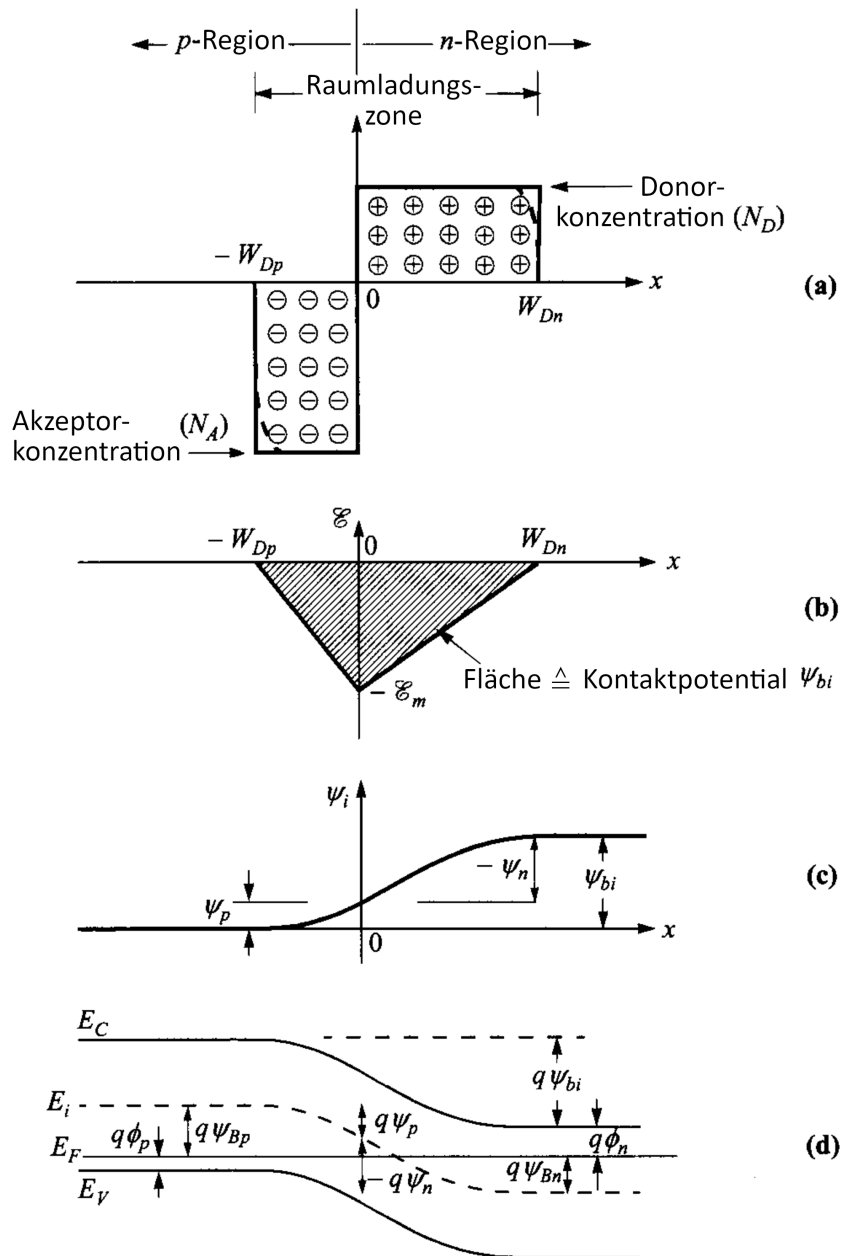


Abbildung 2.24: Raumladungsverteilung (a), Verteilung des elektrischen Feldes (b), Potentialverteilung mit dem Kontaktpotential Ψ_{bi} (c) und Bandenergiendiagramm (d) für einen pn-Übergang im thermischen Gleichgewicht. Adaptiert aus [61].

mit der Permittivität des Materials $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$.

Durch das Anlegen einer externen Spannung V_{ext} , lässt sich die Größe der Raumladungszone weiter beeinflussen. Entsprechend wird in Gleichung 2.42 Ψ_{bi} ersetzt durch $\Psi_{bi} + V_{ext}$, wobei V_{ext} als positiv definiert ist mit dem $-$ -Pol am p-dotierten und negativ mit dem $-$ -Pol am n-dotierten Material.

Eine Spannung in Vorwärtsrichtung – mit dem +-Pol am p-dotierten und dem - -Pol am n-dotierten Material – sorgt für eine Kompensierung der gedrifteten Elektronen und Löcher und deren elektrischen Feldes durch die zusätzlichen Löcher und Elektronen und somit zu einer Verkleinerung der Raumladungszone (V_{ext} negativ). Wird eine hinreichend große Spannung angelegt, kann diese Zone auch komplett abgebaut und somit ein Ladungsträgertransport im gesamten Kristall möglich werden. Daher wird diese Polung der angelegten Spannung auch Durchlassrichtung genannt.

Bei Anlegen einer Spannung entgegen der Durchlassrichtung – - -Pol an p-dotiertem und +-Pol an n-dotiertem Material – rekombinieren die zusätzlichen Elektron-Loch-Paare in der Raumladungszone und vergrößern diese und das entstehende elektrische Feld dadurch. Demnach ist durch die fehlenden Ladungsträger weitestgehend kein Stromfluss im Kristall möglich. Diese Schaltung des pn-Übergangs wird daher auch Sperrrichtung genannt. Wird die Spannung dabei allerdings über einen materialspezifischen Schwellwert, die Durchbruchspannung, erhöht, sind die Feldstärken groß genug, um beispielsweise durch Stoßionisation zu einem signifikanten Stromfluss zu führen. Dieses Phänomen wird unter anderem bei Lawinenphotodioden zur Detektion verwendet.

Durch diese Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Spannungsrichtung wird der pn-Übergang auch als pn-Diode bezeichnet.

Für eine möglichst untergrundfreie Messung bietet es sich an, die pn-Diode in Sperrrichtung zu verwenden. Wird ein Photon innerhalb der Raumladungszone absorbiert, sind die durch die Absorption entstehenden Elektron-Loch-Paare die einzig zur Verfügung stehenden Ladungsträger. Der an der Diode messbare Strom wird also proportional zur Anzahl der zusätzlichen freien Ladungsträger und somit auch proportional zur Energie des absorbierten Photons sein. Je größer dabei die Raumladungszone, desto größer auch der aktive Bereich des Detektors. Entsprechend ist für eine vollständige Verarmung der Ladungsträger im gesamten Detektorkristall mit steigender Dicke auch eine umso höhere Spannung nötig. Die Betriebsspannung des im Folgenden dargestellten Compton-Polarimeters mit einer Kristalldicke von etwa 9 mm beträgt beispielsweise 1000 V. Durch die Limitierung der maximalen Größe durch die Durchbruchspannung wird in der Regel an Stelle einer einfachen pn-Diode auf einen p-i-n-Detektor zurück gegriffen. Hier wird ein großer intrinsischer Kristall (i) mit dünnem n- und p-dotiertem Material kontaktiert, sodass man eine deutlich größere aktive Fläche erhalten kann.

3 Compton-Polarimeter

Ein Compton-Polarimeter macht sich die in Abschnitt 2.2 beschriebene Abhängigkeit der Streuerverteilung vom Polarisationsgrad eines Compton-gestreuten Photonenstrahls zunutze. Dazu wird mit Hilfe eines beidseitig segmentierten Halbleiterdetektors, wie im Folgenden beschrieben in Abschnitt 3.1, die Position jedes gestreuten Elektrons und Photons bestimmt. Der Halbleiterkristall wirkt in diesem Fall dabei sowohl als Streuer als auch als Absorber für die Photonen. Aus der Streuerverteilung lässt sich anschließend der Polarisationsgrad ermitteln.

In Abschnitt 3.2 wird der Aufbau des eingesetzten Detektorsystems detailliert beschrieben. Anschließend folgt ein Überblick über die Verarbeitung der durch den Detektor erzeugten Signale und deren Auswertung und in Abschnitt 3.4 ein Vergleich des hier verwendeten Detektors mit den bisher in der Arbeitsgruppe eingesetzten Polarimetersystemen.

3.1 Beidseitig segmentierte Streifendetektoren

Neben der Vergrößerung der aktiven Detektorfläche zur Erhöhung der Messwahrscheinlichkeit benötigen viele Experimente auch eine möglichst präzise Ortsbestimmung. Dazu verbindet man zum Beispiel mehrere kleine Detektoren zu einer größeren Matrix, wobei jeder einzelne Detektor dann als ein Pixel des Gesamtsystems fungiert. Die Ortsauflösung wird entsprechend hauptsächlich durch die Größe der einzelnen Pixel limitiert. Bei Detektoren mit sehr vielen oder sehr kleinen Pixeln ist das einfache Verbinden von einzelnen Detektoren meist nicht mehr praktikabel, da dies in der Regel vom Platzbedarf der Ausleseelektronik verhindert wird. Daher wird zum Beispiel bei CCD-Sensoren eine entsprechend angepasste Elektronik verwendet, welche die Pixel nicht einzeln sondern reihenweise ausliest und auswertet. Ein koinzidenter Nachweis von Einzelphotonen zwischen verschiedenen Pixeln ist hier allerdings nicht möglich.

Vor allem bei dickeren Detektoren gibt es außerdem die Möglichkeit, die gewünschte Pixelstruktur an der Oberfläche eines großen Kristalls direkt durch beispielsweise Lithographie zu strukturieren. Diese Methode ist einerseits meist simpler durch-

zuführen, andererseits steigt oft auch die elektronische Wechselwirkung der Pixel untereinander. Dieses Problem kann aber weitestgehend durch die Analysesoftware kompensiert werden.

Eine weitere Möglichkeit, die notwendige Ausleseelektronik bei einer hohen Zahl von Pixeln zu reduzieren, ist die beidseitige Segmentierung in Streifen an Stelle von Pixeln. Dabei wird der Kristall auf der Vorder- und Rückseite mit orthogonal zueinander liegenden Streifen strukturiert. Zusätzlich wird in lateraler Richtung ein elektrisches Feld angelegt um die entstehenden Elektron-Loch-Paare voneinander zu separieren. Man erhält also durch Detektion der Elektronen auf der einen Seite die horizontale Position und durch Detektion der Löcher auf der anderen Seite die vertikale Position des Events. Die Kombination beider Positionsinformationen liefert schlussendlich eine Position in einer Quasi-Pixel-Struktur, die vergleichbar zu der Information aus einem gleich großen Pixel ist, siehe Abbildung 3.1 a).

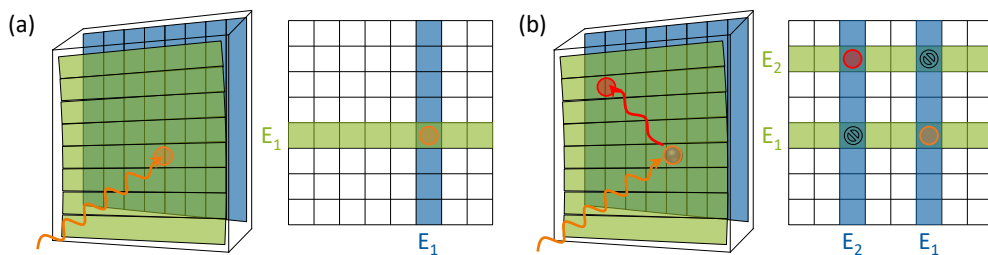


Abbildung 3.1: Zuordnung eines Ereignisses zu einem Quasi-Pixel durch Kombination der Positionsinformation der Streifen von Vorder- und Rückseite (a). Das Ausnutzen der Energiebedingung führt zur Identifizierung der richtigen Schnittpunkte bei gleichzeitigem Auftreten von mehreren Ereignissen (b).

Beim Auftreten von mehreren gleichzeitigen Events, wie beispielsweise bei der Compton-Streuung, kann die Energieinformation zur Identifikation der richtigen Schnittpunkte verwendet werden, siehe Abbildung 3.1 b). Bei der Streifensegmentierung muss somit nur die Summe der horizontalen und vertikalen Streifen elektronisch ausgelesen werden, anstelle dem Produkt der Anzahl an horizontalen und vertikalen Kanälen im Falle der Pixel. Somit kann bei einer hohen Segmentierung die Menge an nötiger Elektronik deutlich reduziert werden. Im Gegenzug steigt allerdings der Aufwand für die Rekonstruktion der Ereignisse in der Analyse.

Aufgrund der Richtungssensitivität der Compton-Streuung bezüglich der Polarisation der einfallenden Photonen wird ein solcher beidseitig segmentierter Streifendetektor im Folgenden als Compton-Polarimeter verwendet.

3.2 Aufbau des Detektors

Das Herzstück des hier dargestellten Polarimeters ist ein segmentierter Halbleiterkristall aus Lithium kompensiertem Silizium (Si(Li)-Detektor). Die Konstruktion und der Bau des Detektors wurden dabei von Kollegen am Forschungszentrum Jülich, bzw. dessen ehemaliger Ausgründung der Semikon Detector GmbH durchgeführt. Das Grundmaterial zur Herstellung dieses Kristalls ist dabei p-dotiertes Silizium. Zunächst wird in das Grundmaterial einseitig Bor implantiert und dadurch ein wenige μm dicker p^+ -Kontakt erzeugt, der letztendlich als eine der beiden segmentierten Seiten dient. Auf der gegenüberliegenden Seite wird anschließend Lithium aus einer LiAlH_4 -Lösung abgeschieden. Durch Anlegen einer Hochspannung und leichtes Erwärmen des Kristalls können sich nun die Lithiumionen durch das Kristallgitter hindurchbewegen. Das Lithium besetzt dabei allerdings keine Gitterplätze des Siliziums, sondern ist klein genug um zwischen den Silizium-Tetraedern Platz zu finden (Gitterkonstante für Silizium $a = 5,43 \text{ \AA}$ [60] im Vergleich zum empirischen Atomradius nach Slater für Lithium $r = 1,45 \text{ \AA}$ [64]). Durch sein nur schwach gebundenes Valenzelektron (Donorniveau ist nur 34 meV [61] unter der Leitungsbandenergie, siehe Abbildung 2.23) agiert das Lithium dabei als Donor und kompensiert die freien Valenzen bzw. Löcher durch die p-Dotierung. Anschließend wird noch einmal eine geringere Menge Lithium aufgebracht und erzeugt einen ebenfalls nur einige μm dicken n-dotierten Kontakt. Entsprechend erhält man die Struktur einer p-i-n-Diode. Zum Abschluss erfolgt die Erzeugung der Streifenstruktur durch Photolithografie und die elektrische Separierung der Streifen durch Plasma-Ätzen von etwa 50 μm tiefen Gräben.

Für den in dieser Arbeit verwendeten Detektor ist der Kristall auf beiden Seiten in 32 jeweils 1 mm breite Streifen segmentiert, welche in einer Struktur von 1024 Quasi-Pixeln mit einer aktiven Fläche von $32 \times 32 \text{ mm}^2$ resultieren, wie zuvor beschrieben in Abschnitt 3.1. Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung des Kristallaufbaus und den fertigen Detektorkristall. Die weiteren Spezifikationen des Detektors finden sich in Tabelle 3.1.

Jeder der insgesamt 64 Streifen ist einzeln kontaktiert und mit der Ausleseelektronik verbunden und kann somit unabhängig von den anderen ausgelesen werden. Ein detaillierterer Einblick in die für die Datenaufnahme nötige Elektronik folgt in Abschnitt 3.3. Abbildung 3.3a zeigt den kontaktierten Detektorkristall in der Halterung mit den Platinen der ersten Vorverstärkerstufe.

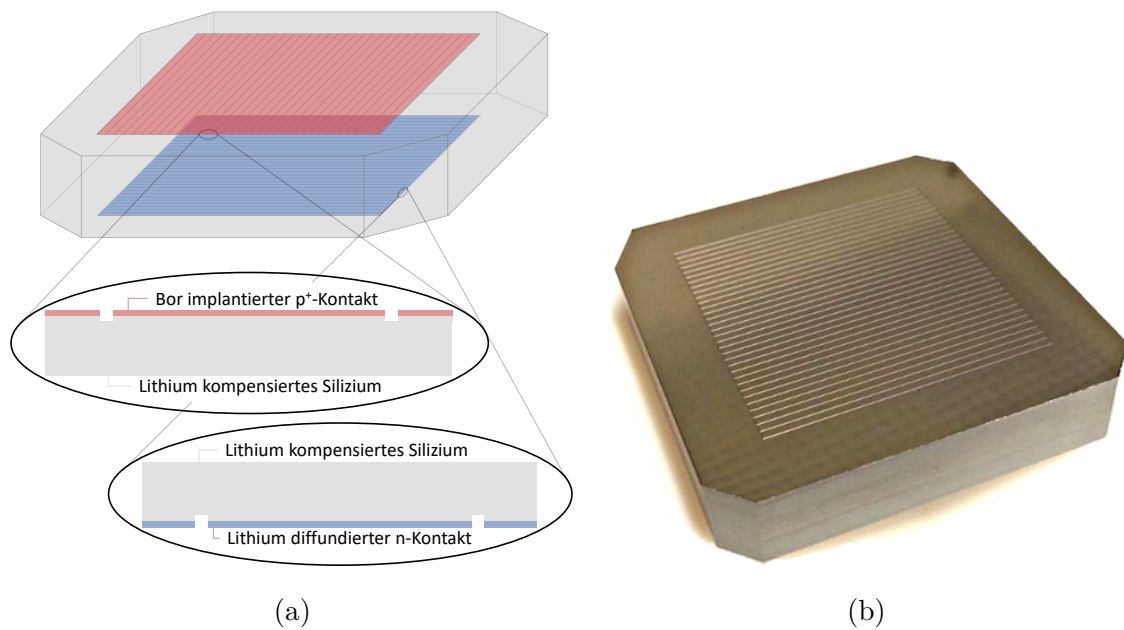


Abbildung 3.2: (a): Schematische Darstellung Aufbaus des Detektorkristalls;
 (b): Foto des fertig strukturierten Kristalls aus [65].

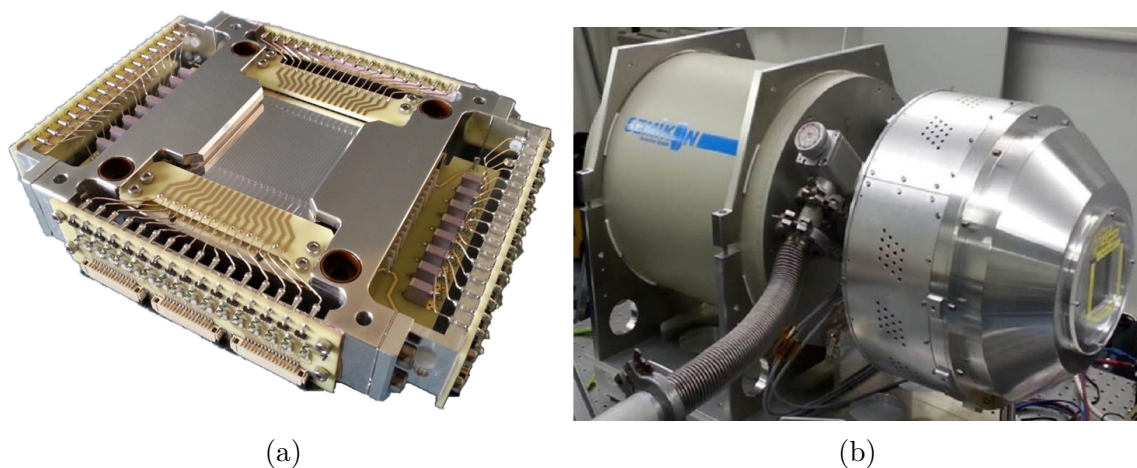


Abbildung 3.3: (a): Bild der Detektorhalterung mit der p⁺-Seite des Detektorkristalls in der Mitte und den umliegenden Platinen mit der ersten Vorverstärkerstufe aus [65]; (b): Foto des kompletten Si(Li)-Compton-Polarimeters aus [42].

Die Halterung samt der ersten Vorverstärkerstufe befindet sich im Vakuum und ist durch einen Kühlfinger mit einem Flüssigstickstoffdewar verbunden und wird entsprechend gekühlt. Ein Fenster aus Beryllium minimiert die Interaktion von Photonen im interessanten Energiebereich vor dem Auftreffen auf dem Detektorkristall, bei gleichzeitiger Abgrenzung des Vakuum-Bereichs von der Umgebung. Die Kühlung mit LN₂ verhindert langfristig das Zurückdriften der Lithium-Ionen im Kristall und verbessert zugleich das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis, da weniger Elektronen-

Tabelle 3.1: Spezifikationen des Si(Li)-Detektors.

| | |
|-----------------------------|---------------|
| Größe des Detektorkristalls | 46 mm × 46 mm |
| Aktive Fläche des Kristalls | 32 mm × 32 mm |
| Dicke des Kristalls | 9,2 mm |
| Separierung der Vorderseite | 32 × 1 mm |
| Separierung der Rückseite | 32 × 1 mm |
| Betriebsspannung | 1000 V |
| Detektorfenster | 0,3 mm Be |

Loch-Paare im Kristall thermisch angeregt werden können und entsprechend der Dunkelstrom geringer ist. Das gesamte Detektorsystem hat äußere Abmessungen von etwa 76 cm × 43 cm × 44 cm. Abbildung 3.3b zeigt den kompletten Detektor, mit dem Detektorkopf, welcher den Kristall und die Vorverstärker beherbergt, auf der rechten Seite und dem Flüssigstickstoffdewar auf der linken Seite.

Die erreichbare Energieauflösung des Detektors liegt bei ≈ 900 eV FWHM bei 60 keV Photonenenergie. Eine Polarisationsbestimmung ist, abhängig von der Statistik, etwa ab Energien von 50 keV mit einer absoluten Unsicherheit von wenigen Prozent möglich [42, 66].

3.3 Datenauswertung

3.3.1 Elektronische Verarbeitung der im Kristall erzeugten Signale

Da die typischerweise im Detektorkristall erzeugten Signale sehr klein sind, ist eine Vorverstärkung dieser in direkter Umgebung des Kristalls nötig, bevor sie von kommerzieller Ausleseelektronik verarbeitet werden können. Beim Verstärken der kleinen Signale muss entsprechend ein Vorverstärker mit möglichst wenig intrinsischem Rauschen verwendet werden, um eine gute Unterscheidbarkeit der Signale vom Untergrund zu gewährleisten. Bei Halbleiterdetektoren kommt dafür oft ein ladungsempfindlicher Vorverstärker zum Einsatz. Bei dieser Art von Schaltkreis erfolgt die Verstärkung des Signals durch Feldeffekttransistoren (FET), wobei die komplette Ladung des Signals zunächst auf einem Kondensator gesammelt wird. Die Höhe des Signals nach der Entladung des Kondensators hängt dabei neben der Anzahl an Ladungen Q hauptsächlich von dessen Kapazität C_p ab $V_{\text{out}} \propto \frac{Q}{C_p}$. Ein Vorteil dieser Methode der Verstärkung ist entsprechend die Unabhängigkeit von der temperaturabhängigen Detektorkapazität. Allerdings hängt die mögliche Signalqualität, also vor allem das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis (signal-to-noise-ratio, SNR), zu einem großen Teil von der Eingangskapazität der Schaltung, also insbesondere der Kapazität der Kabel und des Kristalls ab. Eine größere Eingangskapazität führt dabei zu einem schlechteren SNR. Dementsprechend wird bereits bei der Konstruktion der Detektoren auf eine möglichst kurze Entfernung zwischen dem Detektorkristall und den Vorverstärkern geachtet, um den Einfluss der Kapazität der Kabel zu minimieren.

Die Entladung der Kondensatoren erfolgt schließlich in der Regel über eine gekoppelte Widerstands-Schaltung. Durch die exponentielle Entladekurve entstehen dabei allerdings auch exponentiell abklingende Schwänze in den Signal-Pulsen mit Abfallzeiten in der Größenordnung von einigen μs . Diese limitieren dadurch auch entscheidend die Zählrate des Detektorsystems oder führen bei zu hoher Signalrate zum pileup, also der Überlagerung mehrerer Signale. Für das hier verwendete Compton-Polarimeter sind die Vorverstärker zudem in mehrere Verstärkerstufen unterteilt. Die erste Vorverstärkerstufe mit den Transistoren befindet sich dabei auf Platinen in direkter Nähe des Detektorkristalls, siehe Abbildung 3.3a aus Abschnitt 3.2. Durch die Nähe zum kryogen gekühlten Detektorkristall wird diese Vorverstärkerstufe entsprechend auch stark gekühlt, was zu einigen Verbesserungen im Vergleich zu den

vorherigen Detektorsystemen führt [42], siehe Abschnitt 3.4 für mehr Details dazu. Die zweite Vorverstärkerstufe befindet sich dann gleich außerhalb des kryogenen Bereichs am Detektorkopf.

Die weitere Verarbeitung der Signale erfolgt anschließend durch konventionelle analoge Module auf dem NIM (Nuclear Instrumentation Module) und dem VME (Versa Modular Eurocard bus) Standard. Eine wichtige Rolle spielen dabei die weiteren Verstärkermodule. Neben der zusätzlichen Verstärkung der Signale verbessern sie auch die Signalqualität durch sogenanntes Puls-shaping, wobei die SNR erhöht und die exponentiellen Schwänze der Pulse verkürzt werden. Dabei wird der Puls mittels eines Hochpasses differenziert, um die Abfallzeit der Pulse zu verringern und damit den pileup zu verringern, und mittels eines Tiefpasses integriert, um einen Teil der zufälligen Fluktuationen wie Rauschen zu unterdrücken. Da das Integrieren allerdings auch die Anstiegszeit des Pulses erhöht, müssen die Zeitkonstanten $\tau = RC$ für beide shaping-Komponenten fein abgestimmt werden. Für kleine RC -Werte wird die Differenzierung effizienter, aber der Puls wird kaum integriert und für hohe RC entsprechend stark integriert, aber kaum differenziert. Oft führen hier ähnliche RC -Werte für beide Komponenten zum besten SNR [62]. Durch mehrfache Integrationsschritte nähert sich zusätzlich die Pulsform zunehmend einer Gaußverteilung an, was für die Auswertung von Vorteil sein kann. Die Differenzierung der exponentiellen Schwänze der vorverstärkten Pulse führt außerdem zu einem kleinen Unterschwinger mit langer Abklingzeit in den Ausgangspulsen. Diese Unterschwinger könnten zu unerwünschten Interferenzeffekten mit den nachfolgenden Pulsen führen und müssen durch eine Pol-Nullstellen-Korrektur entfernt werden. Dazu wird der Widerstand der differenzierenden Komponente solange angepasst, bis der Unterschwinger verschwindet oder zumindest minimal wird.

Die verstärkten Signale werden anschließend durch ein ADC (Analog to Digital converter) Modul digitalisiert.

Parallel dazu werden die Vorverstärkersignale auch durch ein TFA (Timing Filter Amplifier) Modul in einen kurzen Puls umgewandelt. Ein Proportionaldiskriminator (constant fraction discriminator, CFD) selektiert daraus Signale, die über einer gewissen Amplitude liegen und wandelt diese in ein logisches Signal um. Jedes der logischen CFD-Signale startet die Auslese sämtlicher ADC-Kanäle für dieses Event. Die CFD-Schwelle wird entsprechend so gewählt, dass Energien auf dem Niveau des

Rauschens keine Auslese triggern können. Die Daten werden schließlich eventweise innerhalb von einigen $10 \mu\text{s}$ von einem RIO (Remote Input Output) Prozessor ausgelesen und im listmode-Format gespeichert. Entsprechend sind mit diesem Detektortyp Zählraten bis zu wenigen kHz ohne pileup möglich.

3.3.2 Identifikation der gewünschten Ereignisse

Die Auswertung der im Experiment gewonnenen Daten erfolgt im Anschluss auf Basis eines bereits vorhandenen SATAN (System for the Analysis of Tremendous Amounts of Nuclear data, [67]) Skripts [68].

Für jedes getriggerte Event werden dazu zunächst für alle Streifen die ADC-Informationen ausgewertet. Die ADC-Kanäle müssen dazu durch eine geeignete Quelle, mit mehreren, genau bekannten Referenzlinien, kalibriert werden. Dazu wird ein rein linearer Zusammenhang zwischen der Energieinformation und der ADC-Kanalzahl angenommen. Die Unsicherheit der Kalibration wird dabei minimal, wenn die bekannten Linien der Quelle möglichst nahe an den zu vermessenden Linien liegen. Für einen zu bestimmenden Übergang nahe 60 keV bietet sich beispielsweise eine ^{241}Am -Quelle mit einem Übergang bei $\approx 59,54 \text{ keV}$ [69] als eine Referenz an. Halbleiterdetektoren besitzen in der Regel eine hohe Linearität und Langzeitstabilität und sind dadurch mit einer relativ zu den anderen Unsicherheiten kleinen Abweichung zu kalibrieren.

Die Events werden danach anhand der Anzahl der Streifen, die ein Signal über dem Niveau des Rauschens bzw. der CFD-Schwelle detektiert haben, kategorisiert. Die Schwellen werden dabei für die Streifen individuell gesetzt, um einen Trigger durch Rauschen bestmöglich zu unterdrücken, und liegen für das hier verwendete Compton-Polarimeter meist im Bereich von $3 - 3,5 \text{ keV}$. Haben jeweils genau ein Streifen auf der Vorder- und Rückseite ein Event detektiert, so spricht man auch von einem Event der Multiplizität 1, welches einer einfachen Photoabsorption des Photons entspricht. Die Kombination der Streifenposition auf Vorder- und Rückseite ermöglicht dabei die Positionsbestimmung der Absorption, siehe Abbildung 3.1 a) aus Abschnitt 3.1. Für eine zusätzliche Redundanz sorgt dabei auch die Energieinformation auf beiden Streifen. Bei einem Event der Multiplizität 1 sollte die detektierte Energie auf der Vorderseite E_f und der Rückseite E_b innerhalb der Unsicherheit ΔE_u (in etwa die Höhe des Rauschens, also typischerweise etwa $\Delta E_u \approx 3 \text{ keV}$) identisch sein, also $|E_f - E_b| < \Delta E_u$. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, wird das entspre-

chende Event nicht in die weitere Analyse und die Histogramme mit einbezogen. Die Summe aller Events der Multiplizität 1, deren Energie als Mittel der beiden Streifenenergien festgelegt wird, erzeugt dann ein Energiespektrum, wie es auch ein konventioneller Halbleiterdetektor ermöglicht, auch wenn durch die Segmentierung eine geringfügig schlechtere Energieauflösung im Vergleich zu kommerziellen Detektoren zu erwarten ist.

Für die Bestimmung des Polarisationsgrades sind hingegen Compton-Events, also solche der Multiplizität 2 notwendig. Dabei handelt es sich um Ereignisse, bei denen sowohl auf der Vorder-, als auch auf der Rückseite jeweils 2 Streifen Energien oberhalb der Schwelle detektiert haben. Für Events der Multiplizität 2 ist die Energieinformation zur korrekten Zuordnung des Absorptionsortes notwendig, siehe Abbildung 3.1 b) aus Abschnitt 3.1. Da die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente mit Photonenenergien deutlich unterhalb von 255 keV arbeiten, ist für ein Compton-gestreutes Photon die niedrigere Energie dabei zweifelsfrei dem Elektron zuzuordnen, wie bereits in Unterabschnitt 2.2.3 beschrieben. Auch für Events der Multiplizität 2 muss für jedes der beiden Teilereignisse (Photon und Elektron) die Energiebedingung $|E_{f1,2} - E_{b1,2}| < \Delta E_u$ erfüllt sein, um weiter verarbeitet zu werden. Die Photonen- $E_{ph} \equiv \hbar\omega'$ und Elektronenenergie $E_e \equiv E_{kin}$ wird, wie schon bei Events der Multiplizität 1, als Mittelwert der für die Vorder- und Rückseite detektierten Werte festgelegt. Zusätzlich wird auch geprüft, ob die Differenz der Teilsummen der Vorder- bzw. Rückseite innerhalb der Unsicherheit liegen $|(E_{f1} + E_{f2}) - (E_{b1} + E_{b2})| = |(E_{ph,f} + E_{e,f}) - (E_{ph,b} + E_{e,b})| < \sqrt{2}\Delta E_u$, um ein physikalisch sinnvolles Ereignis sicherzustellen. Aus den gemessenen Energien E_{ph} und E_e lassen sich nun die Energie des Photons vor dem Stoß $\hbar\omega = E_{ph} + E_e$ und mittels Umkehrung von Gleichung 2.26 auch der entsprechende Streuwinkel θ berechnen:

$$\theta = \arccos \left(1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_{ph}} - \frac{1}{E_{ph} + E_e} \right) \right), \quad (3.1)$$

wobei nur reelle Ergebnisse berücksichtigt werden. Der azimutale Streuwinkel ϕ berechnet sich aus dem Abstand der detektierten Position des Photons und des Elektrons in x-Richtung Δx und in y-Richtung Δy mittels:

$$\phi = \arctan \left(\frac{\Delta y}{\Delta x} \right), \quad (3.2)$$

wobei sich die Abstände aus den jeweiligen Unterschieden in der Streifennummer $\Delta n_{x,y}$ und der Streifenbreite b ergeben $\Delta x = \Delta n_x b$ bzw. $\Delta y = \Delta n_y b$.

Abbildung 3.4 zeigt die erhaltenen Röntgenspektren einer ^{241}Am -Quelle. Die Ereignisse der Multiplizität 1 (einfache Photoabsorption; schwarze Linie) zeigen das typische Zerfallsspektrum mit einer Energieauflösung im Bereich von etwa 1 keV FWHM (full width at half maximum, Halbwertsbreite). Die rekonstruierten Ereignisse der Multiplizität 2 (Compton-gestreuete Events; rote Linie) reproduzieren dabei erwartungsgemäß das Spektrum mit Multiplizität 1 bis hin zu einer unteren Schwellenenergie im Bereich von etwa 45 keV, was einer Rauschschwelle von etwa 3 – 3,5 keV entspricht, ab derer die gestreuten Elektronen nicht mehr vom Untergrund unterschieden werden können.

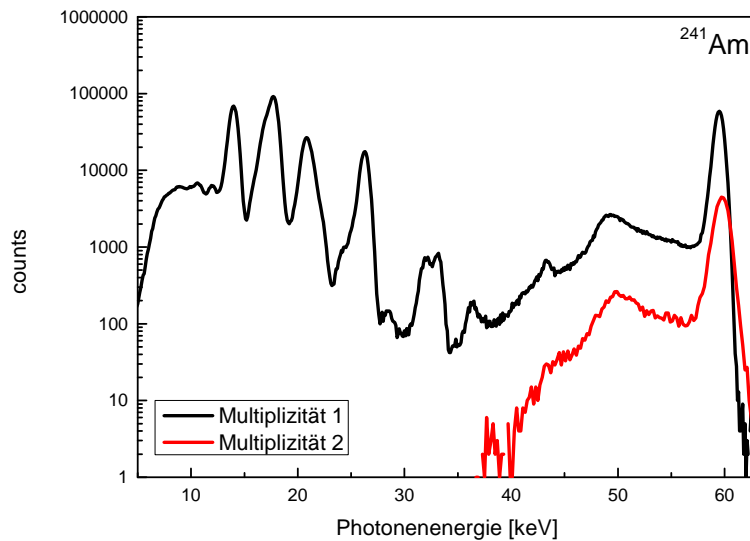


Abbildung 3.4: Energiespektrum einer ^{241}Am -Quelle für Events der Multiplizität 1 (einfache Photoabsorption; schwarz) im Vergleich zu rekonstruierten Compton-Events aus Events der Multiplizität 2 (Compton-gestreuete Events; rot). Adaptiert aus [42].

Die Anzahl an rekonstruierten Events der Multiplizität 2 liegt dabei gut eine Größenordnung unter derer der Multiplizität 1, was den Verhältnissen der Photoionisations- (vgl. Abbildung 2.7) und Compton-Streuquerschnitte (vgl. Abbildung 2.11) in etwa entspricht, wenn gleich etwas überschätzt. Besonders für hohe Energien kann das gestreute Photon mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit den Detektorkristall verlassen, ohne absorbiert zu werden, was die mögliche Anzahl an rekonstruierbaren Ereignissen der Multiplizität 2 etwas weiter reduziert. Zudem werden Events mit höherer Multiplizität, also solche bei denen mehr als 2 Streifen pro Seite ein Ereigniss oberhalb der Schwelle detektiert haben, bisher nicht in der Auswertung berücksichtigt. Diese entsprechen beispielsweise der mehrfachen Compton-Streuung innerhalb des

Kristalls und sind entsprechend deutlich komplexer zu rekonstruieren.

Werden zwei Photonen gleichzeitig bzw. innerhalb der Auslesezeit der Elektronik von einigen $10 \mu\text{s}$ im Kristall absorbiert, können sie vom Detektor nicht unterschieden werden. Erfüllen sie dabei zufällig die gewählten Energiebedingungen, kann das Event fälschlicherweise als Ereignis der Multiplizität 2 identifiziert werden. Solche Ereignisse mit einer zufälligen Koinzidenz zwischen eigentlich unabhängigen Ereignissen treten entsprechend verstärkt bei Messungen mit hohen Zählraten (einige kHz und höher) auf. Um solche zufälligen Koinzidenzen bestmöglich zu unterdrücken, können in der Analyse auch zeitliche Koinzidenzen zwischen verschiedenen Detektoren berücksichtigt werden. Diese Methode bietet sich insbesondere für die Untersuchung von Umladungsprozessen, wie z. B. Elektroneneinfang, an Speicherringen an. Dort können die umgeladenen Ionen von Teilchendetektoren erfasst werden, da sich deren Bahn deutlich von der des Ionenstrahls unterscheidet. Die Koinzidenz aus Röntgendetektor und Teilchendetektoren wird zufällige Koinzidenzen und den Untergrund durch Prozesse ohne Umladung der Ionen, wie z. B. Bremsstrahlung, fast vollständig reduzieren können.

3.3.3 Doppler-Verschiebung und Ladungsteilung

Für die Untersuchung sich schnell bewegender Emissionsquellen, wie in Speicherringexperimenten, muss noch eine zusätzliche Korrektur angewandt werden, um die bestmögliche Energieauflösung zu erreichen. Aufgrund der hohen Relativgeschwindigkeit ergibt sich durch den relativistischen Doppler-Effekt eine Verschiebung und Verbreiterung der gemessenen Linien. Insbesondere ergibt sich für diejenigen Streifen, welche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der bewegten Quelle angeordnet sind, aufgrund der Ausdehnung des Detektorkristalls für jeden Streifen ein minimal verschiedener Beobachtungswinkel und entsprechend eine leicht unterschiedliche Doppler-Verschiebung.

Abbildung 3.5 zeigt ein Energiespektrum für jeden einzelnen Streifen aus der Interaktion von vollständig ionisierten Xe^{54+} -Ionen mit einem H_2 -Gastarget bei einer Strahlenergie von $\approx 30 \text{ MeV/u}$ (entspricht $\beta \approx 0,25$). Bei den senkrecht angeordneten Streifen handelt es sich um die Streifennummern 33 - 64, entsprechend ist dort die leicht winkelabhängige Verschiebung zu beobachten. Erwartungsgemäß ist der Einfluss für höhere Energien deutlicher ausgeprägt. Zusätzlich zeigt sich hier bereits eine leicht unterschiedliche Energieauflösung der Streifen der HV- (horizontal

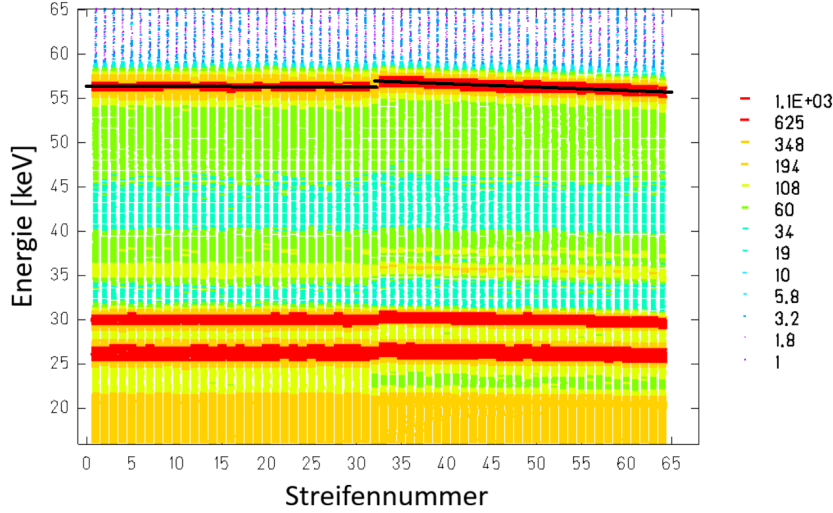


Abbildung 3.5: Energiespektrum für jeden Streifen des Detektorkristalls bei Interaktion von Xe^{54+} -Ionen bei $\approx 30 \text{ MeV/u}$ mit einem H_2 -Gastarget und einem Beobachtungswinkel von 90° . Für die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Quelle angeordneten Streifen (33 - 64) ergibt sich aufgrund der Ausdehnung des Kristalls ein leicht unterschiedlicher Beobachtungswinkel und entsprechend eine verschiedene Dopplerverschiebung.

zur Ausbreitungsrichtung, Streifen 1 - 32) und der Masse-Seite (senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, Streifen 33-64), siehe dazu auch Abschnitt 3.4. Ist die Geometrie des Detektors und des Aufbaus hinreichend genau bekannt, lässt sich nachträglich aus der Verteilung der Dopplerverschobenen Energiewerte zusätzlich auch der genaue Abstand des Kristalls zur Quelle berechnen. Mittels eines Graphen wie Abbildung 3.5 lässt sich entsprechend auch überprüfen, ob die physische Position der Streifen den Kanälen der Ausleseelektronik und in der Analyse korrekt zugewiesen sind.

Eine weitere Schwierigkeit in der Rekonstruktion der Compton-Events stellt die sogenannte Ladungsteilung (charge sharing) dar. Die durch die Photonenabsorption entstandene Elektronen- und Lochwolke weitet sich während des Drifts zu den Kontakten dabei auch lateral auf. Die Diffusion der Wolken aufgrund zufälliger thermischer Bewegungen lässt sich dabei in guter Näherung als Gauss-Verteilung mit der Standardabweichung

$$\sigma = \sqrt{2D_{e,L}t} \quad (3.3)$$

beschreiben. Dabei ist t die Diffusionsdauer und $D_{e,L}$ der Diffusionskoeffizient, welcher sich nach der Nernst-Einstein-Gleichung [70] aus der jeweiligen Ladungsträ-

germobilität $\mu_{e,L}$ und der Temperatur T ergibt als

$$D_{e,L} = \mu_{e,L} \frac{k_B T}{e} . \quad (3.4)$$

In Kombination mit Gleichung 2.41 und 3.4 ergibt sich die Breite der Ladungsträgerwolke dann näherungsweise zu

$$\sigma = \sqrt{\frac{2k_B T x}{eE}} , \quad (3.5)$$

wobei x die Driftdistanz darstellt. Für die Betriebsspannung des Detektors von $U = 1000$ V, die maximale Driftdistanz von $9,2$ mm (Kristalldicke) und $T = 77$ K (Flüssigstickstofftemperatur) erhält man eine Standardabweichung der gaussverteilten Wolke von $\sigma \approx 35$ μm , wobei von einer anfänglich punktförmigen Verteilung ausgegangen wird. Zusammen mit einer für die betrachteten Energien typischen Größe der Elektronen-Loch-Wolke nach der Absorption von einigen μm ergibt sich insgesamt eine typische Größe der Ladungsträgerverteilung von 100 μm oder geringer. Liegt ein Event nun nahe der Streifengrenze, wird ein Teil der Ladungsträger in einem Streifen und ein anderer Teil im benachbarten Streifen detektiert werden. Der Effekt ist offensichtlich bei höheren Energien und feinerer Detektorsegmentierung deutlicher ausgeprägt. Da beide Teile der Ladungswolken jeweils oberhalb der Rauschschwelle liegen müssen, kann nur ein geringer Teil dieser Events in der Analyse berücksichtigt werden. Auch hier wird zusätzlich durch Energiebedingungen geprüft, ob die Zuweisung der Multiplizität des Events physikalisch sinnvoll ist. Es gilt allerdings zu beachten, dass diese Art von Events gegebenenfalls nur schwer von Compton-Events mit benachbarter Absorption des Photons und Elektrons zu unterscheiden sind.

3.3.4 Rekonstruktion des Polarisationsgrades

Für die Bestimmung des Polarisationsgrades wird der Datensatz aus Compton-gestreuten Ereignissen der Multiplizität 2 zunächst auf einen Energiebereich, typischerweise einen einzelnen zu untersuchenden Peak, eingeschränkt. Somit lassen sich zufällig koinzidente Events bestmöglich unterdrücken. Entsprechend bieten sich vor allem isolierte Linien im Spektrum an.

Die Events werden dabei anhand des detektierten Streifenabstands $\Delta n_{x,y}$ der ge-

streuten Photonen vom Streuzentrum, welches aufgrund der geringen freien Weglänge innerhalb der Streifenbreite mit dem Detektionspunkt des Elektrons übereinstimmt, dargestellt. Um die Vermischung von Compton-Events mit falsch zugeordneten Events mit Ladungstrennung zu vermeiden, werden Ereignisse mit einem Abstand von $\Delta n_x = \Delta n_y = 1$ nicht berücksichtigt. Aufgrund des kurzen Abstandes besitzen diese Events auch eine große Unsicherheit in der Bestimmung des azimuthalen Streuwinkels ϕ und tragen entsprechend wenig zur Polarisationsbestimmung bei. Abbildung 3.6a zeigt beispielhaft eine solche Streuverteilung. Es zeigt sich bereits hier eine deutlich anisotrope Verteilung, allerdings scheinen die Werte für $\Delta n_{x,y} = 0$, also Absorption von Photon und Elektron im selben Streifen, etwas überrepräsentiert. Die korrespondierende Verteilung der rekonstruierten Streuwinkel θ ist in Abbildung 3.6b dargestellt. Wie aus Gleichung 2.26 zu erwarten fällt die Verteilung für Werte unterhalb von $\theta \approx 60^\circ$ stark ab, da für diese Streugeometrie die Energie des gestreuten Elektrons gerade unter der Rauschschwelle liegt und entsprechend Ereignisse mit kleineren Streuwinkeln nicht in der Analyse berücksichtigt werden.

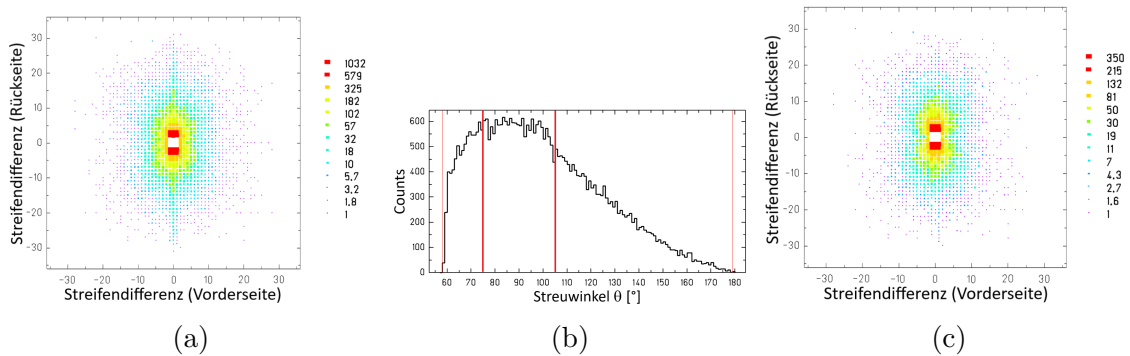


Abbildung 3.6: (a): Azimutale Streuverteilung eingeschränkt auf den K-REC Peak aus der Interaktion von Xe^{54+} bei ≈ 31 MeV/u mit H_2 , Streuzentrum bei (0,0); (b): Verteilung des rekonstruierter Streuwinkels θ für alle Ereignisse aus (a); (c) resultierende azimutale Streuverteilung nach Einschränkung von (a) auf den in (b) rot markierten Winkelbereich von $\theta = 90^\circ \pm 15^\circ$, adaptiert aus [42].

Da die Polarisierungseffekte auf die Streuverteilung, wie aus Gleichung 2.31 zu sehen, für Streuwinkel nahe $\theta \approx 90^\circ$ am stärksten ausgeprägt sind, liegt auch für die Auswertung eine Einschränkung auf solche Winkel nahe. Dazu muss ein Kompromiss aus Winkelrestriktion und verbleibender Statistik gefunden werden. Da durch die gewählte Detektorgeometrie das Maximum der Verteilung ebenfalls nahe $\theta \approx 90^\circ$ liegt, wurde ein Winkelbereich von $\theta = (90 \pm 15)^\circ$ zu Einschränkung gewählt, welcher auch in Abbildung 3.6b rot markiert ist. Die resultierende Streuverteilung ist in Abbildung 3.6c gezeigt. Durch die Einschränkung auf den Winkelbereich ist die

Anisotropie der Verteilung augenscheinlich noch einmal stärker zu beobachten und zusätzlich wurden auch die Artefakte bei $\Delta n_{x,y} = 0$ deutlich reduziert. Die starke Anisotropie lässt hier bereits auf einen sehr hohen Grad an linearer Polarisation schließen.

Die azimuthale Streuverteilung wird anschließend in eine Winkelverteilung überführt, wobei die Anzahl an rekonstruierten Events pro Winkelelement aufsummiert wird. Abbildung 3.7 zeigt die zu Abbildung 3.6c zugehörige azimuthale Winkelverteilung (leere Punkte) mit den zugehörigen Unsicherheiten u. A. aufgrund der Streifenbreite.

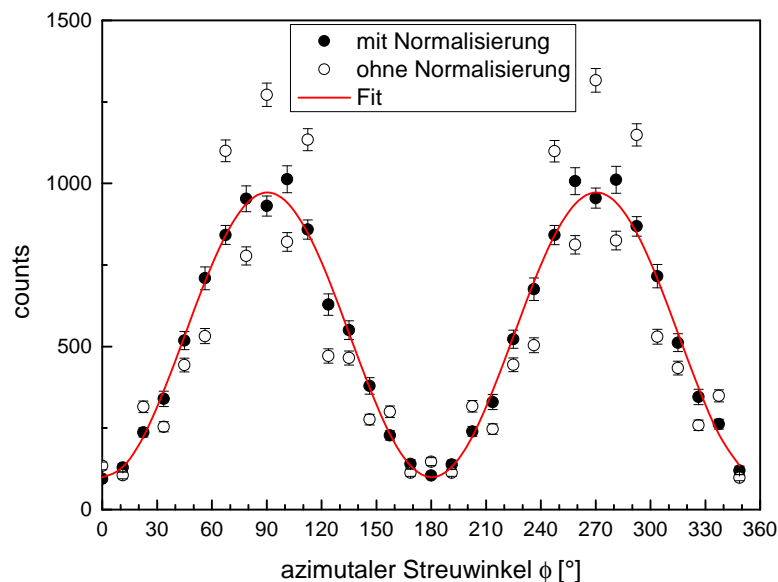


Abbildung 3.7: Aus Summation der Compton-Events pro Winkelelement von Abbildung 3.6c erhaltene Winkelverteilung in Abhängigkeit des azimuthalen Streuwinkels θ (leere Punkte), auf simulierte isotrope Verteilung normierte Winkelverteilung (schwarze Punkte) und durch kleinste Quadrate gefittete Funktion $f(\phi)$ (rote Linie).

Die starke Schwankung der Werte um eine, laut Gleichung 2.29, $\sin^2 \phi$ -artige Verteilung ist unter anderem auf sogenannte Binningeffekte zurückzuführen. Da in Gleichung 3.2 die detektierten Positionen der jeweiligen Streifenmitte zugeordnet werden, wird es abhängig von der gewählten Einteilung der Winkelelemente insbesondere für kleine Abstände zum Streuzentrum zu einer Über- oder Untergewichtung bestimmter Winkelelemente kommen. Um diese Effekte und andere Asymmetrien aufgrund des Detektorsystems zu kompensieren, kann die Verteilung auf eine durch

unpolarisierte Strahlung gewonnene isotrope Verteilung normiert werden [68]. Da sich in der Regel im Experiment keine weitere Messung unter identischen Bedingungen mit völlig unpolarisierter Strahlung durchführen lässt, wird die isotrope Verteilung dazu aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnen.

Die entsprechenden Simulationen werden mittels des in [68] beschriebenen Codes auf Basis des EGS5 (Electron Gamma Shower 5) [71] Packets und dessen Erweiterung LSCAT (Low-energy photon-SCATtering Expansion for the EGS4 code) [72] durchgeführt. Dafür bereitgestellt wird der Simulation neben den Eigenschaften (Energie, Polarisation, Ausbreitung etc.) und der Position der Quelle auch ein aus Zonen verschiedenen Materials bestehendes Modell des Detektors. In der Simulation werden dann schrittweise für jedes einzelne Photon alle wichtigen Wechselwirkungen betrachtet. Im Anschluss werden zusätzlich die Effekte der Ladungsteilung und des elektronischen Rauschens modelliert, wobei diese über freie Parameter bestmöglich an die experimentellen Bedingungen angepasst werden. Sämtliche Parameter werden solange optimiert, bis sie das Experiment hinreichend genau wiedergeben können, bevor die gewünschte Simulation zur Normierung der experimentellen Daten erfolgt.

Die gefüllten Kreise in Abbildung 3.7 zeigen die durch eine Simulation normierten Daten. Zusätzlich wurden auch die Positionen der einzelnen Events zufällig über die entsprechenden Streifen verteilt, um die Einflüsse des Binnings weiter zu reduzieren, da durch Gleichung 3.2 sämtliche Positionen initial der Streifenmitte zugeordnet werden. Die Streuung ist dadurch wie gewünscht stark zurück gegangen und weicht kaum noch von einer $\sin^2 \phi$ -Verteilung ab. Die normierte Verteilung wird anschließend durch eine Funktion der Art:

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

mittels der Methode der kleinsten Quadrate gefittet, wobei

$$\begin{aligned} A &= \frac{I}{N_\phi} \frac{1}{B + B^{-1} - C} \\ B &= \frac{1}{I} \sum_{\theta=\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} I_\theta \epsilon \\ C &= \frac{1}{I} \sum_{\theta=\theta_{\min}}^{\theta_{\max}} I_\theta \sin^2 \theta \end{aligned}$$

mit der Gesamtzahl I der Compton-Ereignisse im gewählten Intervall $[\theta_{\min}, \theta_{\max}]$, I_θ der Anzahl entsprechender Events für den (ganzzahligen) Winkel θ , der Anzahl an

gewählten Winkelabschnitten in der Winkelverteilung N_ϕ (hier $N_\phi = 32$) und dem Verhältnis der Energie von einfallendem E und gestreutem Photon E' , $\epsilon = \frac{E'}{E}$. Die Funktion $f(\phi)$ entspricht dabei der diskretisierten Form von Gleichung 2.31, mit den freien Parametern des Grades an linearer Polarisation \tilde{P}_L und der Orientierung des Polarisationsvektors $\tilde{\phi}_0$. Der optimale Fit der Daten ist in Abbildung 3.7 als rote Linie dargestellt. Die Fehlerbalken der einzelnen Wertepunkte werden dabei jeweils aus dem ξ_{red}^2 , der gewichteten Summe der quadratischen Abweichungen pro Freiheitsgrad, berechnet.

Da die Effizienz der Polarisationsbestimmung des Detektorsystems nicht bei 100% liegen wird, gilt im Allgemeinen $\tilde{P}_L \neq P_L$ und $\tilde{\phi}_0 \neq \phi_0$. Entsprechend muss für die entgeltige Berechnung des Polarisationsgrades und der Orientierung des Polarisationsvektors die Detektoreffizienz, beispielsweise durch eine zusätzliche Simulation vollständig polarisierter Photonen, geeignet bestimmt und die gemessenen Werte entsprechend korrigiert werden.

3.4 Verbesserungen durch neues Detektordesign

Im Vergleich zu den bisher genutzten Detektoren zur Compton-Polarimetrie, wie beispielsweise in [73, 74] befinden sich bei dem hier in Abschnitt 3.2 dargestellten Polarimeter die FETs der ersten Vorverstärkerstufe im kryogenen Umfeld des Detektorkristalls. Dies reduziert deutlich das thermische Rauschen in dieser ersten Verstärkerstufe und verbessert somit das Signal-zu-Rauschen Verhältnis. Dieser Effekt wird zusätzlich durch die optimierte Entfernung des Kristalls zu den Vorverstärkern und damit der minimierten Eingangskapazität verstärkt. Ein besseres SNR der ersten Vorverstärkerstufe pflanzt sich im Verlauf der Signalverarbeitung in der Elektronik fort und führt entsprechend letztlich zu einem verbesserten SNR der gesamten Datenaufnahme. Weniger Hintergrund durch Rauschen in den Signalen führt dabei zu definierteren Pulsen und somit zu einer besseren Energieauflösung der einzelnen Streifen, wie zu sehen in Abbildung 3.8. Darin dargestellt ist die erreichte Energie-

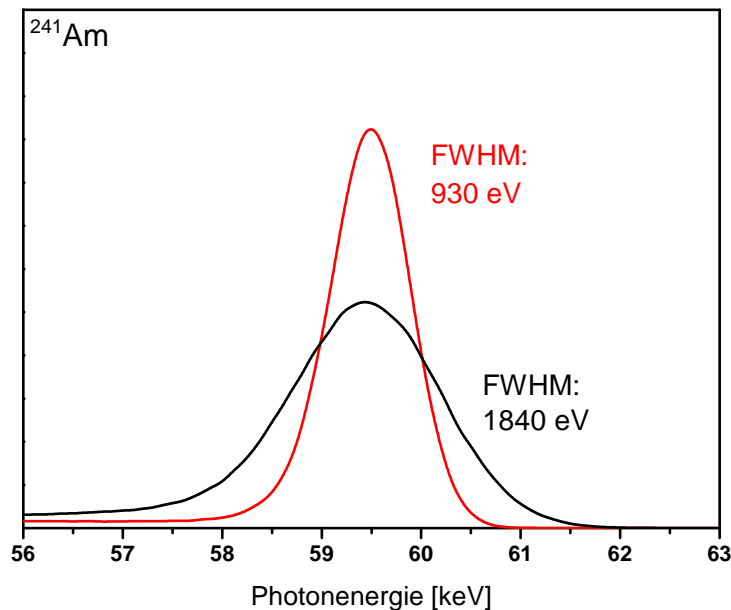


Abbildung 3.8: Gemessene Energieauflösung (FWHM) der charakteristischen Zerfallslinie von ^{241}Am bei 59,54 keV für das hier beschriebene Detektordesign mit gekühlter erster Vorverstärkerstufe (rot) im Vergleich zu den bisher genutzten Detektoren (schwarz). Adaptiert aus [42].

auflösung (FWHM) der Summe aller Streifen für den hier beschriebenen Detektor mit gekühlter erster Vorverstärkerstufe (rote Linie) im Vergleich mit den bisher in der Arbeitsgruppe verwendeten Detektorsystem aus [74] (schwarze Linie). Durch die

Kühlung der Vorverstärkerstufe konnte also eine Verbesserung der Energieauflösung um nahezu einen Faktor 2 auf ≈ 930 eV bei 60 keV Photonenergie erzielt werden [42]. Als Referenz dient hier die Relaxationsenergie des angeregten ^{237}Np Kernzustands von $\approx 59,54$ keV [69], welcher vorrangig beim α -Zerfall von ^{241}Am populiert wird und entsprechend in der Regel auch dem Zerfallsspektrum einer Americium-241 Quelle zugeordnet wird. Die verbesserte Energieauflösung resultiert, neben der besseren Separation von benachbarten Linien, letztlich nach Gleichung 2.26 auch in einer präziseren Bestimmung des rekonstruierten Streuwinkels θ und damit mittelbar auch in einem leicht verbesserten Fehlerbereich der Polarisationsbestimmung. Dieser Effekt wird zusätzlich durch die verringerte Breite der einzelnen Streifen (1 mm im Vergleich zu 2 mm bei bisherigen Detektoren) verstärkt.

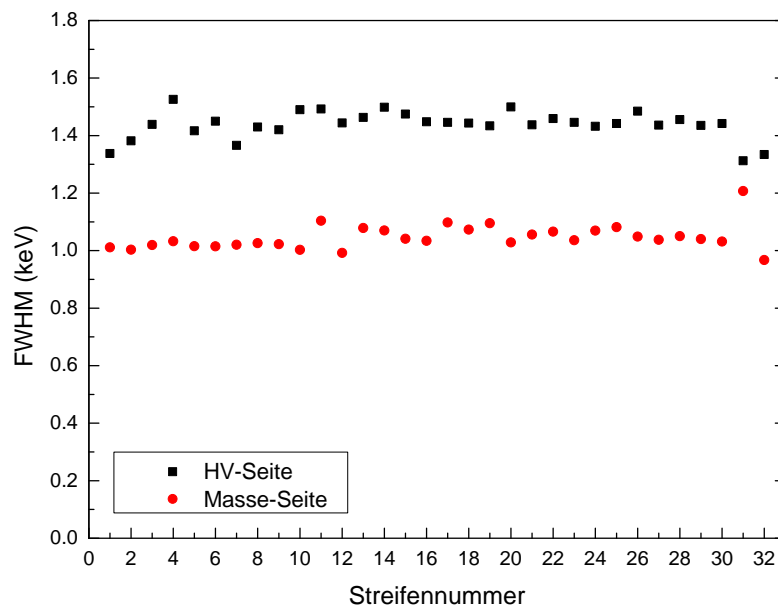


Abbildung 3.9: Gemessene Energieauflösung (FWHM) bei ≈ 60 keV Photonenergie der einzelnen Streifen auf der HV-Seite (schwarze Quadrate) und der Masse-Seite (rote Punkte) des Detektorkristalls.

Da auf einer Seite des Detektorkristalls die Hochspannung und auf der anderen die Masse anliegt, unterscheiden sich die auf beiden Seiten gemessenen Signale allerdings merklich voneinander. Abbildung 3.9 zeigt vergleichend die gemessenen Energieauflösungen (FWHM) bei ≈ 60 keV Photonenergie für die einzelnen Streifen auf der HV- und Masse-Seite. Die Streifen der Masse-Seite (rote Punkte) erreichen eine Energieauflösung zwischen 970 eV und 1210 eV, wobei die meisten Streifen etwa um 1050 eV erzielen. Die angelegte Hochspannung auf der HV-Seite (schwarze Qua-

drate) führt hingegen zu einer leicht schlechteren Energieauflösung der einzelnen Streifen im Bereich zwischen 1310 eV und 1530 eV mit den meisten Streifen um 1450 eV. Eine Summation der Ereignisse der einzelnen Streifen führt letztlich zu der erreichbaren Energieauflösung von unter 1000 eV.

Zusätzlich vergrößert das niedrigere Rauschlevel auch den verfügbaren Energiebereich für die Polarisationsbestimmung. Durch das bessere SNR kann die CFD-Schwelle der Auslese etwas gesenkt werden. Entsprechend können insbesondere die für die Compton-Rekonstruktion nötigen Elektronen mit einer niedrigeren Energie detektiert werden. Bei den bisherigen Detektormodellen war eine Schwellenenergie von ≈ 5 keV nötig, was bei Azimutalwinkeln nahe $\theta \approx 90^\circ$ (höchste Polarisations sensitivität) einer rekonstruierten Photonenenergie von etwa ≈ 53 keV entspricht (vgl. Gleichung 2.26). Unter Berücksichtigung einer realistischen Verteilung der Elektronenenergie ist somit eine zuverlässige Polarisationsbestimmung für Photonenenergien unterhalb ≈ 60 keV nicht möglich, siehe auch Abbildung 3.10, da sonst die Auslese nicht für alle Elektronen getriggert werden kann. Im Gegensatz dazu ermöglicht die gekühlte erste Vorverstärkerstufe eine, mit etwa ≈ 3 keV, deutlich niedrigere notwendige Schwellenenergie. Diese entspricht analog bei ähnlichen Azimutalwinkeln einer rekonstruierten Photonenenergie von etwa ≈ 41 keV. Demnach sind zuverlässige Polarisationsbestimmungen mit dieser Art von Detektorsystem erstmals ab einer Photonenenergie von etwa ≈ 45 keV möglich [42].

Dieser Unterschied ist noch einmal in Abbildung 3.10 veranschaulicht. Die rot schraffierten Bereiche sind dabei jeweils die Spektren der Compton-rekonstruierten Photonenenergien im Vergleich zu den üblichen Spektren aus der Photoionisation in schwarz. Bei beiden Detektorsystemen liegt die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse etwa eine Größenordnung unter derer der absorbierten Photonen. Unterhalb der bereits beschriebenen ≈ 60 keV bei den Raumtemperatur-Vorverstärkern bzw. ≈ 45 keV für die gekühlten Vorverstärker fällt aber die Anzahl rekonstruierter Ereignisse mit fallender Photonenenergie gegenüber dem Spektrum stark ab. Da mit fallender Energie immer mehr Elektronen der Compton-gestreuten Energieverteilung unterhalb der Schwellenenergie liegen, können auch immer weniger Ereignisse rekonstruiert und somit für die Polarisationsanalyse berücksichtigt werden. Die bestimmten Polarisationsgrade wären in diesem Energiebereich also deutlich ungenauer.

Entsprechend ermöglicht das verbesserte Detektorsystem erstmals auch effiziente Polarisationsmessungen in einem Energiebereich von etwa 50 - 70 keV und erschließt somit zusätzliche Möglichkeiten für Messungen beispielsweise von charakteristischen

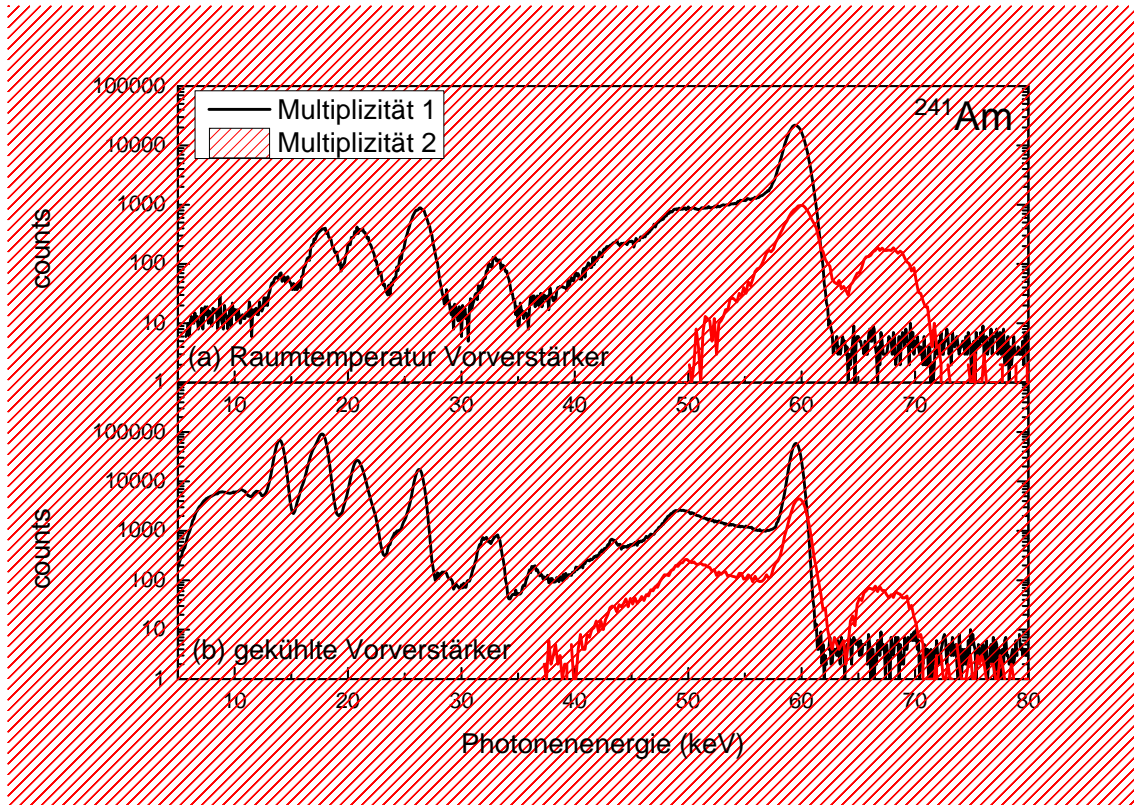


Abbildung 3.10: Energiespektrum (Multiplizität 1/einfache Photoabsorption; schwarz) und rekonstruierte Energie der Compton-gestreuten Photonen für die Polarisationsbestimmung (Multiplizität 2/Compton-gestreute Events; rot) einer ^{241}Am -Quelle im Vergleich für das hier beschriebene Detektordesign mit gekühlter erster Vorverstärkerstufe (unten) und die bisher genutzten Detektoren (oben). Adaptiert aus [42].

Emissionslinien oder REC Photonen bei niedrigeren Strahlenergien.

4 Röntgenpolarimetrie mit Halbleiterdetektoren

Beidseitig segmentierte Halbleiter Streifendetektoren als Compton-Polarmeter ermöglichen im letzten Jahrzehnt erstmals neben einer präzisen Messung des Polarisationsgrades von Röntgenstrahlung auch eine Bestimmung der Verkipfung des entsprechenden Polarisationsvektors. Diese Verkipfung ermöglicht beispielsweise Rückschlüsse auf den Einfluss der Spinpolarisation von Elektronenstrahlen auf die Photonenpolarisation. Entsprechend wurden derartige Polarimetersysteme bereits in einer Vielzahl von grundlegenden Experimenten zur Untersuchung verschiedener Wechselwirkungsmechanismen erfolgreich eingesetzt [32, 33, 34, 35, 36], welche im folgenden näher erläutert werden.

4.1 Polarisationstransfer bei Bremsstrahlung Spin-polarisierter Elektronen

Hierbei wurde der Einfluss der Spin-Polarisation von Elektronen auf den Grad linearer Polarisation der Bremsstrahlung aus deren Wechselwirkung mit Atomen untersucht [32]. Dazu wurde eine dünne Goldfolie mit polarisierten Elektronen mit 100 keV kinetischer Energie bestrahlt. Die Interaktion der Spinorbitale führt dabei zu einer Brechung der Rotationssymmetrie der emittierten Bremsstrahlung in Bezug auf deren ursprüngliche Bewegungsrichtung. Dies führt neben einer Erhöhung des Grades an linearer Polarisation auch zu einer Rotation des Polarisationsvektors des Photons bezüglich der Reaktionsebene, wie in Abbildung 4.1 dargestellt.

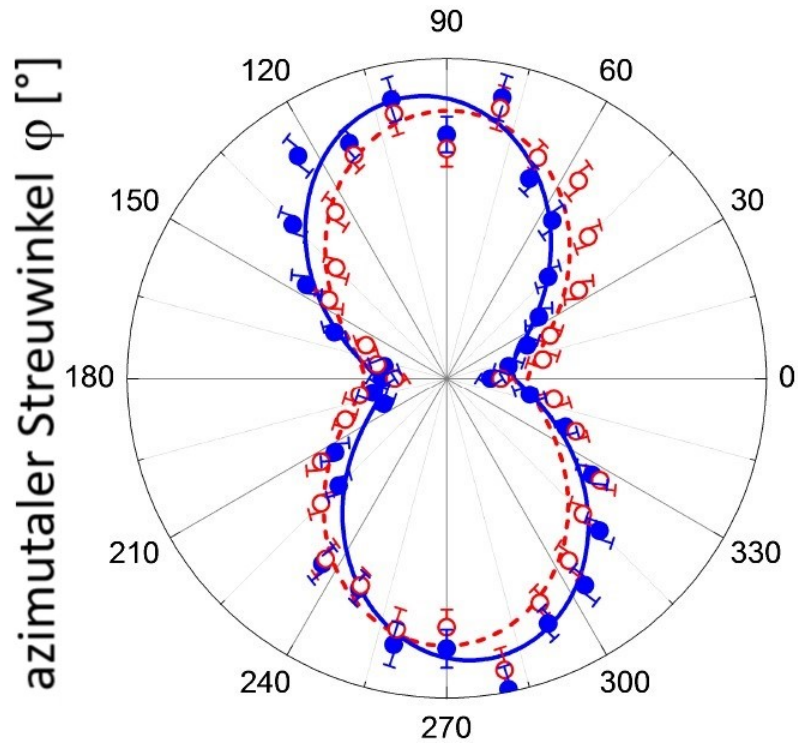


Abbildung 4.1: Azimutale Streuverteilung der Compton-gestreuerten Bremsstrahlungsphotonen aus der Interaktion einer Goldfolie mit unpolarisierten (rote Kreise) und transversal Spin-polarisierten Elektronen (blaue Punkte) und die entsprechenden Fits basierend auf der Klein-Nishina Formel. Adaptiert aus [32].

Neben der deutlichen Rotation der azimutalen Streuverteilung ist auch eine leicht verstärkte Anisotropie sichtbar, welche mit einem höheren Polarisationsgrad korreliert.

4.2 Polarisationstransfer bei Rayleigh-Streuung harter Röntgenstrahlung

In einem weiteren Experiment wurde der Polarisationstransfer bei Rayleigh-Streuung stark polarisierter Röntgenstrahlung untersucht. Dazu wurde der Photonenstrahl der Energie 175 keV der Beamline P07 des Synchrotrons PETRA III des DESY mit einer dünnen Goldfolie interagiert. Das Compton-Polarimeter wurde dabei unter verschiedenen Beobachtungswinkeln innerhalb der Wechselwirkungsebene platziert.

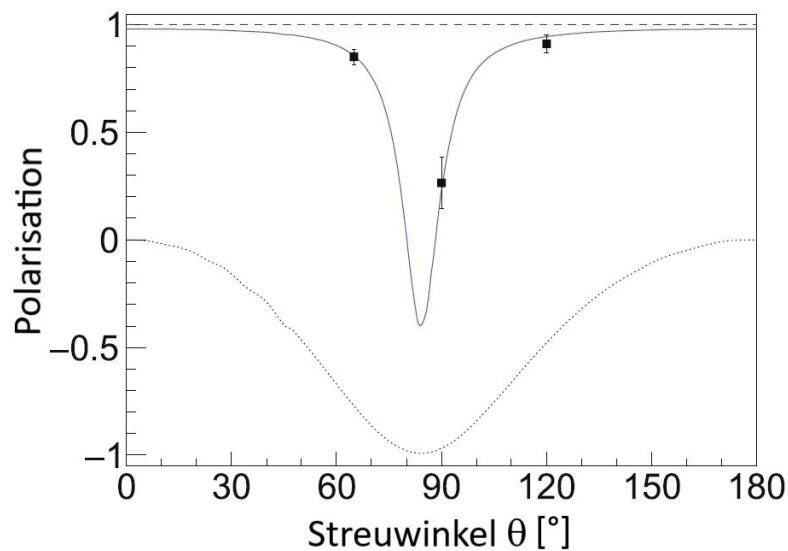


Abbildung 4.2: Lineare Polarisierung (Stokes Parameter P_1) Rayleigh-gestreuter Photonen aus der Interaktion von stark polarisierten Photonen der Energie 175 keV mit einer dünnen Goldfolie in Abhängigkeit des Streuwinkels im Vergleich zu theoretischen Berechnungen für Lineare Polarisierung des ungestreuten Strahls von $P_1 = 0$ (gepunktete Linie), $P_1 = 1$ (gestrichelte Linie) und $P_1 = 0,9801$ (durchgezogene Linie). Adaptiert aus [33].

Trotz der nahezu vollständigen linearen Polarisierung des einfallenden Synchrotronstrahls, konnte eine starke Depolarisation, insbesondere nahe Streuwinkeln von $\theta \approx 90^\circ$ beobachtet werden, siehe Abbildung 4.2. Diese starken Depolarisationseffekte entstehen bereits bei einer nur sehr kleinen Abweichung von vollständiger linearer Polarisierung des einfallenden Photonenstrahls. Eine Kombination der verschiedenen Messungen ermöglichte neben der Bestätigung der Theoriewerte auch eine exakte Bestimmung des Polarisationsgrades des Synchrotronstrahls, welche zu $P_1 = 0,9824 \pm 0,0085$ bestimmt wurde [33].

4.3 Atomare Multipol Vermischung des Lyman- α 1 Übergangs in wasserstoffartigem Uran

Eine simultane Messung des Polarisationsgrades und der Winkelverteilung des Lyman- α 1 ($2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$) Übergangs in wasserstoffartigem Uran ermöglichte eine theorieunabhängige Bestimmung der Population des angeregten Zustands sowie die Übergangswahrscheinlichkeiten und -raten für die möglichen E1 und M2 Übergänge [34]. Die benötigten angeregten wasserstoffähnlichen Uranionen U^{91+} wurden dabei durch den radiativen Elektroneneinfang bei der Interaktion von vollständig ionisierten Uranionen U^{92+} mit einem Wasserstofftarget am internen Gastarget des ESR Speicherrings des GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH erzeugt. Die Wechselwirkung des M2 Übergangs mit dem dominanten E1 Übergang führt dabei zu einer deutlichen Depolarisation im Vergleich zum erwarteten Polarisationsgrad ohne Interferenz.

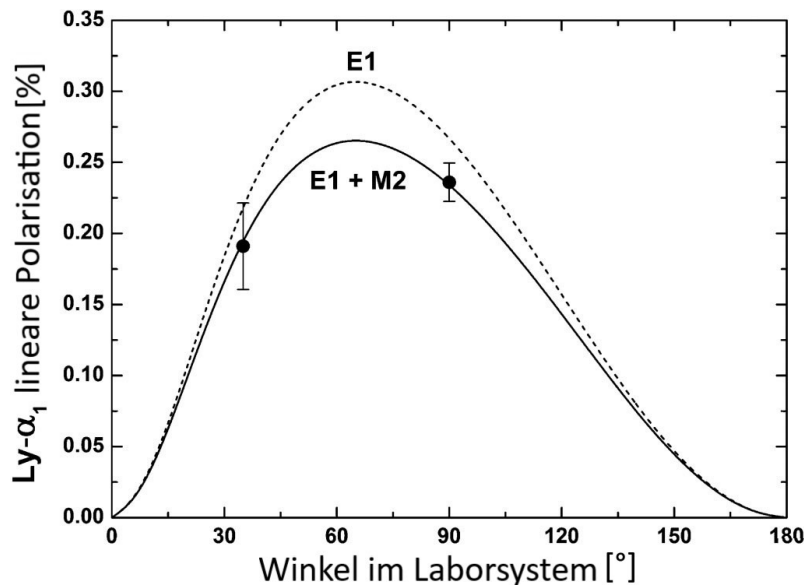


Abbildung 4.3: Gemessene lineare Polarisationsgrade (Punkte) in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels im Vergleich zur Vorhersage der Theorie mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) Einfluss des M2 Übergangs (Linien) des Ly- α 1 Übergangs in wasserstoffähnlichem Uran. Adaptiert aus [34].

Abbildung 4.3 zeigt die im Experiment ermittelten Polarisationsgrade für zwei Beobachtungswinkel im Vergleich zur durch die Theorie vorhergesagten Winkelabhängigkeit mit und ohne Interferenz des M2 Übergangs. Die erwartete Depolarisation konnte hierbei im Gegensatz zu einer einzelnen Messung der Winkelverteilung unab-

hängig von der Theorie bestätigt werden. Das Verhältnis der Übergangsraten wurde dabei bestimmt zu $\Gamma_{M2}/\Gamma_{E1} = 0,00689 \pm 2,8\%$.

4.4 Untersuchungen der Polarisation des radiativen Elektroneneinfangs

Die Polarisation des radiativen Elektroneneinfangs in die K-Schale wurde bereits in mehreren Experimenten untersucht. Dabei wurden am Internen Gastarget des ESR Speicherrings des GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH sowohl Strahlen aus vollständig ionisiertem Xenon, als auch vollständig ionisiertem Uran bei Energien zwischen 98 MeV/u und 400 MeV/u und sowohl Wasserstoff als auch Stickstoff Targets eingesetzt [35, 36]. Eine genaue Auflistung der Experimentparameter findet sich in Tabelle 4.1.

Tabelle 4.1: Gemessene Werte des Grades an linearer Polarisation von K-REC Strahlung für verschiedene Kollisionssysteme und Strahlenergien im Vergleich zu den vorhergesagten Werten der Theorie. Adaptiert aus [66], Daten aus [35, 36].

| Stoß - system | Labor - winkel [°] | Strahl - energie [MeV/u] | P_L Experiment | P_L Theorie |
|------------------------------------|-----------------------|-----------------------------|---------------------|------------------|
| Xe ⁵⁴⁺ → H ₂ | 90 | 150.3 | 0.956 ± 0.017 | 0.966 |
| U ⁹²⁺ → N ₂ | 90 | 400 | 0.79 ± 0.08 | 0.835 |
| U ⁹²⁺ → N ₂ | 60 | 400 | 0.61 ± 0.12 | 0.692 |
| U ⁹²⁺ → N ₂ | 60 | 190 | 0.72 ± 0.05 | 0.803 |
| U ⁹²⁺ → N ₂ | 60 | 132 | 0.83 ± 0.05 | 0.838 |
| U ⁹²⁺ → N ₂ | 60 | 98 | 0.85 ± 0.07 | 0.859 |

Die ermittelten Polarisationsgrade (farbige Punkte) sind noch einmal in Abbildung 4.4 zusammen mit der durch Theorie für die entsprechenden Kollisionssysteme vorhergesagten Energieabhängigkeiten dargestellt. Anzumerken sei hierbei, dass die gute Übereinstimmung mit der Theorie eine rigorose relativistische Formulierung voraussetzt. Näherungsmethoden, z. B. Multipolentwicklungen führen zu markanten Abweichungen zwischen Experiment und Theorie (siehe [38]). Insbesondere sind dabei die Depolarisationseffekte aufgrund des Auftretens höherer Multipolordnungen und besonders von Spin-Flip-Effekten umso stärker ausgeprägt, je schwerer das

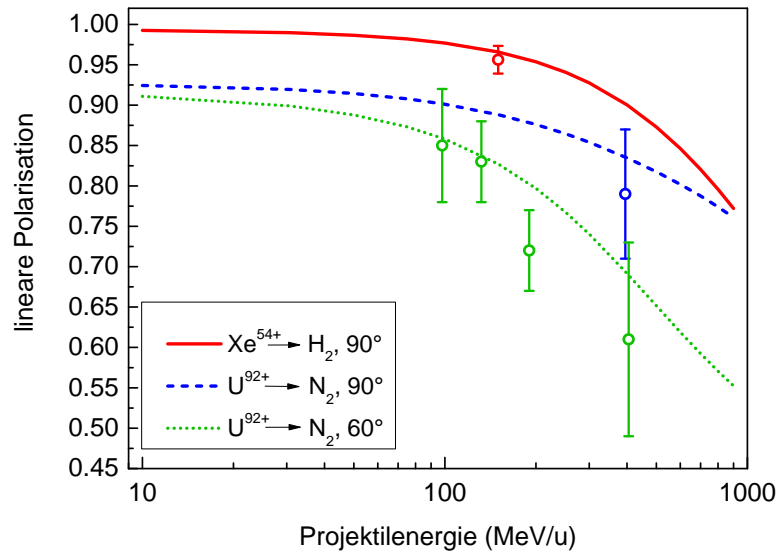


Abbildung 4.4: Vergleich zwischen experimentell bestimmten linearen Polarisationsgraden aus verschiedenen Experimenten (farbige Kreise) und vollständig relativistischen Theorieberechnungen (farbige Linien) für verschiedene Projektil- und Beobachtungswinkelkombinationen, siehe Tabelle 4.1. Adaptiert aus [66], Daten aus [35, 36].

Projektil und je höher die Strahlenergie ist.

5 Strahlzeitergebnisse

2016 war die Teilnahme an einem der letzten Experimente vor einer längeren Umbauphase am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt möglich. Das eigentliche Ziel dieser Strahlzeit war die Bestimmung der Wechselwirkungsquerschnitte des strahlenden Protoneneinfangs (p, γ) von $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Ionen bei Strahlenergien von u. A. 30,9 MeV/u [75]. Gleichzeitig konnte der Xe-Ionenstrahl aber auch zur Polarisationsmessung des radiativen Elektroneneinfangs bei Interaktion mit den Elektronen des Gastargets verwendet werden.

Im Folgenden wird zunächst das Experiment beschrieben und schließlich die Ergebnisse der Datenauswertung dargestellt und mit Vorhersagen aus der Theorie verglichen.

5.1 Aufbau der GSI Beschleunigeranlage

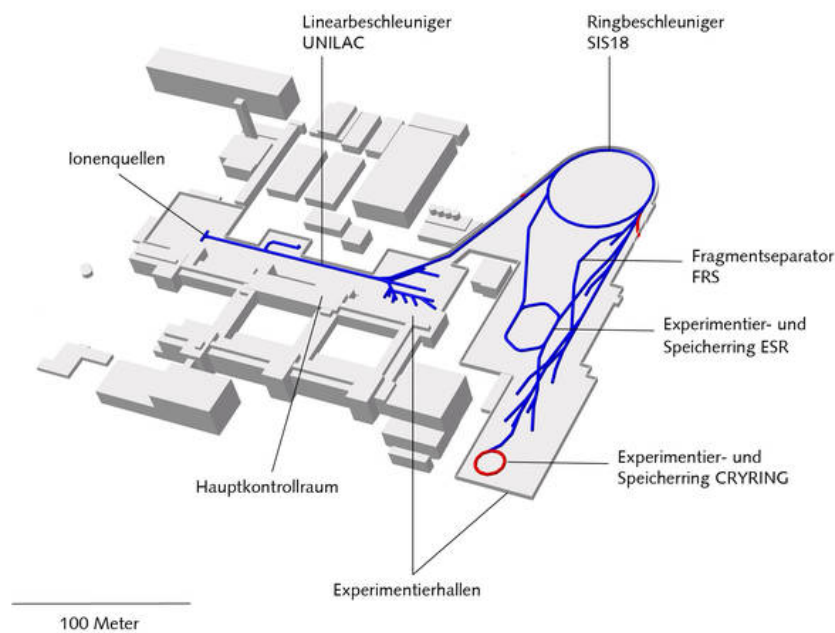


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Beschleunigeranlage des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH aus [76].

Zunächst wurden für das Experiment in der Beschleunigeranlage der GSI, siehe Abbildung 5.1, niedrig geladene Xenon-Ionen in einer Ionenquelle erzeugt und in den Linearbeschleuniger UNILAC (UNIversal Linear ACcelerator) eingespeist. Dort werden die Ionen in mehreren Stufen bis auf 11,4 MeV/u [77] beschleunigt und passieren zwischenzeitlich eine erste sogenannte Stripper-Sektion, in der die Ionen durch Wechselwirkung mit einem Gastarget höher ionisiert werden. Anschließend werden die Ionen in einer weiteren Stripper-Sektion weiter ionisiert und in den SIS 18 (Schwer-IonenSynchrotron 18) Ringbeschleuniger transferiert. Dort werden die Ionen weiter beschleunigt, um die höchsten Ionisationsgrade bis hin zu vollständiger Ionisation auch von schwersten Ionen in einer letzten Stripper-Sektion erzeugen zu können. Im Falle von Xenon ist für die vollständige Ionisation eine Strahlenergie von etwa 60 MeV/u nötig. Anschließend werden die Ionen für Experimente unter anderem in den ESR (Experimentier-SpeicherRing) eingespeist. Dort können sie auch abgebremst werden, um die gewünschte Energie für das Experiment - hier ca. 31 MeV/u - bereitzustellen. Der ESR, siehe Abbildung 5.2, besitzt dabei unter anderem einen Elektronenkühler zur deutlichen Reduktion der Impulsverteilung des Ionenstrahls und ein dediziertes Gastarget für Experimente, siehe Abbildung 5.3a.

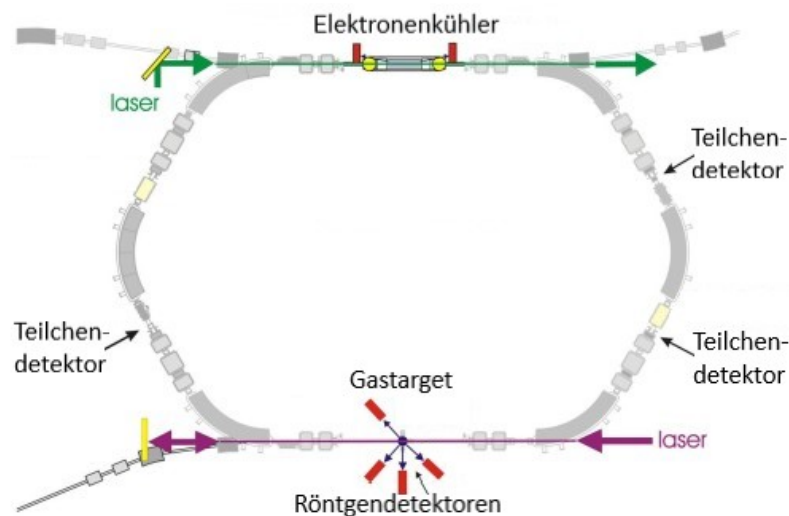


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau des ESR Speicherrings unter anderem mit Elektronenkühler und Gastarget. Adaptiert aus [78].

Durch den Elektronenkühler und die stochastische Kühlung lässt sich die Impulsverteilung des Ionenstrahls auf typischerweise $\frac{\Delta p}{p} \approx 10^{-4}$ reduzieren, siehe dazu auch [79]. Das interne Gastarget ermöglicht dabei Experimente mit einer Vielzahl möglicher Gase von Wasserstoff über Stickstoff bis hin zu Xenon mit variablen Flächendichten von bis zu 10^{14}cm^{-2} [80]. Der typische Durchmesser des Gasstrahls beträgt dabei etwa 6 mm [81].

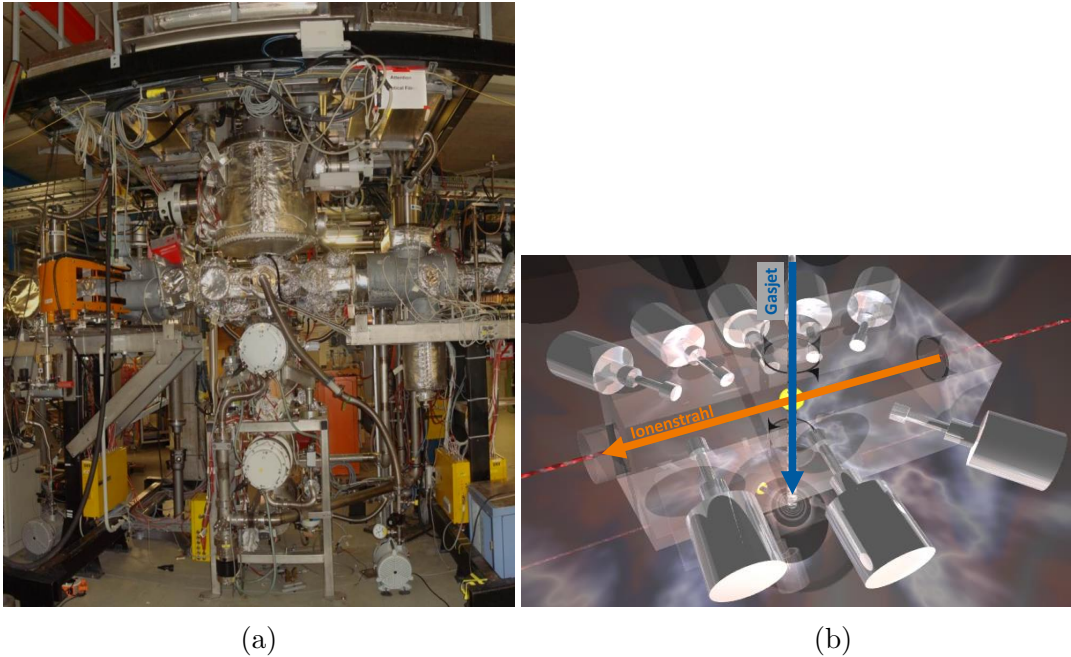


Abbildung 5.3: (a): Bild des internen Gastargets des ESR, aus [82];
 (b): Schematische Darstellung der Targetkammer. Eingezeichnet sind die Ionen- (orange) und Gasstrahlrichtung (blau), sowie schematische Detektoren an den insgesamt 8 möglichen Beobachtungswinkeln. Aus [83].

Die Targetkammer (Abbildung 5.3b, bzw. Abbildung 5.3a Mitte) besitzt dabei auf beiden Seiten unter mehreren Beobachtungswinkeln Fenster (Beryllium oder Stahl) zur Detektorpositionierung.

Außerdem stehen hinter (in Ionenflugrichtung) dem auf die Interaktionskammer folgenden Dipolmagnet (in orange auf der linken Seite von Abbildung 5.3a) mehrere MWPC-Teilchendetektoren zur Verfügung [84]. Damit lassen sich die durch Rekombinationsprozesse umgeladenen Ionen detektieren und für Koinzidenzbedingungen nutzen, da deren Trajektorie signifikant vom restlichen Ionenstrahl abweicht.

5.2 Polarisationsbestimmung des radiativen Elektroneneinfangs

Für das Experiment wurde im Gastarget molekularer Wasserstoff bei einer typischen Dichte von 10^{13} Molekülen pro cm^3 eingesetzt [66]. Das Compton-Polarimeter war dabei unter einem Beobachtungswinkel von 90° zur Ionenstrahlachse und dem Gasstrahl des Targets positioniert. Bei der Interaktion der Xenon-Ionen mit dem Wasserstoff-Target finden neben den Wechselwirkungen mit den Wasserstoffkernen, wie (p,γ) , vorrangig Wechselwirkungen mit den Elektronen statt, wie etwa der REC. Bei einer Strahlenergie von $30,9 \text{ MeV/u}$ besitzt der K-REC entsprechend eine Energie von ca. 56 keV . Durch das verbesserte Design des Compton-Polarimeters, siehe Abschnitt 3.4, war es erstmals möglich, den Polarisationsgrad des K-REC in diesem Energiebereich präzise zu bestimmen.

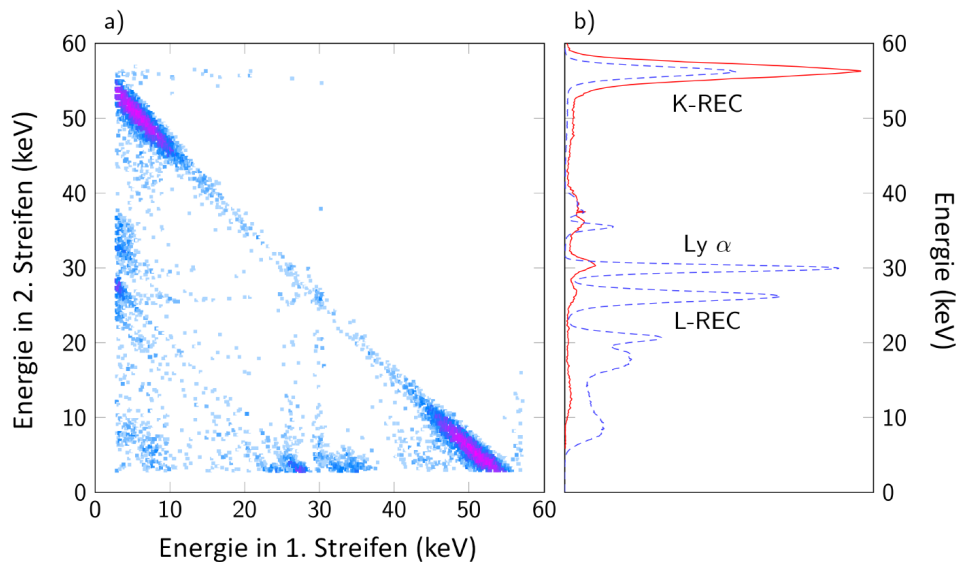


Abbildung 5.4: Spektren aus der Interaktion von vollständig ionisierten Xenon-Ionen Xe^{54+} der Strahlenergie $30,9 \text{ MeV/u}$ mit einem molekularen Wasserstoff-Gastarget, adaptiert aus [66]: a) Anzahl und Verteilung der Ereignisse, bei denen genau zwei koinzidente Energiedepositionen in den Streifen der Vorderseite des Detektorkristalls gemessen wurden. Diagonale Linien entsprechen dabei Ereignissen der Multiplizität 2 der entsprechenden Summenenergie. Die Anzahl der Ereignisse nimmt von weiß über blau bis hin zu violett logarithmisch zu. b) Summenspektrum der Ereignisse der Multiplizität 1 (einfache Photoabsorption; gestrichelte blaue Linie) im Vergleich zum Summenspektrum der Ereignisse der Multiplizität 2 aus a) (Compton-gestreute Events; rote Linie; Skala für bessere Sichtbarkeit gegenüber der schwarzen Linie vergrößert).

Abbildung 5.4 b) zeigt ein aufgenommenes Spektrum aller Ereignisse der Multiplizität 1 (einfache Photoabsorption; gestrichelte blaue Linie). Die prominentesten Strukturen sind der REC in die K- (≈ 56 keV), L- (≈ 26 keV), M- (≈ 20 keV) und höhere Schalen ($\approx 16 - 18$ keV) sowie die charakteristischen Linien K_α (≈ 30 keV), K_β (≈ 35 keV), K_γ (≈ 37 keV) und höhere Übergänge (bis ≈ 40 keV). Die charakteristischen Linien stammen dabei aus der Relaxation der zuvor radiativ oder auch nicht-radiativ in höhere Zustände eingefangenen Elektronen. Aus den Intensitätsverhältnissen der charakteristischen Linien zu denen des REC lassen sich demnach auch Streuquerschnitte für den NRC gewinnen, siehe dazu [85].

Die für die Compton-Rekonstruktion relevanten Ereignisse der Multiplizität 2 sind in Abbildung 5.4 a) in einem zweidimensionalen Spektrum dargestellt. Dabei werden die einzelnen Ereignisse nach den gemessenen Energiewerten der beiden beteiligten Streifen auf der Kristallvorderseite zugeordnet. Die Farbe der Datenpunkte verläuft dabei logarithmisch mit steigender Anzahl an Ereignissen von weiß über blau nach violett. Die Energieerhaltung führt für alle Compton-Ereignisse zur Ausbildung einer Diagonalen in dieser zweidimensionalen Darstellung. Da energiebedingt die gestreuten Elektronen und Photonen klar voneinander separiert sind, bilden sich zwei Schwerpunkte entlang der Diagonalen aus, die der Elektronen- und Photonenverteilung entsprechen. Die am deutlichsten ausgeprägte Struktur ist hierbei klar die Diagonale bei ≈ 56 keV, welche dem K-REC angehört. Angedeutet zu sehen (man beachte die logarithmische Farbskalierung) sind auch Compton-Ereignisse, welche den Energien der charakteristischen Linien oder dem L-REC entsprechen. Hierbei wird allerdings der größte Teil der realen Ereignisse nicht berücksichtigt, da die entsprechende Elektronenenergie unterhalb des Rauschniveaus liegt. Zusätzlich zeigen sich als horizontale und vertikale Linien geringe Beiträge von zufälligen Koinzidenzen innerhalb des Kristalls.

Die Summenenergien der in Abbildung 5.4 a) dargestellten Ereignisse ergibt das in Abbildung 5.4 b) gezeigte Energiespektrum der Ereignisse der Multiplizität 2 (rote Linie, Skala gegenüber der blauen Linie für bessere Sichtbarkeit vergrößert). Hier zeigt sich noch einmal deutlich der gewünschte K-REC Peak, wobei Ereignisse für die niedrigeren Energien gegenüber dem Spektrum für Ereignisse der Multiplizität 1 aufgrund der stark abnehmenden Detektoreffizienz deutlich unterdrückt sind.

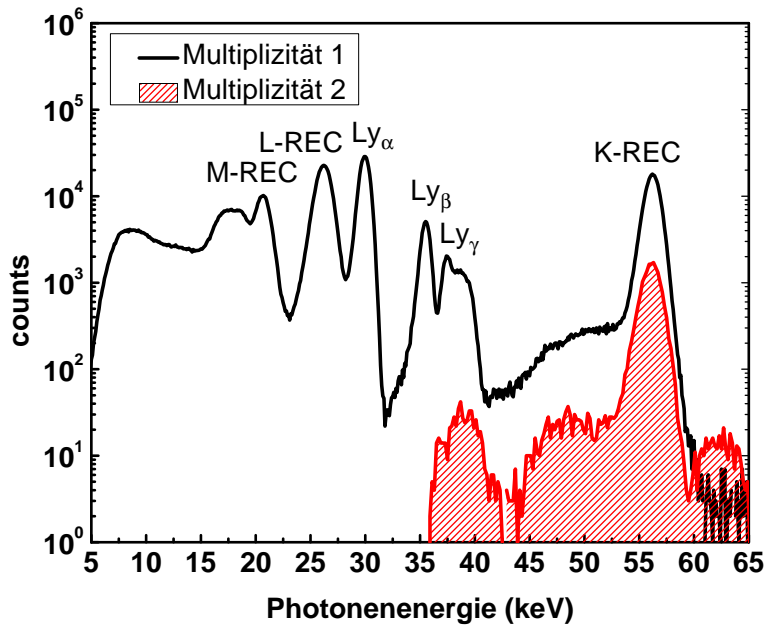


Abbildung 5.5: Energiespektrum der detektierten Ereignisse der Multiplizität 1 (einfache Photoabsorption; schwarze Linie) und Multiplizität 2 (Compton-gestreuete Events; rote Linie) aus der Interaktion von vollständig ionisierten Xenon-Ionen Xe^{54+} der Strahlenergie 30,9 MeV/u mit einem molekularen Wasserstoff-Gastarget. Adaptiert aus [42].

Abbildung 5.5 zeigt noch einmal das aufgenommene Energiespektrum für Ereignisse der Multiplizität 1 (schwarze Linie) im Vergleich zu den rekonstruierten Compton-Events der Multiplizität 2 (rote Linie) in logarithmischer Darstellung. Durch die zusätzlichen Koinzidenzbedingungen ist der Untergrund im Vergleich zu Abbildung 5.4 b) bereits weitestgehend reduziert.

Wie aus den Streuquerschnitten zu erwarten, wurden für den K-REC bei ≈ 56 keV etwa eine Größenordnung mehr Ereignisse der Multiplizität 1 detektiert. Die Verteilung der Compton-Ereignisse weist dabei eine minimal höhere Halbwertsbreite auf als die der Multiplizität 1, da dort durch Addition der beiden Streifenenergien für Photon und Elektron auch das Rauschen zweier Streifen eingeht. Die stark abfallende Detektoreffizienz für Compton-Ereignisse unterhalb von etwa 47 keV aufgrund des Rauschniveaus ist auch noch einmal deutlich zu sehen. Für die Polarisationsanalyse der K-REC Verteilung werden zur bestmöglichen Unterdrückung des Hintergrunds im folgenden nur solche Events berücksichtigt, deren Summenenergie zwischen 53 keV und 59 keV liegt. Für die präzise Bestimmung des Polarisationsgrades werden außerdem nur Events mit einem rekonstruierten Streuwinkel von $\theta = (90 \pm 15)^\circ$

berücksichtigt, siehe dazu auch Abschnitt 3.3.

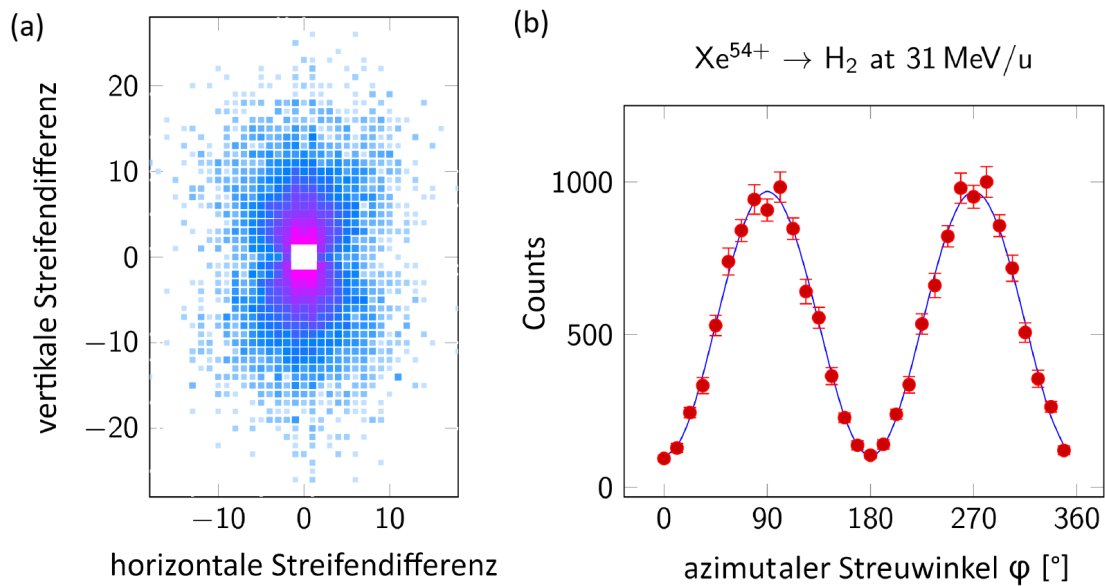


Abbildung 5.6: (a): Verteilung der Compton-gestreuerten Photonen des K-REC aus der Interaktion von Xe^{54+} -Ionen mit 30,9 MeV/u Strahlenergie mit einem Wasserstoff Gastarget. Die Farbe der Datenpunkte (von violett - viel, zu blau - wenig) entspricht der Anzahl an absorbierten Photonen im jeweiligen Abstand in x- und y- Richtung zum gedachten Streuzentrum im Zentrum (0,0). Die hohe Anisotropie der Verteilung deutet auf einen hohen Grad an linearer Polarisierung hin. (b): Azimutale Streuverteilung der Ereignisse der Multiplizität 2 aus (a), gewonnen aus Summation über die einzelnen Winkелеlemente (rote Punkte) und Fit der Datenpunkte mit der Fitfunktion 3.6 (blaue Linie). Adaptiert aus [66].

Die aus den verbleibenden Events der Multiplizität 2 resultierende Streuverteilung ist in Abbildung 5.6 a) dargestellt. Das Zentrum der Verteilung ist dabei das Streuzentrum welches aufgrund der geringen freien Weglänge im identischen Streifen wie das absorbierte Elektron angenommen wird. Die Datenpunkte geben dabei die Anzahl an absorbierten Compton-gestreuerten Photonen in dem entsprechenden Streifenabstand zum Streuzentrum auf der Vorder- bzw. Rückseite des Detektors. Aufgrund der Ununterscheidbarkeit zur Ladungstrennung werden dabei Ereignisse mit nur jeweils einem Streifen Abstand auf beiden Seiten nicht berücksichtigt. Die Farbskala ist dabei logarithmisch gewählt, sodass violette Datenpunkte deutlich mehr Events enthalten als blaue. Es ist bereits hier eine deutliche Anisotropie zu beobachten, was auf einen hohen Grad an linearer Polarisierung hinweist.

Die durch Summation über die Winkelelemente erhaltene azimutale Streuverteilung ist in Abbildung 5.6 b) zu sehen. Die experimentellen Datenpunkte (rote Punkte) sind dabei schon, wie in Abschnitt 3.3 erläutert, auf eine aus Simulationen gewonnene vollständig unpolarisierte Streuverteilung normalisiert, um Binningeffekte und andere Asymmetrien im Detektorsystem weitestgehend zu unterdrücken. Aufgrund der erhöhten Schwierigkeit der Rekonstruktion von Events, bei denen beide Absorptionen auf einer Seite im identischen Streifen stattfinden, sind die Datenpunkte bei den entsprechenden Winkeln von ganzzahligen Vielfachen von 90° gegenüber der restlichen Verteilung leicht unterrepräsentiert. Insgesamt werden die Punkte aber sehr gut durch die erwartete $\sin^2 \phi$ -Verteilung dargestellt. Die blaue Linie zeigt das Ergebnis des Fits mit der Fitfunktion 3.6. Die Fitparameter ergeben dabei einen Grad an linearer Polarisation von $P_L = 0,8587 \pm 0,0081$ und eine nahezu mit Null vereinbare Verkippung der Verteilung von $\Delta\phi = (0,51 \pm 0,38)^\circ$. Insbesondere der Grad der Polarisation enthält hier aber noch die Detektoreffizienz und spiegelt noch nicht den realen Wert wieder.

Entsprechend wurden weitere Simulationen durchgeführt, um analog zu den komplett polarisationsfreien Daten für die Normierung der experimentellen Daten auch einen vollständig polarisierten Datensatz zur Bestimmung der Detektoreffizienz zu erzeugen. Die Statistik des Datensatzes wurde dabei ungefähr eine Größenordnung höher angesetzt als bei den experimentellen Daten, um deren Einfluss auf den Gesamtfehler gegenüber dem Experiment zu verringern.

Ein Fit der vollständig polarisierten Verteilung ergibt dabei einen Grad an linearer Polarisation von $P_L^{\text{sim}} = 0,8593$, was etwa der Detektoreffizienz zur Polarisationsrekonstruktion in diesem Energiebereich entsprechen sollte.

Der entgeltige Grad an linearer Polarisation der K-REC Verteilung $\tilde{P}_L = P_L^{\text{exp}}/P_L^{\text{sim}}$ ergibt sich folglich zu $\tilde{P}_L^{\text{K-REC}} = 0,999^{+0,001}_{-0,015}$ [66].

Der entsprechende experimentelle Datenpunkt ist in Abbildung 5.7 zusammen mit den Vorhersagen der Theorie für verschiedene Strahlenergien dargestellt. Der experimentell ermittelte Wert ist innerhalb der Unsicherheit mit dem durch die Theorie vorhergesagten Wert von $\tilde{P}_L^{\text{theo}} = 0,990$ bei einer Strahlenergie von 30,9 MeV/u und dem Beobachtungswinkel 90° vereinbar [66], was effektiv einer vollständigen Polari-

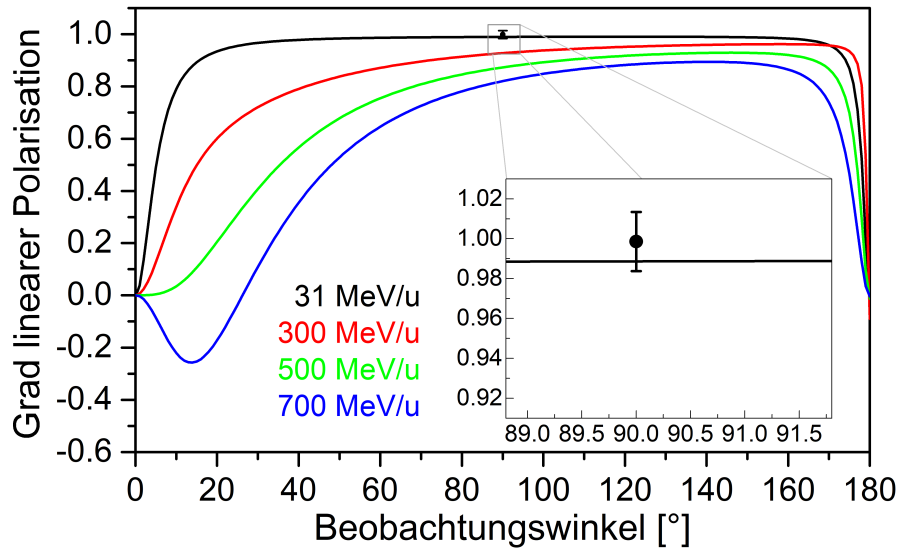


Abbildung 5.7: Ergebnis der Polarisationbestimmung des K-REC aus Interaktion von Xe^{54+} -Ionen mit einem Wasserstoff-Gastarget bei einer Projektilenergie von 30,9 MeV/u (schwarzer Punkt) im Vergleich mit einer relativistischen Vorhersage in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels für verschiedene Projektilenergien (farbige Linien). Adaptiert aus [66].

sation entspricht. In der nichtrelativistischen Dipolnäherung wäre eine vollständige lineare Polarisation zu erwarten, wobei die relativistischen Korrekturen zu einer sehr geringen Depolarisation führen. Der Effekt ist erwartungsgemäß umso größer, je kleiner der Beobachtungswinkel (0° entspricht Rückstreuung), je höher die Energie und auch je schwerer das Projektilion ist. Entsprechend ließe sich durch geeignete Wahl von Projektilion, Target, Strahlenergie und Beobachtungswinkel eine Quelle linear polarisierter Photonen mit genau definierten Energie- und Polarisationseigenschaften in einem großen Energiebereich realisieren.

Dabei ist, insbesondere für leichte bis mittelschwere Projektile und niedrige Energien, der erreichbare Polarisationsgrad durchaus vergleichbar mit dem einer Synchrotronanlage. Eine Messung an der Beamline P07 des Synchrotrons PETRA III des DESY mit einem Compton-Polarimeter ergab einen Polarisationsgrad von $P_L = 0,9824 \pm 0,0085$ des Synchrotronstrahls, siehe [33].

5.3 Systematische Untersuchungen bezüglich der Grenzen der Fit-Funktion

Unabhängig vom Experiment wurden auch Untersuchungen bezüglich der Grenzen der verwendeten Fit-Funktion durchgeführt, da die Verbesserung des Detektors gegebenenfalls zu einer ungenügenden Fehlerdarstellung führen könnte, siehe dazu auch [86]. Auch zu diesem Zweck wurde auf mittels EGS5 simulierte Daten zurückgegriffen. Abbildung 5.8 zeigt eine Auswahl an relevanten Daten im Vergleich zwischen den zuvor präsentierten experimentell gewonnenen Daten (jeweils schwarz) mit der Simulation (jeweils rot). Abbildung 5.8a zeigt dabei ein Energiespektrum in logarithmischer Skalierung. Die genutzte Software berechnet dabei keine Übergänge oberhalb des 3s-Niveaus. Entsprechend sind M-REC sowie K_γ und höhere Linien bis hin zu den jeweiligen Banden nicht korrekt durch die Simulation repräsentierbar. K- und L-REC, sowie die charakteristischen Linien K_α und K_β und auch ein großer Teil des Untergrundes werden allerdings in Position, Linienbreite und Intensitätsverhältnissen für unsere Zwecke hinreichend genau wiedergegeben.

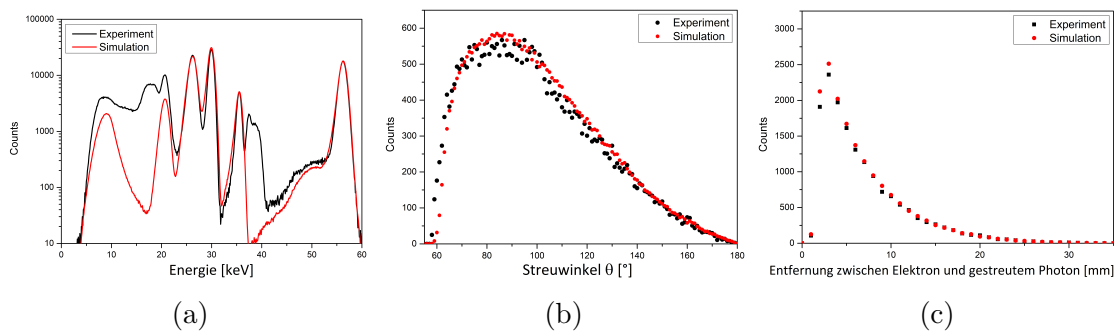


Abbildung 5.8: (a): Experimentell ermitteltes Spektrum (schwarze Linie) im Vergleich zu simuliertem Spektrum (rote Linie) aus der Interaktion von Xe^{54+} -Ionen der Projektilenergie 30,9 MeV/u mit einem Wasserstoff-Gastarget. (b): Berechnete Streuwinkel der Compton-gestauten K-REC Photonen aus (a) im Vergleich zwischen experimentellen Werten (schwarze Punkte) und simulierten Werten (rote Punkte). (c): Anzahl der absorbierten Compton-gestauten K-REC Photonen aus (a) in Abhängigkeit des Abstandes des Absorptionsortes zum Streuzentrum im Vergleich für experimentelle Daten (schwarze Punkte) und simulierte Daten (rote Punkte).

Abbildung 5.8b zeigt den Vergleich für die berechneten Compton-Streuwinkel für Ereignisse der Multiplizität 2 eingeschränkt auf den Energiebereich der K-REC Verteilung. Analog zeigt Abbildung 5.8c die zugehörigen Entfernungen zwischen den

detektierten Compton-gestreuten Photonen und Elektronen innerhalb des Detektorkristalls. Hier sind in beiden Fällen die Kurven innerhalb kleiner Schwankungen nahezu identisch. Gleiches gilt auch für weitere wichtige Parameter, wie Streuverteilung oder auch Ortsverteilung der Events innerhalb des Kristalls, welche hier nicht gesondert dargestellt werden.

Anschließend wurden mehrere Simulationen mit gleichartigen, aber unterschiedlich großen Datensätzen durchgeführt. Als Referenz dienten die bereits dargestellten experimentellen Daten mit etwa 17000 rekonstruierten Compton-Ereignissen innerhalb der K-REC-Verteilung. Die simulierten Datensätze besaßen im Vergleich dazu zwischen etwa 2×10^3 und 10^6 rekonstruierte Compton-Ereignisse. Als Maß für die Genauigkeit der Beschreibung der Daten durch die Fitkurve wurde dabei der Wert des reduzierten χ^2 $\chi_{red}^2 = \frac{\chi^2}{N}$ herangezogen, wobei χ^2 die gewichtete Summe der quadratischen Abweichungen der Datenpunkte zur Fitkurve und N die Anzahl der Datenpunkte beschreibt. Liegt dieser Werte nahe bei 1, ist die gewählte Fitfunktion innerhalb der Unsicherheiten zur Beschreibung der Datenpunkte angemessen. Abbildung 5.9 zeigt die berechneten Werte χ_{red}^2 (rote Kreise) sowie den bestimmten Grad an linearer Polarisation (vor Korrektur der Detektoreffizienz, schwarze Kreise) in Abhängigkeit der Größe des Datensatzes, sowie die experimentellen Daten als Referenz (Punkte).

Die χ_{red}^2 -Werte liegen bis zu einer Statistik von etwa 40000 rekonstruierten Ereignissen um den gewünschten Wert von 1, steigen dann aber mit zunehmender Anzahl an Ereignissen schnell bis zu einem Wert von über 7 für den größten Datensatz an. Entsprechend zeigt sich, dass bei hoher Statistik die auf der Klein-Nishina-Formel basierende Fitfunktion 3.6 nicht mehr ausreichend ist, um die Daten genau zu beschreiben. Insbesondere zeigt sich eine Abweichung der Daten um bis zu 5 Standardabweichungen von der Fitkurve nahe den 0° und 180° Positionen, welche die höchste Anisotropie bezüglich der Polarisation besitzen, siehe dazu auch [86]. Für eine exaktere Beschreibung reicht dort die Normalisierung mittels eines unpolarierten Datensatzes zur Korrektur der Detektoreffekte, wie der Streifenbreite, nicht mehr aus, sodass die Fitfunktion selbst angepasst werden müsste. Die zuvor ausgewerteten Daten aus dem Experiment hingegen liegen noch in einem Bereich mit $\chi_{red}^2 \approx 1$, sodass die verwendete Beschreibung als adäquat angesehen werden kann. Die rekonstruierten Werte des Grades an linearer Polarisation beschreiben dabei mit steigender Statistik einen leichten Abwärtstrend, was auf einen bislang unerkannten systematischen Einfluss hindeutet. Für große Datensätze könnte dies ein

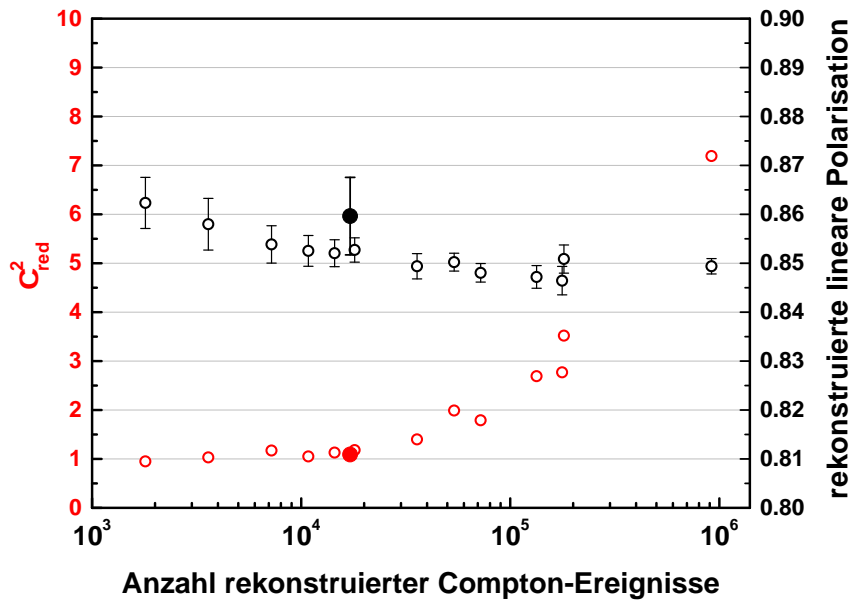


Abbildung 5.9: Aus den Fitparametern berechnete Werte für den Grad an linearer Polarisation (schwarze Kreise) und χ^2_{red} (rote Kreise) für simulierte Datensätze in Abhängigkeit der Anzahl an Ereignissen der Multiplizität 2. Zum Vergleich die entsprechenden Werte der experimentellen Daten (Punkte). Adaptiert aus [86].

Einfluss der Abweichung von der simplen Fitfunktion sein. Für wenige Ereignisse hingegen kann der Einfluss der Pixel- bzw. Streifengröße und die resultierenden Unstetigkeiten in der Streuverteilung ein Grund für Abweichungen sein. Im Bereich mittlerer Statistik, um den experimentellen Wert herum, liegen die Werte zwischen $P_L \approx 0,85 - 0,855$ und sind innerhalb der Unsicherheiten mit dem Wert aus dem Experiment vereinbar. Da die Statistik bislang der dominierende Anteil des Fehlers der Polarisationsbestimmung ist und die Berechnung der Fehlerbalken folglich auf den χ^2 -Werten beruht, nimmt erwartungsgemäß der Fehler bei steigender Anzahl an Daten mit \sqrt{N} ab.

Insgesamt lässt sich sagen, dass die gewählte Fitfunktion basierend auf der Klein-Nishina-Formel bei Datensätzen mit bis zu wenigen Zehntausend rekonstruierten Ereignissen der Multiplizität 2 ausreichend zur Bestimmung des Grades an linearer Polarisation ist. Für Datensätze mit deutlich höherer Statistik müsste die Fitfunktion detaillierter an das Detektorsetup angepasst werden, um eine präzise Bestimmung der Polarisation zu gewährleisten, da dort die systematischen Fehlerquellen

an Einfluss gegenüber der statistischen Unsicherheit gewinnen. Die zuvor ausgewerteten experimentellen Daten hingegen fallen in den unproblematischen Bereich mit $\chi_{\text{red}}^2 \approx 1$.

6 Zusammenfassung

Durch das verbesserte Detektordesign sind nun Polarisationsmessungen mit einer absoluten Unsicherheit von wenigen Prozent möglich. Damit bietet der Detektor eine sinnvolle Ergänzung der Standardinstrumentierung von Speicherringen und vielfältige Einsatzmöglichkeiten zu Polarisationsmessungen im Energiebereich von einigen Dutzend bis hin zu wenigen Hundert keV. Die gekühlte erste Vorverstärkerstufe ermöglicht ein niedrigeres Rauschlevel und erniedrigt subsequent die untere Energieschwelle für die Polarisationsbestimmung auf $\approx 45 - 50$ keV [42]. Diese Erweiterung des nutzbaren Energiebereiches ermöglicht damit erstmals Polarisationsmessungen bei Photonenenergien deutlich unter 100 keV Photonenenergie. Zusätzlich wurde die mögliche Energieauflösung bei ≈ 60 keV um nahezu einen Faktor 2 auf unter ein keV FWHM reduziert.

Bisher war die Genauigkeit der Polarisationsbestimmung hauptsächlich durch die Statistik des Datensatzes limitiert. Simulationen haben gezeigt, dass dies bei Datensätzen mittlerer Größe, mit wenigen 10000 rekonstruierten Ereignissen der Multiplizität 2, auch weiterhin der Fall ist. Bei deutlich höheren Datenmengen muss jedoch die Analysesoftware, insbesondere die Fitfunktion, verbessert werden, um noch genauere Ergebnisse erzielen zu können. Des weiteren wären in diesem Fall auch die systematischen Fehlerquellen nicht mehr vernachlässigbar gegenüber der bisher dominierenden statistischen Unsicherheit [86].

Das verbesserte Detektorsetup ermöglichte erstmals eine Bestimmung des Grades an linearer Polarisation des K-REC aus Interaktion eines Xe^{54+} -Ionenstrahls der Strahlenergie 30,9 MeV/u mit einem Wasserstoff-Gastarget bzw. einer Photonenenergie von 56 keV, ein Photonenenergiebereich der zuvor unzugänglich für präzise Polarisationsuntersuchungen war. Der ermittelte Wert von $\tilde{P}_L^{\text{K-REC}} = 0,999_{-0,015}^{+0,001}$ stimmt innerhalb des Fehlerintervalls hervorragend mit einer rigorosen relativistischen Vorhersage überein. Dieser Befund beweist nun erstmals auch experimentell, dass der REC in die K-Schale mittelschwerer Ionen eine Quelle nahezu vollständig linear polarisierter Röntgenstrahlung ist.

Zusammenfassend stellt Abbildung 6.1 die Ergebnisse aller bisherigen Messkampagnen zum K-REC bei höheren Energien bzw. schwereren Projektionen dar [66]. Bezüglich des aktuellen Ergebnisses sei noch einmal die nachgewiesene nahezu vollständige Polarisation aber auch die erreichte hohe Messgenauigkeit betont.

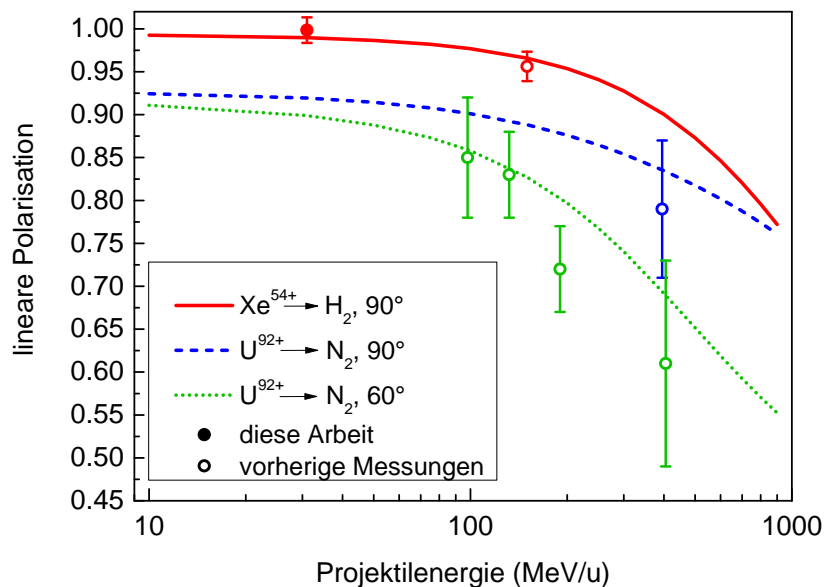


Abbildung 6.1: Vergleich zwischen experimentell bestimmten linearen Polarisationsgraden aus dem hier vorgestellten Experiment (roten Punkt), den bisher durchgeführten Experimenten (farbige Kreise) aus [35, 36] und vollständig relativistischen Theorieberechnungen (farbige Linien) für verschiedene Projektion- und Beobachtungswinkelkombinationen. Adaptiert aus [66].

Wie aus Abbildung 6.1 ersichtlich, ist die Depolarisation durch relativistische Effekte umso größer, je schwerer das Projektion und je höher dessen Energie ist. Das verbesserte Detektorsetup führte dabei auch zu einer Verbesserung der Unsicherheit in der Polarisationsbestimmung um bis zu einer halben Größenordnung verglichen mit den Messwerten für vollständig ionisierte Uran-Ionen bei deutlich höheren Strahlenergien. Durch Variation von Projektion, Strahlenergie und Beobachtungswinkel bietet der K-REC eine Quelle für polarisierte Röntgenstrahlung mit definierter aber variabler Energie und gleichzeitig variablen Polarisationsseigenschaften.

Bei geeigneter Wahl von Projektion und Energie, insbesondere bei niedrigen Energien und leichten bis mittelschweren Projektionen, ist der erreichbare Polarisationsgrad (hier: $P_L = 0,999_{-0,015}^{+0,001}$) dabei vergleichbar mit oder sogar besser als der eines Synchrotrons ($P_L = 0,9824 \pm 0,0085$ aus [33]).

7 Ausblick

Die gerade im Bau befindliche FAIR Anlage [40], siehe Abbildung 7.1, auf dem Campus des GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH wird dessen Beschleunigeranlage mit dem bereits in Betrieb genommenen CRYRING@ESR [87] sowohl zu niedrigeren als auch mit dem geplanten Ringbeschleuniger SIS100 und den Speicherringen zu deutlich höheren Energien als bisher [41] erweitern.

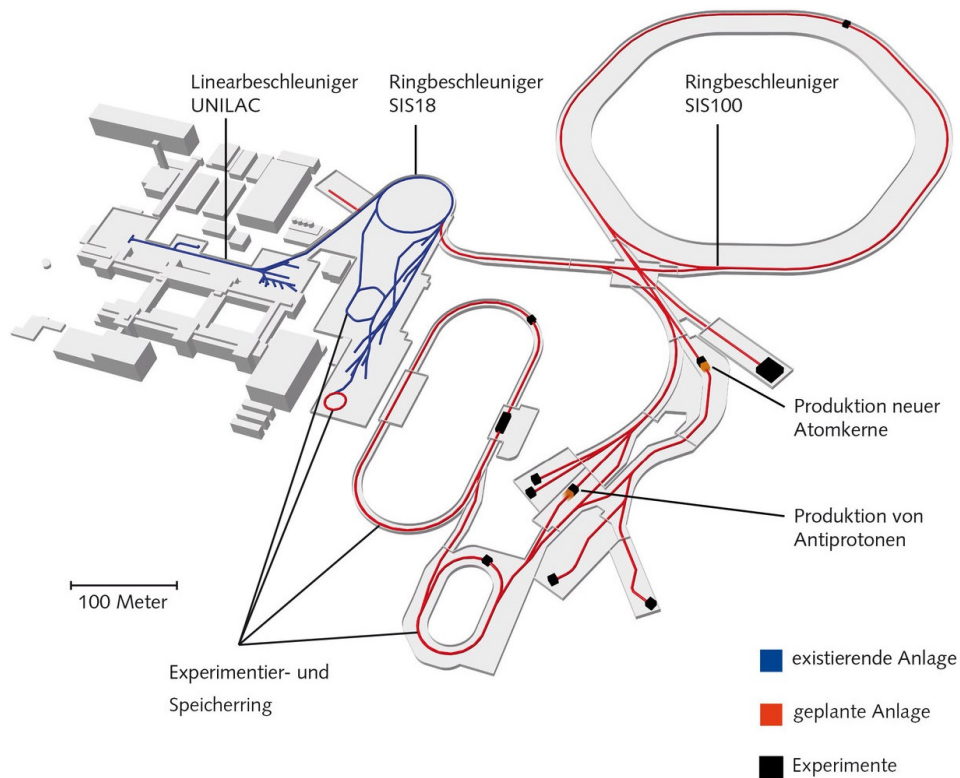


Abbildung 7.1: Bestehende Beschleunigeranlage des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH (blau) und im Bau befindliche Beschleunigeranlage des FAIR-Projektes (rot), aus [88].

Dadurch sind für verschiedenste Projektionen K-REC-Energien von mehreren Hundert keV erzielbar. Bei Strahlenergien oberhalb von etwa 550 MeV/u wird für den K-REC in Xenon dabei von der Theorie bei kleinen Beobachtungswinkeln (Minimum bei etwa 15°) ein Vorzeichenwechsel im Grad der Polarisierung vorhergesagt [89], siehe Abbildung 7.2. Das ist gleichbedeutend mit einer Orientierung des Polarisationsvektors senkrecht zu der durch die Bewegungsrichtung des Projektils und die

Emissionsrichtung des Photons aufgespannten Wechselwirkungsebene. In Bezug auf

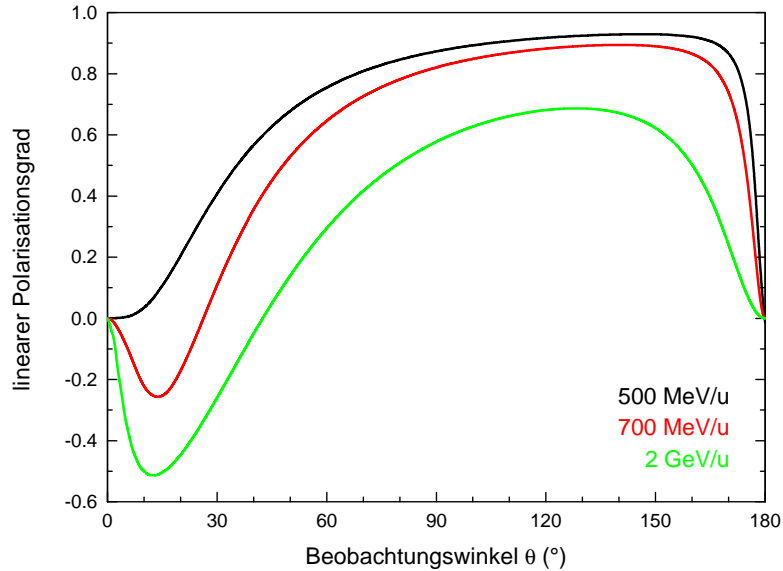


Abbildung 7.2: Berechneter Grad an linearer Polarisation des K-REC aus der Interaktion von vollständig ionisiertem Xenon Xe^{54+} mit einem Wasserstoff-Target bei Projektilenergien von 500 MeV/u (schwarz), 700 MeV/u (rot) und 2 GeV/u (grün) in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels im Laborsystem θ . Daten aus [90].

den inversen Prozess der Photoionisation entspräche dies einer Emission des Elektrons parallel zum magnetischen Feldvektor des einfallenden Photons. Die bei den notwendigen Energien starke Emission in Vorwärtsrichtung, siehe Abbildung 7.3a, verhinderte bisher eine direkte Beobachtung dieses Effektes bei der Photoionisation. Hier zeigt sich erneut der Vorteil durch die Untersuchung des inversen Effektes des REC, da gezeigt werden konnte, dass auch bei schwersten Ionen und hohen Energien, die Kompensation der verschiedenen Effekte weitestgehend zu einer \sin^2 artigen Emissionscharakteristik führt [49], siehe Abbildung 7.3b. Relativistische Korrekturen vor allem durch Spin-Flip-Beiträge beeinflussen dabei hauptsächlich kleine Beobachtungswinkel nahe $\theta \approx 0^\circ$.

Mit einer Injektionsenergie von etwa 700 MeV/u [91] für vollständig ionisiertes Xenon wäre der geplante HESR Speicherring ideal geeignet zur erstmaligen experimentellen Untersuchung eben jenes Vorzeichenwechsels. Aufgrund der hohen Projektilenergie und der daraus folgenden starken Doppler-Verschiebung bei dem nötigen kleinen Beobachtungswinkel liegt die zu detektierende Photonenenergie des K-REC

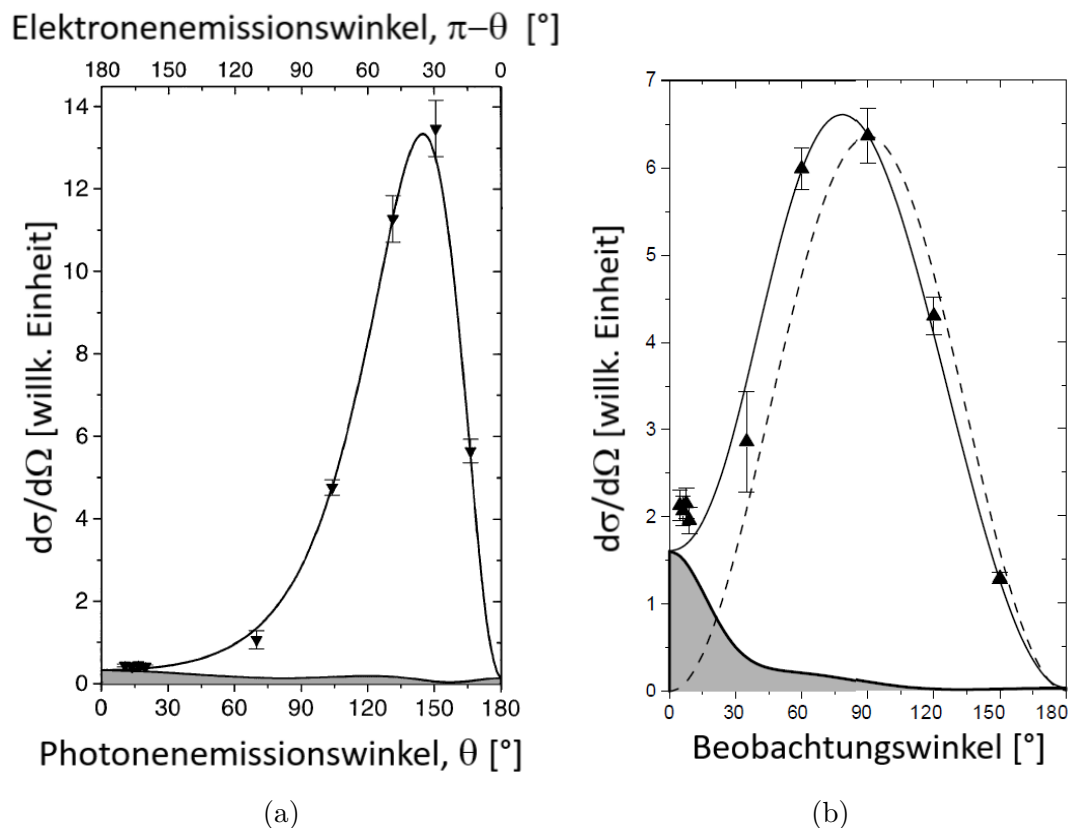


Abbildung 7.3: Winkelverteilung des REC in die K-Schale von vollständig ionisiertem Uran bei einer Strahlenergie von 309.7 MeV/u, adaptiert aus [49, 50, 51, 52](a): in Abhängigkeit des Emissionwinkels im Projektilsystem (Dreiecke) im Vergleich zu relativistischen Berechnungen (Linie). Der grau schraffierte Bereich zeigt Spin-Flip-Beiträge. Die obere x-Achse zeigt die zugehörige Verteilung der emittierten Elektronen aus der Photoionisation von wasserstoffartigem Uran (Photonenenergie 301,7 keV); (b): in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels im Laborsystem (Dreiecke) im Vergleich zu relativistischen Berechnungen (durchgezogene Linie) und einer nichtrelativistischen \sin^2 Verteilung (gestrichelte Linie). Der grau schraffierte Bereich zeigt die Spin-Flip-Beiträge.

für ein solches Experiment bei etwa 1170 keV ($\theta \approx 15^\circ$, 700 MeV/u). Noch höhere Strahlenergien im Bereich von wenigen GeV/u, welche mit dem HESR gut erreichbar wären, würden den Bereich negativer Polarisation noch deutlich vergrößern, siehe die grüne Linie in Abbildung 7.2. Allerdings würde entsprechend auch die K-REC Energie deutlich steigen (≈ 2 MeV für $\theta \approx 30^\circ$ und 2 GeV/u) und der Wechselwirkungsquerschnitt abfallen, siehe Abbildung 7.4, sodass die Parameter für einen bestmöglichen Zugang im Experiment sorgfältig abgewogen werden müssen.

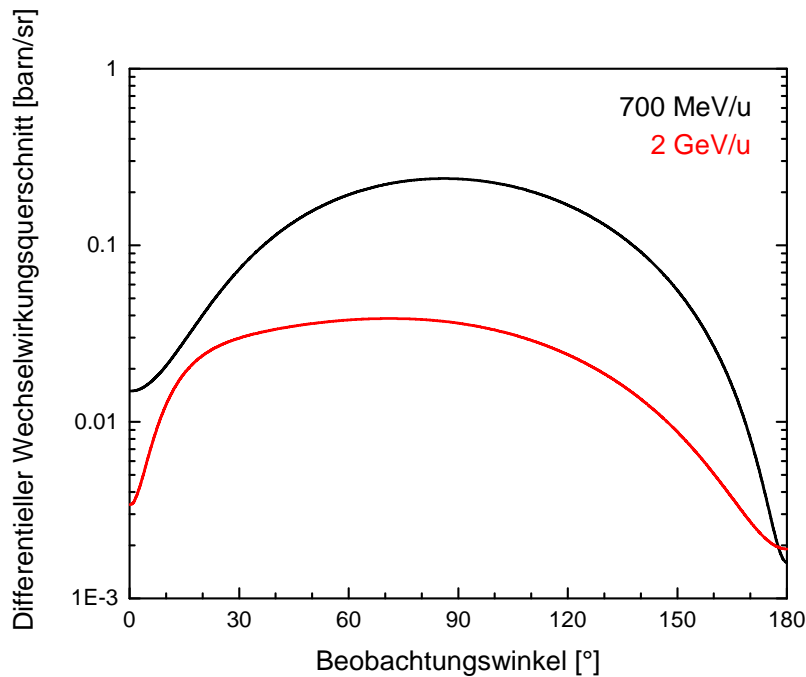


Abbildung 7.4: Berechneter winkeldifferenzieller Wechselwirkungsquerschnitt der radiativen Rekombination in vollständig ionisiertes Xenon Xe^{54+} bei Ionenenergien von 700 MeV/u (schwarze Linie) und 2 GeV/u (rote Linie) in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel. Daten aus [90].

Eine Polarisationsmessung am geplanten Gastarget des HESR, siehe Abbildung 7.5, analog zum hier dargestellten Experiment mit vollständig ionisiertem Xenon und einem Wasserstofftarget, wäre entsprechend als eines der ersten Experimente nach Bau und Inbetriebnahme der Anlage umsetzbar.

Neben der Fertigstellung des Bauvorhabens ist für ein solches Experiment auch ein weiteres Upgrade des Detektorsystems notwendig. Der Absorptionsquerschnitt eines Photons bei entsprechenden Energien im aktuell verbauten Siliziumkristall wäre um etwa 3-4 Größenordnungen geringer als bei den bisher untersuchten Photonenenergien im Bereich von $\approx 50 - 100$ keV (siehe Abbildung 2.7) und demnach würden die meisten Photonen nach der Compton-Streuung im Kristall diesen, ohne detektiert werden zu können, verlassen. Dies hätte also eine drastisch reduzierte Detektoreffizienz zur Folge und würde deutlich längere Messkampagnen für eine ähnliche Statistik notwendig machen. Eine Möglichkeit der Steigerung der Detektoreffizienz im Bereich hoher Energien ist die Erweiterung des Setups um einen weiteren Halbleiterkristall vergleichbarer Dicke, beispielsweise aus Germanium, dass zusätzlich bei hohen

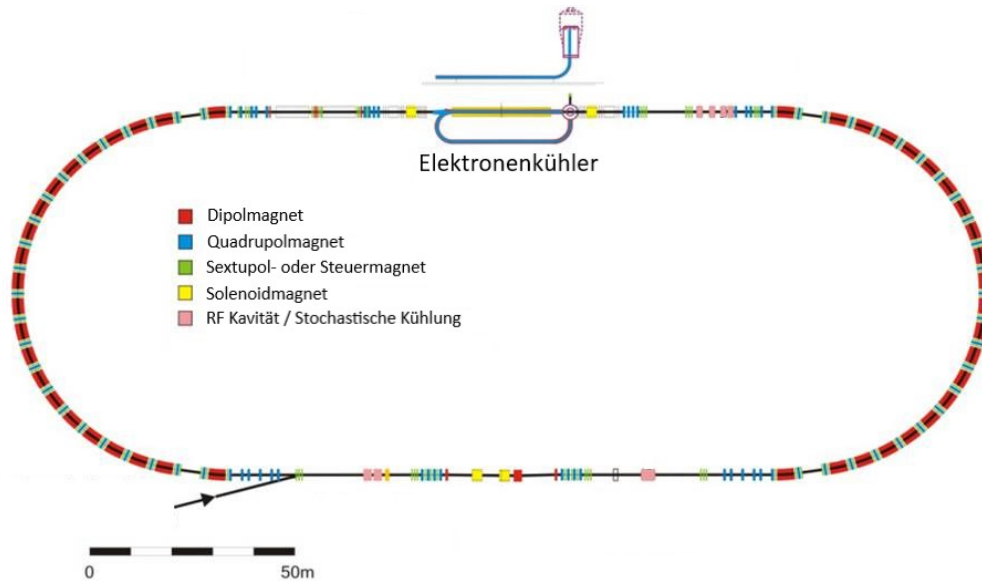


Abbildung 7.5: Schematische Darstellung des geplanten HESR Speicherrings der im Bau befindlichen FAIR Anlage. Adaptiert aus [92].

Energien einen höheren Absorptionsquerschnitt als Silizium besitzt. Somit würde der vordere Silizium-Kristall hauptsächlich als Target für die Compton-Streuung und der hintere Germanium-Kristall als Absorber für die Photonen dienen. Durch Kombination der Energieinformationen aus beiden Kristallen wäre dann eine Polarisationsbestimmung analog zur bisherigen Routine auch bei deutlich höheren Photonenergien noch effizient möglich.

Bei Konstruktion der Halterung des Detektorkristalls wurde bereits eine mögliche Erweiterung des Detektors mit einem zweiten Kristall berücksichtigt, siehe Abbildung 7.6. Eine entsprechendes Upgrade wäre dadurch möglich ohne ein komplett neues Detektorsetup konstruieren zu müssen. Die Erweiterung des Detektorsystems mit einem Germanium-Kristall von voraussichtlich etwa 15 mm Dicke ist aktuell in Planung.

Zusätzlich ist bei ausreichender Statistik mit dem Einsatz von zwei Kristallen, analog zu einer Compton-Kamera bzw. einem Compton-Teleskop, die Lokalisierung der Emissionsquelle möglich. Aus den gemessenen und berechneten Streuparametern ergibt sich für jedes Streueignis ein Streukegel, auf dem die Photonenquelle liegen muss. Je mehr Photonen für die Rekonstruktion zur Verfügung stehen, desto genauer ist die Quelle anschließend aus den Schnittpunkten der einzelnen Kegel bestimmbar. Damit ließe sich beispielsweise die Position und Größe des Gastargets bestimmen, ohne dafür auf Skrapper oder Ähnliches zurückgreifen zu müssen.

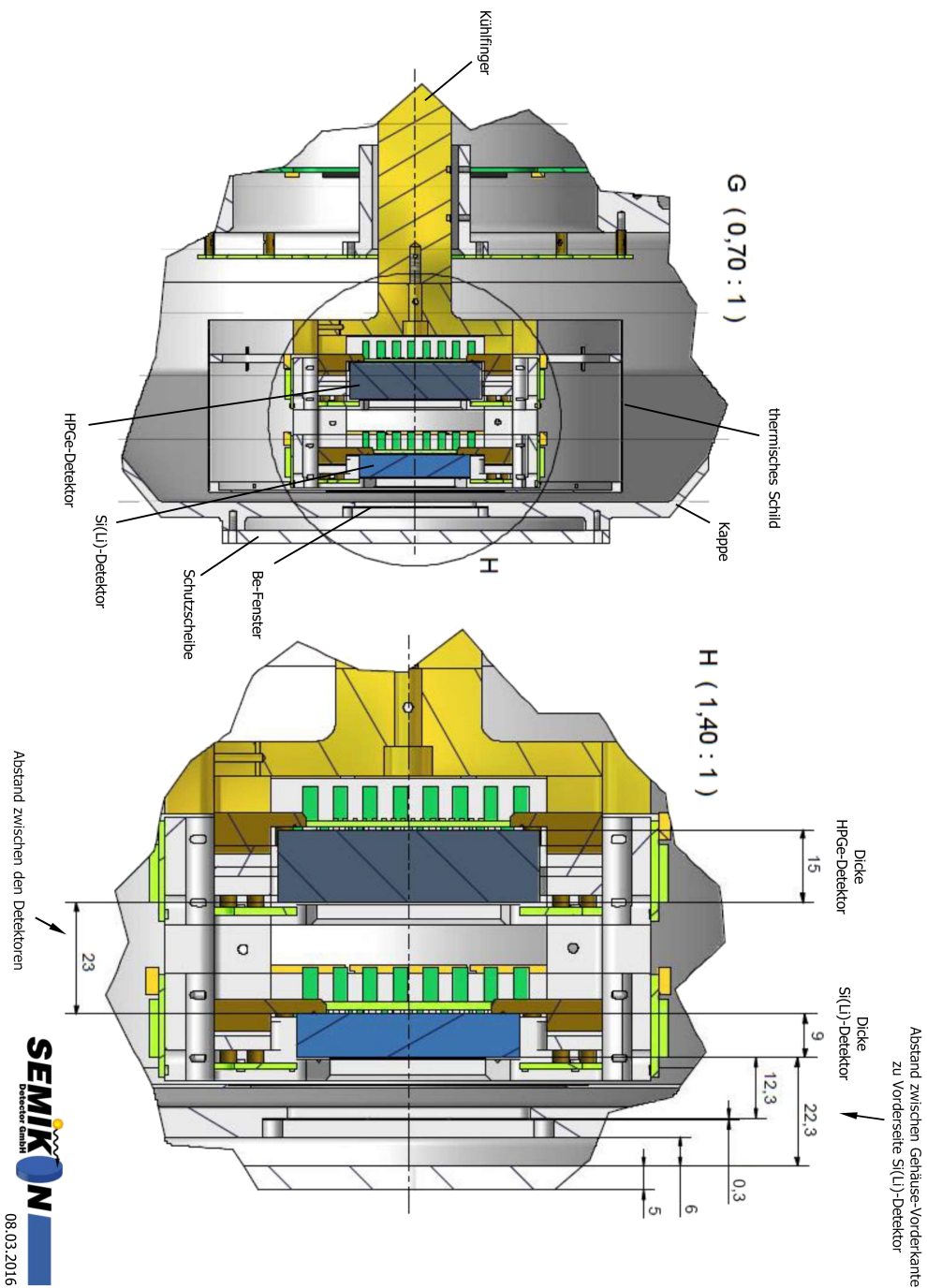


Abbildung 7.6: Technische Zeichnung des Detektorkopfes mit Halterungen für den bestehenden Si(Li)-Kristall und die geplante Erweiterung mit einem Ge(i)-Kristall, aus [65].

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Berechnete maximale Brillianz verschiedener Synchrotronanlagen und Freie-Elektronen-Laser im Vergleich zueinander in Abhängigkeit der Photonenenergie. Adaptiert aus [17]. | 12 |
| 1.2 | (a): Schematische Darstellung eines Compton-Polarimeters mit dediziertem Streuer und Absorber, adaptiert aus [25]; (b): Schematische Darstellung eines beidseitig segmentierten Halbleiterdetektors als Compton-Polarimeter mit kombiniertem Streuer und Absorber. . . | 14 |
| 2.1 | Schematische Darstellung des Wechselwirkungsquerschnitts. | 18 |
| 2.2 | Totale Wechselwirkungsquerschnitte für verschiedene Wechselwirkungsmechanismen eines Photons mit einem Siliziumatom. Die schwarze Linie zeigt die Summe aller einzelnen Querschnitte. Daten aus [22]. . | 19 |
| 2.3 | Schematische Darstellung einer Lorentz-Transformation von einem bewegten Teilchen im unbewegten Laborsystem S (links) in das mitbewegte System S' (rechts). | 21 |
| 2.4 | Schematische Darstellung der Polarisationsellipse. | 22 |
| 2.5 | Visualisierung von linearer (links) und zirkularer Polarisation (rechts) aus [43, 44]. | 23 |
| 2.6 | Schematische Darstellung der Photoionisation. | 26 |
| 2.7 | Totaler Wechselwirkungsquerschnitt der Photoionisation in Silizium in Abhängigkeit der Photonenenergie. Daten aus [22]. | 27 |
| 2.8 | Schematische Darstellung des KLM-Auger-Prozesses. | 28 |

| | | |
|------|--|----|
| 2.9 | Schematische Darstellung der Compton-Streuung mit dem planaren Streuwinkel θ zwischen einfallendem (orange) und gestreutem (rot) Photon innerhalb der Streuebene, dem azimuthalen Streuwinkel φ zwischen Streuebene und elektrischem Feldvektor \mathbf{E} des einfallenden Photons und dem Streuwinkel des Elektrons (blau) χ bezogen auf das einfallende Photon. | 29 |
| 2.10 | Energie des Photons und des Elektrons nach der Compton-Streuung relativ zur initialen Photonenenergie in Abhängigkeit des Streuwinkels θ für Photonenenergien vor dem Stoß von 50 keV (schwarz), 200 keV (blau) und 500 keV (rot). | 30 |
| 2.11 | Totaler Wechselwirkungsquerschnitt für Compton-Streuung an Elektronen in Silizium in Abhängigkeit der Photonenenergie. Daten aus [22]. | 31 |
| 2.12 | Totaler Streuquerschnitt für Rayleigh-Streuung in Silizium in Abhängigkeit der Photonenenergie. Daten aus [22]. | 33 |
| 2.13 | Totaler Querschnitt für Paarbildung im Kernfeld (orange) und im Elektronenfeld (magenta) von Silizium in Abhängigkeit der Photonenenergie. Daten aus [22]. | 34 |
| 2.14 | Schematische Darstellung des radiativen Elektroneneinfangs, der Photoionisation und dessen zeitinversen Prozess der radiativen Rekombination im Vergleich. | 37 |
| 2.15 | Winkelverteilung der K-REC Strahlung aus der Wechselwirkung von Xe^{54+} -Ionen mit 150,3 MeV/u Strahlenergie mit einem H_2 -Gastarget (Punkte) im Vergleich zu relativistischen Berechnungen (Linie). Adaptiert aus [53, 54]. | 38 |

| | | |
|------|---|----|
| 2.16 | Berechneter totaler Wechselwirkungsquerschnitt für den radiativen (REC, gestrichelte Linie) und nichtradiativen Elektroneneinfang (NRC, gepunktete Linie) und deren Summe (durchgezogene Linie) im Vergleich mit experimentellen Daten für die Kollision von vollständig ionisierten Uran-Ionen mit einem Stickstoff-Target in Abhängigkeit der Projektilenergie pro Nukleon. Adaptiert aus [55]. | 39 |
| 2.17 | Berechneter Grad an linearer Polarisierung des K-REC aus der Interaktion von vollständig ionisiertem Xenon Xe^{54+} mit einem Wasserstoff-Target bei Projektilenergien von 31 MeV/u (schwarz), 300 MeV/u (rot) und 500 MeV/u (grün), (a): in Abhängigkeit des Emissionswinkels im Projektilsystem θ' ; (b): in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels im Laborsystem θ | 40 |
| 2.18 | Schematische Darstellung der dielektronischen Rekombination | 41 |
| 2.19 | Schematische Darstellung eines Kristalls mit Diamantstruktur. Die Gitterkonstante für Silizium beträgt $a = 5,43 \text{ \AA}$ [60]. Adaptiert aus [61]. | 43 |
| 2.20 | Bindungsschema eines Tetraeders von Silizium-Atomen. Bindungsabstände sind maßstabsgetreu zur Größe der Kugeln mit dem klassischen Atomdurchmesser. | 44 |
| 2.21 | Bandstruktur von Silizium mit Valenz- E_V und Leitungsbandenergie E_L sowie der Bandlücke E_G von 1,12 eV bei 300 K [62]. Adaptiert aus [61]. | 44 |
| 2.22 | Von links nach rechts: Schematisches Banddiagramm, Zustandsdichte, Fermi-Dirac-Verteilung und Ladungsträgerkonzentration für einen intrinsischen (a), n-dotierten (b) und p-dotierten (c) Halbleiter im thermischen Gleichgewicht. Adaptiert aus [61]. | 47 |

| | | |
|------|--|----|
| 2.23 | Zusätzliche Energieniveaus durch Dotierung mit verschiedenen Elementen in Silizium. Die gestrichelte Linie stellt die Mitte der Bandlücke dar. Ziffern neben den Balken entsprechen dem Abstand zum Leitungsband (oberhalb der Bandlückenmitte) bzw. zum Valenzband (unterhalb der Bandlückenmitte) in eV. Die schwarz gefüllten Balken stehen dabei für Donor-Niveaus, also n-Dotierung und die leeren Balken für Akzeptor-Niveaus, also p-Dotierung. Adaptiert aus [61]. | 48 |
| 2.24 | Raumladungsverteilung (a), Verteilung des elektrischen Feldes (b), Potentialverteilung mit dem Kontaktpotential Ψ_{bi} (c) und Bandenergiediagramm (d) für einen pn-Übergang im thermischen Gleichgewicht. Adaptiert aus [61]. | 49 |
| 3.1 | Zuordnung eines Ereignisses zu einem Quasi-Pixel durch Kombination der Positionsinformation der Streifen von Vorder- und Rückseite (a). Das Ausnutzen der Energiebedingung führt zur Identifizierung der richtigen Schnittpunkte bei gleichzeitigem Auftreten von mehreren Ereignissen (b). | 52 |
| 3.2 | (a): Schematische Darstellung Aufbaus des Detektorkristalls; (b): Foto des fertig strukturierten Kristalls aus [65]. | 54 |
| 3.3 | (a): Bild der Detektorhalterung mit der p ⁺ -Seite des Detektorkristalls in der Mitte und den umliegenden Platinen mit der ersten Vorverstärkerstufe aus [65]; (b): Foto des kompletten Si(Li)-Compton-Polarimeters aus [42]. | 54 |
| 3.4 | Energiespektrum einer ²⁴¹ Am-Quelle für Events der Multiplizität 1 (einfache Photoabsorption; schwarz) im Vergleich zu rekonstruierten Compton-Events aus Events der Multiplizität 2 (Compton-gestreute Events; rot). Adaptiert aus [42]. | 60 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.5 | Energiespektrum für jeden Streifen des Detektorkristalls bei Interaktion von Xe^{54+} -Ionen bei ≈ 30 MeV/u mit einem H_2 -Gastarget und einem Beobachtungswinkel von 90° . Für die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Quelle angeordneten Streifen (33 - 64) ergibt sich aufgrund der Ausdehnung des Kristalls ein leicht unterschiedlicher Beobachtungswinkel und entsprechend eine verschiedene Dopplerverschiebung. | 62 |
| 3.6 | (a): Azimutale Streuverteilung eingeschränkt auf den K-REC Peak aus der Interaktion von Xe^{54+} bei ≈ 31 MeV/u mit H_2 , Streuzentrum bei (0,0); (b): Verteilung des rekonstruierter Streuwinkels θ für alle Ereignisse aus (a); (c) resultierende azimutale Streuverteilung nach Einschränkung von (a) auf den in (b) rot markierten Winkelbereich von $\theta = 90^\circ \pm 15^\circ$, adaptiert aus [42]. | 64 |
| 3.7 | Aus Summation der Compton-Events pro Winkelelement von Abbildung 3.6c erhaltene Winkelverteilung in Abhängigkeit des azimutalen Streuwinkels θ (leere Punkte), auf simulierte isotrope Verteilung normierte Winkelverteilung (schwarze Punkte) und durch kleinste Quadrate gefittete Funktion $f(\phi)$ (rote Linie). | 65 |
| 3.8 | Gemessene Energieauflösung (FWHM) der charakteristischen Zerfallslinie von ^{241}Am bei 59,54 keV für das hier beschriebene Detektordesign mit gekühlter erster Vorverstärkerstufe (rot) im Vergleich zu den bisher genutzen Detektoren (schwarz). Adaptiert aus [42]. | 68 |
| 3.9 | Gemessene Energieauflösung (FWHM) bei ≈ 60 keV Photonenenergie der einzelnen Streifen auf der HV-Seite (schwarze Quadrate) und der Masse-Seite (rote Punkte) des Detektorkristalls. | 69 |
| 3.10 | Energiespektrum (Multiplizität 1/einfache Photoabsorption; schwarz) und rekonstruierte Energie der Compton-gestreuten Photonen für die Polarisationsbestimmung (Multiplizität 2/Compton-gestreuse Events; rot) einer ^{241}Am -Quelle im Vergleich für das hier beschriebene Detektordesign mit gekühlter erster Vorverstärkerstufe (unten) und die bisher genutzen Detektoren (oben). Adaptiert aus [42]. | 71 |

| | | |
|-----|--|----|
| 4.1 | Azimutale Streuverteilung der Compton-gestreuten Bremsstrahlungsphotonen aus der Interaktion einer Goldfolie mit unpolarisierten (rote Kreise) und transversal Spin-polarisierten Elektronen (blaue Punkte) und die entsprechenden Fits basierend auf der Klein-Nishina Formel. Adaptiert aus [32]. | 74 |
| 4.2 | Lineare Polarisation (Stokes Parameter P_1) Rayleigh-gestreuter Photonen aus der Interaktion von stark polarisierten Photonen der Energie 175 keV mit einer dünnen Goldfolie in Abhängigkeit des Streuwinkels im Vergleich zu theoretischen Berechnungen für Lineare Polarisation des ungestreuten Strahls von $P_1 = 0$ (gepunktete Linie), $P_1 = 1$ (gestrichelte Linie) und $P_1 = 0,9801$ (durchgezogene Linie). Adaptiert aus [33]. | 75 |
| 4.3 | Gemessene lineare Polarisationsgrade (Punkte) in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels im Vergleich zur Vorhersage der Theorie mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) Einfluss des M2 Übergangs (Linien) des Ly- α 1 Übergangs in wasserstoffähnlichem Uran. Adaptiert aus [34]. | 76 |
| 4.4 | Vergleich zwischen experimentell bestimmten linearen Polarisationsgraden aus verschiedenen Experimenten (farbige Kreise) und vollständig relativistischen Theorieberechnungen (farbige Linien) für verschiedene Projektil- und Beobachtungswinkelkombinationen, siehe Tabelle 4.1. Adaptiert aus [66], Daten aus [35, 36]. | 78 |
| 5.1 | Schematische Darstellung der Beschleunigeranlage des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH aus [76]. | 79 |
| 5.2 | Schematischer Aufbau des ESR Speicherrings unter anderem mit Elektronenkühler und Gastarget. Adaptiert aus [78]. | 80 |
| 5.3 | (a): Bild des internen Gastargets des ESR, aus [82]; (b): Schematische Darstellung der Targetkammer. Eingezeichnet sind die Ionen- (orange) und Gasstrahlrichtung (blau), sowie schematische Detektoren an den insgesamt 8 möglichen Beobachtungswinkeln. Aus [83]. | 81 |

- 5.4 Spektren aus der Interaktion von vollständig ionisierten Xenon-Ionen Xe^{54+} der Strahlenergie 30,9 MeV/u mit einem molekularen Wasserstoff-Gastarget, adaptiert aus [66]: a) Anzahl und Verteilung der Ereignisse, bei denen genau zwei koinzidente Energiedepositionen in den Streifen der Vorderseite des Detektorkristalls gemessen wurden. Diagonale Linien entsprechen dabei Ereignissen der Multiplizität 2 der entsprechenden Summenenergie. Die Anzahl der Ereignisse nimmt von weiß über blau bis hin zu violett logarithmisch zu. b) Summenspektrum der Ereignisse der Multiplizität 1 (einfache Photoabsorption; gestrichelte blaue Linie) im Vergleich zum Summenspektrum der Ereignisse der Multiplizität 2 aus a) (Compton-gestreute Events; rote Linie; Skala für bessere Sichtbarkeit gegenüber der schwarzen Linie vergrößert). 82
- 5.5 Energiespektrum der detektierten Ereignisse der Multiplizität 1 (einfache Photoabsorption; schwarze Linie) und Multiplizität 2 (Compton-gestreute Events; rote Linie) aus der Interaktion von vollständig ionisierten Xenon-Ionen Xe^{54+} der Strahlenergie 30,9 MeV/u mit einem molekularen Wasserstoff-Gastarget. Adaptiert aus [42]. 84
- 5.6 (a): Verteilung der Compton-gestreuten Photonen des K-REC aus der Interaktion von Xe^{54+} -Ionen mit 30,9 MeV/u Strahlenergie mit einem Wasserstoff Gastarget. Die Farbe der Datenpunkte (von violett - viel, zu blau - wenig) entspricht der Anzahl an absorbierten Photonen im jeweiligen Abstand in x- und y- Richtung zum gedachten Streuzentrum im Zentrum (0,0). Die hohe Anisotropie der Verteilung deutet auf einen hohen Grad an linearer Polarisation hin. (b): Azimutale Streuverteilung der Ereignisse der Multiplizität 2 aus (a), gewonnen aus Summation über die einzelnen Winkelelemente (rote Punkte) und Fit der Datenpunkte mit der Fitfunktion 3.6 (blaue Linie). Adaptiert aus [66]. 85
- 5.7 Ergebnis der Polarisationbestimmung des K-REC aus Interaktion von Xe^{54+} -Ionen mit einem Wasserstoff-Gastarget bei einer Projektilenergie von 30,9 MeV/u (schwarzer Punkt) im Vergleich mit einer relativistischen Vorhersage in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels für verschiedene Projektilenergien (farbige Linien). Adaptiert aus [66]. 87

| | | |
|-----|--|----|
| 5.8 | (a): Experimentell ermitteltes Spektrum (schwarze Linie) im Vergleich zu simuliertem Spektrum (rote Linie) aus der Interaktion von Xe^{54+} -Ionen der Projektilenergie 30,9 MeV/u mit einem Wasserstoff-Gastarget. (b): Berechnete Streuwinkel der Compton-gestreuten K-REC Photonen aus (a) im Vergleich zwischen experimentellen Werten (schwarze Punkte) und simulierten Werten (rote Punkte). (c): Anzahl der absorbierten Compton-gestreuten K-REC Photonen aus (a) in Abhängigkeit des Abstandes des Absorptionsortes zum Streuzentrum im Vergleich für experimentelle Daten (schwarze Punkte) und simulierte Daten (rote Punkte). | 88 |
| 5.9 | Aus den Fitparametern berechnete Werte für den Grad an linearer Polarisation (schwarze Kreise) und χ_{red}^2 (rote Kreise) für simulierte Datensätze in Abhängigkeit der Anzahl an Ereignissen der Multiplizität 2. Zum Vergleich die entsprechenden Werte der experimentellen Daten (Punkte). Adaptiert aus [86]. | 90 |
| 6.1 | Vergleich zwischen experimentell bestimmten linearen Polarisationsgraden aus dem hier vorgestellten Experiment (roten Punkt), den bisher durchgeführten Experimenten (farbige Kreise) aus [35, 36] und vollständig relativistischen Theorieberechnungen (farbige Linien) für verschiedene Projektil- und Beobachtungswinkelkombinationen. Adaptiert aus [66]. | 94 |
| 7.1 | Bestehende Beschleunigeranlage des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH (blau) und im Bau befindliche Beschleunigeranlage des FAIR-Projektes (rot), aus [88]. | 95 |
| 7.2 | Berechneter Grad an linearer Polarisation des K-REC aus der Interaktion von vollständig ionisiertem Xenon Xe^{54+} mit einem Wasserstoff-Target bei Projektilenergien von 500 MeV/u (schwarz), 700 MeV/u (rot) und 2 GeV/u (grün) in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels im Laborsystem θ . Daten aus [90]. | 96 |

| | | |
|-----|---|-----|
| 7.3 | Winkelverteilung des REC in die K-Schale von vollständig ionisiertem Uran bei einer Strahlenergie von 309.7 MeV/u, adaptiert aus [49, 50, 51, 52](a): in Abhängigkeit des Emissionwinkels im Projektilsystem (Dreiecke) im Vergleich zu relativistischen Berechnungen (Linie). Der grau schraffierte Bereich zeigt Spin-Flip-Beiträge. Die obere x-Achse zeigt die zugehörige Verteilung der emittierten Elektronen aus der Photoionisation von wasserstoffartigem Uran (Photonenenergie 301,7 keV); (b): in Abhängigkeit des Beobachtungswinkels im Laborsystem (Dreiecke) im Vergleich zu relativistischen Berechnungen (durchgezogene Linie) und einer nichtrelativistischen \sin^2 Verteilung (gestrichelte Linie). Der grau schraffierte Bereich zeigt die Spin-Flip-Beiträge. | 97 |
| 7.4 | Berechneter winkeldifferenzieller Wechselwirkungsquerschnitt der radiativen Rekombination in vollständig ionisiertes Xenon Xe^{54+} bei Ionenenergien von 700 MeV/u (schwarze Linie) und 2 GeV/u (rote Linie) in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel. Daten aus [90]. . . . | 98 |
| 7.5 | Schematische Darstellung des geplanten HESR Speicherrings der im Bau befindlichen FAIR Anlage. Adaptiert aus [92]. | 99 |
| 7.6 | Technische Zeichnung des Detektorkopfes mit Halterungen für den bestehenden Si(Li)-Kristall und die geplante Erweiterung mit einem Ge(i)-Kristall, aus [65]. | 100 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|---|----|
| 3.1 | Spezifikationen des Si(Li)-Detektors. | 55 |
| 4.1 | Gemessene Werte des Grades an linearer Polarisation von K-REC Strahlung für verschiedene Kollisionssysteme und Strahlenergien im Vergleich zu den vorhergesagten Werten der Theorie. Adaptiert aus [66], Daten aus [35, 36]. | 77 |

Literaturverzeichnis

- [1] Röntgen, W. C. Ueber eine neue Art von Strahlen (Vorläufige Mittheilung). *Sonderabdruck aus den Sitzungsberichten der Würzburger Physik.-medic. Gesellschaft* (1895). Stahel'sche K. Hof- und Universitätsbuch- und Kunsthandlung, Würzburg, Deutschland.
- [2] Seibert, J. A. One Hundred Years of Medical Diagnostic Imaging Technology. *Health Physics* **69**, 695–720 (1995).
- [3] Kupfer, B. *Lexikon der Nobelpreisträger* (Patmos-Verlag, Düsseldorf, Deutschland, 2001).
- [4] Orton, C. G. Uses of Therapeutic X-Rays in Medicine. *Health Physics* **69**, 662–676 (1995).
- [5] Chusuei, C. C. & Goodman, D. W. X-Ray Photoelectron Spectroscopy. In Meyers, R. A. (ed.) *Encyclopedia of Physical Science and Technology (Third Edition)*, 921–938 (Academic Press, New York, USA, 2003).
- [6] Brock, J. D. & Sutton, M. Materials science and X-ray techniques. *Materials Today* **11**, 52–55 (2008).
- [7] Coppens, P. & Penner-Hahn, J. Introduction: X-rays in Chemistry. *Chemical Reviews* **101**, 1567–1568 (2001).
- [8] Hémonnot, C. Y. J. & Köster, S. Imaging of Biological Materials and Cells by X-ray Scattering and Diffraction. *ACS Nano* **11**, 8542–8559 (2017).
- [9] Photon Science 2019 Annual Report. *Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Deutschland* (2020).
- [10] The Swiss-Norwegian Beam Lines at ESRF, Activity Report 2015/16. *European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, Frankreich* (2017).

- [11] GSI-FAIR Scientific Report 2019. *GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Deutschland* (2020).
- [12] European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, Frankreich. <https://www.esrf.fr/home.html>. Online, abgerufen am: 21.06.2021.
- [13] Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Deutschland. https://www.desy.de/forschung/anlagen__projekte/petra_iii/index_ger.html. Online, abgerufen am: 21.06.2021.
- [14] Helmholtz-Zentrum Berlin für Materialien und Energie, Berlin, Deutschland. https://www.helmholtz-berlin.de/forschung/quellen/bessy/index_de.html. Online, abgerufen am: 21.06.2021.
- [15] Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Deutschland. https://www.desy.de/forschung/anlagen__projekte/flash/index_ger.html. Online, abgerufen am: 21.06.2021.
- [16] European X-Ray Free-Electron Laser Facility GmbH, Schenefeld, Deutschland. https://www.xfel.eu/index_ger.html. Online, abgerufen am: 21.06.2021.
- [17] Durr, H. A. *et al.* A Closer Look Into Magnetism: Opportunities With Synchrotron Radiation. *IEEE Transactions on Magnetism* **45**, 15–57 (2009).
- [18] Kalemci, E. Summary of the past, present and future of the X-ray astronomy. *The European Physical Journal Plus* **133** (2018).
- [19] Weisskopf, M. C. An Overview of X-Ray Polarimetry of Astronomical Sources. *Galaxies* **6** (2018).
- [20] Versuch 425 - Polarisationszustand des Lichtes. Physikalisches Grundpraktikum, Friedrich-Schiller-Universität Jena. <https://www.physik.uni-jena.de/pafmedia/praktika/physikalisches+grundpraktikum/kram/polarisation.pdf>. Online, abgerufen am: 25.06.2021.
- [21] Grabiger, B. *et al.* A highly sensitive imaging polarimeter in the x-ray regime. *Applied Physics Letters* **117**, 201102 (2020).

- [22] Berger, M. *et al.* XCOM: Photon Cross Section Database (version 1.5). *National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, USA* (2010).
- [23] Klein, O. & Nishina, Y. Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac. *Zeitschrift für Physik* **52**, 853–868 (1929).
- [24] Lei, F., Dean, A. J. & Hills, G. L. Compton Polarimetry in Gamma-Ray Astronomy. *Space Science Reviews* **82**, 309–388 (1997).
- [25] Metzger, F. & Deutsch, M. A Study of the Polarization-Direction Correlation of Successive Gamma-Ray Quanta. *Phys. Rev.* **78**, 551–558 (1950).
- [26] Riepe, G. & Protić, D. Thick silicon strip detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **226**, 103–106 (1984).
- [27] Protić, D. & Riepe, G. Position-Sensitive Germanium Detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science* **32**, 553–555 (1985).
- [28] Protić, D. & Krings, T. Microstructures on Ge detectors with amorphous Ge contacts. *IEEE Transactions on Nuclear Science* **50**, 998–1000 (2003).
- [29] Protić, D. & Krings, T. Detection Characteristics of Ge detectors with microstructured amorphous Ge contacts. *IEEE Transactions on Nuclear Science* **51**, 1129–1133 (2004).
- [30] Protić, D., Hull, E. L., Krings, T. & Vetter, K. Large-volume Si(Li) orthogonal-strip detectors for Compton effect based instruments. In *2004 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, vol. 2, 943–944 (2004).
- [31] Protić, D., Hull, E., Krings, T. & Vetter, K. Large-volume Si(Li) orthogonal-strip detectors for Compton-effect-based instruments. *IEEE Transactions on Nuclear Science* **52**, 3181–3185 (2005).
- [32] Martin, R. *et al.* Polarization Transfer of Bremsstrahlung Arising from Spin-Polarized Electrons. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 264801 (2012).

- [33] Blumenhagen, K.-H. *et al.* Polarization transfer in Rayleigh scattering of hard x-rays. *New Journal of Physics* **18**, 103034 (2016).
- [34] Weber, G. *et al.* Direct Determination of the Magnetic Quadrupole Contribution to the Lyman- α_1 Transition in a Hydrogenlike Ion. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 243002 (2010).
- [35] Tashenov, S. *et al.* First Measurement of the Linear Polarization of Radiative Electron Capture Transitions. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 223202 (2006).
- [36] Hess, S. *et al.* Polarized tunable monoenergetic x-rays produced by radiative electron capture into the K-shell of Xe⁵⁴⁺. *Journal of Physics: Conference Series* **194**, 012025 (2009).
- [37] Tucker, W. *Radiation processes in astrophysics* (The Harvard Books on Astronomy: Massachusetts Institute of Technology (MIT) Press, Cambridge, MA, USA, 1975).
- [38] Eichler, J. & Stöhlker, T. Radiative electron capture in relativistic ion–atom collisions and the photoelectric effect in hydrogen-like high-z systems. *Physics Reports* **439**, 1–99 (2007).
- [39] Eichler, J. Radiative Electron Capture and the Photoionization of Hydrogenlike Ions. In Sud, K. K. & Upadhyaya, U. N. (eds.) *Trends in Atomic and Molecular Physics*, 133–145 (Springer US, Boston, MA, 1999).
- [40] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Deutschland. Mega-Bauprojekt FAIR. https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/fair/bau_von_fair/mega_bauprojekt_fair. Online, abgerufen am: 12.04.2021.
- [41] Stöhlker, T. *et al.* SPARC collaboration: new strategy for storage ring physics at FAIR. *Hyperfine Interactions* **227**, 45–53 (2014).
- [42] Vockert, M. *et al.* Commissioning of a Si(Li) Compton polarimeter with improved energy resolution. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **408**, 313–316 (2017).

- [43] Wikimedia Commons. user: inductiveload. [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Polarisation_\(Circular\).svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Polarisation_(Circular).svg). Online, abgerufen am: 09.09.2020.
- [44] Wikimedia Commons. user: inductiveload. [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Polarisation_\(Linear\).svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Polarisation_(Linear).svg). Online, abgerufen am: 09.09.2020.
- [45] Blum, K. *Density Matrix Theory and Applications* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Heidelberg, Deutschland, 2012).
- [46] Kane, P., Kissel, L., Pratt, R. & Roy, S. Elastic scattering of γ -rays and X-rays by atoms. *Physics Reports* **140**, 75–159 (1986).
- [47] Stöhlker, T. *et al.* Radiative electron capture studied in relativistic heavy-ion-atom collisions. *Phys. Rev. A* **51**, 2098–2111 (1995).
- [48] Coester, F. Principle of Detailed Balance. *Phys. Rev.* **84**, 1259–1259 (1951).
- [49] Stöhlker, T. *et al.* Angular Distribution Studies for the Time-Reversed Photoionization Process in Hydrogenlike Uranium: The Identification of Spin-Flip Transitions. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3232–3235 (1999).
- [50] Stöhlker, T. *et al.* Near-Threshold Photoionization of Hydrogenlike Uranium Studied in Ion-Atom Collisions via the Time-Reversed Process. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 983–986 (2001).
- [51] Ichihara, A., Shirai, T. & Eichler, J. Radiative electron capture in relativistic atomic collisions. *Phys. Rev. A* **49**, 1875–1884 (1994).
- [52] Eichler, J., Ichihara, A. & Shirai, T. Photon angular distributions from radiative electron capture in relativistic atomic collisions. *Phys. Rev. A* **51**, 3027–3035 (1995).
- [53] Heß, S. *Compton-Polarimetrie mit ortsauflösenden Röntgendetektoren*. Dissertation, Johann Wolfgang Goethe - Universität Frankfurt am Main (2010).

- [54] Anholt, R. *et al.* Observation of Radiative Capture in Relativistic Heavy-Ion–Atom Collisions. *Phys. Rev. Lett.* **53**, 234–237 (1984).
- [55] Stöhlker, T. *et al.* Charge-exchange cross sections and beam lifetimes for stored and decelerated bare uranium ions. *Phys. Rev. A* **58**, 2043–2050 (1998).
- [56] Shah, C. *et al.* Polarization of K-shell Dielectronic Recombination Satellite Lines of Fe xix–xxv and Its Application for Diagnostics of Anisotropies of Hot Plasmas. *The Astrophysical Journal Supplement Series* **234**, 27 (2018).
- [57] Trotsenko, S. *et al.* Experimental study of the dielectronic recombination into Li-like uranium. *Physica Scripta* **T166**, 014024 (2015).
- [58] Brandau, C. *et al.* Storage-ring experiments on dielectronic recombination at the interface of atomic and nuclear physics. *Physica Scripta* **T166**, 014022 (2015).
- [59] Brandau, C. & Kuzhuharov, C. Storage-Ring Studies of Dielectronic Recombination as a Tool for Precision Spectroscopy. In Shevelko, V. & Tawara, H. (eds.) *Atomic Processes in Basic and Applied Physics*, 283–306 (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Heidelberg, 2012).
- [60] 2018 CODATA recommended values. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, USA. <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?asil>. Online, abgerufen am: 21.01.2021.
- [61] Sze, S. & Ng, K. *Physics of Semiconductor Devices* (John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, 2006).
- [62] Leo, W. R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (Springer Verlag Berlin, Heidelberg, 1994).
- [63] Kotov, I., Neal, H. & O’Connor, P. Pair creation energy and Fano factor of silicon measured at 185 K using ^{55}Fe X-rays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **901**, 126–132 (2018).

- [64] Slater, J. Atomic Radii in Crystals. *J. Chem. Phys.* **41**, 3199 (1964).
- [65] Krings, T. Semikon Detector GmbH / Forschungszentrum Jülich. Dokumentation des Si(Li) Polarimeters. Private Kommunikation, 18.03.2016.
- [66] Vockert, M. *et al.* Radiative electron capture as a tunable source of highly linearly polarized x rays. *Phys. Rev. A* **99**, 052702 (2019).
- [67] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Deutschland. SATAN Dokumentation. <https://www-windows.gsi.de/Charms/SATAN/graf.htm>. Online, abgerufen am: 15.02.2017.
- [68] Weber, G. *Untersuchung zur Anisotropie und linearen Polarisation radiativer Prozesse in energiereichen Ion-Atom-Stößen*. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2010).
- [69] Chu, S., Ekström, L. & Firestone, R. The Lund/LBNL Nuclear Data Search, WWW Table of Radioactive Isotopes, database version 2.0 (1999). URL <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/0>.
- [70] Einstein, A. Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen. *Annalen der Physik* **322**, 549–560 (1905).
- [71] Hirayama, H., Namito, Y., Bielajew, A., Wilderman, S. & Nelson, W. The EGS5 Code System. *SLAC-R-730 und KEK Report 2005-8* (2005).
- [72] Hirayama, H. & Namito, Y. Low-Energy Photon-Scattering Expansion for the EGS4 Code. *KEK Internal 2000-4* (2000).
- [73] Spillmann, U. *et al.* Performance of a Ge-microstrip imaging detector and polarimeter. *Review of Scientific Instruments* **79**, 083101 (2008).
- [74] Weber, G. *et al.* Performance of a position sensitive Si(Li) x-ray detector dedicated to Compton polarimetry of stored and trapped highly-charged ions. *Journal of Instrumentation* **5**, C07010 (2010).

- [75] Glorius, J. *et al.* Approaching the Gamow Window with Stored Ions: Direct Measurement of $^{124}\text{Xe}(p, \gamma)$ in the ESR Storage Ring. *Phys. Rev. Lett.* **122**, 092701 (2019).
- [76] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Deutschland. GSI Beschleunigeranlage. <https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/beschleunigeranlage>. Online, abgerufen am: 15.03.2021.
- [77] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Deutschland. UNILAC Overview. <https://www.gsi.de/work/beschleunigerbetrieb/beschleuniger/unilac/unilac>. Online, abgerufen am: 18.03.2021.
- [78] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Deutschland. Der Schwerionen-Speicherring ESR. https://www.gsi.de/work/forschung/appamml/atomphysik/anlagen_und_experimente/esr. Online, abgerufen am: 15.03.2021.
- [79] Litvinov, Y. *et al.* Nuclear physics experiments with ion storage rings. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **317**, 603–616 (2013).
- [80] Kühnel, M. *et al.* Low-Z internal target from a cryogenically cooled liquid microjet source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **602**, 311–314 (2009).
- [81] Gassner, T. & Beyer, H. F. Spatial characterization of the internal gas target at the ESR for the FOCAL experiment. *Physica Scripta* **T166**, 014052 (2015).
- [82] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Deutschland. Internes Gastarget. https://web-docs.gsi.de/~stoe_exp/laboratory/environment/exp_environment.php. Online, abgerufen am: 23.06.2021.
- [83] Stöhlker, T. Helmholtz-Insitut Jena / GSI Helmholtzzentrum für Schwe-

rionenforschung GmbH, Darmstadt, Deutschland. Private Kommunikation, 10.06.2021.

- [84] Klepper, O. & Kozhuharov, C. Particle detectors for beam diagnosis and for experiments with stable and radioactive ions in the storage-cooler ring ESR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **204**, 553–556 (2003).
- [85] Kröger, F. M. *et al.* Electron capture of Xe^{54+} in collisions with H_2 molecules in the energy range between 5.5 and 30.9 MeV/u. *Phys. Rev. A* **102**, 042825 (2020).
- [86] Vockert, M., Weber, G., Spillmann, U., Krings, T. & Stöhlker, T. Polarization reconstruction algorithm for a Compton polarimeter. *Journal of Physics: Conference Series* **1024**, 012041 (2018).
- [87] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Deutschland. CRYRING@ESR. https://www.gsi.de/work/forschung/appamml/atomphysik/anlagen_und_experimente/cryringesr. Online, abgerufen am: 07.04.2021.
- [88] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Deutschland. Die Beschleunigeranlage. https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/fair/die_maschine. Online, abgerufen am: 07.04.2021.
- [89] Eichler, J. & Ichihara, A. Polarization of photons emitted in radiative electron capture by bare high-Z ions. *Phys. Rev. A* **65**, 052716 (2002).
- [90] Surzhykov, A. Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig. Private Kommunikation, 20.08.2021.
- [91] Stöhlker, T. *et al.* SPARC Experiments at the HESR: A Feasibility Study (2012). Facility for Antiproton and Ion Research, Darmstadt, Deutschland.
- [92] Maier, R. The High-Energy Storage Ring (HESR). *Proc. Part. Acc. Conf.* **2011**, 2104 (2011).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich einigen Personen danken, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Allen voran gilt mein Dank Prof. Thomas Stöhlker, der mir eine Position in seiner Arbeitsgruppe ermöglicht hat und mir trotz meines begrenzten Vorwissens das Vertrauen zur Bearbeitung dieses Themas geschenkt hat. Bei Fragen und Problemen nahm er sich immer die Zeit für eine Diskussion. Dieser stetige Austausch hat mich auf meinem Weg vorangebracht und mir sehr geholfen.

Ein großer Dank gilt auch Dr. Günter Weber. Seine fachliche Unterstützung und Erfahrung, insbesondere zur Datenauswertung und bei der Verfassung von Veröffentlichungen, hat mir sehr geholfen.

Mein Dank gilt auch Dr. Uwe Spillmann für die detaillierten Erläuterungen zur Funktionsweise und den Umgang mit der Detektorelektronik sowie die kurzfristige Vorbereitung und den Einsatz des Detektors im Experiment zu Beginn meiner Zeit in der Gruppe.

Thomas Krings möchte ich für die detaillierte Dokumentation des für mich völlig neuen Polarimetersystems und die Einblicke in die Konstruktion und Herstellung eines solchen Detektors danken.

Allen Kollegen und Kolleginnen der Atomphysikgruppe, insbesondere Christoph Hahn und Philip Pfäfflein, möchte ich für die tolle Arbeitsatmosphäre danken, sei es im Büro, im Labor, während eines Experimentes oder bei Konferenzen. Für jede Fragestellung und jedes Problem fand sich stets eine helfende Hand. Die Zusammenarbeit mit euch hat mir immer viel Freude bereitet.

Dank gilt auch meiner gesamten Familie, insbesondere meinen Eltern, für die andauernde Ermutigung und Unterstützung jeglicher Art, egal welchen Weg ich in meinem Leben eingeschlagen habe.

Nicht zuletzt danke ich auch meiner Frau für die Unterstützung in unseren gemeinsamen Jahren. Sie ist mir immer eine wichtige Stütze in schwierigen Zeiten.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

- Die zu Grunde liegenden Codes für die EGS5 Simulationen, die Datenauswertung mittels SATAN und die Fittingroutine wurden von Dr. Günter Weber geschrieben und zur Verfügung gestellt.
- Die kurzfristige Vorbereitung des Experimentes aus Kapitel 5 und die Aufnahme der zugehörigen Daten wurde von Dr. Uwe Spillmann durchgeführt.
- Erläuterungen zur Konstruktion und zum Herstellungsprozess des Compton-Polarimeters und die detaillierte Dokumentation des Detektorsystems wurden von Thomas Krings zur Verfügung gestellt.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 28.09.2021

Marco Vockert